Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 11, стр. 630 – 632 10 декабря 1988 г.

ВНУТРИЗОННЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕБРОС КВАЗИИМПУЛЬСА И ДИНАМИКА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ

Б.И.Ивлев, Ю.Н.Овчинников

Исследованы процессы внутризонного туннельного переброса квазиимпульса $p \to -p$. Такие процессы важны для динамики джозефсоновских контактов и дают существенный вклад в процессы релаксации.

Как известно, динамика джозефсоновского контакта аналогична динамике квантовой частицы в наклонном периодическом потенциале $V = -E_J \cos 2\varphi - I\varphi/e$, взаимодействующей со средой [1-3]. Если энергия джозефсоновской связи $E_J = I_c/2e$ велика по сравнению с частотой плазменных колебаний $\Omega_p = 2e(E_J/C)^{1/2}$, где C – емкость контакта, то частица движется в узкой энергетической зоне и можно ограничиться однозонным приближением.

Наряду с обычным рассеянием взаимодействие со средой приводит к процессу туннельного переброса квазиимпульса $p \to -p$ внутри одной зоны.

Такой процесс аналогичен туннелированию частицы через потенциальный барьер, причем роль координаты играет квазиимпульс. Как будет показано ниже, туннельный переброс квазиимпульса существенно влияет на динамику джозефсоновских контактов, давая вклад в механизм релаксации.

Для вычисления вероятности туннельного переброса квазиимпульса проанализируем статистическую сумму системы, состоящей из частицы взаимодействующей со средой

$$Z = \int Dp D\varphi \exp\left\{ \int_0^{1/T} d\tau \left[-\epsilon(p) + ip\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} - \frac{\eta}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \left(\frac{\varphi(\tau)-\varphi(\tau')}{\tau-\tau'}\right)^2 \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь p – квазиимпульс частицы, $\epsilon(p)$ – энергетический спектр в однозонном приближении

$$\epsilon(p) = -\frac{\delta}{2}\cos\pi p \qquad \delta = 16\left(\frac{E_J\Omega_p}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{8E_J}{\Omega_p}\right). \quad (2)$$

Коэффициент вязкости $\eta = 1/Re^2$.

Интегрирование по одному из p в континуальном интеграле (1) должно проводиться в пределах зоны Бриллюэна $|p| < 1$.

Интегрируя по $\varphi(\tau)$ в формуле (1), получим выражение для статистической суммы, зависящее только от переменной $p(\tau)$. С точностью до нормировки

$$Z = \int Dp \exp\left\{ -\int_0^{1/T} d\tau \left[\epsilon(p) + \frac{1}{4\pi\eta}\int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \left(\frac{p(\tau)-p(\tau')}{\tau-\tau'}\right)^2 \right] \right\}. \quad (3)$$

Выражение (3) полностью совпадает с формулой для статистической суммы безмассовой частицы, движущейся в потенциале $\epsilon(p)$ и взаимодействующей с термостатом [1-3].

Как известно, в этом случае возможно туннельное проникновение частицы через потенциальный барьер $\epsilon(p)$, а время жизни частицы в одной из потенциальных ям $\epsilon(p)$ становится конечным.

В отличие от традиционной постановки задачи о вычислении полного времени жизни частицы в потенциальной яме, здесь необходимо найти вероятность туннелирования при заданном значении начального квазиимпульса p. При решении этой задачи метод инстантонов неприменим.

Для вычисления вероятности туннельного пробоя при заданном начальном значении квазиимпульса p мы воспользуемся отмеченной аналогией между рассматриваемой системой и безмассовой частицей, взаимодействующей со средой, роль которой может играть бесконечный набор гармонических осцилляторов [1]. При значениях энергии $\epsilon(p)$, близких к верхней границе энергетической зоны (2), многомерная квантово-механическая задача вычисления вероятности туннелирования из состояния p в $2-p$ решается точно. Результат имеет вид

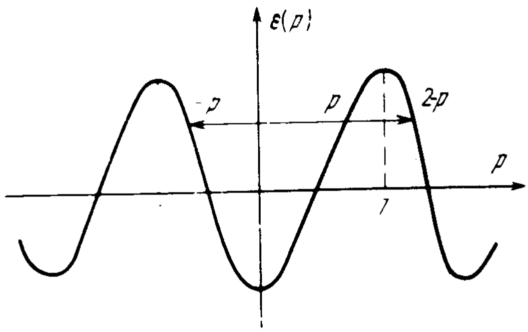
$$\Gamma_S(p, T) = B \exp[-w(p, T)], \tag{4}$$

где

$$w = \left[1 - \frac{2\epsilon(p)}{\delta}\right]\left(\frac{T}{\delta} + \frac{\pi\eta}{4}\right)^{-1}, \tag{5}$$

$$B = \frac{2\omega_c^2}{\pi^3 \delta \eta^{3/2}} \left[1 - \frac{2\epsilon(p)}{\delta}\right]^{1/2}.$$

Частота обрезания ω_c в формуле (5) по порядку величины равна частоте плазменных колебаний Ω_p.



С квазиклассической точностью при внутризонном туннелировании сохраняется энергия $\epsilon(p)$, а квазиимпульс p в приведенной зоне заменяется на $-p$ (см. рисунок). Отметим, что хотя процессы внутризонного туннелирования экспоненциально малы по параметру $1/\eta$, тем не менее предэкспоненциальный множитель в формуле (4) велик, и такие процессы могут конкурировать с обычным процессом релаксации, вероятность которого пропорциональна $\eta\delta$.

Исследованный выше механизм внутризонного туннелирования приобретает особое значение для динамики джозефсоновских контактов, в которых диссипация связана с туннелированием нормальных электронов. Уравнение для функции распредления в таких контактах имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{I}{e}\frac{\partial}{\partial p}\right) n(p) = 2\eta\epsilon(p)\left\{-n(p - \operatorname{sgn} p) - n(p) + \right.$$
$$\left. + [n(p - \operatorname{sgn} p) - n(p)] \operatorname{cth}\frac{\epsilon(p)}{T}\right\} - \Gamma(p)[n(p) - n(-p)]. \tag{6}$$

За исключением последнего слагаемого это уравнение такое же, как в работах [4-6]. Последнее слагаемое в правой части уравнения (6) обусловлено процессами внутризонного туннелирования и состоит из двух частей $\Gamma = \Gamma_S + \Gamma_T$, где Γ_S дается формулой (4) и соответствует механизму диссипации из-за шунтирующего контакт нормального сопротивления. Вклад Γ_T, связанный с туннелированием нормальных электронов, нуждается в отдельном вычислении. Тем самым, осцилляции напряжения с частотами кратными $2\pi I/e$ затухают даже при бесконечно большом шунтирующем сопротивлении.

Авторы благодарны А.И.Ларкину за ценное обсуждение результатов.

Литература

1. *Caldeira A.O., Leggett A.J.* Phys. Rev. Lett., 1981, 64, 211.
2. *Ambegaokar V., Eckern U., Schön G.* Phys. Rev. Lett., 1982, 18, 1745.
3. *Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н.* ЖЭТФ, 1983, 85,1510.
4. *Likharev K.K., Zorin A.B.* J. Low Temp. Phys., 1985, 59, 347.
5. *Аверин Д.В., Лихарев К.К.* ЖЭТФ, 1986, 90, 737.
6. *Ovchinnikov Yu.N., Ivlev B.I., Barone A.* Preprint Instituto di Cibernetica. C.N.R. Italy. 1988.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

10 ноября 1988 г.