

05.4; 09

© 1992

ДЖОЗЕФСОНОВСКОЕ НАПРЯЖЕНИЕ В МОСТИКАХ
ИЗ ВТСП ПРИ НУЛЕВОМ ТОКЕ СМЕЩЕНИЯВ.И. Крижимовский, А.С. Катков,
М.А. Зеликман, С.В. Козырев

В данной работе предлагается и обосновывается новый подход к объяснению наблюдаемого в джозефсоновских структурах индуцированного напряжения при нулевом внешнем постоянном токе смещения.

Проведено исследование эффекта Джозефсона на мостике из керамики *Увасио* [1] в магнитном и СВЧ полях. Образец представлял собой пластинку размером 2 x 3 x 10 мм, на которой сформирован мостик длиной 0.1 мм, являющийся нагрузкой микрополосковой линии.

Эксперимент показывает, что воздействие на мостик внешнего магнитного поля B_e , создаваемого соленоидом, приводит к сдвигу вольт-амперной характеристики (ВАХ) вдоль оси тока, т. е. ВАХ становится асимметричной относительно направления тока. Для изучения зависимости смещения ВАХ от B_e через мостик пропускали переменный низкочастотный ток (1 кГц) с амплитудой больше критического. На нем регистрировалось постоянное напряжение V , изменяющееся периодически при изменении магнитного поля (рис. 1, а).

При микроволновом облучении ВАХ контакта, содержащая ступеньки Шапиро (рис. 1, б), периодически пересекает ось напряжений в ненулевой точке при нулевом внешнем токе в зависимости от внешних магнитного и СВЧ полей. Зафиксировано пересечение первой и второй ступенек с осью напряжения. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости напряжения на мостике от интенсивности P микроволнового излучения и магнитной индукции внешнего поля B_e . Отчетливо видна периодичность $V(P)$ и квазипериодичность $V(B_e)$.

Индукцированное напряжение в ВТСП регистрировалось другими исследователями [2] и рассматривалось в рамках модели „*reverse ac Josephson effect*” [3], которая справедлива для „плохих” туннельных переходов и не учитывает специфики джозефсоновской среды.

Полученные экспериментальные результаты объясняются нами в рамках модели, рассматривающей мостик как систему сверхпроводящих петель с джозефсоновскими переходами. Правомерность этой модели подтверждает анализ микроструктуры образца. На микрофотографии обнаружены кольца диаметром 5–10 мкм вокруг дислокаций, пересеченные плоскостями двойникования, образующими слабые

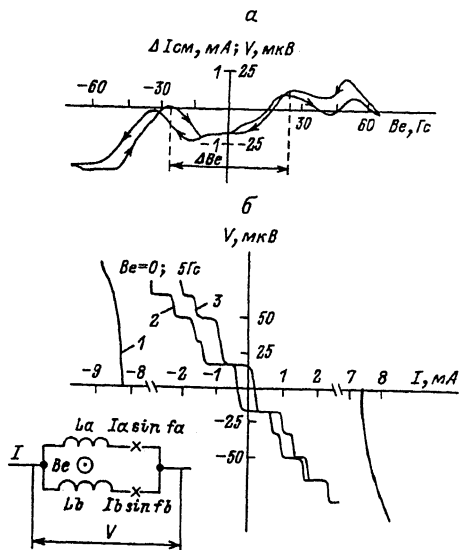


Рис. 1. Индуцированное напряжение на мостике при 4,2 К: а – зависимость среднего напряжения V и „наведенного“ тока ΔI_{CM} от магнитного поля B_e , б – асимметричные вольт-амперные характеристики мостика: 1 – без СВЧ в поле Земли; 2, 3 – в магнитном поле соленоида ($B_e=0$ и $B_e=5$ Гс) при действии СВЧ ($f=8.75$ ГГц). На врезке: модель мостика в виде сверхпроводящей петли с переходами Джозефсона.

связи. На основе анализа зависимости $V(B_e)$ (рис. 1, а) сделаны оценки некоторых параметров джозефсоновской среды. Во-первых, коэффициента экранирования K внутренних частей сверхпроводящего образца от внешнего магнитного поля. Считая, что замороженное поле по порядку величины равно полю Земли (0,5 Гс), а внешнее поле, необходимое для компенсации захваченного поля, равно примерно 20 Гс, получим $K=40$. Во-вторых, диаметра элементарной петли D . Считая, что периоду B_e кривой $V(B_e)$ соответствует один квант магнитного потока S , пронизывающий площадь петли S , при $B_e=60$ Гс из $S=\pi D^2/4=\varphi_0 K/\Delta B_e$ получим $D=5$ мкм. Оценка диаметра петли согласуется с величиной, полученной из микрофотографии.

