

УДК 621.315.55

ГИБРИДНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ Nb/Au/YBa₂Cu₃O₇ ИЗ МЕТАЛЛООКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

© 2006 г. И. В. Борисенко¹, Ю. В. Кислинский¹, Ф. В. Комиссинский^{1,3}, К. И. Константиан¹, Г. А. Овсянников¹, Т. Ю. Карминская², В. К. Корнев², И. И. Соловьев²

¹Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

²Московский государственный университет, Физический факультет, Москва, Россия

³Технологический университет Чалмерса, факультет микротехнологии и нанoeлектроники, Гетеборг, Швеция

Поступила в редакцию 10.08.2005 г.

Представлены результаты изучения морфологии, магнитных и электрофизических параметров гетероструктур Nb/Au/YBa₂Cu₃O₇, изготовленных на эпитаксиальных пленках YBa₂Cu₃O₇ (YBCO) с наклоном оси *c* к плоскости подложки на 11°. Показано, что в результате трехмерного роста пленок YBCO на поверхности наблюдаются грани, приводящие к формированию в гетероструктуре наноразмерной фасетированной границы. Ввиду пространственной анизотропии параметра порядка пленки YBCO гетероструктуры можно рассматривать как цепочку параллельно соединенных чередующихся наноконтактов двух типов с различными ток-фазовыми зависимостями (ТФЗ) сверхпроводящего тока. Магнитно-полевые и микроволновые параметры гетероструктур указывают на уменьшение характерной длины проникновения магнитного поля на порядок по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения. Предложена методика определения величины и знака второй гармоники ТФЗ. Методика основана на измерении зависимостей критического тока, а также высот первой и субгармонической ступеней Шапиро от мощности микроволнового излучения. Обсуждается возрастание доли второй гармоники ТФЗ с увеличением размеров гетероструктуры.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что металлические сверхпроводники имеют сферическую (*S*) симметрию сверхпроводящего параметра порядка (*S*-сверхпроводники). В металлооксидных сверхпроводниках, например YBa₂Cu₃O₇ (YBCO), преобладает $d_{x^2-y^2}$ -(*D*) симметрия параметра порядка в базовой (*ab*) плоскости (*D*-сверхпроводники). Длина когерентности и электропроводность вдоль плоскости *ab* существенно превышает длину когерентности и проводимость в направлении оси *c* [1, 2]. Свойства контактов сверхпроводников с анизотропным *D*-типом параметра порядка отличаются от свойств контактов между сверхпроводниками с изотропным параметром. Так, *D*-симметрия параметра порядка вызывает появление второй гармоники в ток-фазовой зависимости (ТФЗ) $I_S(\varphi)$, а связанные андреевские состояния, возникающие на границе *D*-сверхпроводника, дают дополнительный канал протекания тока [1–3]. Исследовались электрофизические характеристики контактов *S*- и *D*-сверхпроводников в *c*-направлении [4–7]. Для них была обнаружена экспериментально небольшая (порядка 10%) компонента второй гармоники в ТФЗ, которую не удается объяснить в модели контакта *S*- и *D*-сверхпроводников в направлении оси *c* [4, 5]. Для контактов в направлении базовой плоскости YBCO исследовалась квазичастичная

компонента тока. Для квазичастичного тока этих контактов наблюдался пик проводимости при малых напряжениях, вызванный связанными андреевскими состояниями [8, 9]. Эти состояния возникают в контактах *S*-сверхпроводника к плоскости (1 1 0) пленки YBCO. На наклонных подложках могут расти фазы иной ориентации, например (1 0 3), что затрудняет исследование гетероструктур [10].

В работе экспериментально исследовались магнитные и электрические параметры гетероструктур (ГС) Nb/Au/YBCO, изготовленных на пленке YBCO с наклонной осью *c*. Цель создания гетероструктур – осуществление электронного транспорта вдоль плоскости *ab* через чередующиеся нанопереходы различного типа, что должно приводить к несинусоидальной ток-фазовой зависимости структуры. При этом пленка YBCO должна оставаться однодоменной. Обсуждается влияние второй гармоники ТФЗ на зависимость критического тока ГС от магнитного поля и на зависимость высоты ступеней Шапиро от мощности внешнего электромагнитного излучения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для роста пленок YBCO были выбраны подложки (7 10 2) NdGaO₃ (NGO). Ось *c* пленки YBCO, эпитаксиально выращенной на этой подложке, отклонялась от нормали к плоскости подлож-

ки на угол $\gamma \approx 11^\circ$ в плоскости (1 1 0) YBCO. Рентгеновское исследование пленок YBCO показало, что при их росте сохраняется следующее эпитаксиальное соотношение (0 0 1)YBCO || (1 1 0)NGO, а ориентация полученной пленки близка к (1 1 20) YBCO [10]. Эти пленки имели единственный двойниковый комплекс в отличие от пленок, полученных на наклонных подложках с поворотом вокруг одной из осей базовой плоскости, где при углах наклона $\gamma > 10^\circ$ наблюдается двухдоменная структура. Технология изготовления ГС описана в работах [4, 5, 8]; ГС, изготовленные методами ионного травления и фотолитографии, имели форму квадратов со стороной $L = 10\text{--}50$ мкм.

