

05.4; 09

© 1992

РЕГИСТРАЦИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ВТСП
С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВА.С. К а т к о в, В.И. К р ж и м о в с к и й,
С.В. К о з ы р е в, В.Ф. М а с т е р о в

При облучении перехода Джозефсона (ПД), изготовленного из иттриевой керамики, импульсами СВЧ поля на температурной зависимости детектируемого напряжения обнаружены острые пики вблизи температур, соответствующих сверхпроводящим (СП) фазовым переходам.

Исследования выполнены на мостике из керамики $YBaCuO$, изготовленного по технологии, описанной в [1]. Критический ток ПД при 77 К составил 1,3 мА. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) ПД содержала два участка: первый имел дифференциальное сопротивление 30 мОм при токах от критического до 6,5 мА, второй — 64 мОм. Микроволновая мощность порядка 15–20 мВт с частотой несущей 7,8 ГГц, промодулированная меандром с частотой 1 кГц, подводилась к мостику с помощью микрополоскового трансформатора импеданса линии передачи (50/3 Ом).

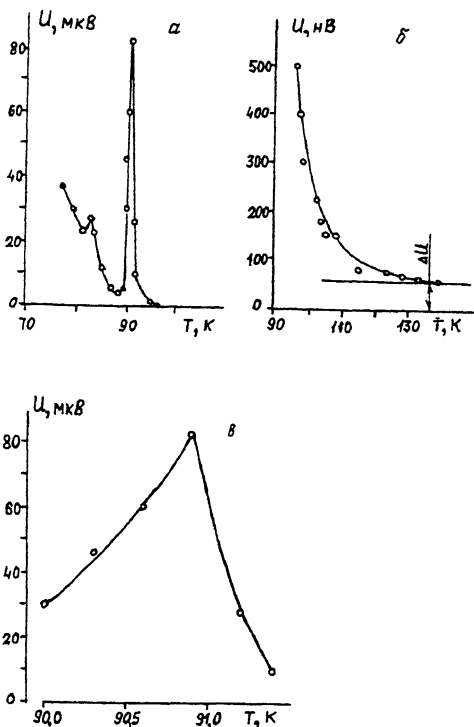
Выходное напряжение на частоте модуляции $U(T)$ снимали с потенциальных контактов и измеряли в системе регистрации ВАХ ПД, описанной в [2], с добавлением селективного микровольтметра. Исследования зависимости напряжения U от транспортного тока I_T показали, что максимальный отклик достигается при токах 10–20 мА.

Результаты эксперимента показывают, что в диапазоне температур 77–130 К на зависимости $U(T)$ имеются два максимума при температурах 81 и 91 К, которые можно соотнести с температурами СП фазовых переходов. Кроме того, напряжение, свидетельствующее о СП состоянии, регистрировалось вплоть до 130 К (рис., б) что можно объяснить как наличием фрагментов СП фаз, так и квантовыми флуктуациями.

Мы связываем полученные результаты с наличием в исследуемом образце двух СП фаз, которые можно идентифицировать с известными поли типами: $YBa_2Cu_3O_7$ (123) с $T_C=91$ К; $Y_2Ba_2Cu_4O_8$ (248) с $T_C=81$ К и, возможно, включения $YBa_2Cu_6O_{10}$ (126) с $T_C=130$ К [3].

Исходя из наклона экспериментальной кривой (рис., в) значение порога чувствительности по температуре, определяемого как $\Delta T = (\partial T / \partial U) \Delta U$, где ΔU — шумовой порог системы регистрации, оценено на уровне 1 мК.

Полученные результаты объясняются в рамках теории детектирования микроволнового излучения с помощью ПД [4] и нелинейно-



Температурная зависимость детектированного импульсного микроволнового излучения. U – порог чувствительности измерительной аппаратуры.

