

01;05.4

## Влияние переменного тока на плазменную частоту туннельных джозефсоновских переходов

© И.Н. Аскерзаде

Институт физики НАН Азербайджана, Баку-AZ1143, Азербайджан  
Department of Physics, Ankara University,  
06100, Tandogan, Ankara, Turkey  
E-mail: solstphs@physics.ab.az; iasker@science.ankara.edu.tr

Поступило в Редакцию 28 февраля 2005 г.

Исследуется влияние переменного тока на плазменную частоту туннельных джозефсоновских переходов при одновременном приложении постоянного и переменного тока. Показано, что пропускание переменного тока через джозефсоновский переход приводит к уменьшению плазменной частоты. Найдена аналитическая зависимость плазменной частоты от амплитуды приложенного переменного тока. Результаты находятся в согласии с недавним экспериментом по изучению туннельных джозефсоновских переходов.

В последнее время интенсивно исследуются квантовые эффекты в джозефсоновских переходах при низких температурах [1,2]. Как известно, динамика джозефсоновского перехода подобна движению частицы в потенциале вида „стиральной“ доски [3]

$$U(\phi) = -E_J(i\phi + \cos \phi). \quad (1)$$

Здесь постоянный ток  $i$  через джозефсоновский переход дается в единицах критического тока перехода  $I_c$ ,  $\phi$  — джозефсоновская фаза,  $E_J = \frac{\hbar I_c}{2e}$  — джозефсоновская энергия. Если емкость перехода достаточно велика, то на дне потенциальной ямы могут происходить медленнозатухающие колебания фазы, определяемой формулой (1). Собственная частота таких колебаний зависит от приложенного к переходу постоянного тока и определяется выражением (см. [3])

$$\Omega_p = \left( \frac{2eI_c}{\hbar C} \right)^{1/2} (1 - i^2)^{1/4}. \quad (2)$$

Такая зависимость обычно выполняется с очень высокой точностью в туннельных джозефсоновских переходах, подключенных к источнику постоянного тока. В случае синусоидальной зависимости  $I = I_c \sin \phi$  достигается блестящее согласие эксперимента и теории [3]. В случае ангармонического соотношения ток-фаза в джозефсоновских структурах [4] имеют место отклонения от вышеприведенной формулы (2). Другой причиной ангармонизма может стать одновременное приложение постоянного и переменного токов большой амплитуды.

Совсем недавно в работе [5] была исследована динамика туннельных джозефсоновских переходов при одновременном приложении постоянного и переменного токов. В этой работе измерялась статистика переключений в резистивное состояние низкотемпературных туннельных переходов Nb–NbAlO<sub>x</sub>–Nb. Статистика критического тока обусловлена термическими флуктуациями на дне потенциальной ямы (1) и определена для 10 000 событий. Изменением амплитуды переменной части определялась величина постоянного тока, при которой возникает пик в распределении переключений.

В работе [5] подтверждена справедливость выражения (2) для плазменной частоты при малых амплитудах переменной части тока. Однако при больших амплитудах переменного тока согласие формулы (2) с экспериментальными данными, приведенными в [5], ухудшается. Причиной тому может быть ангармонический характер потенциала (1) при больших амплитудах тока. Однако теоретический анализ такой зависимости не был проведен. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния переменного тока на плазменную частоту туннельных джозефсоновских переходов при одновременном воздействии постоянного и переменного токов. Задача о влиянии переменной части тока на порог термической активации ранее рассмотрена нами в работе [6].

Для количественного анализа используем уравнение для динамики джозефсоновского перехода [3]

$$\ddot{\phi} + \alpha \dot{\phi} + \sin \phi = i + i_d \sin(\omega_d t), \quad (3)$$

где  $i, i_d$  — постоянные и переменные составляющие тока в единицах критического тока  $I_c$ ,  $\omega_d$  — частота внешнего поля в единицах плазменной частоты при нулевом постоянном токе  $\omega_p(i = 0) = \left(\frac{2eI_c}{\hbar C}\right)^{1/2}$ . Для вычисления плазменной частоты с учетом переменной составляющей

тока джозефсоновскую фазу  $\phi$  будем искать в следующем виде

$$\phi = \phi_0 + \phi_1, \quad (4)$$

где  $\phi_1$  — быстрая (осциллирующая) часть, а  $\phi_0$  — медленная часть фазы. Подставление (4) в (3) приводит к уравнению

$$\ddot{\phi}_1 + \alpha \dot{\phi}_1 + \sin \phi_0 \cos \phi_1 + \cos \phi_0 \sin \phi_1 = i + i_d \sin \omega_d t. \quad (5)$$

