

СУБГАРМОНИЧЕСКИЕ СТУПЕНИ ШАПИРО И ШУМЫ В ВТСП ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДАХ

М.Тарасов^{+*1)}, Д.Голубев^{*□}, В.Шумейко^{*}, Е.Степанцов^{*Δ}, О.Харнак^{*×2)},
З.Иванов^{*}, Т.Клаесон^{*3)}

⁺ Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

^{*} Чалмерский технологический университет, Гетеборг, S-412 96, Швеция

[□] Физический институт РАН, 117924 Москва, Россия

^Δ Институт кристаллографии РАН, 117333 Москва, Россия

[×] Институт тонких пленок и ионной технологии

Исследовательский центр Юлих, 52425 Германия

Поступила в редакцию 30 июля 1998 г.

Экспериментально исследованы субгармонические ступени Шаapiro под действием внешнего субмиллиметрового излучения, наблюдавшиеся на ВАХ ВТСП джозефсоновских переходов, а также на зависимостях высокочастотных шумов и детекторного отклика от напряжения смещения. Такого типа структуры обычно описываются несинусоидальной зависимостью ток – фаза, которая является причиной появления субгармонических ступеней. Численное моделирование процессов в джозефсоновском переходе с использованием простого соотношения ток – фаза, как для SNS-перехода, позволило получить хорошее согласие с экспериментом. По шумовым зависимостям и селективному детекторному отклику сделаны оценки ширины линии собственной джозефсоновской генерации перехода, которая объясняется с учетом дробовых шумов туннельной компоненты проводимости. Обсуждается модель проводимости ВТСП джозефсоновского перехода, представляющего собой туннельный переход с микрозаноротками, имеющими металлический характер проводимости.

PACS: 74.40.+k, 74.50.+g, 74.72.Bk

Высокотемпературные сверхпроводниковые (ВТСП) джозефсоновские переходы микронных размеров на границах зерен на бикристаллических подложках обычно хорошо описываются простой резистивной моделью джозефсоновского перехода. В рамках этой модели [1–3] разность фаз φ на переходе описывается джозефсоновским уравнением

$$\frac{\hbar\dot{\varphi}}{2eR_N} + I_S(\varphi) = I_x + I_0 \sin(\omega t), \quad (1)$$

где R_N – асимптотическое сопротивление перехода при больших напряжениях, $I_S(\varphi)$ – зависимость сверхпроводящего тока от разности фаз волновой функции на переходе, I_x – внешний ток постоянного смещения и I_0 – амплитуда внешнего высокочастотного (ВЧ) тока. Внешний ВЧ ток вызывает появление на вольт-амперной характеристике (ВАХ) перехода ступеней Шаapiro при напряжениях

$$V_n = \frac{\hbar\omega}{2e}n. \quad (2)$$

¹⁾ e-mail: tarasov@hitech.cplire.ru

²⁾ T.Claeson, Chalmers University of Technology, Gothenburgh, Sweden.

³⁾ O.Harnak, Institute of Thin Film and Ion Technology, Research Center Juelich, Germany.

В общем случае ступени могут возникать при резонансных условиях $m\Omega_J = n\Omega$, где $\Omega_J = 2eV/\hbar$ и n, m – любые целые. Поэтому ступени могут в принципе возникать и при напряжениях

$$V_{n,m} = \frac{\hbar\omega}{2e} \frac{n}{m}. \quad (3)$$

Важно отметить, что в рамках резистивной модели (1) никаких субгармонических ступеней с $m > 1$ не возникает, если соотношение ток – фаза имеет стандартную синусоидальную форму (см. напр. [1]):

$$I_S(\varphi) = I_C \sin \varphi. \quad (4)$$

Однако в наших экспериментах субгармонические ступени (СГС) наблюдались на многих переходах. Для интерпретации экспериментальных данных необходимо обобщение простой резистивной модели на случай произвольного соотношения ток – фаза.

