

05.4;12

Фазовая зависимость сверхпроводящего тока в YBCO джозефсоновских переходах на бикристаллической подложке

© Г.А. Овсянников, И.В. Борисенко, К.И. Константианн,
А.Д. Маштаков, Е.А. Степанцов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Поступило в Редакцию 23 июля 1999 г.

По экспериментальному измерению зависимостей амплитуд гармонических и субгармонических ступенек Шапиро от внешнего монохроматического воздействия изучена ток-фазовая зависимость ВТСП переходов на бикристаллической подложке. Показано, что при симметричном задании транспортного тока через переход с прозрачностью границы порядка $D = 10^{-4}$ и зеркально-симметричной бикристаллической границы ток-фазовая зависимость близка к синусоидальной, что отличается от предсказаний теории и, вероятно, вызвано двойникованием ВТСП пленок электродов, образующих переход. Отклонение от симметрии в задании транспортного тока через переход приводит к отклонению ток-фазовой зависимости от синусоидальной, возрастающей с увеличением степени асимметрии. Данное изменение ток-фазовой зависимости хорошо описывается моделью, учитывающей возникновение связанных андреевских состояний в переходах сверхпроводников с $d_{x^2-y^2}$ типом сверхпроводящей волновой функции.

При использовании джозефсоновских переходов (ДП) в устройствах сверхпроводниковой электроники важным параметром является зависимость сверхпроводящего тока I_s от разности фаз φ параметров порядка двух сверхпроводников, образующих ДП (ток-фазовая зависимость). $I_s(\varphi)$ определяет динамические параметры ДП, такие как джозефсоновская индуктивность, СВЧ импеданс, спектральный состав собственной джозефсоновской генерации и т.д. Из общих соотношений квантовой механики следует, что для любых типов ДП $I_s(\varphi)$ 2π — периодична и является нечетной функцией от фазы. Обычно при расчетах джозефсоновских устройств предполагается [1] синусоидальная ток-фазовая зависимость $I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$ (I_c — критический ток ДП), которая наблюдается лишь в туннельных переходах обычных, s -сверхпроводников в широком диапазоне температур [2]. В джозефсоновских переходах

s -сверхпроводников с непосредственной проводимостью, с другой стороны, при низких температурах наблюдается близкая к пилообразной зависимость $I_s(\varphi)$, которую можно представить в виде разложения по Фурье-компонентам

$$I_s(\varphi) = \sum I_c \delta_n \sin(n\varphi), \quad n \geq 1, \quad (1)$$

причем четные составляющие δ_n отрицательны, т.е. значение разности фазы φ_0 , при котором наблюдается максимальное значение $I_s(\varphi)$, находится в диапазоне $\pi/4 \leq \varphi_0 \leq \pi/2$ [2]. Одной из причин возникновения сложной зависимости $I_s(\varphi)$ является вклад в сверхпроводящий ток многократного андреевского отражения и возникновения в переходах с непосредственной проводимостью связанных состояний с энергиями $\varepsilon < \Delta$ (Δ — щель сверхпроводника). Ситуация значительно усложняется в ДП из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), большинство которых, как предполагают, имеет $d_{x^2-y^2}$ тип сверхпроводящей волновой функции (d -сверхпроводник). Изменение знака параметра порядка при обходе вокруг оси "с" d -сверхпроводника (D) приводит к возникновению на границе d -сверхпроводник–изолятор (I) связанных состояний с энергиями существенно меньше щели даже в отсутствие второго сверхпроводника [3,4]. В результате при низкой температуре $I_s(\varphi)$ сохраняет синусоидальную зависимость в туннельных переходах d -сверхпроводников (DID) лишь в узком диапазоне прозрачностей \bar{D} переходов и углов разориентации кристаллографических осей ВТСП электродов относительно нормали к границе α, β , например, для $\alpha = 45^\circ, \beta = -45^\circ$ этот диапазон определяется соотношением: $\bar{D} \leq (2kT/\Delta)^2$ [3,4]. Причем, при низкой температуре наблюдается отклонение максимума зависимости $I_s(\varphi)$ от $\sin \varphi$ как в сторону $\pi/4 \leq \varphi_0 \leq \pi/2$, так и в сторону ($0 \leq \varphi_0 \leq \pi/4$), противоположную той, что происходит в контактах s -сверхпроводников с непосредственной проводимостью [3,4,5].

