Физика низких температур, 1995, т. 21, № 5, с. 531–537 УДК 538.945

Мезоскопические флуктуации проводимости туннельных контактов сверхпроводник — нормальный металл с локализованными электронными состояниями внутри барьера

А. В. Демин, В. А. Хлус, Л. П. Чернякова

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310141, г. Харьков, пр. Ленина, 60

Статья поступила в редакцию 28 декабря 1994 г.

Рассмотрены особенности проводимости туннельных контактов сверхпроводник — нормальный металл с локализованными электронными состояниями внутри барьера при большом числе и малой плотности таких состояний. Рассмотрены мезоскопические эффекты, обусловленные андреевским отражением в таких системах. Рассчитаны проводимость и ее дисперсия в различных температурных пределах. Показано, что немонотонность зависимости проводимости от температуры может быть связана с наличием андреевского отражения.

Розглянуто особливості провідності тунельних контактів надпровідник — нормальний метал з локалізованими електронними станами усередині бар'єру при великій кількості та малій густині таких станів. Розглянуто мезоскопічні ефекти, обумовлені андріївським відбиттям у таких системах. Обчислено провідність та її дисперсію в різних температурних границях. Показано, що немонотонність залежності провідності від температури може бути зв'язана з присутністю андріївського відбиття.

Введение

Проводимость контактов типа металл — изолятор — металл (*MIM*) с локализованными электронными состояниями внутри барьера была изучена во многих теоретических работах, из которых становится ясно, что в случае низких температур и потенциальных барьеров малой прозрачности определяющим становится процесс резонансного туннелирования [1–4]. Он включает в себя прямое туннелирование с берега контакта на квазилокальный уровень и с этого уровня на противоположный берег. Проводимость узких контактов, содержащих один канал резонансного туннелирования (рис. 1), пропорциональна коэффициенту прозрачности такого канала. Как модельные расчеты для одномерного прямоугольного барьера с короткодействующим примесным потенциалом [5–7], так и более строгие расчеты, учитывающие трехмерность задачи и реальный вид потенциала [8–11], дают выражение для проводимости канала, содержащего один локальный уровень, в виде

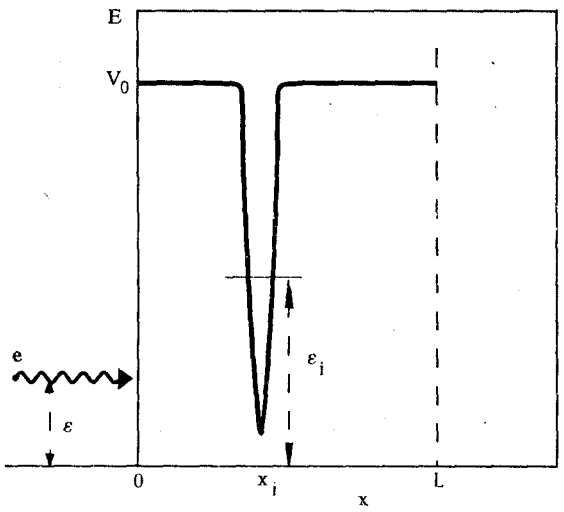

Рис. 1. Модель барьера с одним локализованным состоянием.

$$g_i(\varepsilon) = \frac{e^2}{\pi\hbar} \frac{4\Gamma_R \Gamma_L}{(\varepsilon - \varepsilon_i)^2 + (\Gamma_R + \Gamma_L)^2}, \qquad (1)$$

где ε — энергия туннелирующего электрона; ε_i — энергия резонансного уровня; $\Gamma_{R,L}$ — уширение уровня за счет туннелирования на правый и левый берег контакта соответственно.

Формулы для уширения уровня были получены в виде

$$\Gamma_R = \Gamma_R^0 \exp\left[-2\kappa(L - x_i)\right],$$
$$\Gamma_L = \Gamma_L^0 \exp\left[-2\kappa x_i\right], \qquad (2)$$

© А. В. Демин, В. А. Хлус, Л. П. Чернякова, 1995

где $0 < x_i < L$ — координата уровня с энергией ε_i; κ — обратный радиус примесного состояния $\hbar^2\kappa^2/2m = \varepsilon_i$.

