

РЕЗОНАНСНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ КУПЕРОВСКИХ ПАР В СИСТЕМЕ ДВУХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Д. В. Аверин, В. Я. Алешкин

Вычислена вольт-амперная характеристика (ВАХ) системы из двух последовательно соединенных туннельных джозефсоновских переходов малых размеров. Показано, что туннелирование куперовских пар в этой системе должно приводить к существованию на ВАХ резонансных всплесков тока.

В последнее время активно исследуются процессы коррелированного туннелирования одиночных электронов и куперовских пар в системах туннельных переходов малых размеров (см., например, обзор ¹). Особенно подробно исследована наиболее простая в экспериментальном отношении система из двух последовательно соединенных переходов. До настоящего времени, однако, теоретически обсуждались и экспериментально наблюдались ²⁻⁵ ее особенности, связанные с одноэлектронным туннелированием ¹). Случай джозефсоновского туннелирования обсуждался ⁶ только для малого напряжения V на переходах, когда в системе осуществляются джозефсоновские колебания по суммарной джозефсоновской разности фаз $\varphi_1 + \varphi_2$. В настоящей работе рассматривается область больших напряжений V , в которой влияние джозефсоновского туннелирования на динамику системы определяется другим процессом – резонансным туннелированием куперовских пар.

Гамильтониан рассматриваемой системы есть сумма ее электростатической энергии $U(n_1, n_2)$ и членов H_{Tj} , описывающих туннелирование через j -тый туннельный переход ¹:

$$H = U(n_1, n_2) + H_{T1} + H_{T2}, \quad (1)$$

$$U(n_1, n_2) = \frac{Q^2}{2C_\Sigma} - \frac{eV}{C_\Sigma} (C_1 n_2 + C_2 n_1), \quad (2a)$$

$$Q = e(n_1 - n_2) + Q_0. \quad (2b)$$

Здесь C_j – емкость j -го перехода, en_j^* – заряд, протекший через него, $C_\Sigma \equiv C_1 + C_2$, Q_0 – дробный (в единицах e) эффективный заряд на центральном электроде системы (который может быть наведен, например, внешним электрическим полем). Мы ограничимся обсуждением случая, когда элементарная электростатическая энергия $E_C = e^2/2C_\Sigma$ много меньше характерных щелевых значений энергии $|\Delta_j(T) \pm \Delta_j(T)|$, где $\Delta_j(T)$ – энергетические щели сверхпроводников, образующих переходы. В этом случае туннельные члены H_{Tj} можно представить в "адиабатической" форме:

$$H_{Tj} = -E_j \cos \varphi_j + H'_{Tj}, \quad (3)$$

где H'_{Tj} описывают конечные квазичастичные подщелевые проводимости переходов G_j .

¹) После того, как эта работа была завершена, авторам стала известна работа ⁹, в которой наблюдался пик тока на ВАХ системы двух джозефсоновских туннельных переходов, по-видимому, правильно объясненный авторами ⁹ резонансным туннелированием куперовских пар. Этот результат кратко обсуждается в конце настоящей работы.

Считая проводимости G_j и джозефсоновские энергии связи E_j малыми ($G_j \ll R_Q^{-1}$, $R_Q \equiv \pi/2e^2$; $E_j \ll E_Q$) будем описывать динамику заряда Q на среднем электроде уравнением для матрицы плотности $\rho(Q, Q')$, полученным теорией возмущений по H_{Tj} , которое аналогично уравнению для случая одного перехода^{7, 8}. Поскольку джозефсоновский ток является бездиссипативным, его влияние на динамику Q будет наиболее сильным, когда разность $\delta(Q)$ энергий U до и после туннелирования куперовской пары через один из переходов мала, $|\delta| \ll E_Q$. Считая, что условие резонанса выполнены в j -ом переходе и оставляя в уравнении для ρ только резонансные члены, имеем:

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}(Q) &= -E_j \text{Im}[\rho(Q, Q+2e)] + F_T\{\sigma(Q)\}, \\ \dot{\sigma}(Q+2e) &= E_j \text{Im}[\rho(Q, Q+2e)] + F_T\{\sigma(Q+2e)\}, \\ \dot{\rho}(Q, Q+2e) &= iE_j[\sigma(Q) - \sigma(Q+2e)]/2 - (i\delta + \nu)\rho(Q, Q+2e), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma(Q) &\equiv \rho(Q, Q), \quad F_T\{\sigma(Q)\} = \sum_{j, \pm} [\sigma(Q \pm e)\Gamma_j^\mp(Q \pm e) - \sigma(Q)\Gamma_j^\pm(Q)], \\ \nu &= \sum_{j, \pm} [\Gamma_j^\pm(Q) + \Gamma_j^\pm(Q+2e)], \end{aligned} \quad (5)$$

а Γ_j^\pm — вероятности одноэлектронного туннелирования¹.