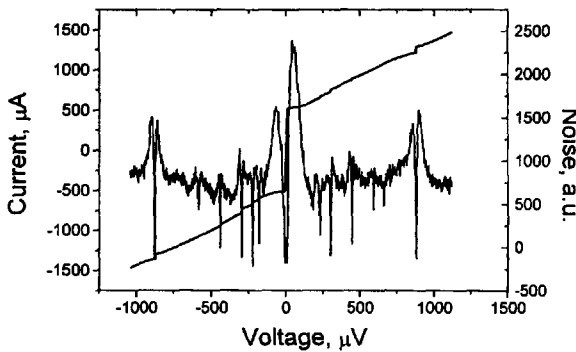


Рис.1. Экспериментальная ВАХ и шумы в зависимости от напряжения на переходе, с сопротивлением 1 Ом, критическим током 510 мкА, внешнем облучении на частоте 400 ГГц

В наших экспериментах были измерены ВАХ, детекторный отклик и ВЧ шумы YBaCuO джозефсоновских переходов, нанесенных на различные бикристаллические MgO- и YSZ-подложки. ВАХ сравнительно узких ($W < 2$ мкм) и высокоомных переходов были близки к расчетным согласно резистивной модели. Избыточный ток был мал и только слабые полупелье СГС ($m = 2$) наблюдались под действием субмиллиметрового излучения. ВАХ более широких переходов ($W = 4 \div 8$ мкм) отличались от предсказываемой резистивной моделью гиперболической формы. На них наблюдался большой избыточный ток, составлявший до 50% от критического тока переходов. Приложение внешнего излучения вызывало появление двух рядов ступеней (см. рис.1). Первый возникал при напряжениях $V_{1,m} = \hbar f / 2em$, а второй – при напряжениях

$$V_{m-1,m} = \frac{\hbar f}{2e} \left(1 - \frac{1}{m} \right).$$

Экспериментально наблюдались СГС вплоть до шестого порядка ($m = 6$). Наиболее явно СГС проявлялись на зависимостях ВЧ шумов, измеряемых на частоте 1.4 ГГц с помощью охлаждаемого усилителя с охлаждаемым вентилем на входе. Такие измерения более чувствительны по сравнению со стандартной техникой измерения дифференциального сопротивления или детекторного отклика и позволяют наблюдать СГС более высокого порядка.

Для мостиков шириной 2 мкм и \dot{u} же СГС очень слабо проявляются на ВАХ, но их можно легко наблюдать на шумовой зависимости при напряжениях, соответствующих 1/2 и 1/3 ступени Шапира.

Для оценки шумовых свойств мы измерили также ширину линии джозефсоновской генерации на частотах 500 и 1000 ГГц. Ширина линии определялась как расстояние по напряжению между двумя максимумами шума вблизи напряжения, соответствующего частоте внешнего излучения. При очень малых амплитудах внешнего СВЧ излучения эта разница напряжений равна

$$\Delta V = \pi\sqrt{3}h\Delta f/e.$$

Увеличение амплитуды сигнала приводит к нарушению простого соотношения между шириной линии генерации и положением максимумов шума, поэтому оценки ширины линии генерации делались только по отклику на слабый сигнал. При 4.2 К ширина линии составила 34 ГГц на переходе 20 Ом, 28 ГГц на переходе 4 Ом, 4.5 ГГц на переходе, шунтированном внешним низкоиндуктивным шунтом 0.7 Ом.

Причиной появления СГС могут быть несколько механизмов [4–8].

Одной из причин появления СГС может быть конечная емкость перехода. В общем случае этот эффект не может быть очень сильным. Действительно, для нулевой емкости СГС отсутствуют, но если емкость велика, они также отсутствуют, поскольку переменное напряжение на переходе оказывается эффективно шунтированным. Как было показано в [7], на ВАХ могут наблюдаться СГС в случае удовлетворения условия $\omega R_N C \sim 1$. Для ВТСП переходов оказывается достаточно сложным оценить емкость перехода, но ясно, что она мала, поскольку ВАХ близка к гиперболической предсказываемой резистивной моделью без емкости. По этой причине конечная малая емкость перехода вряд ли может быть причиной возникновения сильных СГС.

