

КВАЗИЧАСТИЧНЫЙ ТОК БАЛЛИСТИЧЕСКИХ NcS'S-КОНТАКТОВ

А.А.Голубов, М.Ю.Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ
119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 1995 г.

Развитый в работе Блондера, Тинкхама и Клапвайка [4] подход к расчету вольт-амперных характеристик NcS-контактов обобщен на случай "грязного" S'S-электрода с пространственно неоднородными сверхпроводящими свойствами. Рассчитаны амплитуды андреевского и нормального отражений электронов от области сужения. Прослежена связь между квазичастичным током контакта и квазичастичным спектром в S'S-электроде при произвольных параметрах S'- и S-материалов и параметрах подавления сверхпроводимости на S'S-границе.

Анализ процессов в туннельных джозефсоновских переходах с большой плотностью критического тока [1], а также некоторых типов ВТСП контактов [2] показывает, что их свойства должны быть близки к свойствам структуры, представляющей собой множественный точечный контакт, образованный сужениями ScIcS'S- или SS'IcS'S-типов. Как правило, разумно считать, что размеры таких сужений существенно меньше длины свободного пробега электронов в электродах, а прозрачность барьера в области сужения не слишком мала. Последнее обстоятельство приводит к появлению на ВАХ структур субгармонических особенностей, порожденных многократным андреевским отражением квазичастиц.

Положение этих особенностей было рассчитано [3] в рамках модели, предполагающей наличие термодинамического равновесия и пространственной однородности сверхпроводящих свойств электродов (ОТБК-модель). Сами электроды считались чистыми металлами. При расчетах существенно использовались коэффициенты нормального и андреевского отражений, рассчитанные в [4] для сужения NcS-типа.

Микроскопическая теория ВАХ чистых NcS- и NcN'S-контактов была построена в работах [5,6]. Эти работы фактически обосновали правильность феноменологического подхода Блондера, Тинкхама и Клапвайка (БТК) и ОТБК при расчете квазичастичного тока¹⁾.

Свойства "грязных" NN'S-структур рассматривались ранее лишь в модели [7-10], в которой все неравновесные процессы были локализованы в N'-материале мостика, соединяющей массивные электроды, находящиеся в состоянии термодинамического равновесия. Такая модель применима для описания процессов в NcS- и NcN'S-структурах с длиной свободного пробега электронов в области сужения (N'), существенно меньшей геометрических размеров сужения [11,12].

В данной работе мы рассмотрим принципиально иную ситуацию – баллистическое сужение конечной прозрачности, соединяющее два "грязных" электрода.

¹⁾ Необходимо отметить, что модель БТК дает правильное выражение лишь для квазичастичной компоненты тока и не может быть использована при расчетах сверхпроводящей и интерференционной его компонент.

В этом случае неравновесные процессы локализованы в области сужения. Физически развитый ниже подход является прямым обобщением модели ВТК. Используя то обстоятельство, что физические процессы в области сужения могут быть описаны как в рамках уравнений Боголюбова-де Жена, так и в рамках формализма функций Грина, мы выразим коэффициенты прямого и андреевского отражений от области сужения через параметры энергетического спектра квазичастиц в электродах. Сам спектр будет рассчитан с использованием функций Грина. Такой подход позволяет сохранить простоту и физическую ясность ВТК-модели в сочетании с использованием метода функций Грина для описания стационарного эффекта близости в электродах.

Модель контакта. Будем считать, что геометрические размеры сужения в NcS'-контакте существенно меньше длин свободного пробега электронов в N (l_n)- и S' ($l_{s'}$)-материалах. Кроме того, предположим, что для S'- и S-металлов выполнены условия грязного предела. На величину l_n и на прозрачность сужения D ограничений не накладывается. Малость размеров сужения позволяет также считать, что после его прохождения вероятность рассеяния квазичастиц назад пренебрежимо мала. Воспользовавшись этим обстоятельством, а также тем, что в области S' вблизи сужения как параметр порядка, так и усредненные по поверхности Ферми нормальная $\langle G_\epsilon(x) \rangle$ и аномальная $\langle F_\epsilon(x) \rangle$ функции Грина в уравнениях Горькова [13] не зависят от пространственных координат, представим решение этих уравнений в области S' в виде плоских волн:

$$\begin{pmatrix} G_\epsilon(x, x') \\ F_\epsilon(x, x') \end{pmatrix} = c(x') \begin{pmatrix} g(x) \\ f(x) \end{pmatrix} e^{iq_2^+ x} + d(x') \begin{pmatrix} f(x) \\ g(x) \end{pmatrix} e^{-iq_2^- x}. \quad (1)$$

