

05.4;11

©1993

## СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ ТОКА НА ОСНОВЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

*С.А.Баренгольц, Е.А.Литвинов, И.В.Уйманов*

Создание переключающих устройств, функционирующих на основе перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние — одно из возможных практических применений явления сверхпроводимости. В работе показана возможность создания такого устройства, где переключение осуществляется током автоэлектронной эмиссии.

Эмиссионный источник квазичастиц, неодинаковым образом локализованный на электронной и дырочной ветвях спектра элементарных возбуждений сверхпроводника, приводит к разбалансу их заселенности и, как следствие, появлению электрического поля в приповерхностной области [1]. Такую неравновесную ситуацию можно описать уравнением Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -4\pi\rho, \quad \varphi\Big|_{x=-\infty} = 0, \quad \frac{d\varphi}{dx} = -F_0, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — потенциал электрического поля,  $F_0$  — напряженность электрического поля у поверхности катода,  $\rho$  — плотность заряда, и уравнениями двухжидкостной модели заряда, которая для стационарного случая имеет вид [2]

$$\frac{d}{dx}j_n^Q = \frac{\delta Q_n}{\tau_q}, \quad (2)$$

$$j_n^Q = \tau_p \frac{v_F^2}{3} \frac{d}{dx} \delta Q_n, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx}j_s^Q = -\frac{\delta Q_n}{\tau_q}, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dx}[\mu_s + e\varphi] = 0. \quad (5)$$

Здесь  $j_n^Q$  — плотность тока нормальной компоненты заряда,  $j_s^Q$  — сверхпроводящей компоненты,  $\delta Q_n$  — отклонение заряда от локально-равновесного значения,  $v_F$  — скорость электрона на поверхности Ферми,  $\tau_p$  — время релаксации электрона по импульсам.

Выражение для времени релаксации заряда квазичастиц при  $|T_c - T| \ll T_c$  получено в работе [3]

$$\tau_q = \frac{4 k_B T_c}{\pi \Delta(T)} \tau_E, \quad (6)$$

где  $T_c$  — температура сверхпроводящего перехода,  $\Delta(T)$  — энергетическая щель в сверхпроводнике и  $\tau_E$  — время неупругой электрон-фононной релаксации.

Решая систему уравнений (1)–(5), можно получить выражение, связывающее разность химических потенциалов нормальной и сверхпроводящей компонент с плотностью эмиссионного тока  $j_{em}$  [1]

$$\delta\mu(0) = j_{em} \frac{\tau_q}{2N(0)(1-\lambda)L_q}. \quad (7)$$

Здесь  $\lambda = (\pi/4)[\Delta(T)/(K_B T_c)]$ ,  $2N(0)$  — плотность состояний на уровне Ферми и диффузионная длина квазичастиц  $L_q = v_F(\tau_p \tau_q)^{0.5}$ .

Появление неравновесной добавки к химическому потенциалу сверхпроводящих электронов изменяет энергетическую щель в сверхпроводнике. Выражение для параметра порядка в неравновесном случае имеет вид [4]

$$\frac{\pi}{8T_c} D(\nabla^2 - P^2)\Delta + \left[ \frac{T_c - T}{T_c} - 7\xi(3) \frac{(\Delta^2 + 2\delta\mu_s)^2}{\delta(\pi T_c)} \right] \Delta = 0. \quad (8)$$

Здесь  $e = k_B = \hbar = c = 1$ ,  $P$  — импульс сверхпроводящей компоненты,  $D = v_F l / 3$  — коэффициент диффузии,  $l$  — длина свободного пробега электрона,  $\xi$  — функция Римана.

Так как характерная область изменения  $\delta\mu_s$  порядка  $L_q$  и с учетом того, что в рассматриваемом случае считаем, что  $P$  не сильно приближается к критическому, то первым членом в уравнении (8) при  $T$ , близком к  $T_c$  можно пренебречь. С учетом этого, уравнение (8) можно записать следующим образом

$$\Delta = [\Delta_0^2 - 2\delta\mu_s^2]^{0.5}, \quad (9)$$

где  $\Delta_0 = T_c \left[ \frac{8\pi^2}{7\xi(3)} (1 - T/T_c) \right]^{0.5}$  — энергетическая щель в теории БКШ.

Используя то, что  $\delta\mu_s = (\lambda - 1)\delta\mu$  [2] можно получить выражение для оценки критической плотности автоэмиссионного тока, при которой разрушается сверхпроводимость в приповерхностной области

$$j_{cr} = \frac{e2N(0)\Delta_0 L_q}{\sqrt{2}\tau_q}. \quad (10)$$

Выражение (10) показывает сильную температурную зависимость критической плотности тока при  $T \approx T_c$ , так как  $j_{cr} \sim \Delta_0^{3/2}$  и, следовательно,  $\sim (1 - T/T_c)^{3/4}$ . Это соответствует экспериментальным результатам по исследованию влияния стационарного тока автоэмиссии на критические параметры сверхпроводящего катода [5].

Таким образом, полученные нами результаты показывают важность учета неравновесных эффектов при автоэлектронной эмиссии из сверхпроводников и открывают возможность создания переключающих устройств, управляемых током автоэмиссии.

В заключение отметим, что решение уравнения Пуассона для  $T \rightarrow 0$  К показывает, что электрическое поле сосредоточено вблизи поверхности на расстояниях порядка радиуса Томаса-Ферми  $L_D = [4\pi e^2 N(0)]^{-0.5}$ . В этой области вследствие увеличения плотности состояний условия для куперовского спаривания более предпочтительны, что ведет к увеличению критической температуры. Оценить это изменение можно, используя соотношение, полученное в работе [6].

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} \approx \frac{4}{\pi^2} \frac{K L_p}{g \xi_T}, \quad (14)$$

где  $g = N(0)V$ ,  $V$  — константа электрон-фононного взаимодействия.

Для высокотемпературных сверхпроводников, например, оценка величины  $\Delta T_c$  составляет  $\sim 1$  К вследствие низкой концентрации электронов и малых  $\xi_T$ .

Следовательно, в зависимости от температуры катода и плотности автоэмиссионного тока энергетическая щель в спектре сверхпроводника может либо увеличиваться, либо совсем исчезать.

### Список литературы

- [1] *Barengolts S.A., Litvinov E.A., Uimanov I.V.* // Surf. Sci. 1992. V. 266. P. 132–136.
- [2] *Pethick C.J., Smith H.* // J. Phys. C: Solid St. Phys. 1980. V. 13. P. 6313.
- [3] *Schmid A., Schon G.J.* // Low. Temp. Phys. 1975. V. 20. P. 207.
- [4] *Гулян А.М., Жарков Г.Ф.* Сверхпроводимость во внешних полях. М.: Наука, 1990. 186 с.
- [5] *Алексеевский Н.Е.* // ДАН СССР. 1978. Т. 242. С. 816–818.
- [6] *Шапиро Б.Я.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 86. С. 1676–1682.