Как видно из выражения (1), при низких температурах эффективными будут лишь уровни с энергией, отличающейся от химического потенциала не больше чем на величину Γ уширения уровня. Если площадь контакта велика, то он содержит большое число каналов с различными энергиями и координатами локализованных состояний и может быть представлен как равновесный статистический ансамбль невзаимодействующих систем по энергии и положению уровня [6]. Следовательно, проводимость будет самоусредняющейся величиной и следует ожидать проявления мезоскопических эффектов в флуктуациях проводимости, т.е. в величине второго порядка малости по отношению к средней проводимости. Под действием внешних условий химический потенциал берегов контакта испытывает малые отклонения от среднего значения. При этом условие эффективности будет выполняться для разных каналов, так как их энергия по отношению к химическому потенциалу будет изменяться. Другими словами, флуктуируют энергия и координата уровня в ансамбле. Причиной корреляций проводимости при флуктуациях химического потенциала является зависимость проводимости канала от энергии и положения резонансного уровня. Эти корреляции в пределе малых флуктуаций описываются дисперсией проводимости контакта. В случае контакта сверхпроводник — нормальный металл (*NIS*) за счет наличия энергетической щели в спектре сверхпроводника существует несколько различных процессов туннелирования, каждый из которых описывается своим коэффициентом прозрачности барьера. Используя модельные представления об одномерном прямоугольном барьере с одной дельтообразной примесью, можно получить эти коэффициенты в виде [12]

$$A(\varepsilon) = \frac{16u^2v^2(\Gamma_R\,\Gamma_L)^2}{W(\varepsilon)}\ , \tag{3}$$

$$T(\varepsilon) = \frac{4\Gamma_R\,\Gamma_L(u^2 - v^2)}{W(\varepsilon)}\,[(\varepsilon_i + \varepsilon)^2 + u^2\Gamma_+^2 + v^2\Gamma_-^2]\ , \tag{4}$$

$$W(\varepsilon) = |u^2(\varepsilon - \varepsilon_i + i\Gamma_+)(\varepsilon + \varepsilon_i + i\Gamma_+) -$$

$$- v^2(\varepsilon - \varepsilon_i - i\Gamma_-)(\varepsilon + \varepsilon_i - i\Gamma_-)|^2\ . \tag{5}$$

Для электронов с энергией возбуждения $|\varepsilon| \le \Delta$ единственно возможным является механизм андреевского отражения. Соответствующий коэффициент (3) и будет давать основной вклад в проводимость при низких температурах. Целью работы является сравнительное описание мезоскопических флуктуаций проводимости в *NIS* и нормальном контакте исходя из представления его в виде описанного выше статистического ансамбля.

1. Основные уравнения и обозначения

В случае широкого контакта типа *NIS* каждый канал резонансного туннелирования дает вклад в проводимость в виде

$$g_i(\varepsilon, \varepsilon_i) = \frac{e^2}{\pi\hbar}\,[2A(\varepsilon, \varepsilon_i) + T(\varepsilon, \varepsilon_i)]\ , \tag{6}$$

где коэффициенты $A(\varepsilon, \varepsilon_i)$, $T(\varepsilon, \varepsilon_i)$ даются формулами (3), (4); ε и ε_i отсчитываются от любого фиксированного значения энергии, для простоты, от среднего значения химического потенциала, тогда при $T = 0$ и $U = 0$ энергия электрона будет равна нулю. При низких температурах $T << \Delta$ вероятностью квазичастичного туннелирования $T(\varepsilon, \varepsilon_i)$ можно пренебречь и формула (6) примет вид

$$g_i(\varepsilon, \varepsilon_i) = \frac{2e^2}{\pi\hbar}\,A(\varepsilon, \varepsilon_i)\ . \tag{7}$$

