Письма в ЖЭТФ, том 60, вып.5, стр.357 - 360

ОСОБЕННОСТИ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНЫХ $N-S$ КОНТАКТОВ ДЛЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИЕЙ "ЧАСТИЦА – ДЫРКА"

А.С.Мельников

Институт физики микроструктур РАН

603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 июня 1994 г.

После переработки 20 июля 1994 г.

В рамках нестационарного уравнения Гинзбурга – Ландау с комплексной константой релаксации $\gamma=\gamma_0(1-i\epsilon)$ рассмотрены особенности свойств одномерных контактов нормальный металл – сверхпроводник вблизи T_c. Показано, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) контакта в этой модели асимметричны, причем асимметрия существенно зависит как от $T-T_c$, так и от знака ϵ. Как известно, учет $\epsilon\neq0$ ранее использовался для объяснения изменения знака холловской проводимости в смешанном состоянии ВТСП. Полученные в данной работе результаты указывают на возможность определения абсолютной величины и знака ϵ по температурной зависимости асимметрии ВАХ контактов нормальный металл – ВТСП вблизи T_c, что представляется важным, в частности, для интерпретации экспериментов по эффекту Холла.

Последнее время в литературе широко обсуждается возможность описания некоторых особенностей динамических свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в рамках нестационарного уравнения Гинзбурга – Ландау (ГЛ) с комплексной константой релаксации $\gamma=\gamma_0(1-i\epsilon)$ [1-3]:

$$-\gamma\left(\hbar\frac{\partial}{\partial t}+2ie\varphi\right)\Psi=\frac{\delta F_s}{\delta\Psi^*},\tag{1}$$

где F_s – свободная энергия ГЛ. Не равная нулю мнимая часть γ приводит к нарушению симметрии уравнения (1) относительно преобразования $\Psi\to\Psi^*$, $\varphi\to-\varphi$, $\mathbf{A}\to-\mathbf{A}$, что соответствует нарушению симметрии "частица - дырка" [2]. Вопрос о выводе нестационарного уравнения вида (1) из микроскопической теории рассматривался ранее в работе [4]. При этом оказалось, что величина $\epsilon\sim T_c/E_F$ и, следовательно, достаточно мала (хотя для ВТСП это отношение существенно больше, чем для большинства низкотемпературных сверхпроводников). Тем не менее, учет ϵ приводит к качественным изменениям как в динамике параметра порядка, так и в распределении потенциала φ. В работах [1-3] было показано, что такой подход может быть использован для объяснения экспериментальных данных, указывающих на изменение знака холловской проводимости в ВТСП (см., например, [5-10]). При этом очень существенным оказывается вопрос о знаке величины ϵe, так как смена знака холловской проводимости становится возможной в том случае, если $\mathrm{sign}(\epsilon e)=-\mathrm{sign}\,\sigma_n^H$ (σ_n^H – холловская проводимость в нормальном состоянии). Как отмечено в работах [2,3], такое условие может реализоваться для сверхпроводников со сложной поверхностью Ферми (для простой изотропной поверхности Ферми имеем $\mathrm{sign}(\epsilon e)=\mathrm{sign}\sigma_n^H$). Несомненный интерес представляет определение других возможных следствий учета величины $\epsilon\neq0$. В качестве одного из таких следствий в данной работе рассмотрено влияние нарушения симметрии "частица – дырка" на свойства одномерных $N-S$ контактов. Заметим, что в рамках обычной нестационарной теории ГЛ ($\epsilon = 0$) вольт-амперные характеристики (ВАХ) $N-S$ контактов были рассмотрены в [11,12]. Воспользуемся здесь системой нестационарных уравнений ГЛ для сверхпроводников с конечной щелью [13-15] и учтем в ней мнимую добавку к константе релаксации:

$$\frac{\pi\hbar}{8(T_c-T)}\left(1+\frac{|\Psi|^2}{\Gamma^2}\right)^{-1/2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{2ie\varphi}{\hbar}+\frac{1}{2\Gamma^2}\frac{\partial|\Psi|^2}{\partial t}\right)\Psi - i\epsilon\frac{\pi\hbar}{8(T_c-T)}\times$$

$$\times\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{2ie\varphi}{\hbar}\right)\Psi = \xi^2\left(\nabla-\frac{2ie}{\hbar c}\mathbf{A}\right)^2\Psi+\Psi-|\Psi|^2\Psi, \tag{2}$$

