Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 2, стр. 122 – 125 *20 июля 1980 г.*

СОПРОТИВЛЕНИЕ N – S-ГРАНИЦЫ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. Л. Шеланков

Рассеяние электронов на границе чистых металлов вызывает рост сопротивления $N - S$-границы при понижении температуры. Сопротивление туннельного контакта при $T = 0$ конечно за счет двухчастичных процессов.

Экспериментальные данные по электросопротивлению $R_{NS}(T)$ границы между нормальным (N) и сверхпроводящим (S) металлами хорошо согласуется с теорией в области температур, непосредственно примыкающей к критической температуре T_c. При более низких температурах на образцах чистых металлов часть наблюдается [1, 2] немонотонная зависимость $R_{NS}(T)$, причем поведение сопротивления очень чувствительно к способу изготовления образца. Последнее обстоятельство указывает на возможное присутствие на границе металлов барьера (рассеивающего слоя), образованного тонкой прослойкой диэлектрика или большой концентрацией дефектов структуры на границе. В этом сообщении показано, что даже небольшое рассеяние электронов на границе между чистыми металлами изменяет температурный ход сопротивления. Вычислено $R_{NS}(T)$ при низкой температуре и произвольной прозрачности барьера.

Сопротивление $N - S$-границы определяется, как известно, процессами превращения нормального тока в сверхпроводящий. Из таких процессов в области температур $T < \Delta$ (Δ – параметр порядка) основным является андреевское отражение [3]. Рассмотрим как влияет конечная проницаемость границы на вероятность этого процесса. Пусть в области $x < 0$ расположен N-металл, а при $x > 0$ S-металл. На границе имеется барьер, толщина которого мала по сравнению с длиной когерентности $\xi(0)$. Как известно [3], с квазиклассической точностью ($p_F \xi(0) >> 1$, $\hbar = 1$) состояния возбуждений классифицируются по направлению импульса $\mathbf{p} = p_F \mathbf{n}$. Это соответствует представлению волновых функций в виде: $\hat{\psi}_n \exp(i p_F \mathbf{n r})$, где $\hat{\psi}_\mathbf{n}$ медленно изменяющаяся функция, удовлетворяющая в отсутствии магнитного поля уравнению [3]:

$$(-i v_F \sigma_z \mathbf{n} \nabla + \Delta \sigma_x) \hat{\psi}_\mathbf{n} = \epsilon \hat{\psi}_\mathbf{n}, \qquad \hat{\psi} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \tag{1}$$

ϵ — энергия возбуждения, σ_x, σ_z — матрицы Паули. Рассеяние на границе металлов сопровождается изменением $\mathbf{n}$, поэтому непосредственно около границы (1) не выполняется. Для простоты будем считать, что рассеяние приводит к зеркальному отражению, т. е. только к переходам между состояниями с $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}^*$ ($\mathbf{n}^*_x = -n_x$, $n^*_{y,z} = n_{y,z}$). Влияние барьера можно учесть с помощью граничного условия ($n_x > 0$):

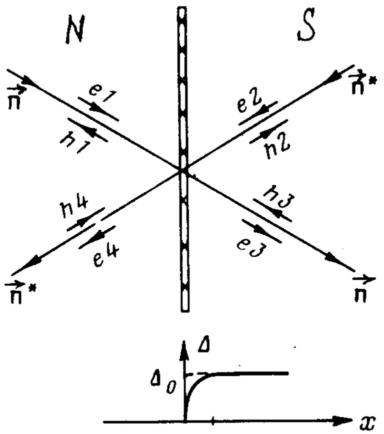
$$\hat{\psi}_\mathbf{n}(+0) = S \hat{\psi}_\mathbf{n}(-0) + R' \hat{\psi}_{\mathbf{n}^*}(+0), \qquad \hat{\psi}_{\mathbf{n}^*}(-0) = R \hat{\psi}_\mathbf{n}(-0) + S' \hat{\psi}_{\mathbf{n}^*}(+0), \tag{2}$$

где $S(S')$, $R(R')$ — амплитуды прошедшей и отраженной волн при падении электрона с фермиевской энергией слева (справа). Имеется связь: $S' = S$, $R' = -R^* S/S^*$, $|S|^2 + |R|^2 = 1$. Будем считать $\Delta = 0$ в N-области и $\Delta(x) = \Delta_0(T)$ при $x \gtrsim \xi(T)$. В этих областях (1) имеет электронные и дырочные решения. Направления движения электрона с импульсом $p_F \mathbf{n}$ совпадает с $\mathbf{n}$, а дырки — противоположно. На рисунке стрелками показаны направления распространения частиц с импульсами $p_F \mathbf{n}$ и $p_F \mathbf{n}^*$. Решая (1) совместно с (2) найдем матрицу рассеяния S_{fi} (f, i = = 1, 2, 3, 4), т. е. связь между амплитудами нормированных на единичный поток состояний, соответствующих движению к границе (индекс i) и амплитудами уходящих частиц (индекс f). Нумерация состояний пояснена на рисунке. Унитарная матрица S_{fi} имеет вид

$$\hat{S} = (1 - \alpha^2 |R|^2)^{-1} \begin{pmatrix} |S|^2 \alpha & R' S^* \alpha \beta & S^* \beta & R^* (1 - \alpha^2) \\ -R S^* \alpha \beta & \beta(\alpha |R|^2 - \alpha^*)/\beta^* & R'^* \beta^2 & S^* \beta \\ S \beta & R' \beta^2 & \beta(\alpha |R|^2 - \alpha^*)/\beta^* & R' S^* \alpha \beta \\ R(1 - \alpha^2) & S \beta & -R S^* \alpha \beta & |S|^2 \alpha \end{pmatrix}$$

здесь α, β — функции ϵ и $\mathbf{n}$, $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Величина α равна амплитуде отраженной дырки, а β — прошедшего электрона при падении электрона из N- металла в отсутствии барьера.