Тогда полная проводимость контакта

$$\overline{G} = \sum_{i=1}^{N} \overline{g_i(\varepsilon)} \tag{8}$$

является самоусредняющейся величиной. Пусть число N возможных каналов резонансного туннелирования велико, а уширения $\Gamma_{R,L}$ резонансных уровней достаточно малы, чтобы считать пики проводимости узкими (в случае *NIS*-контакта естественным требованием является $\Gamma_{R,L} << \Delta$). Тогда распределение каналов по энергии и координате локального уровня можно считать равномерным с постоянной плотностью $\rho(\mathbf{r}, \varepsilon) = \rho$. Переходя от суммы (8) к интегралу при $T = 0$, получаем

$$\overline{G}(\varepsilon) = \rho S \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_i \int_0^L dx\, g(\varepsilon, \varepsilon_i, \Gamma_R(x), \Gamma_L(x))\ , \tag{9}$$

где S и L — площадь и длина контакта; ρ — число локальных уровней в единице объема, приходящихся на единичный интервал энергии.

Флуктуации проводимости описываются корреляционной функцией вида

$$K(\mu_1, \mu_2) = \overline{G(\varepsilon, \mu_1)G(\varepsilon, \mu_2)} - \overline{G(\varepsilon, \mu_1)}\ \overline{G(\varepsilon, \mu_2)}\ . \tag{10}$$

Усреднение по ансамблю дает

$$K(\mu_1, \mu_2) = \sum_i \overline{g_i(\varepsilon_1)g_i(\varepsilon_2)}\ , \tag{11}$$

где $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \mu_1 - \mu_2$.

Переходя от суммы к интегралу при $T = 0$ и фиксируя величину флуктуации $\delta = \mu_1 - \mu_2$, получаем

$$K(\delta, \varepsilon) = \rho S \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_i \int_0^L dx\, g(\varepsilon, \varepsilon_i, \Gamma_R(x), \Gamma_L(x)) \times$$

$$\times\, g(\varepsilon + \delta, \varepsilon_i + \delta, \Gamma_R(x), \Gamma_L(x)) \,. \qquad (12)$$

Если температура отлична от нуля, то вследствие теплового размытия функции распределения электронов по энергиям усреднение в формулах (8),(11) предусматривает интегрирование по всем значениям энергии электрона с соответствующим весовым множителем, т. е. для случая широких контактов

$$\overline{G(T)} = \frac{1}{4}\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \left(\frac{\partial f}{\partial \varepsilon}\right) \overline{G}(\varepsilon) = \frac{1}{4T}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\mathrm{ch}^2\,(\varepsilon/2T)}\, \overline{G}(\varepsilon), \qquad (13)$$

$$K(T, \delta) =$$

$$= \frac{1}{16T^2}\int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon_1}{\mathrm{ch}^2\,(\varepsilon_1/2T)} \frac{d\varepsilon_2}{\mathrm{ch}^2\,(\varepsilon_2/2T)} K(\delta, \varepsilon_1, \varepsilon_2) =$$

$$= \frac{\rho S}{16T^2}\int\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon_1}{\mathrm{ch}^2\,(\varepsilon_1/2T)} \frac{d\varepsilon_2}{\mathrm{ch}^2\,(\varepsilon_2/2T)} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon_i \int_0^L dx\, g\left(\varepsilon_1, \varepsilon_i, \Gamma_{R,L}(x)\right) g\left(\varepsilon_2, \varepsilon_i + \delta, \Gamma_{R,L}(x)\right) . \qquad (14)$$

2. Результаты, полученные для нормального контакта

Полученные формулы можно применить для расчета флуктуаций проводимости в нормальном контакте, использовав для проводимости i-го канала формулу (1). Преобразуем формулу (2) к более удобному виду:

$$\Gamma_R = \Gamma_0 \exp\,[2\kappa(x - x_0)],$$
$$\Gamma_L = \Gamma_0 \exp\,[-2\kappa(x - x_0)] \,, \qquad (15)$$

