

ГИСТЕРЕЗИСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ В КВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ

А.Д. Заикин

Показано, что вольт-амперная характеристика идеальных джозефсоновских контактов малой емкости обладает гистерезисом, существование которого обусловлено процессами межзонного зинеровского туннелирования. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

Одним из наиболее интересных проявлений квантовой природы джозефсоновской разности фаз φ как коллективной переменной, характеризующей состояние сверхпроводящего туннельного контакта, является возможность осуществления в таких контактах когерентного туннелирования квазичастиц и куперовских пар [1]. Теоретический анализ [1-4] привел к предсказанию ряда качественно новых эффектов, которые нуждаются в экспериментальном изучении. В работах [5, 6] получены экспериментальные результаты, свидетельствующие о существенно различном поведении туннельных контактов в классическом и квантовом пределах. Однако, указанные результаты, не находят исчерпывающего объяснения в рамках существующей теории [1-4]. В настоящей работе будет вычислена вольт-амперная характеристика (ВАХ) нешунтированных сверхпроводящих туннельных контактов малой емкости и предложено объяснение наблюдавшемуся в [5, 6] гистерезисному поведению таких контактов.

Туннельный контакт емкости C описываем эффективным действием [7]

$$S = \int_0^{1/T} dt \left[\frac{C}{2} \left(\frac{\dot{\varphi}}{2e} \right)^2 - \int_0^{1/T} dt' \left[a(\tau - \tau') \cos \frac{\varphi(\tau) - \varphi(\tau')}{2} + \beta(\tau - \tau') \cos \frac{\varphi(\tau) + \varphi(\tau')}{2} \right] \right], \quad (1)$$

где функции a и β в интересующем нас низкотемпературном пределе $T \rightarrow 0$ выражаются через модифицированные функции Бесселя

$$a(\tau) = (\Delta^2/2\pi e^2 R_N) K_1^2(\Delta|\tau|), \quad \beta(\tau) = (\Delta^2/2\pi e^2 R_N) K_0^2(\Delta|\tau|), \quad (2)$$

R_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии, Δ — параметр порядка сверхпроводников. Рассмотрим ситуацию, при которой характерная кулоновская энергия $E_c = e^2/2C$ значительно превосходит характерную джозефсоновскую энергию: $E_c \gg \Delta/eR_N$. При этом удобно перейти к зарядовому представлению статистической суммы [2-4] для системы (1), (2). Анализируя вклады всевозможных зарядовых конфигураций подобно тому, как это делалось в [3, 4], приходим к следующим результатам:

а) при $T = 0$ диссипативный распад состояний с зарядом Q осуществляется только при $Q > 2\Delta C/e + e/2$, причем скорость такого распада Γ в главном приближении выражается через квазичастичный ток джозефсоновского контакта I_{qp} ,

$$\Gamma_Q = \frac{1}{e} I_{qp} \left(\frac{Q - e/2}{e} \right); \quad (3)$$

б) при $Q < 2\Delta C/e + e/2$ имеет место обычная структура зон Бриллюэна $E(Q)$, определяемая формулами предела слабой связи $E_c \gg E_J(Q)$ (см., напр., [1]), где

$$E_J(Q) = \frac{\Delta^2}{\pi e^2 R_N} \iint_{\Delta}^{\infty} \frac{d\epsilon d\epsilon'}{\sqrt{(\epsilon^2 - \Delta^2)(\epsilon'^2 - \Delta^2)}} [\epsilon + \epsilon' - \omega]^{-1} = \begin{cases} \frac{\pi\Delta}{4e^2 R_N} \left(1 + \frac{2\omega}{\pi^2 \Delta}\right); & \omega \ll \Delta, \\ \frac{\Delta}{2e^2 R_N} \ln\left(\frac{8\Delta}{\Delta - \omega/2}\right), & 2\Delta - \omega \ll \Delta, \end{cases} \quad (4)$$

$\omega = E_c(2Q/e - 1) > 0$, в то время как при $Q > 2\Delta C/e + e/2$ энергетические щели между различными зонами полностью размываются, что тесно связано с существованием при таких Q так называемого тока интерференции квазичастиц и куперовских пар ($\cos \varphi$ — вклад в ток);