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) ГС проводились в режиме задания тока при температуре 4.2 К. Ток, который эквивалентен тепловому шуму размытия ВАХ, составлял 0.4 мкА. При аналоговом измерении дифференциального сопротивления R_d минимальная обнаруживаемая высота ступени Шапира была около 0.2 мкА. Высота ступени вычислялась из отношения дифференциального сопротивления в центре ступени R_{d0} к нормальному сопротивлению перехода R_N [11]. Зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ измерялись в полях до 10 Э и были воспроизводимыми. При воздействии на гетероструктуры полей с $H > 10$ Э результаты измерений воспроизводились хуже из-за образования вихрей Абрикосова в подводящих электродах.

Изучение морфологии пленок YBCO проводилось до изготовления гетероструктур. После формирования ГС проводилось измерение их электрических параметров.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Фасетирование поверхности (1 1 20) пленок YBCO. Проведенное с помощью микроскопа атомных сил (АСМ) исследование поверхности (1 1 20) пленки YBCO, выращенной на наклонной подложке (7 10 2) NdGaO₃, показывает, что поверхность пленки состоит из относительно крупных граней роста, значительно превосходящих размеры неоднородностей поверхности подложки, как по ширине, так и по высоте. Если ориентированная перпендикулярно оси с пленка YBCO, которая формируется на стандартной подложке, например (001) SrTiO₃, не имеет выраженных направлений роста (рис. 1а, 1б), то пленки, осажденные на наклонные подложки, демонстрируют существование на поверхности вытянутых граней (фасеток), параллельных основным кристаллографическим плоскостям (рис. 1в, 1г). Как показано на рис. 1, поверхность (1 1 20) пленки YBCO состоит из граней, перпендикулярных направлениям [001] и [110]. Высота граней роста составляла 15–20 нм, а их ширина изменялась со сменой ориентации фасеток и

находилась в диапазоне 20–200 нм. При этом шероховатость поверхности YBCO вдоль граней не превосходила 2 нм [4, 5, 8]. После изготовления гетероструктуры граница раздела Au/YBCO повторяла поверхность пленки YBCO, поскольку слои Au и Nb напылялись при комнатной температуре, а слой YBCO – при $T = 780^\circ\text{C}$. В результате фасетирования, граница Au/YBCO представляла собой совокупность наноконтактов с разными характеристиками.

Контакты, образованные между гранями {001} и двухслойной пленкой Au/Nb (рис. 2а) будем обозначать буквами S/D_C . Критический ток таких контактов между S - и D -сверхпроводниками пропорционален прозрачности барьера D . Кроме того, существенный вклад в сверхпроводящий ток такой структуры дает также присутствующая в плоскости (001) пленки S -симметричная компонента параметра порядка. В результате этого ТФЗ переходов S/D_C содержит как первую, так и вторую гармоники:

$$I_S(\varphi) = I_{c1}\sin(\varphi) + I_{c2}\sin(2\varphi), \quad (1)$$

Здесь амплитуды компонент тока, согласно [5], определяются следующими выражениями:

$$I_{c1}R_N \approx \Delta_S\Delta_{Nb}/(e\Delta_D), \quad (2)$$

$$I_{c2}R_N \approx \bar{D}\Delta_{Nb}/e. \quad (3)$$

При этом параметр порядка в пленке YBCO описывается выражением $\Delta(\theta) = \Delta_D\cos(2\theta) + \Delta_S$, где θ – угол между импульсом электронов и направлением оси a , Δ_S – S -компонента параметра порядка. Учитывая экспериментальные значения прозрачности границы $\bar{D} \approx 10^{-4}$, получаем отношение гармоник $q = I_{c2}/I_{c1} \approx \bar{D}\Delta_D/\Delta_S \approx 10^{-3}$ при типичных для Nb и YBCO величинах $\Delta_S/e \approx 1$ мВ и $\Delta_D/e \approx 20$ мВ [1–3]. Столь малые отклонения ТФЗ от синусоидальной формы невозможно обнаружить экспериментально из-за термических флуктуаций даже при гелиевой температуре 4.2 К. Наблюдаемые в работах [4, 5] значения $q = 0.1$ вызваны причинами, не учтенными в данном расчете [5].