где $\Gamma_0^2 = \Gamma_R\,\Gamma_L$ и координата x_0 определяется равенством $\Gamma_R(x_0) = \Gamma_L(x_0)$. Проводя интегрирование в формулах (8),(11),(13),(14), получим значения проводимости и корреляционной функции как при $T = 0$, так и при конечной температуре. Перечислим выражения, полученные при U=0, которые будут использованы для сравнения с проводимостью *NIS*. Проводимость при T = 0:

$$G_N(0) = \frac{e^2}{\pi\hbar} N \,, \qquad (16)$$

где $N = \pi^2 \rho S \Gamma_0 / \kappa$ — эффективное число однопримесных каналов туннелирования. Дисперсия при $T = 0$ и $U = 0$:

$$K_N(\delta = 0) = \frac{1}{4}\frac{G_N^2(0)}{N} \qquad (17)$$

Корреляционная функция для больших флуктуаций при $T = 0$ и U=0:

$$K_N(\delta \to \infty) = \frac{1}{2}\frac{G_N^2(0)}{N}\left(\frac{2\Gamma_0}{\delta}\right)^2 \qquad (18)$$

Как видно из формул (16)–(18), проводимость и дисперсия при T=0 не зависят от значения химического потенциала и пропорциональны N. При больших флуктуациях корреляционная функция спадает обратно пропорционально квадрату их величины. Из формулы (16) видно, что при низких температурах в нормальном контакте выполняется закон Ома. Используя формулы (13),(14), можно показать, что проводимость нормального контакта не зависит от температуры; зависимость корреляционной функции от температуры становится заметной при $T >> \Gamma_0$, в этом случае дисперсия

$$K_N(\delta = 0, T) = \frac{8}{3} K_N(\delta = 0, T = 0)\frac{\Gamma_0}{T} \qquad (19)$$

убывает обратно пропорционально температуре.

3. Расчет флуктуаций проводимости в *NIS*-контакте

В *NIS*-контактах вследствие андреевского отражения форма пика проводимости одного канала отличается от лоренцевской. Поэтому можно ожидать появления нелинейности ВАХ и аномального температурного хода как проводимости, так и корреляционной функции. Для того чтобы найти проводимость широкого контакта при $T, U = 0$, используем формулы (9),(12),(3), положив энергию возбуждения равной нулю. Для удобства расчета представим уширения $\Gamma_{R,L}$ в виде (15), где координата x_0 в случае описанной выше одномерной модели дается формулой

$$x_0 = \frac{1}{4\kappa}\left[2\kappa L + \ln\frac{k_F'(k_F^2 + \kappa^2)}{k_F(k_F'^2 + \kappa^2)}\right] . \qquad (20)$$

Считая $k_F \approx k'_F$, можно положить $x_0 \approx L$. Произведем замену $x \to t = 2\kappa(x - x_0)$ в интеграле (9) и, учитывая, что прозрачность барьера мала, перейдем к интегрированию по бесконечному пределу. В результате получим

$$G_{NS}(0) = C_1 G_N(0) \ , \quad C_1 = \sqrt{\pi}/[\Gamma(1/4)]^2 \approx 0{,}27 \ . \tag{21}$$

Как видно из формулы (21), проводимость в нуле отличается от нормальной лишь численным множителем. Для вычисления корреляционной функции произведем аналогичные замены и приближения в формуле (11), используя (3), (15). Полученное выражение

$$K(\delta, 0) = \left(\frac{e^2}{\pi\hbar}\right)^2 N \frac{\Gamma_0^7}{4\pi}(J_1 + J_2) \ , \tag{22}$$

где

$$J_1 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt\,[\Gamma_0^3 \operatorname{ch}^{3/2} t(\delta^2/4 + \Gamma_0^2 \operatorname{ch} t)^2]^{-1} \ ,$$

$$J_2 = \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt\,[\Gamma_0 \operatorname{ch}^{1/2} t\,(\delta^2/4 + \Gamma_0^2 \operatorname{ch} t)^3]^{-1} \ ,$$