в) в узком интервале $\delta Q \sim (e\Delta/E_c) \exp(-a/e^2 R_N)$, $a \sim \max[(E_c/\Delta)^{1/2}, (\Delta/E_c)^{1/2}]$ вблизи $Q = 2\Delta C/e + e/2$ изменение энергии системы при туннелировании одного электрона становится близким к 2Δ , что (вследствие существования особенностей в плотности состояний сверхпроводников) приводит к сильной перенормировке и уменьшению $E(Q)$, так что даже при $E_c \gg \Delta/eR_N$ формулы предела слабой связи оказываются неприменимыми в указанном интервале δQ .

Пренебрегая последним эффектом, который в рассматриваемом предельном случае может проявиться лишь при очень малых токах, вычислим ВАХ контакта при условии $2\Delta > E_c$. Предположим, что в начальный момент времени система находилась в нижней зоне Бриллюэна. При медленном увеличении внешнего тока $I = dQ/dt$ до некоторого момента времени система будет находиться в нижней зоне, так что напряжение на контакте $V(t)$ будет осциллировать с частотой $I/2e|I|$, а среднее значение \bar{V} равно нулю. Затем система туннелирует в высшие зоны, что будет соответствовать резкому переключению контакта в резистивное состояние $\bar{V} \neq 0$. Для вычисления вероятности указанного процесса используем тот факт, что средняя вероятность зинеровского туннелирования между двумя низшими зонами Бриллюэна за один период блоховских осцилляций $2e/I$ равна $\exp(-I_Z/I)$, где $I_Z = \pi e E_J^2(e)/8E_c$, а $E_J(Q)$ определено в (4). Считая скорость изменения внешнего тока $v = dI/dt$ постоянной, находим вероятность того, что к моменту времени $t = I/v$ система протуннелировала из нижней зоны:

$$W = 1 - \exp\left[-(2ev)^{-1} \int_0^I I_1 \exp(-I_Z/I_1) dI_1\right]. \quad (5)$$

В соответствии с (5) величина dW/dI достигает максимального значения в точке

$$I = I_c = I_Z [\ln(I_c^2/2evI_Z)]^{-1}. \quad (6)$$

Обычно величина v достаточно мала, так что значение логарифма в (6) гораздо больше единицы. В этом случае $I_c \cong I_Z/\ln \kappa$, где $\kappa = I_c^2/2ev$, а производная dW/dI в главном приближении определяется выражением

$$\frac{dW}{dI} = \exp[-(I - I_c)^2/2\sigma^2] \frac{dW}{dI} \Big|_{I=I_c}, \quad \sigma \cong I_c/\ln \kappa, \quad |I - I_c| \lesssim I_c. \quad (7)$$

Таким образом, при $\ln \kappa \gg 1$ с подавляющей вероятностью зинеровское туннелирование происходит в узкой области токов $|I - I_c| \lesssim \sigma \ll I_c$.

После того, как система протуннелирует из нижней зоны, среднее напряжение на контакте практически мгновенно (за время порядка $e\Delta/I_c E_c$) возрастает до значения $\bar{V} \cong 2\Delta/e$, поскольку диссипация при $V < 2\Delta/e + e/2C$ отсутствует, а зинеровское туннелирование между высшими зонами при $I \sim I_c$ является практически полным. При превышении мгновенным значением напряжения $V(t)$ величины $2\Delta/e + e/2C$ "включается" квазичастичное туннелирование, приводящее к диссипативному распаду зарядовых состояний со скоростью (3). При этом $V(t)$ осциллирует с частотой I/e , а среднее значение напряжения определяется формулой

$$\bar{V} = 2\Delta/e + 2IR_N e^2/\pi\Delta C, \quad I \ll \Delta/eR_N. \quad (8)$$

При $I \sim \Delta/eR_N$ одноэлектронные осцилляции напряжения размываются, а при дальнейшем увеличении тока ВАХ быстро выходит на асимптотику $\bar{V} = IR_N + e/2C$.