Контакты между гранями (110) пленки YBCO, которые перпендикулярны плоскости ab , ориентированной под углом 45° , и пленкой Nb, образуют сверхпроводниковые переходы, которые будем обозначать S/D_{45} (рис. 2б). Сверхпроводящий ток таких контактов описывается соотношениями, аналогичными соотношениям (1)–(3), но из-за специфики андреевского отражения на границе плоскости (110) D -сверхпроводника и нормально металла (или S -сверхпроводника) возникает дополнительный канал протекания тока, вызванный связанными андреевскими состояниями при малых значениях энергии. Это приводит к существенному возрастанию второй гармоники в ТФЗ переходов S/D_{45} . Согласно [12–14], в этом случае

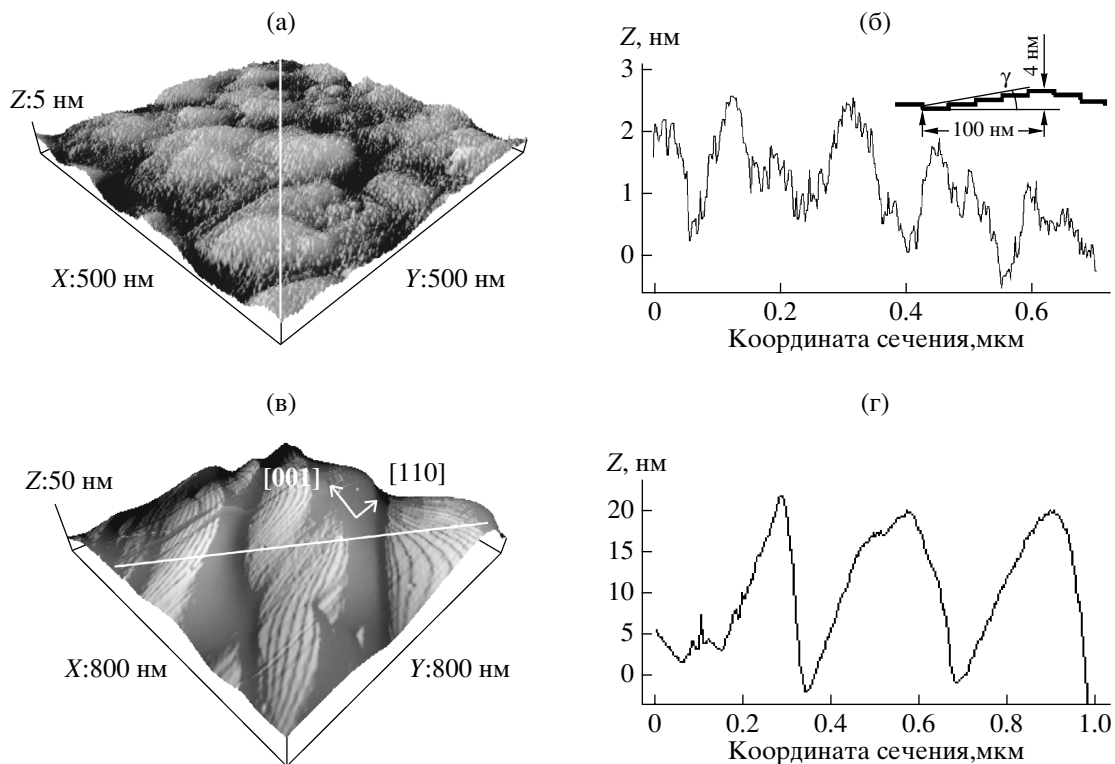


Рис. 1. АСМ-изображение поверхности *c*-ориентированной (а) и ориентированной параллельно (1120) (в) пленки YBCO и соответствующие профили поверхности (б, г) снятые вдоль белых линий. На вставке показана схема структуры поверхности *c*-ориентированных пленок.

отношение амплитуд гармоник $q \approx \Delta_D^3 \bar{D} / (kT \Delta_S \Delta_{Nb})$, и при $T = 4.2$ К получаем $q \approx 0.8$. Устойчивому состоянию таких переходов при токе $I = 0$ отвечает не нулевое значение джозефсоновской фазы $\phi = 0$, а некоторое значение ϕ_0 , находящееся в диапазоне $0 < \phi_0 < \pi/2$ [13], как показано на рис. 3. Таким образом, исследованные гетероструктуры можно представить себе как цепочку параллельно включенных 0- и ϕ_0 -нанопереходов.

