Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 11, стр. 518 – 520 *10 июня 1986 г.*

О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЙ

А.Д.Заикин, С.В.Панюков

При определении скорости распада токовых состояний в джозефсоновских контактах Γ следует учитывать влияние квантовых флуктуаций на зависимость "ток – фаза" таких контактов. Исследована температурная зависимость Γ и показано, что с учетом квантовой поправки к току в пределе сильной диссипации Γ не зависит от емкости контакта. Полученные результаты находятся в количественном согласии с результатами экспериментов [1].

С квантовыми флуктуациями в макроскопических системах связан ряд интересных явлений, которые в настоящее время подвергаются интенсивному теоретическому и экспериментальному исследованию. Одно из таких явлений состоит в затухании токовых состояний сверхпроводящих контактов и СКВИДов. Скорость квантового распада подобных состояний экспоненциально мала $\Gamma = B_0 \exp(-A_0)$, $A_0 \gg 1$. Сейчас в ряде экспериментов достигнуто количественное согласие с теоретическими выражениями для величины $\ln\Gamma$, полученными с квазиклассической точностью в различных предельных случаях.

В недавних экспериментах [1] впервые была предпринята попытка определения также и предэкспоненциального фактора B_0. Теоретическое значение B_0 (для параметров, использованных в [1]) на пять порядков превышает полученную в [1] экспериментально величину предэкспоненты, в то время как результаты измерений [1] для температурной зависимости показателя экспоненты $\ln\Gamma$ прекрасно согласуются с теорией. В настоящей работе показано, что такое расхождение непосредственно связано с предсказанным ранее авторами эффектом квантовой перенормировки критического тока сверхпроводящих контактов [2]. С учетом этого величина скорости распада Γ находится в полном согласии с результатами [1]. Изучена температурная зависимость предэкспоненциального фактора B.

Свободную энергию сверхпроводящих слабых связей можно определить с помощью функционального интеграла:

$$F = -T\ln\int D\varphi \exp\{-S[\varphi]\} \tag{1}$$

T — температура, 2φ — разность фаз на контакте. Микроскопическое вычисление действия S для разных типов сверхпроводящих контактов проводилось в [3-5]. Выражение для свободной энергии в классической теории сразу следует из (1) в пренебрежении флуктуациями фазы φ. В адиабатическом приближении методом перевала получим:

$$F_0 = V(\varphi_0) - I\varphi_0/e, \qquad I/e = \partial V(\varphi_0)/\partial\varphi_0 \tag{2}$$

$V(\varphi)$ — потенциал, I — внешний ток через контакт. Классический критический ток $I = I_{c0}$ находится из условия потери непрерывного решения второго уравнения (2) $V''(\varphi_{c0}) = 0$.

Пусть $I_{c0} - I \ll I_{c0}$, а величина φ_{c0} не слишком близка к $\pi/2$. При таких условиях можно воспользоваться условием $\varphi_1 \equiv \varphi - \varphi_0 \ll 1$ и удержать только главные члены разложения S по степеням φ_1. Тогда вычисление функционального интеграла (1) в однопетлевом приближении дает (см. [2])

$$F = F_0 + \frac{\kappa}{2}\varphi_1^2 - \frac{\lambda}{6}\varphi_1^3 + T\ln\left[\frac{\Gamma(a_+(\kappa))\Gamma(a_-(\kappa))}{\Gamma(a_+(\kappa_1))\Gamma(a_-(\kappa_1))}\right], \tag{3}$$

где $\kappa = [(2\lambda/e)(I_{c0} - I)]^{1/2}$, $\lambda = -\partial^3 V(\varphi_0)/\partial\varphi_0^3$, $a_\pm(\kappa) = \frac{1}{2} + (\eta \pm \sqrt{\eta^2 - 4m\kappa})/4\pi m T$, $\kappa_1 = \kappa - \lambda\varphi_1$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера, $e^2 m = C^*$ — перенормированная емкость контакта [4,5], $(e^2\eta)^{-1} = R_{эфф}$ — сопротивление шунта [4] или эффективное сопротивление закоротки [5]. Равновесная величина $\varphi_1 = \langle\varphi_1\rangle$ находится минимизацией функционала (3) (см. также [5]). При этом уравнение, определяющее зависимость "ток — фаза" для сверхпроводящего контакта, отличается от второго уравнения (2). Так, в случае туннельного контакта

$(\partial V/\partial\varphi = e^{-1} I_{c0} \sin 2\varphi)$ с помощью (3) получим $(\langle\varphi\rangle = \varphi_0 + \langle\varphi_1\rangle)$:

$$I = I_{c0}\sin 2\langle\varphi\rangle - \frac{e\lambda}{2}\beta(\kappa_1(I)), \qquad \beta(\kappa) = \frac{\psi(a_+(\kappa)) - \psi(a_-(\kappa))}{\pi\sqrt{\eta^2 - 4m\kappa}}, \tag{4}$$

$\psi(x) = \Gamma'(x)/\Gamma(x)$. Выражение для квантовой поправки к току (4) справедливо при условии $I_{c0} - I \ll I_{c0}$. Потеря непрерывного решения (4) в точке $I = I_Q \equiv I_{c0} - e(\lambda\beta(\kappa_c) + \kappa_c^2/\lambda)/2$, $\kappa_c = -\lambda^2\beta'(\kappa_c)/2$ [2] означает, что при $I > I_Q$ не существует независящего от времени среднего (с учетом квантовых флуктуаций) значения поля φ (или φ_1), а при $I < I_Q$ вероятность существования такого среднего конечна.

