

05.4

Плазменная частота туннельных джозефсоновских переходов с ангармоническим соотношением ток—фаза

© И.Н. Аскерзаде

TOBB University of Economics and Technology,
Sogutozu 43, 06560, Ankara, Turkey
Институт физики НАН Азербайджана, Баку
E-mail: inevruzoglu@etu.edu.tr, solstphs@physics.ab.az

Поступило в Редакцию 17 января 2007 г.

Исследуется влияние переменного тока на плазменную частоту в туннельных джозефсоновских переходах с ангармоническим соотношением ток—фаза при одновременном приложении постоянного и переменного тока. Показано, что пропускание переменного тока приводит к снижению плазменной частоты, в то время как ангармонизм увеличивает плазменную частоту джозефсоновского перехода.

PACS: 85.25.Cp

Как известно, когда емкость джозефсоновского перехода велика, т. е. параметр Мак-Камбера—Стюарта $\beta = \frac{2e}{\hbar} I_c R_N^2 C$ намного больше единицы [1] (R и C — сопротивление и емкость джозефсоновского перехода), то на дне нормированной потенциальной ямы $u(\phi) = (-i\phi - \cos \phi)$ возникают плазменные колебания фазы. Здесь потенциальная энергия $u(\phi)$ измеряется в единицах джозефсоновской энергии $E_J = \frac{\hbar I_c}{2e}$, постоянный ток i через джозефсоновский переход дается в единицах критического тока перехода I_c . Частота таких колебаний зависит от приложенного к переходу постоянного тока и определяется выражением (см., например, [2])

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

Зависимость плазменной частоты от величины тока впервые наблюдалась в работе [3] при изучении туннельных джозефсоновских переходов на основе низкотемпературных сверхпроводников, подключенных к источнику постоянного тока. Выполнение этой зависимости является подтверждением синусоидальности соотношения ток–фаза в низкотемпературных джозефсоновских переходах. Исследование физических свойств джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников показывает несинусоидальный характер соотношения ток–фаза. Как показано в работе [4], амплитуда второй гармоники в соотношении ток–фаза

$$I = I_{c1} \sin \phi + I_{c2} \sin 2\phi \quad (2)$$

зависит от ориентации d -волнового сверхпроводящего параметра порядка по отношению плоскости перехода. Такого же типа соотношения справедливы для переходов сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник [5]. С другой стороны, в работах [6–8] была изучена температурная зависимость амплитуды второй гармоники в соотношении (2). Исследования, проведенные в [9], показали, что влияние второй гармоники в соотношении ток–фаза на физические свойства джозефсоновских переходов становится существенным. Наличие второй гармоники положительного знака приводит к уменьшению гистерезиса на вольт-амперной характеристике джозефсоновского перехода [10]. Вторая гармоника в соотношении ток–фаза высокотемпературных джозефсоновских переходов, исследованная в работе [11], приводит к отличительной динамике квантовых интерферометров. Совсем недавно в работе [12] были исследованы динамические свойства туннельных джозефсоновских переходов с соотношением ток–фаза (2). Существенный прогресс в технологии изготовления и применения джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников, исследования свойств джозефсоновских переходов с ангармоническим соотношением ток–фаза представляет большой интерес. Теоретический анализ зависимости плазменной частоты джозефсоновских переходов с ангармоническим соотношением ток–фаза до сих пор не был проведен. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния переменного тока на величину плазменной частоты таких переходов при одновременном воздействии постоянного и переменного токов.

Как известно, динамика джозефсоновского перехода с внешним током без учета тепловых флуктуаций описывается уравнением [4,12]

$$\ddot{\phi} + \alpha\dot{\phi} + \sin\phi + q \sin 2\phi = i + i_d \sin(\omega_d t), \quad (3)$$