Магнитно-полевые зависимости критического тока. Для ГС с $L = 20$ мкм зависимость критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ близка по форме к фраунгоферовой, наблюдаемой в случае сосредоточенных джозефсоновских переходов [15]. В области центрального максимума отличия от этой зависимости малы; однако при $H > 2$ Э они становятся значительными. Более точное описание зависимости $I_c(H)$ в области значений поля $H \geq 2$ Э можно получить с помощью модели, по которой ГС представлена в виде цепочки параллельных S/D_C и S/D_{45} нанопереходов с разным типом ТФЗ. Зависимость $I_c(H)$ для всей структуры

рассчитывается как максимум суммы:

$$I_c(H) = \max \left[\sum_m \sum_{k=1}^N j_{ck} \Delta x_k \frac{\sin(\pi m \Delta x_k / p)}{\pi m \Delta x_k / p} \times \right. \\ \left. \times \sin(2\pi m \langle x \rangle_k / p + m \delta \phi) \right]. \quad (4)$$

Максимум для каждого значения поля H достигается при определенном значении сдвига фазы $\delta \phi = \delta \phi(H)$ [16]. Здесь $m = 1, 2$ означает номер гармоники ТФЗ, j_{ck} – плотность критического тока, Δx_k – размер k -ой фasetки, N – полное число фasetок, $p = \Phi_0 / 2H \lambda_L$, λ_L – лондоновская глубина проникновения. Расчетная кривая, показанная на рис. 4, получена при параметрах: $q = 0.23$ для нанопереходов S/D_C и $q = 8.3$ для нанопереходов S/D_{45} . На рис. 5 приведено наиболее вероятное модельное распределение нанопереходов S/D_C и S/D_{45} вдоль ГС, соответствующее расчетной кривой $I_c(H)$ на рис. 4.

Зависимости $I_c(H)$ для структур больших размеров ($L \geq 30$ мкм) похожи на зависимости, типичные для распределенных переходов, хотя условие

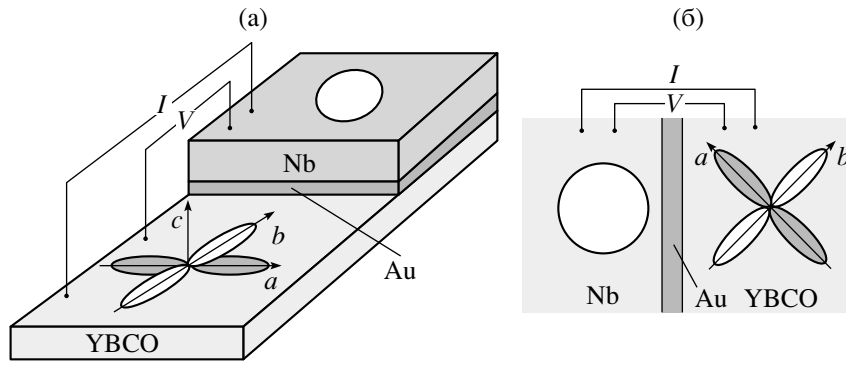


Рис. 2. Схематическое представление S/D_C (а) и S/D_{45} (б) контактов с учетом D и S симметрии сверхпроводящего параметра порядка.

сосредоточенности перехода $L < 4\lambda_J$ хорошо выполнялось. Величина λ_J – джозефсоновская глубина проникновения. Согласно [15], она рассчитывается по формуле:

$$\lambda_J^2 = \frac{h}{4\pi e \mu_0 (\lambda_{LNb} + \lambda_{LYBCO}) \langle j_c \rangle}. \quad (5)$$

Здесь $\langle j_c \rangle = I_c/A$ – усредненное значение плотности критического тока, I_c и A – соответственно критический ток и площадь ГС, λ_{LNb} и λ_{LYBCO} – лондоновские глубины проникновения для Nb и YBCO. Плотность тока $\langle j_c \rangle$ была 5–10 А/см², глубина λ_J составляла 100–150 мкм, что превышало размеры гетероструктур $L \leq 50$ мкм.

Для объяснения зависимостей $I_c(H)$ следует учесть результаты работ [17, 18], в которых показана возможность образования “расщепленных” джозефсоновских вихрей с дробной частью кванта магнитного потока в джозефсоновских переходах с фасетированной границей и знакопеременной величиной критического тока фасеток, когда выполняется условие $\lambda_L \ll b \ll \lambda_J$ (b – характерный размер фасетки). Согласно нашим оценкам, размер расщепленного джозефсоновского вихря $2\lambda_S$ в ГС оказывается существенно меньше глубины проникновения λ_J . Таким образом, в масштабе λ_S такой джозефсоновский переход можно рассматривать уже как распределенный, несмотря на то, что $L < \lambda_J$. Отметим, что существующие теоретические модели предсказывают возникновение дробных вихрей для случая $b \gg \lambda_J$ [19].

Вторая гармоника ток-фазовой зависимости.