Величина $|S_{11}|^2$ равна вероятности андреевского отражения при падении электрона из N-металла. Из (3) следует, что $|S_{11}|^2 \backsim |S|^4$, т. е. квадрату прозрачности барьера. Этот факт является естественным следствием двухчастичного характера андреевского отражения. В области энергий $\epsilon > \Delta_0$ перенос заряда из N в S может происходить за счет инжекции возбуждений. Из (3) можно убедиться, что вероятность такого процесса пропорциональна $|S|^2$. Вблизи T_c ($\epsilon \sim T >> \Delta_0$) наиболее существенны одночастичные процессы переноса заряда, а при $T < \Delta_0$ — двухчастичные. Уменьшение эффективной прозрачности с понижением температуры приводит к росту сопротивления границы.



Рассеяние на $N-S$-границе с барьером. Буквы около стрелок, направленных от границы, обозначают тип возбуждения (e — электрон, h — дырка), образующихся при соударении с границей частиц, помеченных буквами около стрелок, направленных к границе. Цифры нумеруют начальные и конечные состояния

Из уравнения (1) величина a при $\epsilon << \Delta_0$ может быть вычислена при произвольной зависимости $\Delta(x)$:

$$a(\epsilon, \mathbf{n}) = -i(1 - \epsilon^2/2\delta_n^2) + \epsilon/\delta_\mathbf{n} ,$$
$$\delta_\mathbf{n}^{-1} = 2 v_F^{-1} \int_0^\infty dx \exp\left[-2 v_F^{-1} \int_0^x dy\, \Delta(zy)\right], \tag{4}$$

z — косинус угла падения электрона. Если $T << \Delta_0$, область энергий $\epsilon > \Delta_0$ дает экспоненциально малый вклад. Решая кинетическое уравнение в нормальном металле ($\epsilon \sim T << \Delta_0$) с условием, что на границе:

$$f^e_{\mathbf{n}^*} = |S_{41}|^2 f^e_\mathbf{n} + |S_{44}|^2 f^h_{\mathbf{n}^*} ,$$

где f^e, f^h — функции распределения электронов и дырок; учитывая (4) найдем сопротивление $N-S$-границы:

$$R_{NS}^{-1}(T) = (\rho l)^{-1}\left(3\overline{|S|^4}/8\overline{|R|^2}\right)\left(1 + \pi^2 T^2/3\overline{\delta^2}\right),$$
$$\overline{|R|^2} = \int_0^1 dz\, z^2 12\, |R|^2/(|S|^4 + 4|R|^2),$$
$$\overline{|S|^4} = \int_0^1 dz\, 8z\, |S|^4/(|S|^4 + 4|R|^2), \tag{5}$$
$$(\overline{\delta^2})^{-1} = (\overline{|S|^4})^{-1} \int_0^1 dz\, 8z\, |S|^4/\delta_\mathbf{n}^2(|S|^4 + 4|R|^2),$$

где ρ, l — удельное сопротивление и длина пробега нормального металла. Выражение (5) справедливо при $T << \Delta_0$ и $|S|^2 \gg \exp(-\Delta_0/T)$. Если последнее условие нарушено, то существенны одночастичные процессы инжекции возбуждений. Учет этих процессов сводится к добавлению в правой части (5) известного выражения для проводимости

$N-S$-контакта, вычисляемого с помощью туннельного гамильтониана [4]. Для контактов с малой прозрачностью барьера (туннельных) отклонение от теории, основанной на первом порядке теории возмущений, возникает в области температур $T \sim \Delta_0 / \ln|S|^{-2}$, где $|S|^2 \simeq \rho l / R_{NS}(T_c)$. Связь сопротивлений туннельного контакта при $T = T_c$ и $T = 0$ выражается соотношением:

$$R_{NS}(0)/R_{NS}(T_c) \leqslant 3R_{NS}(T_c)/2\rho l$$

знак равенства относится к случаю контакта с однородным берьером.

Используя кинетическое уравнение и найденные вероятности рассеяния (3) можно найти сопротивление границы при произвольной проницаемости барьера и температуре, если известны величины $\alpha(\epsilon, \mathbf{n})$ (зависимость $\Delta(x)$). Мы не будем останавливаться здесь на этом вопросе. Отметим только, что использование простейшей модели $\Delta(x) = \Delta_0$ приводит к неплохому количественному согласию с данными работ [1, 2]. Для контактов с ярко выраженной немонотонной зависимостью $R_{NS}(T)$ [1] прозрачность границы $|S|^2 \sim 0{,}1 \div 0{,}5$.

Автор признателен Ю.М. Гальперину, В.Л.Гуревичу, В.И.Козубу, А.И.Ларкину, Ю.Н.Овчинникову, Б.И.Ивлеву за обсуждение работы и критические замечания.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июня 1980 г.

Литература

[1] G.L.Harding, A.B.Pippard, J.R.Tomlinson. Proc. R. Soc. Lond., A340, 1, 1974.

[2] Y.Hsiang, J.Clarke. Phys. Rev., B21, 945, 1980.

[3] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 46, 1823, 1964.

[4] И.Живер. Сб. Туннельные явления в твердых телах, М., изд. Мир, 1973, стр.249.