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}+\mathbf{j}_s, \tag{3}$$

где $\xi(T)$ – длина когерентности, $\mathbf{j}_s$ – плотность сверхпроводящего тока,

$$\Gamma^{-1} = (4\tau_{ph}\pi/\hbar)\sqrt{2T_c(T_c-T)/(7\zeta(3))},$$

τ_{ph} – время неупругой электрон-фононной релаксации. Эти уравнения могут быть получены из микроскопической теории при $T_c - T \ll \hbar/\tau_{ph}$ (при $\epsilon = 0$ см. вывод [13-15], а (при $\epsilon \neq 0$ этот вопрос будет изложен в отдельной работе). В пределе $\Gamma \to \infty$ из (2) мы получаем уравнение (1), соответствующее бесщелевому случаю. Рассмотрим одномерную систему, состоящую из сверхпроводника ($x > 0$) и нормального металла ($x < 0$), и будем искать стационарные решения для Ψ при малом постоянном токе, текущем через границу ($j \ll j_c$, где j_c – плотность критического тока расспаривания). Тогда система (2), (3) может быть записана в виде

$$\xi^2\frac{\partial^2\rho}{\partial x^2}+\left(1-\frac{\pi\epsilon e}{4(T_c-T)}\varphi\right)\rho-\rho^3-\xi^2\rho\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 = 0, \tag{4}$$

$$\xi^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} = u\rho^2\varphi\left(1+\frac{\rho^2}{\Gamma^2}\right)^{-1/2}, \tag{5}$$

$$j = -\sigma\frac{\partial\varphi}{\partial x}+j_s, \tag{6}$$

где ρ и θ – амплитуда и фаза параметра порядка. Граничные условия для этой системы уравнений имеют вид

$$\rho(0) = 0; \quad \rho(+\infty) = 1; \quad \frac{\partial\varphi}{\partial x}(0) = -j/\sigma; \quad \varphi(+\infty) = 0.$$

Параметр u определяет соотношение длины когерентности и глубины проникновения электрического поля. Его значение может быть получено из микроскопической теории (см. [13-15]): $u = 5,79$. Для сверхпроводников с высокой концентрацией магнитных примесей в уравнениях (2), (5) надо сделать предельный переход $\Gamma \to \infty$ и положить $u = 12$. Из уравнения (4) следует, что потенциал φ подавляет или увеличивает модуль параметра порядка вблизи $N-S$ границы в зависимости от знака величины $\epsilon e\varphi$, что приводит к асимметрии ВАХ. Будем искать решение уравнений (4), (5) в виде разложения по степеням малой величины j/j_c. При этом, ограничиваясь линейными и квадратичными по j членами, можно получить следующее выражение для ВАХ:

$$V \simeq \frac{\xi\alpha_1}{\sigma} j \left(1 + \epsilon\, \mathrm{sign}\,(e)\alpha_2 \frac{j}{j_c}\right), \tag{7}$$

где V – разность потенциалов между точками, одна из которых находится на границе раздела $N - S$, а другая – в глубине сверхпроводника. Рассмотрим здесь два предельных случая: а)$\Gamma \gg 1$ и б) $\Gamma \ll 1$, $u\Gamma \ll 1$. Если $\Gamma \gg 1$ и уравнение (2) переходит в (1), то функции α_1 и α_2 могут быть определены из следующих выражений:

$$\alpha_1 = f(0, u), \tag{8}$$

$$\alpha_2 = -\frac{4u^2}{3\sqrt{3}f(0,u)} \int_0^\infty f^2(z,u)R(z)\tanh\frac{z}{\sqrt{2}}dz, \tag{9}$$

$$R(z) = y_2(z)\int_z^\infty y_1(z')f(z',u)\tanh\frac{z'}{\sqrt{2}}dz' + y_1(z)\int_0^z y_2(z')f(z',u)\tanh\frac{z'}{\sqrt{2}}dz', \tag{10}$$

$$y_1(z) = \cosh^{-2}\frac{z}{\sqrt{2}}; \qquad y_2(z) = y_1(z)\int_0^z \frac{dz'}{y_1^2(z')}. \tag{11}$$

Функция $f(z,u)$ является решением уравнения

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = u\tanh^2\frac{z}{\sqrt{2}}f, \tag{12}$$

$$\frac{\partial f}{\partial z}(0,u) = -1; \qquad f(\infty, u) = 0,$$

имеет вид $f(z,u) = -\eta(z)/\eta'_z(0)$, где

$$\eta(z) = (\cosh\frac{z}{\sqrt{2}})^{-\sqrt{2u}}F(\sqrt{2u} - s,\ \sqrt{2u}+s+1,\ \sqrt{2u}+1,\ (1-\tanh\frac{z}{\sqrt{2}})/2), \tag{13}$$

$$s = 0,5(-1+\sqrt{1+8u}).$$

Здесь $F(\alpha,\beta,\gamma,x)$ – гипергеометрическая функция. Величины α_1 и α_2 были найдены численно для различных значений параметра u. Для $u = 5,79$ имеем $\alpha_1 \simeq 1,2$, $\alpha_2 \simeq 0,27$, а для $u = 12$: $\alpha_1 \simeq 1$, $\alpha_2 \simeq 0,33$.