Анализ ток-фазовой зависимости проводился путем исследования ступеней Шапиро, которые возникли на ВАХ при воздействии электромагнитного излучения с частотами $f = 36\text{--}79$ ГГц. Известно, что гармонические ступени Шапиро соответствуют областям синхронизации частоты джозефсоновской генерации $f_J = 2eV/h$ гармониками внешнего сигнала, которые возникают в силу нелинейности джозефсоновского перехода. В рамках

известной резистивной (РМ) модели сосредоточенного джозефсоновского перехода с малой емкостью [20] субгармонические ступени Шапиро отсутствуют вследствие специфического характера формы джозефсоновской генерации [11]. Наблюдающиеся в эксперименте субгармонические ступени при напряжении $V_{1/2} = hf/4e$ [7, 21–23] свидетельствуют о существенном влиянии факторов, не учитываемых в модели резистивно-шунтированного перехода. Такими факторами являются емкость джозефсоновского перехода, характеризующая параметром МакКамбера $\beta_c = 4\pi e I_c R_N^2 C/h$ [11], и отклонение ТФЗ от синусоидального закона за счет присутствия второй гармоники (1). Одновременный учет обоих факторов дает выражение для зависимости высоты гармонической ступени от тока электромагнитного воздействия I_{RF} , который нормирован на критиче-

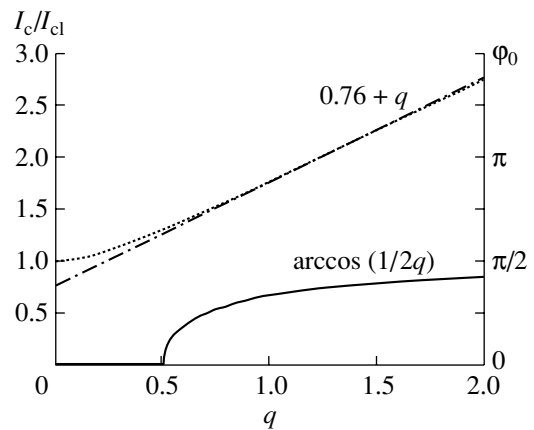


Рис. 3. Зависимости критического тока, нормированного на амплитуду первой гармоники I_c/I_{c1} (пунктир), и фазы устойчивого состояния структуры ϕ_0 (сплошная линия) от вклада второй гармоники q . Штрихпунктирной линией показана асимптотика зависимости тока.

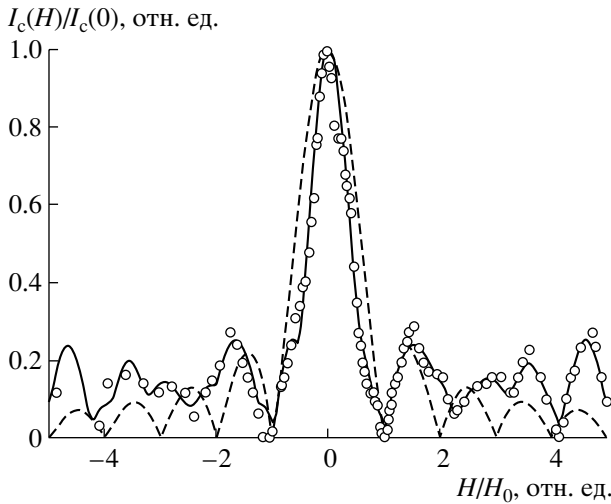


Рис. 4. Зависимости критического тока структуры от магнитного поля $I_c(H)$: фраунгоферова зависимость показана штриховой линией; сплошной линией показан расчет $I_c(H)$ согласно модели с переменной плотностью сверхпроводящего критического тока для фасетированного перехода.

ский ток I_c , $a = I_{RF}/I_c$. Как показано в [23] высота гармонической ступени имеет вид:

$$I_n/I_c = 2 \max_{\Theta} [J_n(x) \sin(\Theta) + q J_{2n}(2x) \sin(2\Theta)], \quad (6)$$

где $x = a\omega^{-1}(\omega^2\beta_c^2 + 1)^{-0.5}$ – аргумент функций Бесселя, который пропорционален a , $\omega = 2\pi f/f_c$, – нормированная частота внешнего воздействия, $f_c = 2eI_c R_N/h$ – характерная частота джозефсоновского перехода. В этом выражении максимум ищется по значениям разности фаз Θ между джозефсоновской генерацией и внешним воздействием. Нулевая ступень ($n = 0$) соответствует сверхпроводящему состоянию перехода. Формула получена в предположении, что выполняется хотя бы одно из трех условий:

$$\omega^2\beta_c \gg 1, \quad \omega \gg 1, \quad a \gg 1. \quad (7)$$

При $q = 0$ и $\beta_c = 0$ выражение (6) совпадает с известным результатом для резистивной модели в высокочастотном пределе для $\omega \gg 1$ [11].

