

НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ РИДЕЛЕВСКОЙ ОСОБЕННОСТИ НА ТОРЦЕВОМ $YBaCuO$ ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ ПЕРЕХОДЕ

К.И.Константинян, Л.Э.Аматуни, Р.М.Мартirosян

Институт радиофизики и электроники АН Армении

378410 Аштарак-2, Армения

Поступила в редакцию 13 декабря 1993 г.

Прямым нерезонансным измерением частотной зависимости амплитуды осцилляционного тока $I_1(\Omega)$ собственной джозефсоновской генерации на одиночном $YBaCuO$ торцевом переходе с формой ВАХ, характерной для контактов с непосредственной проводимостью, обнаружена значительно уширенная риделевская особенность с неадекватно низким оценочным значением коэффициента затухания энергетической щели $\delta \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$.

По транспортным свойствам джозефсоновских переходов (ДП), образованных на границах зерен высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), опубликовано значительное число работ (см., например, [1-4]), в которых обсуждаются возможные модели исследуемых межзеренных границ. В то же время отличия в механизме проводимости в различных типах ДП достаточно выражено могут проявиться на функциональной зависимости амплитуды осцилляционного джозефсоновского тока I_1 от частоты $\omega = 2\pi f/\omega_g$, где f – частота собственной джозефсоновской генерации, $\omega_g = 4\Delta/\hbar$ – частота, соответствующая суммарной энергии щели ДП.

В настоящей работе приводятся результаты непосредственного измерения зависимости $i_1 = I_1/I_c$ от температурно варьируемой частоты $\Omega = 2\pi f/\omega_c$, где ω_c – характерная частота ДП, используемая нами в качестве "меры" величины ω_g в виде $\omega_c = \omega_0 = (2e/\hbar)V_0$, где $V_0 = I_c R_N$, I_c – критический ток, R_N – сопротивление ДП в нормальном состоянии, измеряемые по вольт-амперной характеристике (ВАХ) на постоянном токе.

Исследуемые образцы [5] изготавливались импульсным лазерным осаждением на подложки (100) $LaAlO_3$ с торцевой геометрией формирования ДП. С-ориентированные эпитаксиальные пленки $YBaCuO$ толщиной 200 нм образовывали угол 90° на ступени высотой 300 нм [6], вытравленной по всей ширине подложки. Ширина пленки в области ДП составляла величину $w \approx 32$ мкм. Критическая температура находилась в пределах $T_c = 79 \div 83$ К для ДП и $T_c \geq 86$ К – для электродов. При измерениях на СВЧ подложка с размерами $1,5 \times 0,5 \times 9$ мм со сформированным на ней ДП устанавливалась в центре волновода с сечением 11×1 мм, соединенного со стандартным прямоугольным волноводом согласующим трансформатором. Измерения спектральной плотности мощности джозефсоновской генерации проводились в условиях широкополосного нерезонансного согласования с супергетеродинным радиометрическим приемником на частоте $f = 24,7$ ГГц, работающим в двухполосном режиме с полосой пропускания $\Delta F = 150$ МГц. При постоянной интегрирования $\tau = 1$ с обеспечивалась чувствительность $\delta S \approx 3 \cdot 10^{-24}$ Вт/Гц. Одновременно со спектральной плотностью сигнала $S(V)$, возникающего на ДП, измерялись ВАХ стандартным 4-зондовым методом. При этом использовались аккумуляторный

источник тока и малошумящий аналоговый нановольтметр. Токозадающие и потенциометрические подводы к образцу осуществлялись золотыми проволочными контактами с последующим подсоединением к охлаждаемому, а затем – к "комнатным" низкочастотным фильтрам, предназначенным для устранения влияния внешних электрических наводок на характеристики ДП. Геомагнитное поле экранировалось многослойным пермаллоевым экраном. Развязка между приемником и образцом обеспечивалась набором циркуляторов и фильтром СВЧ вафельного типа, подавляющим высшие гармоники гетеродина. Образец вместе с волноводной секцией охлаждался в микрокриогенной системе замкнутого цикла. Контроль температуры обеспечивался на уровне $\pm 0,1$ К в окрестности $T \approx 100$ К и значительно точнее – при температурах ниже азотной.

