

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 404 – 406

20 октября 1970 г.

ФЛУКТУАЦИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

О.Д.Чайкили

Большое влияние флуктуационных пар на проводимость сверхпроводника выше критической температуры при слабых полях изучалась в работе Асламазова и Ларкина [1]. Нелинейная же зависимость проводимости от поля изучалась в работах Шмидта [2] и Горькова [3]. Экспериментально влияние флуктуаций на проводимость в тонких пленках впервые была наблюдена в работе Гловера [4].

В данной работе исследуется влияние флуктуаций на туннельный ток в контактах *MIM* и *SIM*. В первом порядке по флуктуациям диаграмма, дающая вклад в туннельный ток, представлена на рисунке (см. [3]). Сплошные линии – гриневские функции, пунктирные – усреднение по примесям, а волнистая – купровская вершина. Туннельный ток будет вычисляться по формуле (см. [5])

$$IR_0 = - \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\operatorname{th} \frac{\epsilon - V}{2T} - \operatorname{th} \frac{\epsilon}{2T} \right) \operatorname{Im} G_1^R(\epsilon) \operatorname{Im} G_2^R(\epsilon - V), \quad (1)$$

где V – разность потенциалов на барьере, R_0 – сопротивление контакта в нормальном состоянии, $G^R(\epsilon) = \int d\xi G^R(\epsilon |p|)$ гриневская функция проинтегрированная по энергии $\xi = v_o(|p| - p_o)$. Так как ток (1) выражается с помощью запаздывающих гриневских функций, нам надо аналитически продолжить график (рисунок) на вещественные частоты. Аналитическое продолжение проводится методом, разработанным Келдышем [6]. Не приводя громоздких вычислений,

связанных с аналитическим продолжением (они будут в дальнейшем конечный результат для запаздывающей функции Грина

$$G^R(\epsilon) = \int d\omega d\mathbf{q} G^R(\epsilon, \mathbf{p}) = -i\pi + \\ + \pi T \int \frac{d\omega d\mathbf{q}}{(2\pi)^4} \frac{1}{\omega} [K^A(\omega, \mathbf{q}) - K^R(\omega, \mathbf{q})] (\epsilon - \omega/2 + i/\tau_s)^{-2}. \quad (2)$$

Второй член в этой формуле соответствует графику на рисунке. Частота куперовской пары считается малой. τ_s — время между столкновениями с переворотом спина электрона. Отметим здесь же, что если $1/\tau_s \gg T - T_c$, флюктуации существенно не влияют на туннельный ток. Поэтому мы будем ограничиваться рассмотрением образцов с обычными примесями. В этом случае куперовская вершинная функция имеет вид

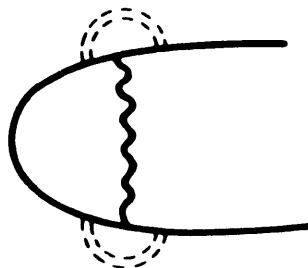
$$K^R(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2\pi^2}{mp_0} \left[\frac{i\pi\omega}{8T} - \frac{T - T_c}{T} - \frac{\pi P}{8T} q^2 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где $P = v_0^2 r / 3$, r — время между столкновениями, которое при δ -образном потенциале взаимодействия электрона с примесью совпадает с транспортным временем.

Окончательно

$$\text{Im } G^R(\epsilon) = -\pi - \frac{4\sqrt{2}\pi T^2}{mp_0 P^{3/2}} \frac{1}{\epsilon^2} \left[\Gamma^{1/2} - \frac{[(\epsilon^2 + \Gamma^2)^{1/2} + I]^{3/2}}{2\sqrt{2}(\epsilon^2 + \Gamma^2)^{1/2}} \right], \quad (4)$$

где $I = 4/\pi(T - T_c)$.



Подставляя (4) в (1) можно вычислить ток в MIM -контакте. Не приводя громоздкую формулу, получаемую в результате такой подстановки, перейдем к рассмотрению частного случая, когда температуры перехода обоих металлов в контакте одинаковы. Зависимость туннельного тока от приложенного напряжения сложна. Сравнительно легко вычислить $(di/dV)_{(V=0)} = 1/R$. Расчет дает

$$1/R = (1/R_o) \left[1 + 0,2 \frac{1}{(\epsilon_F r)^3} \frac{T}{\epsilon_F} \left(\frac{T}{T - T_c} \right)^2 \right]. \quad (5)$$

Из полученного выражения видно, что второй, флуктуационный член в правой части (6) в случае предельно грязных металлов $\epsilon_F r \sim 1$ сравняется с первым членом при $(T - T_c) / T \sim 10^{-2}$. Отметим, что мы рассматривали случай, когда по обе стороны контакта имеется массивный металл.

Сопротивление контакта между металлами с разными температурами перехода $T_{c_1} < T_{c_2}$, при температурах $T > T_{c_2}$ имеет вид

$$1/R = \left(1/F_o\right) \left[1 + 0,03 \frac{1}{(\epsilon_F r)^{3/2}} \left(\frac{T}{\epsilon_F} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{T - T_{c_2}} \right)^{1/2} \right] . \quad (6)$$

Рассмотрим туннельный ток в контакте SIM при температурах $T > T_c$ (T_c – критическая температура металла M в этом контакте). Если использовать выражение для плотности состояния электронов в сверхпроводнике (см., например, [5]), можно записать туннельный ток в виде

$$iR_o = - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\text{th} \frac{\epsilon - V}{2T} - \text{th} \frac{\epsilon}{2T} \right) \frac{|\epsilon| \theta(|\epsilon| - \Delta)}{(\epsilon^2 - \Delta^2)^{1/2}} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{4\sqrt{2}T^2}{mp_o P^{3/2}} \frac{1}{(\epsilon - V)^2} \left[\Gamma^{1/2} - \frac{[(\epsilon - V)^2 + \Gamma^2]^{1/2} + \Gamma}{2\sqrt{2}((\epsilon - V)^2 + \Gamma^2)^{1/2}} \right] \right\} . \quad (7)$$

Этот интеграл может быть вычислен только в частных случаях, что затрудняет детальное сравнение (7) с экспериментом [7]. Однако легко видеть, что если приложенный потенциал $V < \Delta$, флуктуационная поправка к току ничтожно мала. Флуктуационный ток начинает появляться, когда V становится равным Δ ($\Delta - V \sim T - T_c$), что находится в качественном согласии с экспериментом [7]. Флуктуационная поправка к туннельному току при $V = \Delta$ пропорциональна $T / (T - T_c)$.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Ю.Н.Овчинникова, Д.Е.Хмельницкого и Г.М.Элиашберга за обсуждение полученных результатов.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
3 августа 1970 г.

Литература

- [1] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин. ФТТ, 10, 1104, 1968.
- [2] A.Schmidt. Phys. Rev., 180, 336, 1968.
- [3] Л.П.Горьков. Письма в ЖЭТФ, 11, 52, 1970.
- [4] R.E.Clover. Phys. Lett., 25A, 544, 1967.
- [5] А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников. ЖЭТФ, 51, 1535, 1966.
- [6] Л.Б.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1515, 1964.
- [7] R.W.Cohen, B.Abeles, C.R.Fuseler. Phys. Rev. Lett., 23, 377, 1969.