является довольно сложной функцией, график которой приведен на рис. 2. В предельных случаях малых и больших флуктуаций получим

$$K_{NS}(0, \delta{=}0) = C_2 \frac{G_N^2(0)}{N} \ , \tag{23}$$

$$C_2 = \frac{3\sqrt{\pi}}{10}[\Gamma(1/4)]^2 \approx 3{,}5$$

и при $\Gamma_0 << \delta << \Delta$

$$K_{NS}(0, \delta \to \infty) = \frac{160}{3\pi} K_{NS}(\delta{=}0)\left(\frac{\Gamma_0}{\delta}\right)^4 \ , \tag{24}$$

т.е. спадание корреляций происходит как квадрат нормальной корреляционной функции. Для оценки температурной зависимости андреевской проводимости воспользуемся формулой (13). Ввиду сложности полученных выражений имеет смысл произвести оценку проводимости и корреляционной функции в двух предельных случаях. В первом случае

$$T << \Gamma_0 << \Delta \ , \tag{25}$$

вычисляя проводимость, в интеграле (13) перейдем к переменной $\xi = \varepsilon/2T$ и разложим выражение (3) в ряд по малым параметрам T/Γ_0,

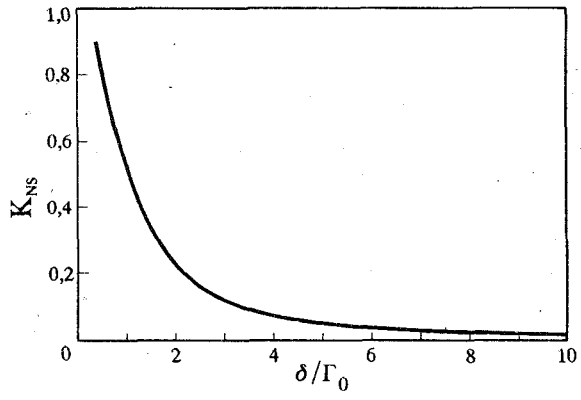

Рис. 2. Корреляtор проводимости как функция флуктуации химического потенциала при нулевых температуре и напряжении.

T/Δ, Γ_0/Δ. В результате интегрирования получаем

$$G_{NS}(T) \approx G_{NS}(0)\left[1 + C_3\left(\frac{T}{\Gamma_0}\right)^2\right] \ ,$$

$$C_3 = \frac{25[\Gamma(1/4)]^4}{576} \approx 1{,}87 \ , \tag{26}$$

т.е. при $T << \Gamma_0$ проводимость медленно растет с температурой. Для расчета корреляционной функции в пределе (25) воспользуемся формулой (14), которая после подстановки (15) и интегрирования по энергии уровня ε_i примет вид

$$K_{NS}(T, \delta) = \left(\frac{e^2}{\pi\hbar}\right)^2 \frac{8\Delta^4\Gamma_0^7}{\pi^3 T^2} N \times$$

$$\times \operatorname{Re}\left\{\int\limits_{2\kappa(L-x_0)}^{-2\kappa x_0} dt \iint \frac{d\varepsilon_1\, d\varepsilon_2}{\operatorname{ch}^2(\varepsilon_1/2T)\operatorname{ch}^2(\varepsilon_2/2T)} \times \right.$$

$$\times \frac{1}{|\Delta^2 - \varepsilon_1^2||\Delta^2 - \varepsilon_1^2|} \frac{1}{\operatorname{Im}\alpha_1^2(t)\operatorname{Im}\alpha_2^2(t)} \times$$

$$\times \left[\frac{\alpha_{1(t)} + \alpha_2^*(t)}{\alpha_1(t)\alpha_2^*(t)[\delta^2 + (\alpha_1(t) + \alpha_2^*(t))^2]} - \right.$$

$$\left.\left. - \frac{\alpha_1(t) + \alpha_2(t)}{\alpha_1(t)\alpha_2(t)[\delta^2 + (\alpha_1(t) + \alpha_2(t))^2]}\right]\right\} \ , \tag{27}$$