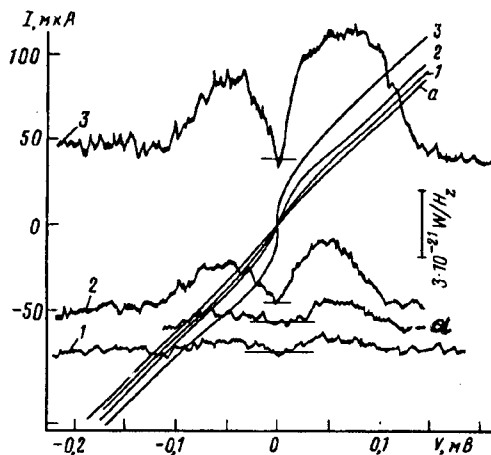


Рис.1

Рис.1. ВАХ и соответствующие зависимости $S(V)$ джозефсоновской генерации на $f = 24,7$ ГГц для торцевого YBaCuO ДП при T : кривая 1 – 78 К, 2 – 73,5 К, 3 – 69 К и а – 79,1 К (отдельная запись). Нулевые уровни $S(V)$ показаны горизонтальными линиями. Калибровка $S(V)$ приведена при импедансе нагрузки $R = 2$ Ом и $\tau = 1$ с

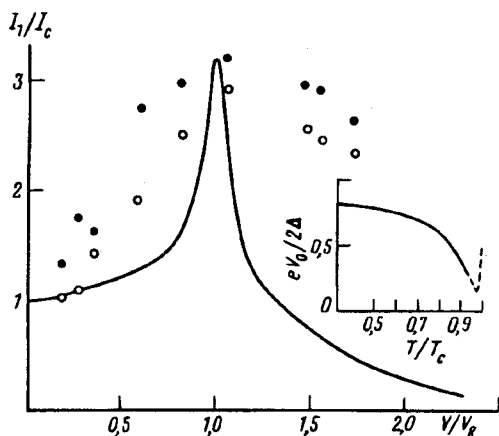


Рис.2

Рис.2. Экспериментальные значения нормированного джозефсоновского осциллирующего тока I_1/I_c от нормированного значения напряжения V/V_R , $V_R = 8V_0$. Черные точки соответствуют результатам, полученным на правой ветви ВАХ, светлые – на левой. Теоретическая зависимость построена для коэффициента затухания щели $\delta = 1,6 \cdot 10^{-3}$. На вставке качественно показан температурный ход $V_0(T)/\Delta(T)$ для джозефсоновского перехода с БКШ электродами

На рис.1 представлены типичные ВАХ и соответствующие им $S(V)$, полученные в интервале температур от T_c до $T = 60$ К для ДП с $T_c = 82$ К и $I_c = 760$ мкА, $R_N = 2,4$ Ом при $T = 4,5$ К. Размытые ВАХ объясняются наличием термически активированного процесса проскальзывания фазы [7]. Отметим, что для сравнения экспериментальных данных с теорией желательно, чтобы исследуемый ДП был одиночным и сосредоточенным в $w \leq 4\lambda_J$, λ_J – джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля [8]. Несмотря на то, что при данной технологии должны образоваться две последовательно соединенные межзеренные границы, первое условие выполнялось автоматически, поскольку во всем экспериментальном диапазоне токов смещения нижний переход находился в сверхпроводящем состоянии с $I \ll I_c$. Второе условие более стро-