Для определенности, мы выбрали направление распространения падающей волны из N-металла в составной S'S-электрод. Здесь $g(x)$ и $f(x)$ – не зависящие от x в области сужения квазиклассические функции Грина, определяющие амплитуды электронно- и дырочноподобных возбуждений, соответственно. Связь между этими функциями и выражение для волнового вектора в (1)

$$\eta = \frac{f(x)}{g(x)} = \frac{i \langle F_\epsilon(x) \rangle}{1 + \langle G_\epsilon(x) \rangle}, \quad q_2^\pm = \sqrt{2m_2(\mu \pm i \frac{\langle G_\epsilon(x) \rangle^2 + \langle F_\epsilon(x) \rangle^2}{2\tau})}, \quad (2)$$

непосредственно следуют из системы линейных уравнений относительно $g(x)$ и $f(x)$, получающейся в результате подстановки (1) в уравнения Горькова.

В то же время, мы можем в области сужения воспользоваться уравнениями Боголюбова-де Жена и искать их решение в виде падающих Ψ_{inc} (например, из N в S'), отраженных Ψ_{refl} и прошедших Ψ_{tran} в S'S-электрод волн. В частности,

$$\Psi_{tran} = c \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} e^{iq_2^+ x} + d \begin{pmatrix} v \\ u \end{pmatrix} e^{-iq_2^- x}, \quad q_2^\pm = \sqrt{2m_2(\mu \pm \epsilon)}, \quad (3)$$

где m_2 и ϵ – эффективная масса и энергия квазичастицы, u , v – амплитуды электронно- и дырочноподобных возбуждений, соответственно. Действуя далее так же, как и в модели ВТК, для коэффициентов андреевского $A(\epsilon)$ и нормального $B(\epsilon)$ отражений нетрудно получить

$$A(\epsilon) = \frac{|\eta|^2}{(1 + Z^2(1 - |\eta|^2))^2}, \quad B(\epsilon) = \frac{Z^2(1 + Z^2)(1 - |\eta|^2)^2}{(1 + (1 - |\eta|^2)Z^2)^2}, \quad \eta = \frac{v}{u}. \quad (4)$$

Входящий в (4) так называемый Z -фактор, введенный в [4], определяется коэффициентом прозрачности сужения $D^{-1} = 1 + Z^2$. Учитывая теперь, что в области контакта зависящие от энергии слагаемые в выражениях для волнового вектора (2), (3) малы по сравнению с химпотенциалом μ , нетрудно видеть, что решения (1) и (3) имеют одну и ту же структуру, а введенные в (2), (4) параметры η имеют один и тот же физический смысл и совпадают друг с другом. Подставляя в (4) выражение для η из (2) и учитывая условие нормировки $\langle G_\epsilon \rangle^2 + \langle F_\epsilon \rangle^2 = 1$, получаем искомую связь между коэффициентами $A(\epsilon)$, $B(\epsilon)$ и квазиклассическими функциями Грина $\langle G_\epsilon(0+) \rangle$ и $\langle F_\epsilon(0+) \rangle$, характеризующими локальный энергетический спектр $S'S$ -электрода в области сужения:

$$A(\epsilon) = \frac{|\langle F_\epsilon(0+) \rangle|^2}{|1 + 2Z^2 + \langle G_\epsilon(0+) \rangle|^2}, \quad B(\epsilon) = \frac{4Z^2(1 + Z^2)}{|1 + 2Z^2 + \langle G_\epsilon(0+) \rangle|^2}. \quad (5)$$

В пространственно однородном случае $\langle G_\epsilon(0+) \rangle = -i\epsilon/\sqrt{\Delta_0^2 - \epsilon^2}$, $\langle F_\epsilon(0+) \rangle = \Delta_0/\sqrt{\Delta_0^2 - \epsilon^2}$, и из (5) следует результат ВТК [4].