Здесь рассмотрим наиболее интересный предел сильной диссипации $\eta^2 \gg m\kappa$. Как следует из (4), зависимость магнитного потока в СКВИДе ϕ от внешнего потока ϕ_x отличается от хорошо известной формулы для $\phi(\phi_x)$, полученной при синусоидальной зависимости "ток — фаза". При $T = 0$ с учетом (4) имеем

$$I_c \equiv (\phi_x - \phi)\left(L\sin\frac{2\pi\phi}{\phi_0}\right)^{-1} = I_{c0} - \frac{e\lambda}{2\pi\eta}\ln\frac{\eta^2}{m\kappa_1} \tag{5}$$

L — индуктивность СКВИДа, ϕ_0 — квант потока. Введенный в (5) ток $I_c (< I_{c0})$ является непосредственно измеримой величиной. Отметим, что I_c не следует придавать того же смысла, что и току I_{c0} в классической теории, поскольку $\kappa_1 = \kappa_1(I)$ и, следовательно, $I_c = I_c(\phi_x)$. Несмотря на малость квантовой поправки $\delta\phi \equiv L(I_{c0} - I_c)$, фактически именно она была измерена в прецизионных экспериментах [1]. Для использованных в [1] значений $LI_c \simeq 4\phi_0$, $R_{эфф} \simeq 9$ Ом, $\eta^2/m\kappa_1 \simeq 10^2$ с помощью (5) получаем $\delta\phi \simeq 0{,}025\,\phi_0$. Этот результат прекрасно согласуется с измеренной в [1] величиной $\delta\phi = (0{,}027 \pm 0{,}010)\,\phi_0$.

Отличие I_c от I_{c0} следует учитывать при определении скорости распада метастабильных токовых состояний. При $\eta^2 \gg m\kappa$ выражение для показателя экспоненты A_0 было получено

Калдейрой и Легетом [6] (при $T = 0$), Ларкиным и Овчинниковым [7,4] (при конечной температуре), а для B_0 – в работе [7]. В этих работах для вычисления Г использовалась формула $\Gamma = 2\mathrm{Im}F$. При $T \ll T_{c0} = \kappa/2\pi\eta$ имеем:

$$A_0 = \frac{4\pi\eta}{e\lambda}(I_{c0} - I) - \frac{(2\pi\eta)^3}{3\lambda^2} T^2, \qquad B_0 = \frac{\sqrt{2}\eta^{7/2}}{\lambda m^2}. \tag{6}$$

Выражение для B_0 расходится при $m \to 0$. Такая расходимость устраняется, если в (6) выразить I_{c0} через экспериментально измеряемую величину I_c. При этом следует помнить, что I_c зависит от тока I^* (или потока ϕ_x^*) и температуры T^*, при которых производится измерение этой величины (см. (4)). Окончательно имеем ($T^* \ll \eta/m$):

$$\Gamma = B\exp(-A), \quad B = \frac{2^{5/2}(\pi T^*)^2\eta^{3/2}}{\lambda}\exp\left[2\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{T_c}{T^*}\right)\right], \quad T \ll T_c, \tag{7}$$

где $\kappa_1^* = \kappa_1(I^*)$, $T_c = \kappa_1^*/2\pi\eta < T_{c0}$, а A определяется формулой для A_0 (6), в которой следует заменить I_{c0} на I_c. При $T^* \ll T_c$

$$B = \sqrt{2}\eta^{3/2}\kappa_1^{*2}\lambda^{-1}. \tag{8}$$

Величина B (8) при значениях параметров, использованных в экспериментах [1], на $4 \div 5$ порядков меньше B_0 (6), что также хорошо согласуется с результатами [1]. В области $T_c < T \ll \ll \eta/m$ при $T^* \ll \eta/m$

$$\begin{gathered}\Gamma = B\exp(-V_c/T), \qquad V_c = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{2}{e^3\lambda}}(I_c - I)^{3/2}, \\ B = B_0\left(\frac{2\pi T^* m}{\eta}\right)^{2T_c/T}\exp\left[\frac{2T_c}{T}\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{T_c}{T^*}\right)\right] < B_0.\end{gathered} \tag{9}$$

Величина B_0 для режима активационного распада (9) вычислялась в ряде работ (см., например, [7,8]). Уменьшение B по сравнению с B_0 для $T > T_c$ также наблюдалось в экспериментах [1]. Таким образом, отмеченное расхождение между теорией и экспериментом полностью отсутствует, если принять во внимание обусловленное квантовыми флуктуациями различие между измеряемой величиной тока I_c и затравочной величиной I_{c0}. Существенную роль играют условия измерения I_c. Так, если независимые измерения I_c проводятся при тех же температурах, при которых измеряется Г, в формулах (7), (9) следует считать $T^* = T$.

Авторы благодарят А.И.Ларкина, К.К.Лихарева и Ю.Н.Овчинникова за обсуждения результатов работы и ценные замечания.

Литература

1. *Schwartz D.B., Sen B., Archie C.N., Lukens S.E.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1547.
2. *Заикин А.Д., Панюков С.В.* Кр. сообщ. по физике (ФИАН), 1985, № 8, 29.
3. *Ambegaokar V.A., Eckern U., Schön G.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1745; Phys. Rev., 1984, **B30**, 6419.
4. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 1510; Phys. Rev., 1983, **B28**, 6821.
5. *Заикин А.Д., Панюков С.В.* ЖЭТФ, 1985, **89**, 242, 1890.
6. *Caldeira A.O., Leggett A.J.* Ann. Phys., 1983, **149**, 374.
7. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, 322; ЖЭТФ, 1984, **86**, 719.
8. *Wolynes P.G.* Phys. Rev. Lett., 1981, **47**, 968; *Мельников В.И., Мешков С.В.* Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, 111.

Поступила в редакцию
16 января 1986 г.
После переработки
9 апреля 1986 г.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР