

05.4;09;12

©1994

## ШИРИНА ЛИНИИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ YBCO МОСТИКА НА ПОДЛОЖКЕ СО СТУПЕНЬКОЙ МАЛОЙ ВЫСОТЫ

*Г.А.Овсянников, Дж.Рамос, З.Г.Иванов*

В настоящее время достигнуты значительные успехи в получении джозефсоновских переходов из тонкопленочных высокотемпературных (ВТСП) мостиков, пересекающих искусственно созданную в подложке неоднородность в виде бикристаллической границы, ступеньки на поверхности и т.д. [1-5]. Эффект Джозефсона в мостиках возникает за счет слабой связи кристаллических блоков эпитаксиальной пленки в области неоднородности. Обычно высота ступеньки в подложке ( $h$ ) выбирается равной толщине эпитаксиальной ВТСП пленки ( $d$ ), которая деформируется в местах излома поверхности подложки [1,4]. В результате образуются два участка пленки с джозефсоновскими связями. Избыточные шумы в мостиках на ступеньке (МС), наблюдаемые в эксперименте [1,4] могли быть вызваны взаимодействием последовательно соединенных слабых связей. Недавно была предложена модификация МС путем уменьшения высоты ступеньки ( $h \ll d$ ) и использования наклонного ионного травления подложки [5]. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований ширины линии собственной генерации мостиков на подложках со ступенькой малой высоты ( $h \ll d$ ).

Ступеньки малой высоты ( $h = 2-5$  нм) в подложке из MgO получают с помощью маски из фоторезиста и ионного травления под углом  $40^\circ$  к плоскости подложки. После удаления резиста проводится лазерное напыление пленки  $YBa_2Cu_3O_x$  (YBCO) толщиной  $d = 250$  нм при температуре 600-700 С. Полученные YBCO пленки являются с-ориентированными и имеют критическую температуру  $T_c = 89-91$  К. Мостик шириной  $W = 4-8$  мкм формируется поверх ступеньки методами фотолитографии и последующего ионного травления YBCO пленки [5]. Высокая плотность критического тока  $j_c = I_c/dW > 10^7$  А/см<sup>2</sup> ( $T = 4.2$  К) по обе стороны от ступеньки свидетельствует об однородности пленки и отсутствии слабых связей в ней.  $j_c$  сильно уменьшается до значений  $10^2-10^5$  А/см<sup>2</sup> для мостика, пересекающего ступеньку.

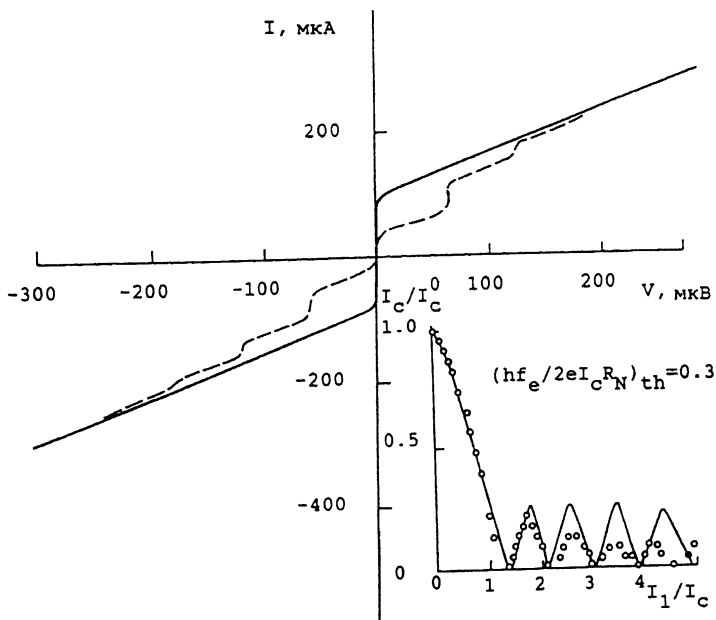


Рис. 1. ВАХ в отсутствие внешнего воздействия (сплошная линия) и при воздействии мм-излучения с частотой 30.5 ГГц (пунктир).

На вставке показана зависимость нормированного критического тока от амплитуды тока мм воздействия при  $T = 77$  К. Сплошная линия — теоретическая зависимость, полученная из РМ ДП для  $\Omega_t = 0,3$ .