Формулы (5) являются основным результатом данной работы. Они являются естественным обобщением результата модели ВТК на пространственно неоднородное сверхпроводящее состояние $S'S$ -электрода и позволяют, как и в [4], рассчитать ток через $NcS'S$ -сужение:

$$I(V) = \frac{R_0^{-1}}{1 + Z^2} \int_{-\infty}^{+\infty} [f_0(\epsilon + eV) - f_0(\epsilon)] [1 + A(\epsilon) - B(\epsilon)] d\epsilon, \quad (6)$$

$$R_0 = [2N_1(0)Se^2v_{F1}]^{-1}.$$

Здесь $f_0(\epsilon)$ – фермиевская функция распределения, S – площадь контакта, $N_1(0)$ и v_{F1} – плотность состояний и ферми-скорость электронов в N металле. Аналогичным образом, используя (5), можно обобщить результаты ОТВК-модели [3] для расчета квазичастичного тока баллистических $SS'S$ -контактов. Выражение (6) записано для одномерной модели контакта и в более общем случае должно быть усреднено по углам с учетом угловой зависимости коэффициента прозрачности сужения D .

Таким образом задача свелась к решению стационарной задачи о расчете функций Узаделя $\langle G_\epsilon(0+) \rangle$ и $\langle F_\epsilon(0+) \rangle$ на свободной границе $S'S$ -сэндвича.

Эффект близости в "грязном" $S'S$ сэндвиче. При решении этой задачи удобно перейти к функциям $\theta(\epsilon, x)$, связанным с функциями Узаделя равенствами $\langle G_\epsilon(x) \rangle = \cos \theta(\epsilon, x)$, $\langle F_\epsilon(x) \rangle = \sin \theta(\epsilon, x)$. Эти функции являются решениями следующей краевой задачи [14-16]:

$$\xi_{s',s}^2 \theta_{s',s}''(x) + i\epsilon \sin \theta_{s',s}(x) + \Delta_{s',s}(x) \cos \theta_{s',s}(x) = 0, \quad (7)$$

$$\Delta_s(x) \ln \frac{T}{T_c} + 2 \frac{T}{T_c} \sum_{\omega} \left[\frac{\Delta_s(x)}{\omega} - \sin \theta_s(x, \epsilon = i\omega) \right] = 0, \quad (8)$$

$$\gamma_B \xi_{s'} \theta_{s'}' = \sin(\theta_s - \theta_{s'}'), \quad \gamma \xi_{s'} \theta_{s'}' = \xi_s \theta_s', \quad \gamma_B = \frac{R_B}{\rho_{s'} \xi_{s'}}, \quad \gamma = \frac{\rho_s \xi_s}{\rho_{s'} \xi_{s'}}$$

$$\theta_{s'}'(-d_{s'}) = 0, \quad \theta_s(\infty) = \arctan(i\Delta_0(T)/\epsilon), \quad (9)$$

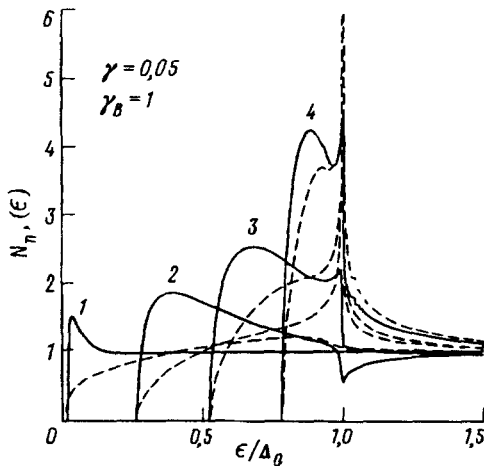


Рис.1. Нормированная на плотность состояния N-металла в нормальном состоянии, плотность состояний в N'-области N'S-сэндвича на свободной поверхности N'-металла (сплошные линии) и на N'S-границе (штриховые линии) для различных значений отношения $d/\xi_{s'} = 10; 2; 1; 0,5$; (кривые 1; 2; 3; 4, соответственно) и параметрах подавления $\gamma = 0,05$, $\gamma_B = 1$

