Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 7, с. 530 – 533

Низкотемпературный вклад в резонансный туннельный кондактанс неупорядоченного N–I–N контакта

В. Я. Кирпиченков[1)], *Н. В. Кирпиченкова, О. И. Лозин, А. А. Постников*

Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) им. Платова, 346428 Новочеркасск, Россия

Поступила в редакцию 6 июля 2016 г.

После переработки 17 августа 2016 г.

Получена формула для вклада $\Delta G^{\rm res}(T)$ в резонансный туннельный кондактанс N–I–N (N – нормальный металл, I – изолятор) контакта со слабым (малые концентрации примеси) структурным беспорядком в I-слое, обусловленного низкотемпературным "размытием" электронных ферми-поверхностей в его N-берегах. Показано, что температурная зависимость $\Delta G^{\rm res}(T)$ в таком "грязном" контакте качественно отличается от соответствующей зависимости $\Delta G_0(T)$ в "чистом" (без резонансных примесей в I-слое) контакте: $\Delta G^{\rm res}(T) < 0$, $d(\Delta G^{\rm res})/dT < 0$; $\Delta G_0(T) > 0$, $d(\Delta G_0)/dT > 0$, что может служить экспериментальным тестом на наличие примесных туннельных резонансов в неупорядоченном I-слое.

DOI: 10.7868/S0370274X16190115

Если энергия ε_0 квазилокального электронного состояния на немагнитной примеси в I-слое находится в ближайшей окрестности энергии Ферми ε_F грязного N–I–N контакта, то в области слабого структурного беспорядка существует широкий интервал концентраций примеси, внутри которого главный вклад в туннельный ток при температуре $T = 0$ вносят процессы упругого туннелирования невзаимодействующих между собой электронов вдоль случайных квантовых резонансно-перколяционных траекторий (КРПТ) [1, 2], насквозь пронизывающих I-слой. Эти КРПТ представляют собой квазиклассические пути туннелирования, сосредоточенные в узких трубках (шириной порядка радиуса локализации одноприместного электронного состояния на уровне ε_0) вдоль уединенных слабоизвилистых упорядоченных (почти одинаковое расстояние между соседними примесями) цепочек примесей, случайно образующихся в неупорядоченном I-слое и соединяющих противоположные N-берега контакта. Вблизи энергии ε_0 вдоль этих одномерных цепочек возникают узкие энергетические зоны резонансной туннельной прозрачности (туннельные резонансы), энергетические ширины которых $\gamma_m \ll \varepsilon_F$, а коэффициенты прохождения электронов $D_m \sim 1$, где $m = 1, 2, 3, \ldots$ – число примесей в цепочке. Такие упорядоченные цепочки являются своеобразными одномерными узкозонными "квантовыми закоротками" в неупорядоченном I-слое контакта, и, хотя вероятности их образования весьма малы, именно они при $T = 0$ и $|\varepsilon_0 - \varepsilon_F| < \gamma_m$ определяют величину туннельного кондактанса грязного N–I–N контакта, превышающего на несколько порядков туннельный кондактанс соответствующего чистого контакта [2].

Сама концепция КРПТ в неупорядоченных туннельных структурах и математический аппарат, развитый для их исследования в [1], использовались и получили дальнейшее развитие в ряде работ довольно разнообразной тематики. Например: по квантовой теории неупорядоченных низкоразмерных и мезоскопических систем [3–8], по проблемам сверхпроводимости, в том числе и высокотемпературной [9–15], по физике плазмы [16, 17]. Отметим ниже некоторые теоретические работы по неупорядоченным туннельным контактам, наиболее близко относящиеся к теме данной статьи. В [18, 19] исследовались сверхток и квазичастичный ток в неупорядоченных S–Sm–S контактах (S – сверхпроводник, Sm – полупроводник) и показано, что учет КРПТ в неупорядоченном Sm-слое приводит к значительному увеличению критического значения сверхтока и тока квазичастиц. В [20, 21] показано, что учет одноприместных квантовых закороток в неупорядоченном I-слое S–I–S контакта приводит к значительному изменению его вольтамперных характеристик. В [22] для "малых" S–I–S контактов, находящихся в параллельном плоскости контакта магнитном поле, показано, что джозефсоновский ток и его мезоскопические флуктуации определяются наличием квантовых закороток в неупорядоченном I-слое,

[1)]e-mail: wkirpich@rambler.ru

а в "длинных" S–I–S контактах квантовые закоротки приводят к существенному изменению электродинамических параметров джозефсоновского вихря [23]. В [24, 2] для квазиодномерных и трехмерных неупорядоченных N–I–N контактов при $T = 0$ показано, что присутствие КРПТ в неупорядоченном I-слое приводит не только к количественным, но и качественным изменениям их вольтамперных характеристик.