Для  $T = 77$  К вольт-амперные характеристики (ВАХ) МС (рис. 1) имеет участок роста дифференциального сопротивления  $R_d$  при малых напряжениях, следующий из резистивной модели джозефсоновского перехода (РМ ДП) [6]. Для  $I \gg I_c$  на ВАХ наблюдается избыточный ток (сдвиг ВАХ относительно зависимости  $V = IR_N$ ), характерный для слабых связей с нетуннельным характером проводимости. Под действием мм-излучения на ВАХ возникают ступени Шапиро (пунктир на рис. 1), а  $I_c$  — немонотонно зависит от амплитуды внешнего воздействия  $I_1$  в соответствии с РМ ДП (см. вставку к рис. 1). Причем нормированная частота  $\Omega_t = 0.3$  теоретической зависимости  $I_c(I_1)$  отличается от экспериментального значения  $\Omega_e = hf_e/2eI_c R_N = 0.5$ , определенного из измеренных значений  $I_c$  и  $R_N$ . Период осцилляций и величина первого максимума  $I_c(I_1)$  соответствуют РМ ДП с точностью 10%.

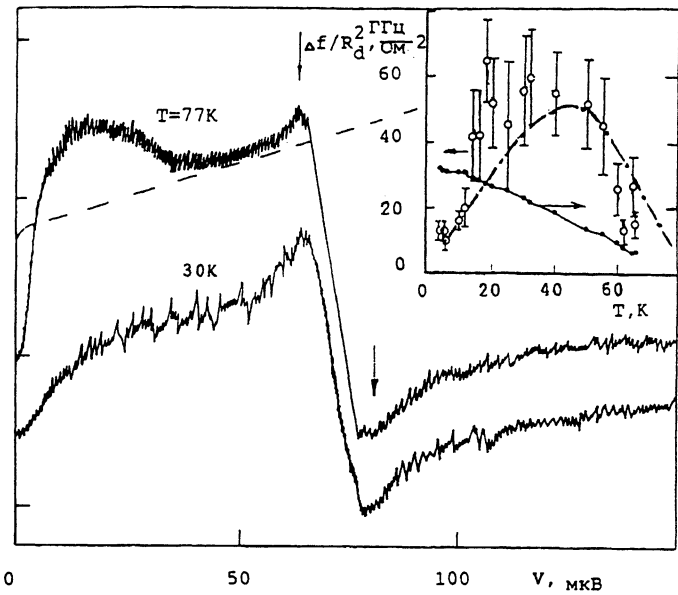
Ширина линии собственной генерации МС  $\Delta f$  определяется по известной методике, основанной на изменении ВАХ ДП под действием слабого внешнего монохромати-

I, мкА

200

100

0



0

50

100

V, мкВ

Рис. 2. Автономная ВАХ при  $T = 77$  К (пунктир) и детекторные отклики при  $T = 77$  и  $30$  К на воздействия мМ-излучения с частотой  $f_e = 30.5$  ГГц (сплошные линии).

Кривая отклика для  $T = 30$  К сдвинута вниз для ясности. Стрелки указывают положения локальных максимумов и минимумов откликов. Зависимости ширины линии генерации (кружки) и критического тока (точки) от температуры показаны на вставке. Пунктирная линия — теоретическая зависимость (1) для распределенного туннельного перехода.

ческого излучения частотой  $f_e$  [6,7]. Частичная синхронизация собственной генерации внешним электромагнитным полем приводит к изменению ВАХ (детекторному отклику) в области напряжений  $V \cong V_e = hf_e/2e$ . Зависимость от  $V$  детекторного отклика  $\eta$  имеет нечетно-резонансную форму. Разность напряжений смещения  $\Delta V$  для максимального и минимального значения  $\eta$  при  $V \cong V_e$  по джозефсоновскому соотношению определяет ширину линии генерации  $\Delta f = (2e/h)\Delta V$ .

На рис. 2 показана ВАХ МС при  $T = 77$  К и  $\eta(V)$  для  $f_e = 30.5$  ГГц при  $T = 77$  и  $30$  К. Форма экспериментальной зависимости  $\eta(V)$  хорошо соответствует РМ, предполагающей лоренцовую форму линии генерации [6]. Ширина нечетно-симметричного резонанса  $\Delta V = 16.5$  мкВ ( $\Delta f = 2e\Delta V/h = 7.9$  ГГц) для  $T = 77$  К больше теоретического значения  $\Delta f = 4.3$  ГГц, вычисленного из РМ:

$$\Delta f = 4\pi(2e/h)^2 kTR_d^2/R_{NA} \quad (1)$$

при использовании экспериментальных значений  $R_d$ ,  $R_N$  и  $A = (1 + (I_c/I)^2/2)$ . Отметим, что при низких  $T$  ВАХ сильно отличается от гиперболической формы РМ, однако форма отклика при  $V \cong V_e$  существенно не меняется (рис. 2), что свидетельствует о неизменности формы линии генерации. В рамках РМ величина  $\Delta f$  (1) определяется шумом Найквиста со спектральной плотностью  $S_I = 4kT/R_N$ , образованным в флуктуации частоты по джозефсоновскому соотношению умножением на коэффициенты  $(2e/h)^2 R_d^2$  и  $A$ . С уменьшением  $T$   $\Delta f/R_d^2$  должна пропорционально уменьшаться при неизменных других параметрах в формуле (1).<sup>1</sup> Однако в эксперименте  $\Delta f/R_d^2$  немонотонно зависит от  $T$  (см. вставку к рис. 2) с максимумом при  $T = 20-40$  К, который на порядок превышает теоретическое значение (1). Впервые аномальное изменение  $\Delta f$  с температурой наблюдалось экспериментально в МС со ступенькой большой высоты [4]. Мы предполагаем, что причиной такого поведения МС является большая (больше джозефсоновской глубины проникновения  $\lambda_J$ ) ширина мостика. Если при  $T = 77$  К  $\lambda_J = 4$  мкм сравнима с шириной мостика  $W = 8$  мкм, то с уменьшением  $T < 60$  К и увеличением  $j_c W$  становится меньше  $4\lambda_J$  — границы перехода от сосредоточенных к распределенным ДП [6]. При низких  $T$  мы можем рассматривать МС как распределенный переход с 1Д цепочкой параллельно соединенных закороток (сосредоточенных ДП) [2-4]. Теоретический анализ такой 1Д цепочки сосредоточенных ДП с расстоянием между ними порядка  $\lambda_J$  [8] показывает, что процессы в ней при небольшом количестве ДП в цепочке отличаются от случая распределенных ДП [6] с  $W \gg \lambda_J$ . Вместо джозефсоновских вихрей, содержащих по одному кванту магнитного потока в 1Д цепочке могут существовать связанные состояния с несколькими квантами, сменяющимися нерегулярными и хаотическими состояниями. Однако результаты эксперимента  $\Delta f/R_d^2(T)$  достаточно хорошо соответствуют расчету для распределенного туннельного перехода [9]: формула (1) при  $A = R_N I/V$  (пунктир на вставке к рис. 2). При этом немонотонная зависимость  $\Delta f/R_d^2(T)$  объясняется тем, что с уменьшением  $T$  (тепловых шумов) увеличивается  $I \cong I_c$ , эквивалентное увеличению дробовых шумов, вызванных движением вихрей в переходе [9]. В результате, хотя сама величина спектральной плотности то-

<sup>1</sup> В нашем эксперименте  $A$  изменяется менее чем на 20% в интервале температур 10-70 К.

ковых флуктуаций уменьшается, флуктуации напряжений, а, следовательно и частоты, возрастают.

Авторы благодарны Т.Клаесону, К.И.Константиану, В.П.Кошельцу, Е.Мугинду, Н.Педерсену за обсуждение полученных результатов и Г.Фишеру за помощь в проведении эксперимента. Работа частично поддерживалась научным советом по программе "Высокотемпературная сверхпроводимость" и Международным научным фондом.

### Список литературы

- [1] *Glyantsev V.N., Siegel M., Schubert J., Zander W., Poper U., Soltner H., Braginski A.I., Heiden C.* // IEEE Tr. Appl. Super. 1993. V. 3. P. 2472-2476.
- [2] *Lathrop D.K., Russek S.E., Moeckly B.H., Chamberlain D., Pederson L., Buhrman R.A., Shin D.H., Silcox J.* // IEEE Tr. Magn. 1991. V. MAG-27. P. 3203-3206.
- [3] *Sarnelli E., Chaudhari P., Lacey J.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 774-777.
- [4] *Divin Yu.Ya., Andreev A.V., Fisher G.M., Mygind J., Pedersen N.F., Herrmann K., Glyantsev V.N., Siegel M., Braginski A.I.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 1295-1298.
- [5] *Ramos J., Ivanov Z.G., Zarebinski S., Claeson T.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63. P. 2141-2147.
- [6] *Лухарев К.К., Ульрих Б.Т.* Системы с джозефсоновскими контактами. Основы теории. М.: МГУ, 1978. С. 446.
- [7] *Ovsyannikov G.A., Babayn G.E., Laptev V.N., Makhov V.I.* // IEEE Tr. Magnetics. 1991. V. MAG-27. P. 2688-2692.
- [8] *Filippov A.T., Galperin Yu.S.* // Phys. Lett. 1993. V. A172. P. 471-476.
- [9] *Joergensen E., Koshelets V.P., Monaco R., Mygind J., Samuelsen M.R., Salerno M.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1093-1096.

Институт радиотехники и электроники  
Москва

Поступило в Редакцию  
1 февраля 1994 г.

Чалмерский технологический университет  
Гетеборг, Швеция