где

$$\alpha_{1,2}^2(t) =$$

$$= \frac{u_{1,2}^2(\varepsilon_{1,2} + i2\Gamma_0 \operatorname{ch} t)^2 - v_{1,2}^2(\varepsilon_{1,2} + i2\Gamma_0 \operatorname{sh} t)^2}{v_{1,2}^2 - u_{1,2}^2} \ , \tag{28}$$

$$\begin{pmatrix} u_{1,2}^2 \\ v_{1,2}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{\sqrt{\varepsilon_{1,2}^2 - \Delta^2}}{\varepsilon_{1,2}}\right) . \qquad (29)$$

Положив $\delta = 0$, произведем оценку дисперсии при $T \ll \Gamma_0 \ll \Delta$, используя описанные выше приближения:

$$K_{T \ll \Gamma_0 \ll \Delta}(T, \delta=0) = K_{NS}(0, \delta=0)\left[1 + C_4 (T/\Delta)^2\right] , \qquad (30)$$

$$C_4 = 2\pi^2/3 \approx 6{,}58.$$

Из формулы (30) видно, что при $T \ll \Gamma_0$ корреляционная функция качественно повторяет температурный ход проводимости, но растет с температурой еще медленней.

Рассмотрим второй предельный случай, представляющий интерес и поддающийся аналитическому описанию:

$$\Gamma_0 \ll T \ll \Delta . \qquad (31)$$

Для расчета проводимости в формуле (13) после интегрирования выражения (3) по энергии уровня и разложения по малым Γ_0/T и Γ_0/Δ с учетом соотношений (31) возьмем интеграл по координате в пределах от $-x_0$ до $L - x_0$. Учитывая, что $\exp(-2\kappa L) \ll 1$, получаем

$$G_{NS}(T) = \frac{e^2}{\pi\hbar} N \frac{\Gamma_0^2}{8\pi T^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 \operatorname{ch}^2 \xi} (I_1 + I_2 - I_3) , \qquad (32)$$

где

$$I_1 = \frac{\Delta}{2\Gamma_0} \exp 2\kappa x_0 ;$$

$$I_2 = \frac{\Gamma_0^2}{4T^2} \frac{1}{\xi^2} \exp\left[2\kappa(L - x_0)\right] ;$$

$$I_3 = -\frac{\Delta^3}{16\Gamma_0 T^2} \frac{1}{\xi^2} \exp(2\kappa x_0) .$$

При интегрировании избавимся от расходимости, заменяя нуль физически малой величиной $\xi = \Gamma_0/2T$. Тогда асимптотическая оценка интеграла дает

$$G_{NS}(T) = C_5 G_{NS}(0) e^{2\kappa x_0} \left(\frac{\Delta}{\Gamma_0}\right)^2 \left(\frac{\Delta}{T}\right) , \qquad (33)$$

$$C_5 = \frac{[\Gamma(1/4)]^2}{24\pi^{3/2}} \approx 0{,}05 .$$

Из формулы (33) видно, что при выполнении условия (31) проводимость убывает обратно пропорционально температуре. Дисперсию в пределе (31) получаем, проделав описанные выше операции над интегралом (27) и положив $\delta = 0$:

$$K_{\Gamma_0 \ll T \ll \Delta}(T, \delta=0) =$$

$$= C_6 K_{NS}(0, \delta=0) \left(\frac{\Gamma_0}{\Delta}\right)^2 \left[\frac{1}{3}\left(\frac{\Gamma_0}{T}\right)^3 + \left(\frac{\Gamma_0}{T}\right)^4\right] , \qquad (34)$$

$$C_6 = \frac{20[\Gamma(1/4)]^2}{3\pi^{7/2}} \approx 0{,}8 ,$$

т.е. дисперсия убывает с температурой быстрее, чем квадрат проводимости и примерно как куб дисперсии нормального контакта.