В [25] изучалась вольтамперная характеристика мезоскопических неупорядоченных N–Sm–N контактов в рамках модели с широким (много большим энергетической ширины однопримесных квантовых закороток) статистически однородным разбросом энергий однопримесных электронных уровней, подходящей для описания неупорядоченных Sm-слоев. Там, в частности, показано, что низкотемпературное размытие электронных функций распределения в N-берегах приводит к не зависящему от температуры вкладу однопримесных квантовых закороток в туннельный кондактанс контакта достаточно большой площади. В этой связи известный интерес представляет получение низкотемпературной зависимости вклада квантовых закороток в туннельный кондактанс неупорядоченного N–I–N контакта для модели, в которой отсутствует статистический разброс однопримесных электронных уровней, более подходящей, чем упомянутая выше, для описания неупорядоченных I-слоев.

Рассматривается модель туннельного контакта в виде сэндвича N–I–N, представляющего собой два одинаковых нормальных металла, разделенных плоским тонким слоем изолятора толщиной L и площадью S с вкрапленными в него одинаковыми, притягивающими электроны примесями. Регулярный (не возмущенный примесями) барьерный потенциал I-слоя $U_0 = \mathrm{const} > \varepsilon_F$, электроны в барьере предполагаются невзаимодействующими между собой, энергия однопримесного электронного уровня $\varepsilon_0 = \varepsilon_F$, радиус локализации электронного состояния на нем $\alpha^{-1} = \left[2m_e(U_0 - \varepsilon_0)/\hbar^2\right]^{-1/2}$. $N_i \gg 1$ примесей макроскопически однородно с плотностью $n = N_i/V_i$ ($c = n\alpha^{-3} \ll 1$ – безразмерная концентрация примесей) распределены по объему $V_i = LS$ неупорядоченного I-слоя. Для электронов проводимости в N-берегах предполагается трехмерный изотропный квадратичный закон дисперсии $\varepsilon(\mathbf{k}) = (\hbar^2/2m_e)\mathbf{k}^2$.

При $T > 0$ низкотемпературное размытие электронных ферми-поверхностей в N-берегах приводит к очевидному возрастанию туннельного кондактанса чистого N–I–N контакта с ростом температуры: $\Delta G_0(T) > 0$, $d(\Delta G_0)/dT > 0$. Ниже, основываясь на представлении $\Delta G^{\mathrm{res}}(T)$ в форме интегралов по КРПТ, показано, что в грязном N–I–N контакте имеют место обратные неравенства: $\Delta G^{\mathrm{res}}(T) < 0$, $d(\Delta G^{\mathrm{res}})/dT < 0$.

Рассматривается область низких температур: $kT \ll \varepsilon_F$, $U_0 - \varepsilon_F$ таких, что вероятность термоактивационного надбарьерного "переброса" электронов много меньше вероятности их подбарьерного упругого туннелирования через неупорядоченный I-слой. В этих условиях туннельный ток через уединенную квантовую закоротку в I-слое представим в виде, аналогичном полученному в [2] для случая $T = 0$:

$$i_m^{\mathrm{res}}(V,T,u) = \frac{e}{\pi\hbar}\int_0^{U_0}\left[n_F(\varepsilon,T) - n_F(\varepsilon+eV,T)\right] d_m^{\mathrm{res}}(\varepsilon,u)d\varepsilon, \quad (1)$$

где

$$n_F(\varepsilon,T) = \left[e^{\frac{\varepsilon-\varepsilon_F}{kT}} + 1\right]^{-1} \quad (2)$$

– фермиевская функция распределения электронов в N-берегах,

$$d_m^{\mathrm{res}}(\varepsilon,u) = \iint D_m^{\mathrm{res}}(\varepsilon,\mathbf{q},\boldsymbol{\rho},u)d^2\rho\frac{d^2q}{(2\pi)^2}, \quad (3)$$

$$D_m^{\mathrm{res}}(\varepsilon,\mathbf{q},\boldsymbol{\rho},u) = \sigma(\varepsilon,\mathbf{q})\exp\left[-\frac{u\mathbf{q}^2}{2\alpha^2} - \frac{2\alpha^2|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_m|^2}{u} - \frac{(\varepsilon-\varepsilon_0)^2}{\gamma_m^2}\right] \quad (4)$$