где ϕ — джозефсоновская фаза, i , i_d — постоянные и переменные составляющие тока в единицах критического тока I_c , ω_d — частота внешнего поля в единицах плазменной частоты при нулевом постоянном токе $\omega_p(i=0) = \left(\frac{2eI_c}{\hbar C}\right)^{1/2}$, q — параметр ангармоничности соотношения ток–фаза. Величина q определяется микроструктурой джозефсоновского перехода и зависит от многих факторов. Как и в [12], q рассматривается как параметр. Для вычисления плазменной частоты выделим быстрое и медленное движение фазы в виде $\phi = \phi_0 + \phi_1$, где быстрая часть фазы ϕ_1 удовлетворяет уравнению

$$\ddot{\phi}_1 + \alpha\dot{\phi}_1 = i_d \sin \omega_d t, \quad (4)$$

а медленная часть фазы ϕ_0 мало меняется за период изменения внешнего тока. Последнее уравнение означает, что в уравнении состояния джозефсоновского перехода (3) при усреднении по периоду переменного тока члены с $\sin\phi$ и $\sin 2\phi$ зануляются и в итоге получается уравнение (4). Решение последнего уравнения имеет вид:

$$\phi_1 = -\frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_p^2} \sin \omega_p t - \frac{\alpha}{\omega_p} \frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_p^2} \cos \omega_p t. \quad (5)$$

Используя уравнения (2) и (5) в выражении $\phi = \phi_0 + \phi_1$, а также формулы, приведенные в [13]:

$$\begin{aligned} \cos(a \sin \Omega t) &= \sum_n A_n e^{in\Omega t}, \quad A_n = J_{2k}(a), \quad n = 2k, \\ \sin(a \sin \Omega t) &= \sum_n B_n e^{in\Omega t}, \quad B_n = J_{2k+1}(a), \quad n = 2k + 1, \end{aligned} \quad (6)$$

получим следующее выражение для плазменной частоты:

$$\Omega_{pl}^2 / \Omega_{pl}^2(0) = \cos \phi_0 + 2q J_0(a) \cos 2\phi_0, \quad (7)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $a = \frac{i_d}{\alpha^2 + \omega_p^2}$ и $\Omega_{pl}^2(0) = \frac{2eI_c}{\hbar C}$. Значение ϕ_0 определяется из соотношения

$$\sin \phi_0 + q \sin 2\phi_0 = i_0 / J_0(a). \quad (8)$$

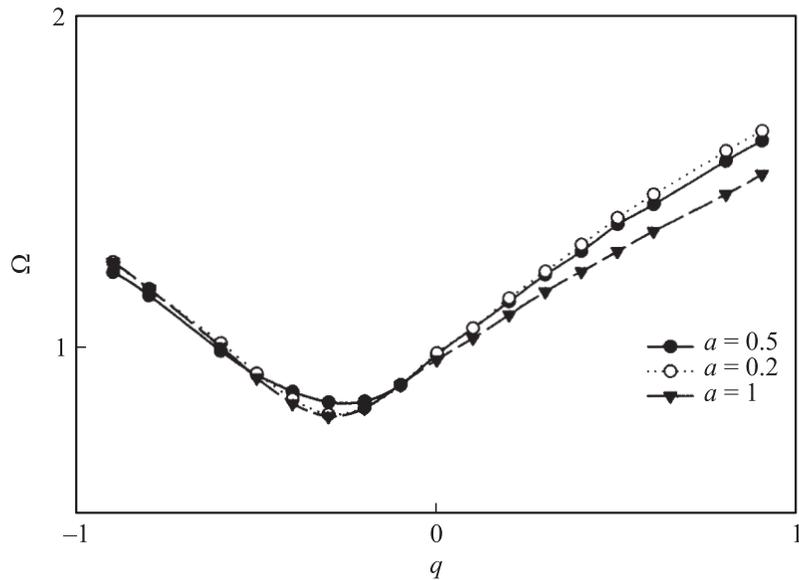


Рис. 1. Плазменная частота $\Omega(q)$ для различных значений амплитуды a .

При выводе последних формул мы пренебрегли членами второго порядка малости. В случае туннельных переходов в силу соотношения $\alpha \ll 1$ можно пренебречь вторым членом в выражении (5). Таким образом, присутствие переменной части тока приводит к перенормировке плазменной частоты джозефсоновского перехода с ангармоническим соотношением ток–фаза.