го ($\omega \leq 2\lambda_J$) выполнялось при $T \geq 69$ К. Из приведенного рисунка видно, что пики $S(V)$ с высокой точностью соответствуют джозефсоновскому соотношению: $V_n = nh/2ef$ для $n = \pm 1$, $V_1 = 51$ мкВ. Не затрагивая в данном сообщении вопроса о ширине и форме линии генерации, заметим, что в аналогичной измерительной системе ранее для ниобиевых микромостиков были нами зарегистрированы [9] близкие к лоренцевским зависимости $S(V)$ с шириной линии генерации Δf , близкой к расчетной по резистивной модели [8], что подтверждает корректность регистрируемых зависимостей. Также важно отметить, что наличие термически активированного процесса проскальзывания фазы не подавляет джозефсоновскую генерацию. Более того, измеренным значениям интегральной мощности $P = S(V)\Delta f$ с учетом фактора рассогласования $\eta = 4\rho R_d/(\rho + R_d)^2$ (ρ – волновое сопротивление СВЧ тракта, R_d – динамическое сопротивление ДП в рабочей точке) и величине потерь в СВЧ тракте $\alpha \approx 1,1$ дБ соответствовали величины $i_1 > 1$ в области частот $\Omega > 1$. Значения $I_c(T)$ нами определялись по методике, аналогичной [7]. На рис.2 представлена экспериментальная зависимость I_1/I_c от $\Omega = V/V_R$, где V – напряжение на ДП, V_R – напряжение, соответствующее максимуму I_1/I_c . Отметим также, что измерение максимумов ступеней Шапиро для $n = 1$ на частотах $f_e \approx 24$; 42 и 94 ГГц при $T = 4,5$ К и на $f_e \approx 56 \div 78$ ГГц при $T = 35$ К дало хорошее соответствие между СВЧ оценкой характерной частоты ω_c и величины V_0 , используемой нами для нормировки по частоте. На рис.2 приведена также зависимость риделевского пика I_1/I_c от ω , построенная по теории [10, 11] для туннельных переходов с коэффициентом затухания $\delta = \Delta'/\Delta = 1,6 \cdot 10^{-3}$, Δ – реальная, Δ' – мнимая части энергетической щели. Отметим, что экспериментальное значение $V_R \approx 8V_0$ соответствует температурному интервалу $T/T_c = 0,8 \div 0,9$ где также имеет место характерное для ВТСП подавление ω_c . При температурном изменении параметра $V_0(T)$ из-за отличия хода $\Delta(T)$ и $\omega_0(T)$ совершается систематическая ошибка, приводящая к искажению реальной формы риделевского пика. На вставке к рис.2 качественно показано температурнозависящее отношение частот $\omega_0(T)/\omega_g(T)$ для сверхпроводящего туннельного перехода с БКШ электродами. Пунктиром показана область температур, соответствующая эксперименту, где имеет место неоднозначность по температуре отношения ω_0/ω_g . Однако, указанная методическая погрешность не объясняет значительного уширения $i_1(\omega)$. В работе [12] было экспериментально показано, что в поликристаллическом YBaCuO существует гауссовское распределение дискретных значений Δ_i , охватывающее широкий диапазон напряжений $V \approx 20 \div 80$ мВ. Указанный перепад напряжений $80/20=4$ близок к перепаду значений $\Omega_{max}/\Omega_{min} \approx 4$, снятых на уровне 0,5 от максимума i_1 . Такой неоднозначностью щели можно объяснить как низкое значение экспериментальной оценки δ , характерное для туннельных переходов, так и аномально широкий риделевский пик. В то же время явно нетуннельные ВАХ исследуемых ДП, вероятно, обусловлены существованием широкозонных локализованных дефектов в изолирующем слое области слабой связи, служащих центрами для резонансного туннелирования неспаренных электронов [3,13]. В пользу такого механизма шунтирования туннельной характеристики может свидетельствовать заметный избыточный ток на ВАХ во всем исследованном интервале температур $T = 4,5$ К $\div T_c$, а также неустойчивость ВАХ на низких температурах $T < 60$ К, когда $\omega \gg 4\lambda_J$, сопровождающаяся нестабильной генерацией с значительным уширением линии излучения.

Авторы благодарны Алексу Брагинскому за предоставленные образцы. Работа поддерживается АН Армении и частично (для К.И.К. и Л.Э.А.) грантом фонда Сороса, присужденным Американским Физическим Обществом.

1. D.Dimos, P.Chaudhari, J.Mannhart, *Phys. Rev. B* **41**, 4038 (1990).
2. Yu.Xiao-Jun and M.Sayer, *Phys. Rev. B* **44**, 2348 (1991).
3. R.Gross and B.Mayer, *Physica C* **160**, 235 (1991).
4. D.K.Lathrop, S.E.Russeck, B.H.Moockly et al. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 228 (1991).
5. K.Herrman, Y.Zhang, H.-M.Mück et al. *Supercond. Sci. & Technol* **4**, 583 (1991).
6. C.L.Jia, B.Kabius, K.Urban et al. *Physica C* **175**, 545 (1991).
7. R.Gross P.Chaudhari, D.Dimos et al. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 228 (1990).
8. К.К.Лихарев Введение в динамику джозефсоновских переходов, М.: Наука, 1985.
9. L.E.Amatuni, K.Y.Constantinian, R.B.Hayrapetian et al. *IEEE Tr*, **27**, 2724 (1991).
10. D.J.Scalapino, T.M.Wu, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 315 (1966).
11. S.Morita, S.Imai, I.Fukushi et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **52**, 617 (1983).
12. J.E.Núñez-Requeiro and J.M.Aponte, *Phys. Rev. B* **46**, 1236 (1992).
13. J.Halbritter, *Sol. State Comm.* **18**, 1447 (1976).