4. Обсуждение результатов

Таким образом, в отличие от проводимости нормального контакта, проводимость *NIS*-контакта обнаруживает зависимость от температуры уже при достаточно низких значениях последней, $T \ll \Delta$. Такое поведение проводимости можно объяснить тем, что в данном температурном интервале преобладает механизм андреевского отражения, в котором могут участвовать лишь электроны и дырки с энергией, отличающейся от химического потенциала сверхпроводника не больше, чем на величину уширения уровня. Поэтому при увеличении температуры рост количества возбуждений, способных переносить заряд, ведет к первоначальному росту андреевской проводимости, которая начинает затем уменьшаться, когда температурное размытие уровня Ферми начинает преобладать

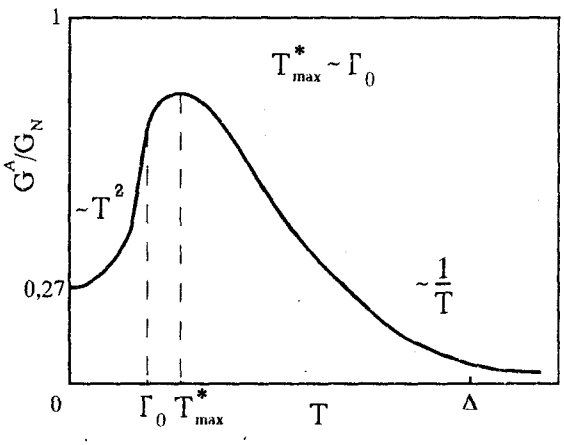

Рис. 3. Качественный вид вклада температурной зависимости в проводимость, обусловленного андреевским отражением.

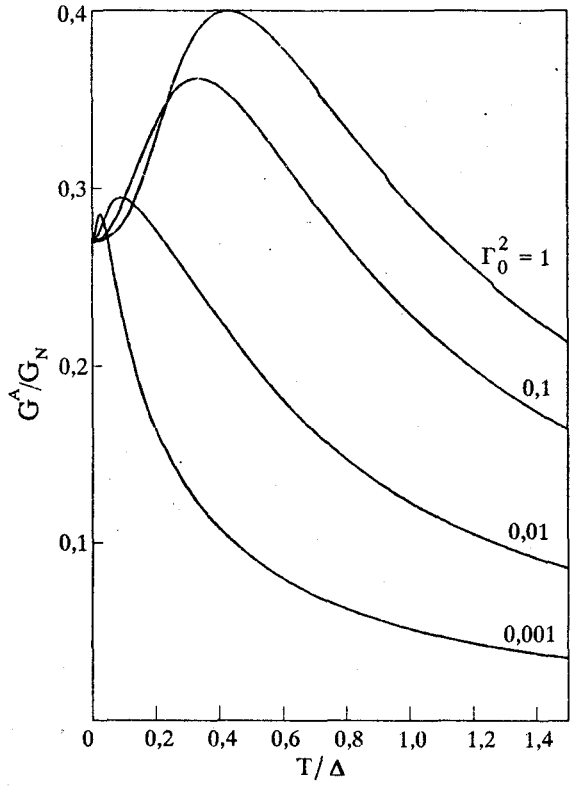

Рис. 4. Андреевская часть проводимости как функция температуры для различных $\Gamma_0^2 = \Gamma_R \Gamma_L$. Значения Γ_0^2 указаны над соответствующими кривыми.