– коэффициент прохождения квантовой закоротки для электронов с энергией ε, имеющих на "входе" в I-слой фиксированную поперечную (параллельную плоскости слоя) компоненту импульса $\hbar\mathbf{q}$, а на "выходе" – фиксированную поперечную (в плоскости слоя) координату $\boldsymbol{\rho}$, $\boldsymbol{\rho}_m$ – поперечная координата m-й (последней) примеси в цепочке, интегрирование по $\mathbf{q}$ осуществляется по всем $0 \leqslant \mathbf{q}^2 \leqslant 2m_e\varepsilon/\hbar^2$, по $\boldsymbol{\rho}$ – в пределах площади барьера S, $V \ll \gamma_m/e$ – напряжение на контакте, $u = \alpha L_c/m$ – безразмерное расстояние между соседними примесями в квантовой закоротке длиной $L_c \geqslant L$,

$$\sigma(\varepsilon,\mathbf{q}) = \frac{(U_0-\varepsilon)\varepsilon}{\pi^4 U_0^2}\sqrt{1 - \frac{\hbar^2\mathbf{q}^2}{2m_e\varepsilon}}, \quad (5)$$

$$\gamma_m = \gamma_m(u) = 4(U_0-\varepsilon_0)u^{-1}e^{-u} \quad (6)$$

– энергетическая ширина туннельного резонанса, ассоциированного с квантовой закороткой.

Благодаря присутствию резко спадающих экспонент в (4), интегралы в правой части (1) легко вычисляются, и при $eV \ll \gamma_m$ вольтамперная характеристика уединенной квантовой закоротки принимает вид:

$$i_m^{\mathrm{res}}(V,T,u) = g_m^{\mathrm{res}}(T,u)V, \quad (7)$$

где

$$g_m^{\rm res}(T,u) = \frac{\sigma(\varepsilon_0,0)}{4}\,{\rm th}\left[\frac{\gamma_m(u)}{2kT}\right]\frac{e^2}{\pi\hbar} \qquad (8)$$

– зависящий от температуры T кондактанс квантовой закоротки.

Соответствующий низкотемпературный вклад

$$\Delta g_m^{\rm res}(T,u) = g_m^{\rm res}(T,u) - g_m^{\rm res}(0,u) = \\ = -\left\{1 - {\rm th}\left[\frac{\gamma_m(u)}{2kT}\right]\right\}\frac{\sigma(\varepsilon_0,0)}{4}\frac{e^2}{\pi\hbar} \qquad (9)$$

оказывается отрицательным при $T > 0$.

Температурные зависимости (8) и (9) являются универсальными – одинаковыми для всех квантовых закороток – функциями аргумента $\gamma_m(u)\cdot(2kT)^{-1}$.

На рис. 1 приведен график температурной зависимости (8) в безразмерных координатах.

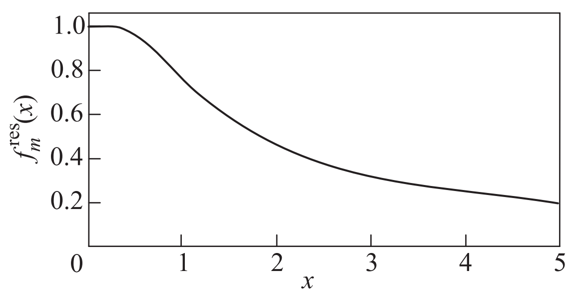

Рис. 1. Температурная зависимость кондактанса. $f_m^{\rm res}(x) = 4\pi\hbar[\sigma(\varepsilon_0,\mathbf{q})e^2]^{-1}g_m^{\rm res}(x)$ – безразмерный кондактанс, $x = 2kT\gamma_m^{-1}(u)$ – безразмерная температура

Суммируя (8), (9) по всем случайным “параллельно включенным” квантовым закороткам в I-слое, получаем для усредненных по случайным конфигурациям примесей туннельного кондактанса контакта и его низкотемпературного вклада:

$$G^{\rm res}(T) = S\sum_{m=1}^{N_i}\int\limits_{u_{\min}}^{u_{\max}} p_m(u)g_m^{\rm res}(T,u)du, \qquad (10)$$

$$\Delta G^{\rm res}(T) = S\sum_{m=1}^{N_i}\int\limits_{u_{\min}}^{u_{\max}} p_m(u)\Delta g_m^{\rm res}(T,u)du, \qquad (11)$$

где [1, 2]:

$$p_m(u) = \alpha^2 c^m e^{-cm\pi u^3}[u^2\theta^2(m,u)]^{m-1} \qquad (12)$$

– вероятность (на единицу площади контакта) образования уединенной m-примесной квантовой закоротки с “шагом” u, $\theta(m,u) \ll 1$ – угол, характеризующий извилистость квантовой закоротки, $u_{\min} = \alpha L/m$, а поскольку главный вклад в интегралы (10), (11) накапливается вблизи их нижних пределов, то можно формально положить $u_{\max} = \infty$.