Рассмотрим теперь случай $\Gamma \ll 1$, $u\Gamma \ll 1$, что соответствует большой по сравнению с ξ глубине проникновения электрического поля в сверхпроводник. При этом для $x \gg \xi$ можно пренебречь в уравнении (4) членом $\xi^2\rho''_{xx}$. Тогда, учитывая лишь линейный по j вклад, для модуля параметра порядка в области $x \gg \xi$ имеем выражение

$$\rho \simeq 1 - \frac{j\xi}{\sigma}\frac{\pi\epsilon e}{8\sqrt{u\Gamma}(T_c - T)}\exp(-\frac{x\sqrt{u\Gamma}}{\xi}). \tag{14}$$

Используя (5), (14) можно получить квадратичную по j поправку к потенциалу $\varphi(x)$ и выражение для $V(j)$ вида (7), где

$$\alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{u\Gamma}}; \qquad \alpha_2 = \frac{1}{9}\sqrt{\frac{u}{3\Gamma}}. \tag{15}$$

Заметим, что наличие квадратичного члена по току в выражении $V(j)$ является характерным именно для сверхпроводника с нарушенной симметрией "частица – дырка". В случае $\epsilon = 0$ отклонение от линейного закона $V(j)$ происходит за счет членов порядка j^3/j_c^2 (см. [12]). Полученная ВАХ (7) асимметрична. Величина этой асимметрии существенно зависит от $T - T_c$ и возрастает с увеличением отношения $\epsilon/\sqrt{\Gamma}$. Асимметрия зависит также от знака произведения ϵe. Ее экспериментальное наблюдение позволило бы определить знак ϵ, что является важным, в частности, для интерпретации экспериментов по эффекту Холла в ВТСП [5-10] (знак поправки к холловской проводимости при $H < H_{c2}$ также определяется знаком величины $\epsilon\mathrm{sign}(e)$ [3]).

Отметим в заключение, что в рамках микроскопической теории вопрос о протекании постоянного тока через границы раздела $N - S$ и нелинейности ВАХ был рассмотрен также и в таком интервале температур вблизи T_c, где для сверхпроводников с конечной щелью нарушается условие применимости использованных выше уравнений $T_c - T \ll \hbar/\tau_{ph}$ (см. [16,17] и приведенные там ссылки). В частности, в работе [17] изучен механизм нелинейности ВАХ, связанный с влиянием тока на скорость релаксации электронно-дырочного разбаланса. Этот эффект, однако, оказывается малым в рассмотренной выше области температур $T_c - T \ll \hbar/\tau_{ph}$ (см. [17]). Кроме того, он не приводит к асимметрии ВАХ в отличие от механизма нелинейности, предлагаемого в данной работе.

---

1. S.Ullah and A.T.Dorsey, Phys. Rev. B**44**, 262 (1991).
2. A.T.Dorsey, Phys. Rev. B**46**, 8376 (1992).
3. N.B.Kopnin, B.I.Ivlev and V.A.Kalatsky, Письма в ЖЭТФ **55**, 717 (1992).
4. H.Ebisawa and H.Fukuyama, Prog. Theor. Phys. **46**, 1042 (1971).
5. S.J.Hagen, C.J.Lobb, R.L.Greene, M.G.Forrester, J.H.Kang, Phys. Rev. B**41**, 11630 (1990).
6. S.J.Hagen, C.J.Lobb, R.L.Greene, M.Eddy, Phys. Rev. B**43**, 6246 (1991).
7. J.Luo, T.P.Orlando, J.M.Graybeal et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 690 (1992).
8. W.Lang, G.Heine, P.Schab et al., Phys. Rev. B**49**, 4209 (1994).
9. A.V.Samoilov, Phys. Rev. B**49**, 1246 (1994).
10. A.V.Samoilov, Z.G.Ivanov, and L.-G.Johansson, Phys. Rev. B**49**, 3667 (1994).
11. T.J.Rieger, D.J.Scalapino, and J.M.Mercereau, Phys. Rev. Lett., **27**, 1787 (1971).
12. А.Ф.Волков, ЖЭТФ **66**, 758 (1974).
13. L.Kramer and R.J.Watts-Tobin, Phys. Rev. Lett. **40**, 1041 (1978).
14. R.J.Watts-Tobin, L.Kramer et al., J. Low Temp. Phys. **42**, 459 (1981).
15. А.М.Гулян, Г.Ф.Жарков, Сверхпроводники во внешних полях (неравновесные явления), М.: Наука, 1990.
16. S.N.Artemenko, A.F.Volkov, and A.V.Zaitsev, J. Low Temp. Phys. **30**, 487 (1978).
17. Б.И.Ивлев, Н.Б.Копнин, К.Дж.Петик, ЖЭТФ **79**, 1017 (1980).