Решение уравнения для  $\phi_1$  имеет вид

$$\phi_1 = -\frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_d^2} \sin \omega_p t - \frac{\alpha}{\omega_p} \frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_d^2} \cos \omega_p t. \quad (6)$$

В случаях туннельных джозефсоновских переходов, т.е. переходов с малым затуханием, в силу условия  $\alpha \ll 1$  в выражении (6) можно пренебречь вторым членом. Подставляя решение (6) в уравнение (5), после некоторых преобразований получаем следующие выражения для малых колебаний фазы около дна ямы:

$$\sin \phi_0 = \frac{i}{J_0\left(\frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_d^2}\right)}, \quad (7)$$

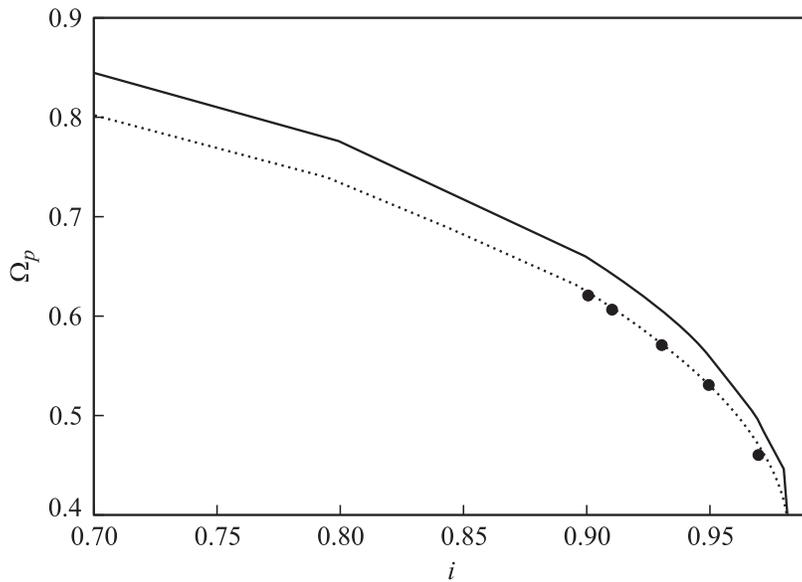
$$\Omega_p = \left(\frac{2eI_c}{\hbar C}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{i^2}{J_0^2\left(\frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_d^2}\right)}\right)^{1/4}, \quad (8)$$

где  $J_0(x)$  — функция Бесселя нулевого порядка. При выводе последних соотношений использованы формулы

$$\cos(a \sin \Omega t) = \sum_n A_n e^{in\Omega t}, \quad A_n = J_{2k}(a); \quad n = 2k, \quad (9)$$

$$\sin(a \sin \Omega t) = \sum_n B_n e^{in\Omega t}, \quad B_n = J_{2k+1}(a); \quad n = 2k + 1. \quad (10)$$

Формула (8) переходит в (2) при пределе  $i_d \rightarrow 0$ . Как следует из (8), с увеличением амплитуды  $i_d$  переменной части тока плазменная частота  $\Omega_p$  уменьшается. Таким образом, присутствие переменной части тока приводит к перенормировке плазменной частоты (2) джо-



Зависимость плазменной частоты туннельного джозефсоновского перехода от величины постоянного тока  $i_d = 0$  (сплошная линия) при  $i_d \neq 0$  (пунктирная линия), точки — эксперимент [5].

джозефсоновского перехода. Результаты вычислений на основе формул (2) и (8) представлены на рисунке. Сплошная линия соответствует выражению (2). Пунктирная линия построена на основе формулы (8), а экспериментальные данные из [5] представлены кружками. Как видно из рисунка, формула (8) лучше описывает экспериментальные данные из работы [5].

Таким образом, в этой работе анализируется термическая активация джозефсоновских переходов при одновременном воздействии как переменного тока, так и постоянного тока. Показано, что приложение переменного тока приводит к уменьшению плазменной частоты джозефсоновского перехода. Величина уменьшения пропорциональна амплитуде переменной части тока. Результаты вычислений находятся в хорошем согласии с экспериментом.

## Список литературы

- [1] *Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics* / Ed. I.O. Kulik and R. Ellialtioglu. Kluwer Academic Publisher, 2000.
- [2] Аскерзаде И.Н. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 4. С. 140–142.
- [3] Лихарев К.К. // Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
- [4] Аскерзаде И.Н. // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 11. С. 140–142.
- [5] Gronbech-Jensen N., Castelliano M.G., Chiarello F., Torrioli G. et al. Cond-Mat/0403245, 2004.
- [6] Аскерзаде И.Н. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 20. С. 30–34.