Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 7, стр. 342 – 344 *10 апреля 1987 г.*

КОГЕРЕНТНОЕ И НЕКОГЕРЕНТНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ КОНТАКТЕ С "ПЕРИОДИЧЕСКОЙ" ДИССИПАЦИЕЙ

С.Е.Коршунов

Исследован шунтированный нормальным сопротивлением туннельный контакт. Для предельного случая большой вязкости найдены ширина зоны при нулевом внешнем токе и зависимость вероятности туннелирования от внешнего тока в режиме некогерентного туннелирования.

Согласно работам Амбегаокара и др. [1], шунтированный нормальным сопротивлением туннельный контакт может быть описан эффективным эвклидовым действием:

$$S[\varphi(t)] = \int dt \left[\frac{m}{2}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)^2 - V\cos\varphi - F\varphi\right] + \frac{4\eta}{\pi}\int\int dt\,dt' \frac{\sin^2\{[\varphi(t)-\varphi(t')]/4\}}{(t-t')^2}, \quad (1)$$

зависящим от единственной переменной φ-разности фаз на контакте. Здесь эффективная масса $m = \hbar C/4e^2$ (C – емкость контакта), эффективная вязкость $\eta = \hbar/4e^2R$ (R – шунтирующее сопротивление), $V = I_c/2e$ (I_c – критический ток), $F = I/2e$ (I – внешний ток). Взаимодействие с микроскопическими степенями свободы проявляется в (1) через наличие нелокального по времени слагаемого, периодически зависящего от $\varphi(t) - \varphi(t')$.

Гвинея и Шён [2] исследовали модель (1) при $F = 0$ и показали, что в ней в отличие от аналогичной системы с квадратичной по $\varphi(t) - \varphi(t')$ нелокальной диссипацией [3] большая величина вязкости не приводит к полной локализации: волновая функция остается размазанной либо по всем четным, либо по всем нечетным минимумам периодического потенциала. Это происходит потому, что туннелирование в ближайший минимум полностью подавлено, а туннелирование в следующий за ближайшим минимум имеет конечную амплитуду.

Приближенные преобразования, использованные в [2] при переходе от (1) к эквивалентной двухуровневой системе, применимы лишь при $mV \gg \eta^2$, 1. Ниже мы исследуем другую часть области справедливости квазиклассического приближения, соответствующую пределу большой вязкости:

$$\eta >> (mV)^{1/2}\ , \ln(\eta^2/mV) \tag{2}$$

и помимо образования зоны при $F = 0$, рассмотрим также ее разрушение внешним током и переход к режиму некогерентного туннелирования. Температура считается равной нулю.

При $F = 0$, $\eta \neq 0$ у действия (1) имеется не только экстремаль, соединяющая соседние минимумы потенциала (обычный инстантон), но и экстремаль, соединяющая минимумы, расположенные через один (двойной инстантон). Амплитуда туннелирования в следующей за ближайшим минимум определяется действием на этой траектории (величина которого конечна) и флуктуациями в ее окрестности. Точную форму экстремали $\Phi(t)$ удается найти лишь в пределе большой вязкости $(m, V = 0)$:

$$\Phi(t) = 4 \operatorname{arc\,tg} \Omega t, \tag{3}$$

где Ω пока любое.

Подставляя (3) в (1), получим

$$S[\Phi(t)] = 4\pi(\eta + m\Omega + V/\Omega),$$

откуда $\Omega = (V/m)^{1/2}$ и $S_0 \equiv S(\Omega) = 4\pi\eta + 8\pi(mV)^{1/2}$.

Для вычисления предэкспонента требуется найти собственные значения оператора $(\delta^2 S/\delta\varphi^2)_{\varphi = \Phi(t)}$. В том же приближении $(m, V = 0)$ уравнение на собственные функции:

$$\eta\left\{ \fint \frac{dt'}{\pi}\frac{1}{t-t'}\frac{\partial\tilde\varphi}{\partial t'} - \frac{2\Omega}{1+(\Omega t)^2}\left[\tilde\varphi(t) - \int \frac{dt'}{\pi}\frac{\Omega}{1+(\Omega t')^2}\tilde\varphi(t')\right]\right\} = \Lambda\tilde\varphi(t)$$

имеет практически такой же вид, как и в системе с квадратичной диссипацией при $m = 0$, $V \neq 0$ [4]. Оно имеет следующий набор решений:

$$\tilde\varphi_0(t) = 1/(1+\Omega^2 t^2);\ \ \Lambda_0 = 0$$

$$\tilde\varphi_{\pm\epsilon}(t) = \exp[\pm i(\epsilon t + \operatorname{arc\,tg}\Omega t)];\ \ \Lambda_{\pm\epsilon} = \eta\epsilon \quad (\epsilon \geqslant 0).$$

Сдвигу двойного инстантона как целого вдоль оси времени соответствует мода $\tilde\varphi_0(t)$, а изменению параметра Ω — мода $\tilde\varphi_{+0}(t) - \tilde\varphi_{-0}(t)$.