Полный ток в асимметричной петле (рис. 1) определяется выражением:

$$I(\varphi_a, \varphi_b) = I_a \sin \varphi_a + I_b \sin \varphi_b, \quad (1)$$

где I_a и I_b – критические токи переходов, φ_a и φ_b – соответствующие разности фаз, удовлетворяющие условию квантования флюксоида:

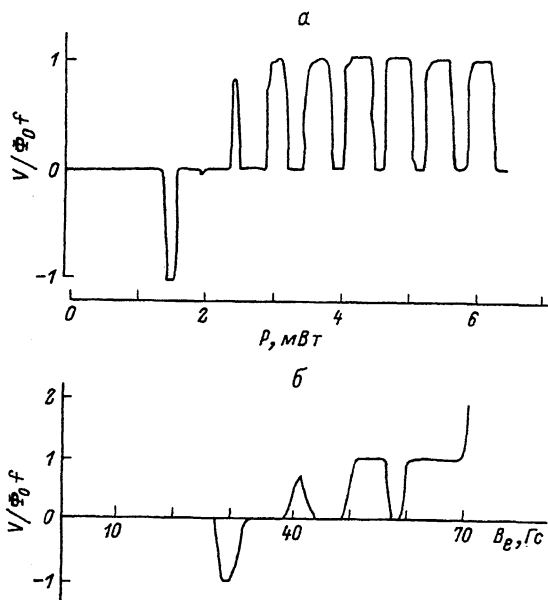


Рис. 2. Зависимость напряжения на мостике при нулевом внешнем токе смещения в магнитном поле Земли (температура 4.2 К, частота СВЧ облучения $f=7.8$ ГГц): а - от мощности СВЧ; б - от магнитного поля соленоида при $P=0.5 P_0$, где P_0 - мощность СВЧ, соответствующая $I_c=0$.

$$2\pi n = \varphi_a - \varphi_b + \varphi_e + \beta_a \sin \varphi_a - \beta_b \sin \varphi_b, \quad (2)$$

где $\varphi_e = 2\pi \Phi_e / \Phi_0$; $\beta_a = 2\pi L_a I_a / \Phi_0$; $\beta_b = 2\pi L_b I_b / \Phi_0$; Φ_0 - квант магнитного потока, Φ_e - поток внешнего поля через петлю, L_a и L_b - коэффициенты, имеющие размерность индуктивности и характеризующие потоки через петлю.

Методом неопределенных множителей Лагранжа [4] получены уравнения:

$$\varphi_e = \varphi_{bc} - \varphi_{ac} + \beta_b \sin \varphi_{bc} - \beta_a \sin \varphi_{ac}, \quad (3)$$

$$\cos \varphi_{bc} = -[I_b / (I_c \cos \varphi_{ac}) + \beta_b + \beta_a I_b / I_a]^{-1}. \quad (4)$$

Индекс "с" указывает на критическое значение тока. Для случая малых β_a и β_b нами получено аналитическое решение уравнений (3) и (4) для различных направлений тока "+" и "-":

$$I_{c\pm} = \pm (I_a^2 + I_b^2 + 2I_a I_b \cos \varphi_e)^{1/2} + \{I_a I_b \sin \varphi_e [(\beta_b - \beta_a \cos \varphi_e) I_b - (\beta_a - \beta_b \cos \varphi_e) I_a]\} / (I_a^2 + I_b^2 + 2I_a I_b \cos \varphi_e). \quad (5)$$

При $I_b / I_a \gg 1$, $\beta_b / \beta_a = L_b I_b / (L_a I_a) \gg 1$, "наведенный" ток смещения

$$\Delta I_{CM} = 2I_{\alpha}\beta_B \sin\varphi_e, \quad (6)$$

$$\Delta I_{CM}/I_c = 4\pi L_B I_{\alpha} \sin\varphi_e/\Phi_0. \quad (7)$$

Экспериментальные данные отношения $\Delta I_{CM}/I_c$ позволяют оценить β на уровне 0.1, т. е. условие малости β выполнено.

Распространение теоретической модели на петлю с многими переходами, так же как и учет множественности контуров, приводит к появлению на сквидовской характеристике образца тонкой структуры [5], что и наблюдалось в эксперименте. Разумеется, здесь не приходится ожидать получения аналитических выражений. Однако множественность структурных элементов не меняет механизма индуктирования постоянного напряжения.

Для объяснения экспериментального результата (рис. 1, а) рассмотрим асимметричную петлю в цепи с низкочастотным переменным током $I(t)$. Возникновение постоянного напряжения V на мостике связано с асимметричной отсечкой амплитуды переменного тока при разных его направлениях:

$$V = (R/T) \int_0^T [F_+(t) - F_-(t)] dt, \quad (8)$$

$$\text{где } F_{\pm}(t) = \begin{cases} 0, & \text{при } |I(t)| < |I_{c\pm}|; \\ |I(t)| - |I_{c\pm}|, & \text{при } |I(t)| > |I_{c\pm}|; \end{cases}$$

T - период $I(t)$, R - нормальное сопротивление мостика.

Полученные экспериментальные и теоретические результаты можно распространить на любые объемные или пленочные поликристаллические структуры из ВТСП, а также монокристаллические структуры со специально сформированными слабыми связями.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Герасимов Н.П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1683-1686.
- [2] Н и о Y u h u a et al. // Solid State Commun. 1990. V. 73. N 2. P. 131-133.
- [3] С h e n J. T. et al. // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. N 5. P. 1843.
- [4] F u l t o n T. A. et al. // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. P. 1972.
- [5] Л и х а р е в К. К. Введение в динамику джозевсоновских переходов. М.: Наука, 1985. С. 135-138.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
15 октября 1992 г.