Обычно зависимость $I_s(\varphi)$ определяется из измерений амплитудно-частотных характеристик СВЧ резонатора, связанного с интерферометром, в котором ДП переход зашунтирован сверхпроводящей индуктивностью L . Основное ограничение применения данного метода определения $I_s(\varphi)$ состоит в величине критического тока, который определяет джозефсоновскую индуктивность $L_J = \Phi_0/2\pi I_c$ (Φ_0 — квант магнитного потока). Для достоверного определения $I_s(\varphi)$ необходимо

выполнения условия на индуктивность интерферометра $L < L_J$. При реальных размерах интерферометра порядка нескольких десятков микрон I_c ДП не должен превышать $10 \mu\text{A}$, что существенно ограничивает отбор образцов. В данной работе используется иной метод определения $I_s(\varphi)$, основанный на измерении зависимостей критического тока и ступеней Шапиро от амплитуды внешнего монохроматического электромагнитного воздействия $I_m(A_{RF})$. Впервые изменение ступеней Шапиро было применено для оценки $I_s(\varphi)$ в сверхпроводящих тонкопленочных мостиках из олова [6], а применительно к ВТСП структурах — в работе [7]. В данной работе мы сообщаем об измерении ток-фазовой зависимости ВТСП ДП на бикристаллических сапфировых подложках.

ДП изготавливались на плоскости (1102) сапфировых подложек, состоящих из двух кристаллов, у которых направления $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ составляли угол $\pm 12^\circ$ с плоскостью границы (см. рис. 1). Для напыления ВТСП пленки сначала методом высокочастотного магнетронного распыления наносился эпитаксиальный буферный слой CeO_2 толщиной 30 nm, на котором методом диодного распыления в разряде постоянного тока при большом давлении кислорода растилась эпитаксиальная пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) [8]. Тонкопленочные YBCO мостики шириной 5–10 μm и длиной 10–20 μm , пересекающие бикристаллическую границу, изготавливались жидкостным химическим травлением YBCO в 0.5% растворе Br_2 в этиловом спирте. В результате получались YBCO ДП на бикристаллической подложке, у которых направления $[001]$ YBCO перпендикулярны плоскости подложки, а направления $\langle 100 \rangle$ YBCO по обе стороны от границы образуют угол $\alpha = 33^\circ$, $\beta = -33^\circ$ с нормалью к границе, лежащей в плоскости подложке. При температуре жидкого гелия измерялись зависимости ступенек Шапиро от СВЧ тока миллиметрового диапазона для образцов, у которых YBCO мостик пересекал бикристаллическую границу как под прямым углом (угол между нормалью к границе и направлением тока $\gamma = 0$), так и при нескольких фиксированных значениях $\gamma = 18^\circ, 36^\circ, 54^\circ, 72^\circ$ (рис. 1).

Возникновение ступеней Шапиро представляет собой синхронизацию джозефсоновских колебаний гармониками внешнего монохроматического сигнала. Отсутствие гармоник собственной джозефсоновской генерации во временной зависимости параметра $(\sin \varphi)^{-1}$ при конечном напряжении на переходе, имеющего $I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$, приводит к тому, что области синхронизации гармоник собственной генерации с внешним сигналом равны нулю (субгармонические ступени Шапиро отсут-