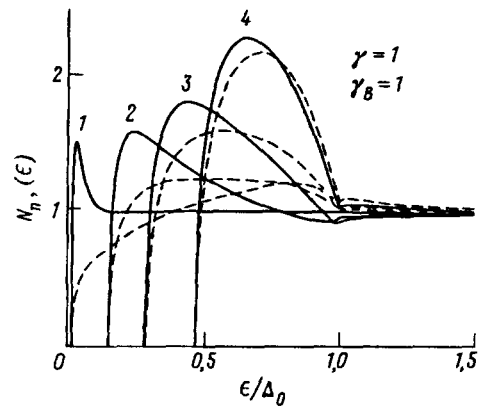


Рис.2. Нормированная на плотность состояния N-металла в нормальном состоянии, плотность состояний в N'-области N'S-сэндвича на свободной поверхности N'-металла (сплошные линии) и на N'S-границе (штриховые линии) для различных значений отношения $d/\xi_{s'} = 10; 2; 1; 0,5$; (кривые 1; 2; 3; 4, соответственно) и параметрах подавления $\gamma = 1$; $\gamma_B = 1$

Здесь $\xi_{s'}, \rho_{s'}, T_{c',c}$ – длины когерентности, удельные сопротивления и критические температуры S'- и S-материалов, соответственно, R_B – удельное сопротивление S'S-границы, d – толщина S'-слоя, ω – мацубаровские частоты, $\Delta(T)$ – равновесное значение модуля параметра порядка в глубине S электрода. Штрихом обозначено дифференцирование по координате x , отсчитываемой от плоскости, в которой находится сужение в направлении перпендикулярном S'S-границе. Далее при расчетах мы ограничимся случаем $T_{c'} = 0$. (Обобщение на случай конечных температур S'-материала не представляет серьезной проблемы [16, 17] и будет произведено в дальнейшем).

При произвольных толщинах S'-слоя и значениях параметров подавления γ и γ_B краевая задача (7)-(9) решалась численными методами. Результаты расчетов плотности состояний на S'S-границе (штриховые линии) и свободной границе S' материала (сплошные линии) при $T \ll T_c$ представлены на рис.1,2. Важно отметить, что при всех значениях d в S'-области имеется отличная от нуля энергетическая щель Δ_g , наведенная в результате эффекта близости. В результате при малых значениях γ и при $d \leq \xi_{s'}$ в плотности состояний на свободной границе имеются две особенности при энергиях ϵ равных равновесному значению параметра порядка в S-электроде $\epsilon = \Delta(T \ll T_c) = \Delta_0$ и эффективной щели в S'-материале $\epsilon = \Delta_g$. Первая из них подавляется с

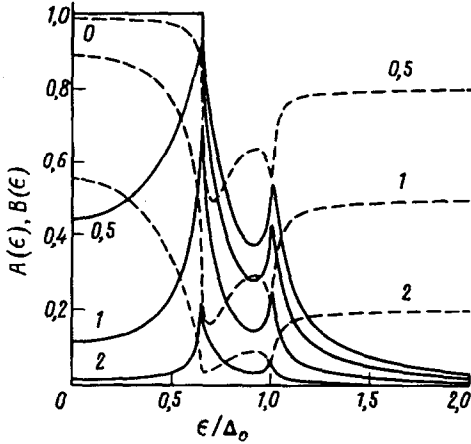


Рис.3. Коэффициенты андреевского $A(\epsilon)$ (сплошные линии) и нормального $B(\epsilon)$ (штриховые линии) отражений от баллистического $NcN'S$ -сужения ($\gamma_M = \gamma d/\xi_s' = 0.1$; $\gamma_{VM} = \gamma_{VD}/\xi_s' = 1$) при различных значениях фактора Z ($Z = 0; 0,5; 1; 2$)