Результаты вычислений на основе выражений (7), (8) представлены на рис. 1 для различных значений амплитуды a и при различных значениях параметра ангармоничности q . Величина тока при вычислениях считалась равной $i = 0.3$. Следует отметить несимметричный характер зависимости $\Omega(q)$. Как видно, $\Omega(q)$ имеет минимальное значение $\Omega_{\min} = 0.794$ при $q = -0.3$. При положительных значениях параметра ангармоничности q увеличение амплитуды переменной части уменьшает плазменную частоту $\Omega(q)$ джозефсоновского перехода. Такой вывод хорошо согласуется с результатами работы [14]. Однако при отрицательных значениях параметра q плазменная частота $\Omega(q)$

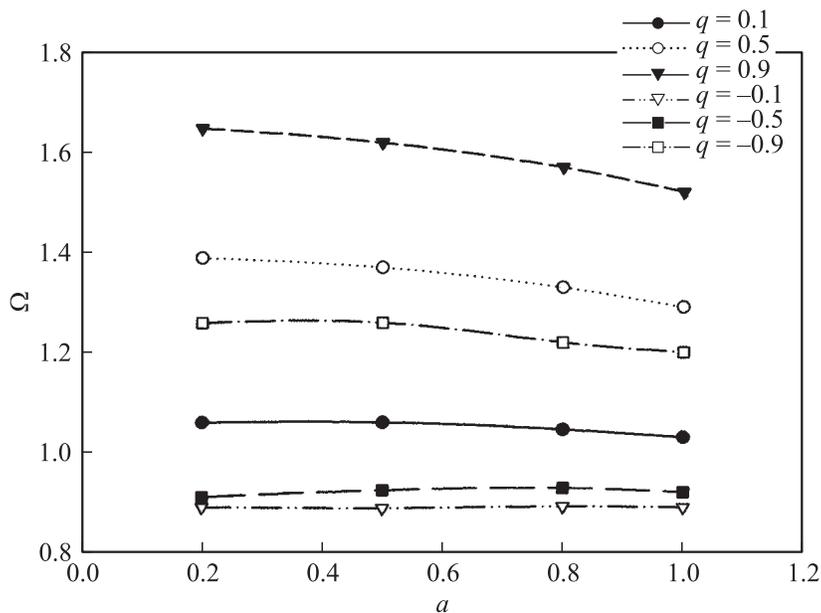


Рис. 2. Плазменная частота $\Omega(a)$ при различных значениях параметра ангармоничности q .

практически не меняется. Также следует отметить, что при $q \rightarrow 0$ формулы (7) и (8) переходят в результат работы [14].

На рис. 2 представлены семейства кривых $\Omega(a)$ при различных значениях параметра ангармоничности q . При малых значениях параметра ангармоничности плазменная частота $\Omega(a)$ меняется незначительно, в то время как при больших положительных значениях q влияние ангармонизма становится существенным. При $q < 0$ влияние уменьшается.

Таким образом, в этой работе получена формула для плазменной частоты джозефсоновских переходов с ангармоническим характером ток–фаза при одновременном воздействии как переменного, так и постоянного тока. На основе полученных результатов построены семейства кривых $\Omega(a)$ и $\Omega(q)$ для плазменной частоты, зависящей от параметра ангармоничности и амплитуды переменной части тока, проходящего через переход.

Список литературы

- [1] *Лихарев К.К.* Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985.
- [2] *Бароне А., Патерно Г.* Физика и применение эффекта Джозефсона. М.: Мир, 1984.
- [3] *Dahm A.J., Denenstain A., Finnegan T.F., Langenberg D.N., Scalapino D.J.* // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 859.
- [4] *Tanaka Y., Kashiwaya S.* // Physical Review. 1996. V. B53. P. R11957.
- [5] *Buzdin A.* // Physical Review. 2005. V. B72. P. 100501(R).
- [6] *Hilgenkamp H., Mannhart J.* // Review Modern Physics. 2002. V. 74. P. 485.
- [7] *Komissinski F.V., Kislinki Y.V., Ovsyannikov G.* et al. // Journal of Low Temperature Physics. 2004. V. 30. P. 599.
- [8] *Кислински В.В., Комиссински Ф.В., Овсянников Г.* и др. // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. В. 11. С. 575.
- [9] *Pichev E., Gracgar M., Hlubina R., Ijsellsteign* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5369.
- [10] *Аскерзаде И.Н.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 11. С. 140–142.
- [11] *Gardiner C.H., Lee R.A.M., Gallop J.C.* et al. // SUST. 2004. V. 17(5). S234–S240.
- [12] *Kornev V.K., Karminskaya T.Y., Kislinki Y.V.* et al. // Physica C. 2006. V. 435. P. 27–30.
- [13] *Корн Г., Корн Т.* // Справочник по математике. М.: Наука, 1985.
- [14] *Аскерзаде И.Н.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 14. С. 83–87.