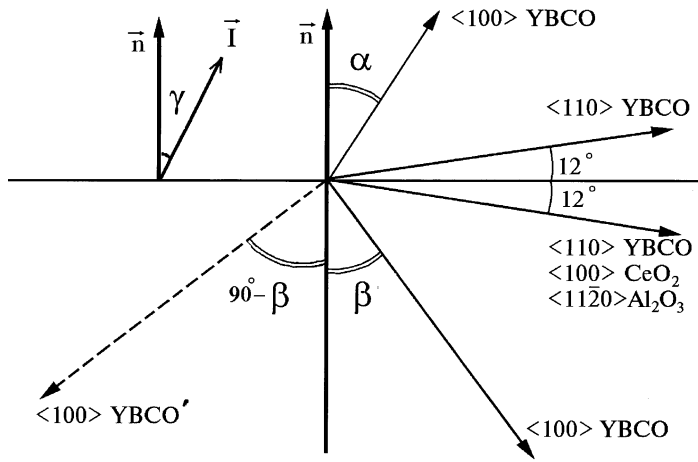


Рис. 1. Расположение кристаллографических осей YBCO пленок относительно бикристаллической границы. Углы разориентации бикристалла ($\alpha = 33^\circ$, $\beta = -33^\circ$). Пунктиром показана ориентация двойника ($\alpha = 33^\circ$, $\beta = 57^\circ$). Слева вверху показано направление протекания постоянного тока.

ствуют) [1]. В ДП с однородным распределением тока такие ступени возникают при отклонении $I_s(\varphi)$ от синусоидальной зависимости. Легко показать, что в рамках резистивной модели при $\omega = hf_c/2eI_cR_N \geq 1$ (f_c — частота внешнего воздействия) максимальные значения субгармонических ступеней Шапиро однозначно определяют амплитуды гармонических составляющих $I_s(\varphi)$, величины δ_n в (1), так при $\delta_1 = 1 - \delta_2$, $\delta_n = 0$ для $n > 2$ имеем для амплитуд ступенек I_m :

$$I_1(a) = \max I_c \left\{ [(1 - \delta_2)J_1(a\omega) \sin \theta + \delta_2 J_2(2a/\omega) \sin 2\theta] \right\}, \quad (2)$$

$$I_{1/2}(a) = \max I_c [\delta_2 J_1(2a/\omega) \sin 2\theta],$$

где максимальное значение определяется по сдвигу фаз θ между собственной генерацией и внешним сигналом. J_n — функции Бесселя n -го порядка, $a = A_{RF}/I_c$ — нормированная амплитуда монохроматического внешнего воздействия $A_{RF} \sin(2\pi f_e t)$.

Результаты расчета по соотношениям (2) для $\delta_2 = 0, -0.2$ и $\omega > 1$ представлены на рис. 2 сплошными линиями, там же показаны данные

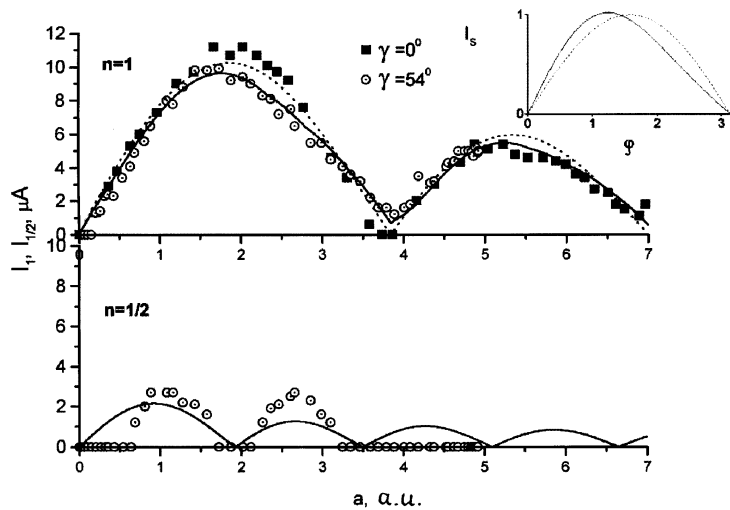


Рис. 2. Зависимости от СВЧ тока амплитуд первой ($n = 1$) и субгармонической ($n = 1/2$) ступенек Шапиро. Пунктир — расчет в рамках резистивной модели $I_s(\varphi) = I_c \sin(\varphi)$, сплошные линии — $I_s(\varphi) = I_c(1 - \delta_2) \sin(\varphi) - I_c \delta_2 \sin(2\varphi)$, $\delta_2 = 0.2$. На вставке показано изменение $I_s(\varphi)$ при увеличении δ_2 . Сплошная линия $\delta_2 = 0$, пунктир $\delta_2 = 0.2$.