резистивной модели [5]. Детектируемое на ПД напряжение является, как известно, функцией критического тока (I_S), дифференциального сопротивления (R_d) и тока СВЧ (I_{rf}):

$$U = k I_{rf} I_S R_d, \quad (1)$$

где k – коэффициент пропорциональности. В связи с тем, что нормальное сопротивление $R_n(T < T_C) = R_d \ll R_n(T > T_C)$, для описания процессов использована нелинейно-резистивная модель ПД с малой емкостью [5]. Из этой модели следует, что должно иметь место резкое изменение $R_n(V)$ при напряжении больше „шелового“ напряжения $V_g = 2\Delta/e$, где 2Δ – энергия связи куперовской пары, e – заряд электрона. Теоретическое значение $V_g = 3.5 K_B T_C / e$ (K_B – постоянная Больцмана) при $T \rightarrow 0$ находится на уровне 27 мВ для $T_C = 91$ К, что подтверждается экспериментальными данными: $R_n = 0.9$ Ом при $T \geq T_C$, $I_S = 25$ мА при $T = 4.2$ К. В связи с тем, что напряжение в рабочей точке $V_0 = I_T R_d$ находится гораздо

ниже V_g (на уровне сотен мкВ), скачок сопротивления $R_n(T)$ должен происходить при T близкой к T_c , когда энергия связи $\Delta(T)$ и, следовательно, $V_g(T)$ стремятся к нулю.

Экспериментальная зависимость $I_S(T)$ для данного типа керамики исследована ранее [2] и представляет собой спадающую функцию от температуры, которую в первом приближении с учетом флуктуационной проводимости вблизи T_c можно аппроксимировать уравнением:

$$I(T) = I_S \left\{ (T/T_c - 1) + [(1 - T/T_c)^2 + (T/T_c)^2]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где ΔT — параметр, равный 0.46 К для исследуемого образца. Поведение V_g вблизи T_c описывается уравнением [6]:

$$V_g(T) = 1.74 (1 - T/T_c)^{1/2}. \quad (3)$$

Выражение для зависимости $R_n(V)$ в рамках нелинейно-резистивной модели может быть аппроксимировано соотношением:

$$R(V) = R_n \left[(V/V_0)^{2n} + R_0/R_n \right] / \left[(V_0/V_g)^{2n} + 1 \right]. \quad (4)$$

Решение системы уравнений (1)–(4) приводит к зависимости $U(T)$ с характерным максимумом вблизи T_c . Поведение $U(T)$ как до T_c , так и после, с достаточной точностью описывается температурной зависимостью критического тока (2), при этом параметр ΔT , определяющий значение I_S при $T=T_c$, характеризует также ширину сверхпроводящего перехода. Максимум расчетной зависимости $U(T)$ совпадает с экспериментальным значением T_c в пределах 0.3 К. Отношение минимума и максимума на кривой $U(T)$ вблизи T_c пропорционально соотношению сопротивлений (R_d/R_n), хотя теоретическое значение оказалось несколько ниже, что, по-видимому, связано с изменением соотношения импедансов эквивалентного генератора и нагрузки, влияющего на I_{rf} .

Необходимо отметить, что наличие скачка нормального сопротивления вблизи T_c наблюдалось в экспериментах по измерению поверхностного сопротивления ВТСП [7], а возникновение пика на третьей гармонике в работе [8]. В [9] показано, что в окрестности T_c происходит резкое изменение импульсного распределения электронов, установленное с помощью исследования спектров электрон-позитронной аннигиляции, что может объяснить изменение параметров системы.

Естественно предположить, что подобные изменения в ВТСП происходят также при фазовых переходах СП включений. Следовательно, используя зависимость $U(T)$, можно определить количественные характеристики СП фрагментов ВТСП: критическую температуру фазового СП перехода, процентное содержание фазы.

- [1] Герасимов Н.П., Кржимовский В.И., Катков А.С., Козырев С.В., Леонов Е.И., Мастеров В.Ф., Хабаров С.Э. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1683-1686.
- [2] Кржимовский В.И., Катков А.С., Колтик Е.Д., Козырев С.В. // Измерительная техника. 1991. № 2. С. 40-41.
- [3] Антонова Е.А., Киселева К.В. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 11. С. 2255.
- [4] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. Физика и применение. М.: Мир. 1984. 640 с.
- [5] Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука. 1985.
- [6] Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат. 1980. 310 с.
- [7] Такаюама-Муромачи К., Учида Ю., Шии М. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1987. V. 27. N 7. P. L1156-L1158.
- [8] Schrieffe J.R., Wen X.-G., Zhang S.-C. // Modern. Phys. Lett. B. 1988. V. 2. N 7. P. 935-937.
- [9] Мастеров В.Ф., Харченко В.А., Арутюнов Н.Ю. // СФХТ. 1992. (в печати).

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

Поступило в Редакцию
15 октября 1992 г.