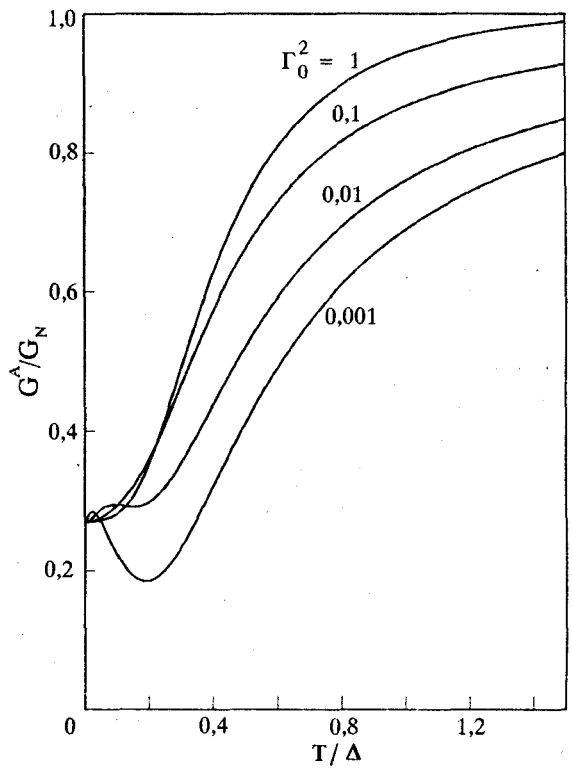

Рис. 5. Полная проводимость в зависимости от температуры для тех же значений Γ_0^2, что и на рис. 4.

над квантовыми эффектами. Из выражений (26), (30), (33), (34) можно сделать вывод о качественном ходе температурной зависимости андреевской проводимости контакта (рис. 3), проходящей через максимум в области $T \sim \Gamma_0$, и дисперсии проводимости. Качественно эти зависимости похожи, но дисперсия при $T << \Gamma_0$ растет медленнее, а при $T >> \Gamma_0$ резче убывает с увеличением температуры, чем проводимость. Полная проводимость (6) в зависимости от величины Γ_0 может иметь N-образный вид либо монотонно возрастать. Машинные расчеты андреевской (рис. 4) и полной (рис. 5) проводимости, произведенные по формулам (7) и (6) соответственно, подтвердили справедливость сделанных предположений. В расчетах плотность примесных уровней ρ считалась достаточно малой для того, чтобы наличием туннельных каналов с двумя примесями можно было пренебречь. Таким образом, в отличие от *MIM*-контакта, нелинейное поведение проводимости *NIS*-контакта не обусловлено туннелированием через две примеси. Использованная в работе модель статистического ансамбля не учитывала также возможности взаимодействия между каналами резонансного туннелирования, что допустимо при малых L и ρ, когда квазичастицы «не успевают» переходить с одного канала на другой.

Данная работа поддержана грантом № U2F000 Международного научного фонда.

1. B. Ricco and M. Ya. Asbel, *Phys. Rev.* **B29**, 1970 (1984).
2. M. Ya. Asbel, *Phys. Rev.* **B28**, 4106 (1983).
3. M. Ya. Asbel, *Solid State Commun.* **45**, 527 (1983).
4. M. Ya. Asbel and P. Soven, *Phys. Rev.* **B27**, 831, (1983).
5. M. C. Payne, *Solid State Phys.* **19**, 1145 (1986).
6. А. И. Ларкин, К. А. Матвеев, *ЖЭТФ* 93, 1030 (1987).
7. P. Bradlay, W. Rubby and T. Van Duzer, *J. Appl. Phys.* **66**, 5872 (1989).
8. X. Americh-Humet and F. Serre-Mestres, *Phys. Status Solidi* A51, 583 (1979).
9. H. Knauer, J. Richter and P. Seidel, *Phys. Status Solidi* **A44**, 303 (1977).
10. M. Naito and M. R. Baeslay, *Phys. Rev.* **B35**, 2548 (1987).
11. K. A. Webb, J. J. Wainer and A. B. Flover, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1577 (1985).
12. V. A. Khlus, A. V. Dyomin, and A. L. Zazunov, *Physica* **C214**, 413 (1993).

Mesoscopic fluctuations of conductivity for superconductor — normal metal tunnel junctions with localized electron states within the barrier

A. V. Demin, V. A. Khlus, and L. P. Chernyakova

The singularities of conductivity for superconductor — normal metal tunnel junctions containing localized electron states within the barrier are considered in the case of a large number and low density of such states. The mesoscopic effects associated with the Andreev reflection are investigated in these systems. Conductivity and its dispersion are calculated in different temperature limits. It is shown, that the nonmonotonous dependence of conductivity on temperature can be due to the Andreev reflection.