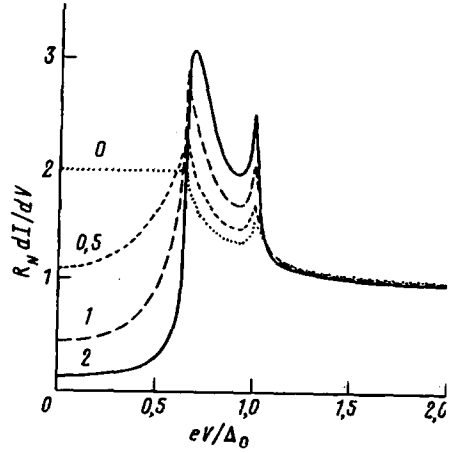


Рис.4. Кондуктанс баллистического $NcN'S$ -сужения ($\gamma_M = \gamma d/\xi_s' = 0.1$; $\gamma_{VM} = \gamma_{VD}/\xi_s' = 1$) при различных значениях фактора Z ($Z = 0; 0,5; 1; 2$) и температуре $T \ll T_c$

увеличением d или γ . Вторая, наоборот, обостряется с ростом d . Ранее, вывод о наличии отличной от нуля энергетической щели Δ_g в нормальном металле с $T_c = 0$ в NS -системе был получен только в пределе $d \leq \xi_s'$ (в модели Мак-Миллана [18] для малой прозрачности NS границы и в [17] для произвольной прозрачности).

Наличие двух особенностей в плотности состояний приводит к появлению соответствующих пиков в зависимостях $A(\epsilon), B(\epsilon)$ и дифференциальной проводимости $NcS'S$ -контакта с тонким S' -слоем ($(d \ll \xi_s')$), представленных на рис.3, 4. При малых напряжениях и $Z = 0$, как и в БТК-модели, имеет место удвоение проводимости в результате андреевского отражения. В грязных сужениях такое удвоение отсутствует [11,12]. С ростом Z проводимость при нулевом смещении падает и зависит только от Z . В соответствии со сказанным выше, особенность при больших энергии или напряжении легко размывается любым паразитирующим механизмом (например, увеличением γ или d). Положение первого пика, напротив, является устойчивым и может быть использовано для изучения эффекта близости в $S'S$ сэндвиче при любых комбинациях образующих его материалов.

Авторы благодарны Д.Аверину, Б.Аминову, А.Врагински, К.К.Лихареву за стимулирующие дискуссии.

Работа поддерживалась Министерством науки и технической политики России в рамках программы "Актуальные проблемы физики конденсированного состояния", International Science Foundation and Russian Government (Grant MDP300,) и BMFT Germany, Grant 13N6329.

1. A.W.Kleinsasser, R.E.Miller, W.H.Mallison and G.B.Arnold, Phys. Rev. Lett. 72, 1738 (1994).

2. J.Halbritter, Phys. Rev. B **46**, 14861 (1992).
3. T.M.Klapwijk, G.E.Blonder, M.Tinkham, Physica (Amsterdam) **109-110B+C**, 1657 (1982); M.Octavio, M.Tinkham, G.E.Blonder, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. **B27**, 6739 (1983).
4. G.E.Blonder, M.Tinkham and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
5. A.В.Зайцев, ЖЭТФ **86**, 1742 (1984).
6. G.V.Arnold, J.Low, Temp. Phys. **59**, 143 (1985); **68**, 1 (1987).
7. A.В.Зайцев, Письма в ЖЭТФ, **51**, 35 (1990).
8. A.Ф.Волков, Письма в ЖЭТФ **55**, 713 (1992).
9. A.F.Volkov, A.V.Zaitsev and T.M.Klapwijk, Physica **C210**, 21 (1993).
10. C.W.J.Beenakker, Phys. Rev. B **46**, 12481 (1992).
11. S.N.Artemenko, A.F.Volkov and A.V.Zaitsev, Sol. St. Comm. **30**, 771 (1979).
12. A.F.Volkov, Phys. Lett. **A187**, 409 (1994).
13. A.A.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, М.: Наука, 1962.
14. K.D.Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970)
15. М.Ю.Куприянов, В.Ф.Лукичев, ЖЭТФ **94**, 139 (1988).
16. А.А.Голубов, М.Гурвич, М.Ю.Куприянов, С.Полонский, ЖЭТФ **103**, 1851 (1993).
17. A.A.Golubov, E.P.Houwman, J.G.Gijfbertsen et al., Phys. Rev. B **51**, 1073 (1995).
18. W.L.McMillan, Phys. Rev. **175**, 537 (1968).