Для ГС малых размеров ($L = 10$ мкм) экспериментальные зависимости $I_c(a)$, $I_1(a)$ близки к расчетным, следующим из резистивной модели. Для структур с $L = 20$ – 30 мкм отличие экспериментально наблюдаемой максимальной высоты первой ступени от высоты, которая рассчитана как по модели резистивно-шунтированного перехода, так и по модели перехода с емкостью и второй гармоникой ТФЗ, было около 25%, как показано на рис. 6. Это отличие возрастало с размером структуры.

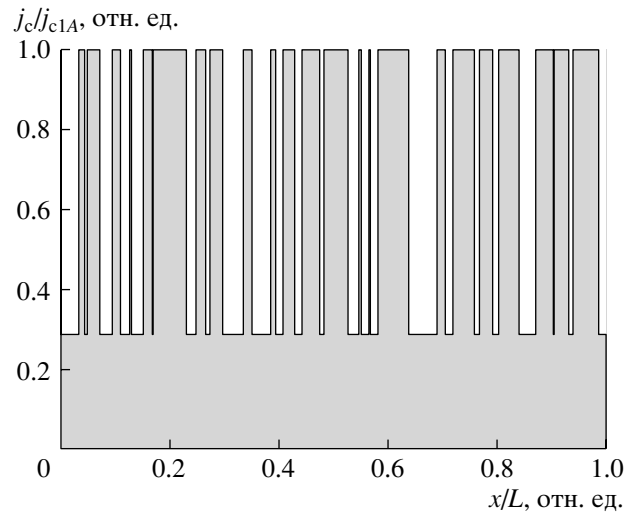


Рис. 5. Распределение плотности тока, нормированной на первую гармонику ТФЗ, от положения и размера фасетки в структуре.

Из величины гистерезиса ВАХ исследованных ГС была получена оценка величины параметра МакКамбера: $\beta_c = 4$ – 6 . Для анализа присутствия второй гармоники в ТФЗ исследуемых джозефсоновских ГС измерялись зависимости критического тока и первой ступени Шапиро от амплитуды СВЧ-сигнала: $I_c(a)$ и $I_1(a)$. При небольших значениях второй гармоники величину q можно вычислить из формулы (6), измеряя экспериментально минимумы зависимости $I_c(a)$, (рис. 6). Первый минимум достигается при x_1 – первом нуле функции Бесселя J_0 . Тогда из (6) следует, что $q = I_c(x_1)/[I_c(0)J_0(2x_1)]$. Такая оценка для данных, приведенных на рис. 6, дает значение $|q| = 0.14$. Данные измерений $I_c(a)$ позволяют определить модуль параметра q ; знак этого параметра мы получили из зависимостей высоты субгармонических ступеней от амплитуды воздействия.

Выражение для высоты субгармонической ступени, учитывающее конечную емкость сосредоточенного джозефсоновского перехода и вторую гармонику в его ТФЗ, в пределе (7) имеет следующий вид [23]:

$$I_{1/2}/I_c = 2 \max_{\Theta} \left\{ \sin(\Theta) \left[q J_1(2x) + \beta_c \frac{J_1(x) J_0(x)}{(\beta_c \omega)^2/4 + 1} + 4q^2 \beta_c \frac{J_2(2x) J_0(2x)}{(\beta_c \omega)^2 + 1} \cos(\Theta) \right] \right\} \quad (8)$$

В квадратных скобках находится знакопеременное выражение, поэтому совместное влияние обоих учитываемых факторов приводит к существенно новому характеру зависимости $I_{1/2}(a)$. Полученная зависимость высоты субгармонической ступени

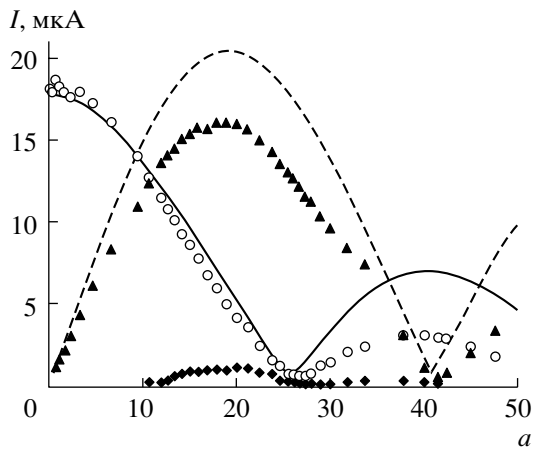


Рис. 6. Зависимости от тока электромагнитного воздействия a : критического тока (круги), высоты первой ступени Шапиро (треугольники), субгармонической ступени (ромбы). Сплошной линией показан расчет по формуле (6) для $I_c(a)$, штриховой – для $I_1(a)$. Частота воздействия $\omega = 1.6$. $|q|$ – параметр, равный 0.14.