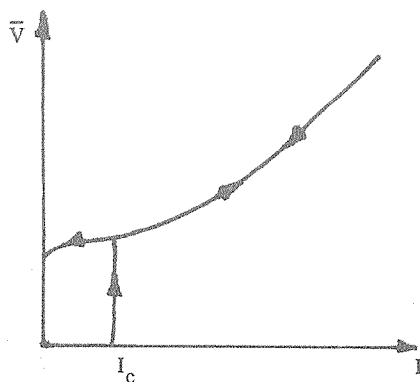


Рис. 1. Типичный вид ВАХ идеального туннельного контакта в квантовом пределе.

Будем уменьшать внешний ток. Вплоть до $I = I_c$ ВАХ является обратимой. При $I < I_c$ вид ВАХ существенно зависит от скорости уменьшения тока dI/dt . В частности, при $|v| \gg I_c \delta_n^2 / E_c$, где $\delta_n = n E_c (E_J / n E_c)^n$, а n равно целой части величины $\Delta / E_c + 1/2$, напряжение \bar{V} определяется формулой (8) до тех пор, пока не начинает подавляться зинеровское туннелирование между зонами n и $n - 1$, т.е. вплоть до токов $I \lesssim < e \delta_n^2 / n E_c$. Таким образом, при $I < I_c$ и $n > 1$ ВАХ туннельного контакта малой емкости обладает четко выраженным гистерезисом (рис. 1), что и наблюдалось в /5, 6/.

Оценка тока $I_c = I_z / \ln \kappa$ для одного из использованных в работе образцов с $R_N = 140$ кОм, $C = 1 - 2$ пФ и $2\Delta \cong 13$ К дает $I_c \cong 10 - 20$ нА, что практически совпадает с результатами измерений /5/. В приведенной оценке $v = \delta I / \delta t$, где $\delta I = \Delta / e R_N$, $\delta t \sim 10 - 100$ с, что дает $\ln \kappa \cong 20$. С учетом этого формула для σ (7) также согласуется с полученным в /5/ разбросом $\sigma \sim 0,05 I_c$ экспериментальных значений тока I_c . Достигнутое количественное согласие между теорией и экспериментом представляется несколько неожиданным, поскольку неясна степень надежности приведенной в /5/ оценки для емкости C (очевидно величина C несколько занижена) и возможность описания реальной экспериментальной ситуации с помощью использованной модели заданного внешнего тока. С отклонением от указанной модели может быть связана наблюдавшаяся в некоторых образцах /5, 6/ дополнительная структура ВАХ.

Гистерезисное поведение туннельных контактов может осуществляться лишь при условии $I_c > I_{cr}$, где ток кроссовера $I_{cr} E_J (\pi / 2 R_T)^{1/2} / 4$, R_T — остаточное (подщелевое) сопротивление контакта при $T \ll \Delta$ (в /5/ $R_T \sim 10^5$ кОм).

Автор благодарен У. Гайгенмюллеру, К.К. Лихареву и Г. Шену за неоднократные стимулирующие обсуждения, а также Б. Херлихсу и И. Муи за возможность ознакомиться с результатами работы /6/ до их опубликования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Likharev K.K., Zorin A.V. J. Low Temp. Phys., 59, 347 (1985); Аверин Д.Е., Лихарев К.К. ЖЭТФ, 90, 733 (1986); J. Low Temp. Phys., 62, 345 (1986).
2. Guinea F., Schön G. Europhys. Lett., 1, 585 (1986); J. Low Temp. Phys., 69, 219 (1987).
3. Заикин А.Д., Панюков С.В. ЖЭТФ, 94, № 12, 172 (1988); J. Low Temp. Phys., 73, 1 (1988).
4. Zaikin A.D., Kosarev I.N. Phys. Lett., 131A, 125 (1988).
5. Iansiti M. et al. Phys. Rev. Lett., 59, 489 (1987); 60, 2414 (1988).
6. Geerligs L.G., Mooij I.E., unpublished.
7. Ambegaokar V., Eckern U., Schön G. Phys. Rev. Lett., 48, 1745 (1982); Phys. Rev., B30, 6419 (1984).

Поступила в редакцию 20 апреля 1989 г.