Оценив сдвиг собственных значений при конечных величинах m и V и произведя регуляризацию, найдем величину амплитуды Δ туннелирования в следующий за ближайшим минимум потенциала:

$$\Delta \sim \frac{2\eta^2}{(mV)^{3/4}\Omega}\exp(-S_0)$$

определяющую ширину зоны.

Взаимодействие двойных инстантонов обратно пропорционально квадрату расстояния между ними τ (по отношению к логарифмическому взаимодействию они представляют собой диполи). При $0 < F << V$ действие на двухинстантонной траектории, соответствующей туннелированию в более низколежащий из следующих за ближайшими минимумов потенциала равно:

$$S(\tau) = 2S_0 - 16\pi c\eta(\Omega\tau)^{-2} - 4\pi F\tau, \tag{4}$$

где $c \approx 2$ для $1 << \Omega\tau << (\eta^2/mV)^{1/4}$ и $c \approx 1$ для $\Omega\tau >> (\eta^2/mV)^{1/4}$. Действие (4) достигает экстремума

$$S_* = 2S_0 - 12\pi(c\eta F^2/\Omega^2)^{1/3} \tag{5}$$

при $\tau_* = 2(c\eta/F\Omega^2)^{1/3} >> \Omega^{-1}$ (здесь и далее $c \equiv c(\tau_*)$).

При выполнении условия $(\partial^2 S/\partial\tau^2)_{\tau=\tau_*} >> \tau_*^{-2}$, т.е.

$$F >> F_0 \sim [\,(24\,\pi)^3 \eta\,]^{-1/2}\,\Omega$$

флуктуации вокруг рассматриваемой экстремальной траектории малы, что позволяет в экспоненциальном приближении найти по ней вероятность туннелирования в следующий за ближайшим минимум, являющегося в этом случае некогерентным (чисто экспоненциальная релаксация):

$$P_2 = \Delta^2 (c\,\eta / 27\Omega^2 F^4)^{1/3} \exp\,[\,12\,\pi (c\,\eta\, F^2 / \Omega^2)^{1/3}\,]. \qquad (6)$$

Величина F_0 определяет значение тока, при котором происходит разрушение зонного характера движения и переход к режиму некогерентного туннелирования. Существование у формулы (6) широкой области применимости: $F_0 << F << V$ требует выполнения условия $F_0 << V$, что приводит к дополнительному ограничению на η: $\eta >> (24\pi)^{-3}(mV)^{-1}$, которое, впрочем, удовлетворяется в значительной части области (2).

Из-за логарифмического характера взаимодействия обычных (одиночных) инстантонов туннелирование в ближайший минимум при $F = 0$ полностью подавлено. При $F > 0$ возникает некогерентное туннелирование в более низколежащий из ближайших минимумов с вероятностью $P_1 \propto F^{4\eta/\pi - 1}$. Сравнение действия на экстремальной траектории с (5) показывает, что P_1 сравнивается с P_2 при $\ln(F/V) \sim -2\pi^2$, а при бо́льших значениях внешнего тока превышает P_2. При типичных значениях параметров во всей области применимости формулы (6) $P_1 >> P_2$, что существенно ухудшает возможности экспериментального изучения некогерентного туннелирования в следующий за ближайшим минимум потенциала.

Автор благодарен Б.И.Ивлеву за обсуждение работы.

Литература

1. *Ambegaokar V., Eckern U., Schön G.* Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1745; *Eckern U., Schön G., Ambegaokar V.* Phys. Rev., 1984, **B30**, 6419.
2. *Guinea F., Schön G.* Europhysics Lett., 1986, **1**, 585.
3. *Schmid A.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51,1506; *Булгадаев С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 264; ЖЭТФ, 1986, 90, 634.
4. *Коршунов С.Е.* ЖЭТФ, 1987, 92, вып. 5.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 февраля 1987 г.