Численные оценки, проведенные в [2] для характерных значений $\alpha L = 10$, $U_0 \sim \varepsilon_0 \sim 10$ эВ, показывают, что в интервале концентраций $10^{-6} \ll c \ll 10^{-2}$ при температуре $T = 0$ туннельный кондактанс грязного контакта существенно превышает туннельный кондактанс соответствующего чистого контакта, например, при $c \sim 10^{-3}$ на два порядка. При этом главный вклад в кондактанс грязного контакта дают первые два слагаемых в сумме (10), соответствующие вкладам одноприменсных и двупримесных квантовых закороток с энергетическими ширинами $\gamma_1 \sim (10^{-4} - 10^{-3})$ эВ и $\gamma_2 \sim (10^{-2} - 10^{-1})$ эВ. Мезоскопические флуктуации туннельного кондактанса грязного контакта подавляются при площади контакта [2]:

$$S \gg \alpha^{-2}c^{-1}\exp(c\pi\alpha^3L^3). \qquad (13)$$

С увеличением толщины I-слоя контакта, например, до значения $\alpha L = 20$ в суммах (10), (11) существенный вклад дают уже первые три слагаемых, т.е. вступают в “игру” и квантовые закоротки, проходящие через три примеси.

Таким образом, как видно из (9), (11), (12), в грязном контакте низкотемпературный вклад $\Delta G^{\rm res}(T) < 0$, $d(\Delta G^{\rm res})/dT < 0$, и он может быть экспериментально выделен.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 16-32-00135).

1. И. М. Лифшиц, В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **77**, 989 (1979).
2. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **116**, 1048 (1999).
3. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, М. (1982).
4. M. E. Raikh and I. M. Ruzin, in *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. by B. L. Altshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb, North-Holland, Amsterdam (1991).
5. Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford University Press (2002); Русский перевод: Й. Имри, *Введение в мезоскопическую физику*, Физматлит, М. (2002).
6. A. V. Larkin and K. A. Matveev, Phys. Rev. B **46**, 15337 (1992).
7. K. Kim, F. Rotermund, and H. Lim, Phys. Rev. B **77**, 024203 (2008).
8. S. A. Gredeskul, Y. S. Kivshar, A. A. Asatryan, K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, V. D. Freilikher, and I. V. Shadrivov, Low Temperature Physics **38**, 570 (2012).

9. В. Я. Кирпиченков, Письма в ЖЭТФ **49**, 116 (1989).
10. М. Ю. Куприянов, К. К. Лихарев, УФН **160**, 49 (1990).
11. A. A. Abrikosov, Phys. Rev. B **55**, 11735 (1997).
12. А. А. Абрикосов, УФН **168**, 683 (1998).
13. A. A. Abrikosov, Phys. Rev. B **66**, 212501 (2002).
14. V. Shaternik, A. Shapovalov, M. Belogolovskii, O. Suvorov, S. Dóring, S. Schmidt, and P. Seidel, Materials Research Express **1**, 026001 (2014).
15. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, Low Temperature Physics **42**, 426 (2016).
16. И. М. Лифшиц, Б. Э. Мейерович, ДАН СССР **249**, 847 (1979).
17. Б. Э. Мейерович, *Канал сильного тока*, ФИМА, М. (1999).
18. Л. Г. Асламазов, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **83**, 1170 (1982).
19. А. В. Тартаковский, М. В. Фистуль, ЖЭТФ **94**, 353 (1988).
20. И. А. Девятов, М. В. Куприянов, ЖЭТФ **114**, 687 (1998).
21. И. А. Девятов, М. В. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **52**, 929 (1990).
22. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **118**, 1230 (2000).
23. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **132**, 294 (2007).
24. В. Я. Кирпиченков, ЖЭТФ **113**, 1522 (1998).
25. А. В. Ларкин, К. А. Матвеев, ЖЭТФ **93**, 1030 (1987).