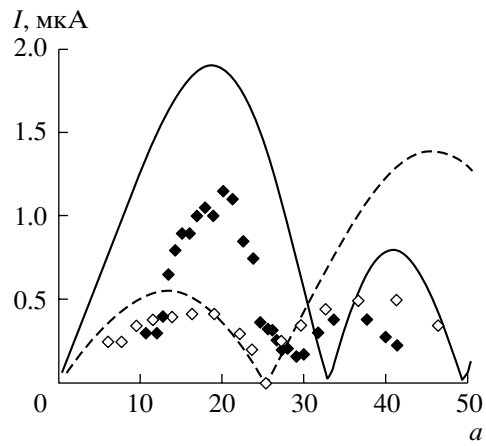


Рис. 7. Зависимость высоты субгармонических ступеней от тока воздействия (a) при разных частотах. Результаты расчета по формуле (7) при $q = -0.14$ для частоты $\omega = 1.6$ показаны сплошной линией, для частоты $\omega = 2.2$ – штриховой. Экспериментальные значения высоты ступеней для $\omega = 1.6$ – заполненные ромбы, а для $\omega = 2.2$ – открытые ромбы.

для гетероструктур с $\beta_c > 1$ существенно отличается от экспериментальных результатов для бикристаллических переходов с малой емкостью: $I_{1/2}(a) \sim \sim J_1(2a\omega^{-1})$ [24].

Хорошее согласие с экспериментом дают расчеты по формуле (8) в предположении, что $q < 0$. Расчетные зависимости для $I_{1/2}(a)$ в предположении, что $q > 0$, существенно превышают измеренные значения и не дают минимума, который наблюдается в эксперименте между точкой $a = 0$ и первым минимумом $I_c(a)$ (рис. 7). На частоте $\omega = 2.2$ первый минимум $I_{1/2}(a)$ измерен при $a = 25$, а первый минимум $I_c(a)$ наблюдался при $a = 48$. Поскольку $a = \omega \chi (\omega^2 \beta_c^2 + 1)^{0.5}$, а $\beta_c = 4$ для данной структуры, то минимум $I_c(a)$ находится при $a = 48$ для частоты $\omega = 2.2$ и при $a = 25$ для $\omega = 1.6$ на рис. 7. Отрицательное значение q следует и из теоретических расчетов для S/D_{45} -переходов [3.12,13] и наблюдалось в бикристаллических переходах [12]. Небольшие изменения нормированной частоты ω сильно меняют форму расчетной зависимости $I_{1/2}(a)$. Такое поведение $I_{1/2}(a)$ наблюдается и в эксперименте. Для сопоставления данных на рис. 7 с расчетом по формуле (8) не использовались подгоночные параметры. Величина q , коэффициент пропорциональности между мощностью, получаемой с выхода генератора, и амплитудой a определялись по формуле (6) из экспериментальных данных $I_c(a)$, $I_1(a)$; частота ω задана частотой генератора, деленной на f_c .

Оценка модуля q по отклонению минимума высоты первой ступени Шапиро от нуля получается из формулы (6) при $n = 1$. Для ГС с $L = 20$ мкм

из зависимости $I_c(a)$ получена величина $|q| = 0.14$, что близко к параметру $|q| = 0.16$, который рассчитан для того же перехода из данных $I_1(a)$ на рис. 6. Для структуры с $L = 30$ мкм расчет по $I_c(a)$ давал $|q| = 0.40$, а по зависимости $I_1(a)$ – параметр $|q| = 0.34$.

При увеличении размеров структуры, когда $L > \lambda_s$, согласно [17, 18], доля второй гармоники ТФЗ должна возрастать как $q \sim L^2/\lambda_s^2$ из-за наличия в ГС параллельно включенных 0- и ϕ -контактов. Как сказано выше, доля второй гармоники $|q| = 0.14-0.16$ для $L = 20$ мкм возрастает до 0.3–0.4 при увеличении размера до 30 мкм. Для структур размером 40 мкм расчет по формуле (6) давал модуль q порядка 1 при существенных отклонениях экспериментальных зависимостей от модели РМ. Знак q для переходов любых размеров был отрицательным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное экспериментальное исследование джозефсоновских гетероструктур (ГС) показало, что даже для сосредоточенных ГС (малых по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения) распределение плотности критического тока является неравномерным по длине перехода. В работе показано, что вследствие наблюдаемого нанораспределения поверхности пленки YBCO и D -симметрии сверхпроводящего параметра порядка исследованные ГС достаточно хорошо описываются моделью параллельной цепочки “0”- и “ ϕ_0 ”-переходов. Эти особенности рассматриваемых ГС приводят к возникновению

в них “расщепленных” джозефсоновских вихрей, которые содержат дробные доли кванта магнитного потока и имеют в несколько раз меньшие размеры, чем джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля. Наличие “расщепленных” джозефсоновских вихрей в гетеропереходах экспериментально проявляется в увеличении отклонений магнитно-полевой зависимости критического тока от фраунгоферовой формы с возрастанием размеров переходов.