экспериментальных исследований переходов с $\gamma = 0$ и 54° . Видно, что, несмотря на предполагаемое достаточно сильное отклонение $I_s(\varphi)$ от синусоидальной (см. вставку к рис. 2), первая ступень Шапиро близка к случаю $\delta_2 = 0$ (пунктир на рис. 2). Из рисунка видно, что в нашем случае отклонение $I_s(\varphi)$ от $\sin(\varphi)$ для $\gamma = 0$ составляет менее 5%, которое обычно имеет место в туннельных переходах s -сверхпроводников. В то же время для ДП с $\gamma > 30^\circ$ наблюдается субгармоническая ступень Шапиро, максимальное значение которой определяет величину δ_2 . Согласно теоретическим расчетам [3,4] при экспериментальных значениях прозрачности туннельного барьера между d -сверхпроводниками $\bar{D} = 10^{-4}$, определенного по величине $R_N S$, температуре $T = 4.2$ К и углов разориентации $\alpha = 45^\circ$, $\beta = -45^\circ$, отличие $I_s(\varphi)$ должно быть существенным $\delta_2 = 0.2$ для $\gamma = 0$ (см. рис. 3). Возможной причиной отклонения эксперимента от

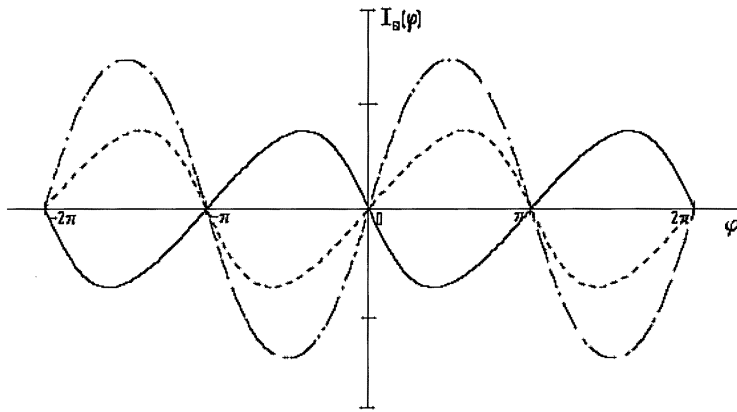


Рис. 3. Теоретические зависимости $I_s(\varphi)$ для зеркально-симметричного бикристаллического перехода $\alpha = -\beta = 45^\circ$ (пунктир) и для симметричного перехода $\alpha = 45^\circ, \beta = 45^\circ$ (сплошная линия), которые при данном угле разориентации описывают контакт с двойником. Штрих-пунктиром показана результирующая кривая.

расчетов [3,4] может быть двойникование YBCO пленки. Действительно, с учетом двойникования ДП можно рассматривать как совокупность параллельно соединенных переходов: 1) $\alpha = 33^\circ, \beta = -33^\circ$; 2) $\alpha = 33^\circ, \beta = 57^\circ$; 3) $\alpha = -57^\circ, \beta = -33^\circ$; 4) $\alpha = -57^\circ, \beta = 57^\circ$. Мы провели расчет $I_s(\varphi)$ для ДП $\alpha = 45^\circ, \beta = -45^\circ$ и $\alpha = 45^\circ, \beta = 45^\circ$ (см. рис. 3) с учетом того, что андреевские уровни не сильно изменяются в диапазоне углов разориентации $20^\circ \div 45^\circ$ [3,4]. Из рис. 3 видно, что $I_s(\varphi)$ функции каждого из переходов, образованного двойниковым комплексом сильно отличаются от синусоидальной. Однако полный ток через два параллельно соединенных перехода имеет близкую к синусоидальной зависимость $I_s(\varphi)$, что и наблюдается в эксперименте.