Уравнения (4) описывают, в дополнение к одноэлектронному туннелированию, туннелирование куперовских пар через j -ый переход с вероятностью $\gamma_j(Q)$ в единицу времени.

$$\gamma_j(Q) = \nu E_j^2 / 2(\delta^2 + \nu^2). \quad (6)$$

Таким образом, туннелирование куперовских пар может быть существенно только при определенных резонансных значениях Q ,

$$Q \approx \begin{cases} VC_2 - e, & j = 1, \\ -VC_1 + e, & j = 2; \end{cases} \quad (7)$$

вероятность такого туннелирования вдали от этих значений Q мала, $\gamma_j \propto (E_j/E_C)^2$. В силу дискретности Q условия резонанса могут быть выполнены только при определенных напряжениях V (при которых равенства (7) и (26) совместимы) вследствие чего туннелирование куперовских пар должно приводить к появлению периодически расположенных резонансных всплесков тока на ВАХ системы. Амплитуда этих всплесков, однако, должна быстро уменьшаться с увеличением V , поскольку при больших V плотность вероятности $\sigma(Q)$ становится "размытой" и вклад в ток от одного резонансного канала туннелирования уменьшается. ВАХ в целом должна представлять собой суперпозицию таких постепенно затухающих всплесков и обычных одноэлектронных "волн"¹.

Форму наибольшего (ближайшего к $V=0$) всплесков просто найти, например, при нулевой температуре и разных емкостях переходов, $C_1 \ll C_2$. Решая уравнения (4) в этом случае, находим что при $G_1 \gg G_2$ амплитуда всплесков мала, $I_{max} \propto G_2/G_1$, а при $G_1 \ll G_2$ ВАХ в окрестности всплеска ($V \approx (Q_0 + e)/C_2$) имеет вид:

$$I = 2e\gamma_1 \left[1 + 2\gamma_1\tau \frac{6Q_0 + 5e}{(2Q_0 + 3e)(2Q_0 + e)} \right]^{-1}, \quad \tau \equiv C_\Sigma / G_2, \quad (8a)$$

где

$$\gamma_1 = 2eE_1^2 G_2 C_\Sigma (2Q_0 + 3e) / \{ [8e^2(Q_0 + e - VC_2)]^2 + [G_2(2Q_0 + 3e)]^2 \}. \quad (8b)$$

Таким образом, при $E_1 \ll \tau^{-1}$ всплеск имеет амплитуду $I_{max} \approx 2eE_1^2 \tau$ и ширину $\Delta V \approx (e\tau)^{-1}$, а при $E_1 \gg \tau^{-1}$ — $I_{max} \approx e/\tau$, $\Delta V \approx E_1/e$. Вид ВАХ при $V < 0$ определяется теми же формулами с заменами $V \rightarrow -V$, $I \rightarrow -I$, $Q_0 \rightarrow -Q_0$.

Полученные выше результаты позволяют количественно проверить возможность объяснения наблюдавшегося ⁹ пика тока резонансным туннелированием куперовских пар. Положение этого пика по напряжению согласуется с тем, которое следует из выражений (2б), (7). В предположении, что подщелевые проводимости переходов (не измерявшиеся в ⁹) пропорциональны надщелевым проводимостям, из уравнений (4) можно вычислить амплитуду пика, которая составляет 0,6 нА. Отличие от экспериментального значения 0,3 нА объясняется, возможно, нелинейностью подщелевых проводимостей переходов.

Авторы выражают благодарность К.К.Лихареву за помощь в постановке задачи.

Литература

1. Likharev K.K. IBM J. Res. Dev., 1988, **32**, 144.
2. Кузьмин Л.С., Лихарев К.К. Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 389.
3. Fulton T.A., Dolan G.J. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 109.
4. Van Bentum P.J.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 2543.
5. McGreer K.A. et al. Phys. Rev. B, 1989, **39**, in press.
6. Likharev K.K., Zorin A.B. Jap. J. Appl. Phys., 61987, **26**, (suppl. 3), 1407.
7. Аверин Д.В., Лихарев К.К. ЖЭТФ, 1986, **90**, 733.
8. Аверин Д.В. ФНТ, 1987, **13**, 364.
9. Fulton T.A. et al. Observation of combined Josephson and charging effects in small tunnel junction circuits, to be published.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
15 сентября 1989 г.