На вольт-амперных характеристиках гетероструктур экспериментально обнаружены субгармонические ступени Шапиро в диапазоне частот $\omega = 1-2.5$. Зависимости критического тока и высоты первой ступени Шапиро от СВЧ-мощности имеют ненулевые минимумы. Эти явления обусловлены наличием в ток-фазовой зависимости второй гармоники, имеющей отрицательную величину и абсолютное значение порядка 15%.

Работа выполнялась при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16818а), INTAS (грант № 2001-0809 и 2001-0249), ISTC-2369, Программой PiShift ESF, гранта Президента России НШ-1344.2003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tsuei C.C., Kirtley J.R.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 969.
2. *Hilgenkamp H.H., Mannhart J.* // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 485.
3. *Lofwander T., Shumeiko V., Wendin G.* // Supercond. Sci. Technol. 2001. V. 14. P. R53.
4. *Комиссинский Ф., Овсянников Г., Ильичев Е., Иванов З.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 73. С. 405.
5. *Komissinski P., Il'ichev E., Ovsyannikov G. et al.* // Europhys. Lett. 2002. V. 57. P. 585.
6. *Sun A., Gajewski D., Maple M., Dynes R.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2267.
7. *Kleiner R., Katz A., Sun A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 2161.
8. *Комиссинский Ф., Овсянников Г., Кислинский Ю. и др.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. С. 1247.
9. *Greene L.H., Hentges P., Aubin H. et al.* // Physica C. 2003. V. 387. P. 162.
10. *Бдикин И.К., Можав П.Б., Овсянников Г.А. и др.* // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 1548.
11. *Лухарев К.К.* // Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. С. 30, 77, 180, 195.
12. *Il'ichev E., Grajcar M., Hlubina R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5369.
13. *Amin M.H.S., Omelyanchouk A., Rashneev S. et al.* // Physica B. 2002. V. 318. P. 162.
14. *Riedel R.A., Bagwell P.F.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 6084.
15. *Бароне А. Патерно Д.* Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.
16. *Кленов Н., Корнев В., Соловьев И. и др.* // Нелинейный мир. 2005. Т. 3. С. 75.
17. *Mints R.G.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57. № 6. P. R3221.
18. *Mints R.G., Papiashvili I., Kirtley J.R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 9. P. 067004.
19. *Goldobin E., Koelle D., Kleiner R.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 224515
20. *Лухарев К.К.* Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1978. С. 91.
21. *Овсянников Г.А., Борисенко И.В., Константиныч К.И. и др.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 22. С. 65.
22. *Комиссинский Ф.В., Константиныч К.И., Кислинский Ю.В., Овсянников Г.А.* // ФНТ. 2004. Т. 30. С. 795.
23. *Кислинский Ю., Комиссинский Ф., Константиныч К. и др.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. С. 575.
24. *Ovsyannikov G., Borisenko I., Constantinian K.* // Vacuum. 2000. V. 58. P. 149.

Nb/Au/YBa₂Cu₃O₇ Metal-Oxide Superconductor Heterojunctions

I. V. Borisenko, Yu. V. Kislinskii, F. V. Komissinky, K. I. Constantinyan, G. A. Ovsyannikov, T. Yu. Karminskaya, V. K. Kornev, I. I. Solov'ev

Nb/Au/YBa₂Cu₃O₇ heterostructures based on the epitaxial YBa₂Cu₃O₇ (YBCO) films with the c-axes tilted 11° toward the film plane, were fabricated and studied. It is shown that the YBCO film growth result in step formation on the film surface that results in nanofaceting boundary of the heterostructure formed. Taking into account spatial anisotropy of the order parameter of the YBCO film, the heterostructure can be modeled by parallel array of the alternating nano-junctions with different current-phase relation. The heterojunction characteristic dependence on the applied magnetic field and electromagnetic irradiation is an evidence that the effective penetration depth is much smaller (by an order) than the Josephson penetration depth calculated using mean value of the junction critical current density. A novel methodic was suggested and used in order to evaluate both the amplitude and sign of the second harmonic of the junction current-phase relation. The methodic is based on characteristic properties of the Shapiro step dependence on the microwave power applied. The second harmonic amplitude dependence on the heterojunction size is discussed.