На рис. 4 представлены зависимости максимального значения субгармонической ступени Шапиро от угла отклонения направления протекания тока ДП от нормали. Видно, что отклонение $I_s(\varphi)$ от синусоидальной зависимости возрастает с увеличением γ . При этом несколько возрастает плотность критического тока. Если предположить, что увеличение γ эквивалентно повороту бикристаллической границы

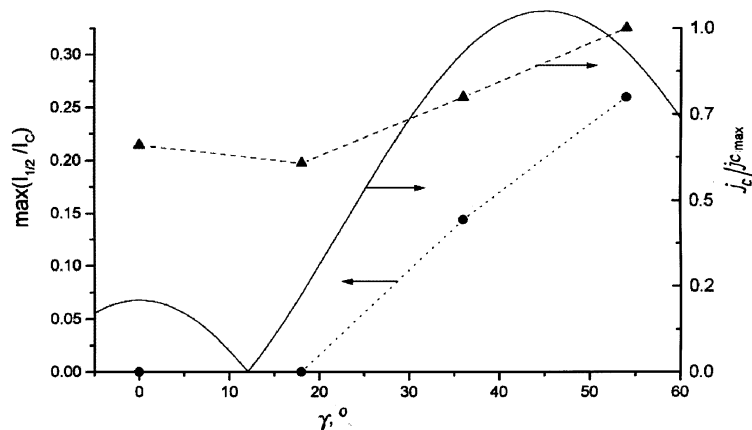


Рис. 4. Зависимости амплитуды максимума субгармонической ступени Шапиро и плотности критического тока от угла отклонения направления тока от нормали. Сплошной линией показана зависимость критического тока ДП от угла асимметрии бикристаллической границы, полученная по методу, изложенному в [10].

относительно кристаллографических осей YBCO [10], то увеличение γ эквивалентно переходу от симметричного бикристаллического ДП к асимметричному. При этом критический ток немонотонно зависит от угла поворота (сплошная кривая на рис. 4). Такая немонотонность наблюдалась в эксперименте [10]. В нашем же случае, наблюдается лишь небольшое возрастание $j_c(\gamma)$.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что ток-фазовая зависимость симметричных ВТСП переходов на бикристаллической подложке близка к синусоидальной, что, вероятно, вызвано двойникованием ВТСП пленок электродов, образующих переход. Именно этим, а также неоднородностями границы вызваны отклонения экспериментальных данных от предсказаний модели, учитывающей возникновение связанных андреевских состояний в переходах сверхпроводников с $d_{x^2-y^2}$ типом сверхпроводящей волновой функции. Отклонение от симметрии в задании транспортного тока через переход приводит к изменению ток-фазовой зависимости, возрастающей с увеличением степени асимметрии.

Авторы благодарны П.Б. Можаяву, Ф.В. Комиссинскому за помощь в проведении эксперимента, А.В. Зайцеву, Е. Ильичеву, З. Иванову, В. Шумейко, А. Кадигробову за полезные обсуждения.

Работа частично финансировалась Российской программой "Актуальные проблемы физики конденсированного состояния", подпрограммой "Сверхпроводимость", Российским фондом фундаментальных исследований, программой ИНТАС Европейского союза.

Список литературы

- [1] *Лухарев К.К., Ульрих Б.Т.* Системы с джозефсоновскими контактами. МГУ, 1978. 447 с.
- [2] *Likharev K.* // *Rev. Mod. Phys.* 1979. V. 51. P. 102–132.
- [3] *Tanaka Y., Kashiwaya S.* // *Phys. Rev.* 1997. V. B56. P. 892–903.
- [4] *Riedel R.A., Bagwell P.E.* // *Phys. Rev.* 1998. V. B57. N 10. P. 6084–6089.
- [5] *Иlichev E., Zakosarenko V., Ijsselsteijn R.P.J.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. N 4. P. 894–899.
- [6] *Губанков В.Н., Кошелец В.П., Овсянников Г.А.* // *ЖЭТФ.* 1976. Т. 71. N 1. С. 348–356.
- [7] *Kleiner R., Katz A.S., Sun A.G.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. N 12. P. 2161–2164.
- [8] *Маштаков А.Д., Константиныч К.И., Овсянников Г.А., Степанцов Е.А.* // *Письма в ЖТФ.* 1999. Т. 25. В. 7. С. 1–9.
- [9] *Barash Yu.S., Bukrhardt H., Rainer D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 4070–4075.
- [10] *Ivanov Z.G., Stepansov E.A., Claeson T.* et al. // *Phys. Rev.* 1998. V. B57. N 1. P. 602–610.