Другой возможный механизм заключается в несинусоидальном соотношении ток – фаза. В общем случае соотношение между сверхтоком и фазой можно записать как

$$I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi + \sum_{m=2}^{+\infty} I_m \sin m\varphi. \quad (5)$$

Гармоники высшего порядка с $m > 1$ приводят к появлению субгармонических ступеней [8]. Отклонение зависимости ток – фаза от простой синусоидальной не удивительно. Этот тип слабой связи заметно отличается от обычной для туннельного перехода и обычно считают ВТСП переходы близкими к структуре типа SNS или более сложным структурам. Хорошо известно, что соотношение ток – фаза для SNS перехода при низких температурах и напряжениях отличается от $I_c \sin \varphi$. Субгармонические ступени наблюдались в классических НТСП переходах типа SNS во многих работах, в частности в [9]. Возможной причиной несинусоидального соотношения может быть также образование сверхпроводящих микрозакоротов, или мостиков Дайема, внутри перехода. Такой тип перехода проявляет очень сильные субгармонические ступени [10] и обычно описывается несинусоидальной $I_s(\varphi)$ [2, 3], при этом динамика таких переходов, в целом, оказывается более сложной [3]. В работе [5] предложено считать микромостики Дайема причиной появления полужелтых ступеней Шапира для объяснения эксперимента [4], в котором наблюдали полужелтые ступени в YBaCuO-переходах.

Недавно в [6] было проведено прямое измерение соотношения ток – фаза, но, в пределах точности эксперимента, отклонения от простой синусоидальной зависимости

обнаружено не было. Этот результат указывает на то, что отклонение от синусоидальной зависимости может быть несистематическим, зависеть от технологических параметров, структуры перехода и наличия дефектов. Мы провели численное моделирование с модельной зависимостью

$$I_S(\varphi) = I_C \sin \varphi \frac{\tanh(a|\cos \varphi|)}{2|\cos \varphi|}. \quad (6)$$

Формально такая зависимость соответствует одноканальному SNS-переходу с отношением $\Delta/2T = a$, но это соотношение отражает общую зависимость $I_S(\varphi)$ для многих других типов слабых связей, включая многоканальные SNS-переходы при низких температурах и мостики Дайема. Мы обнаружили, что экспериментальные ВАХ довольно хорошо соответствуют модели (см. рис.2) для $a \cong 10$, несмотря на игнорирование избыточного тока, что указывает на доминирование влияния соотношения ток – фаза.

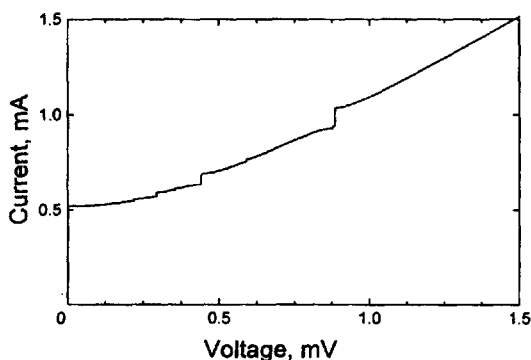


Рис.2. Численно рассчитанная ВАХ с параметрами, близкими к эксперименту

Еще один механизм возникновения СГС может быть связан с большой шириной перехода. Хорошо известно из ранних экспериментов, что очень маленькие точечные контакты практически не проявляли СГС, но если давление на контакт увеличивалось, площадь контакта возрастала и обычно появлялись СГС. Похожая тенденция была обнаружена в [9], где наблюдали СГС в широких Pb–Cu–Pb SNS-переходах с $W/\lambda_J = 6.6$, тогда как в узких переходах $W/\lambda_J = 2$ СГС не наблюдались. Для наших переходов мы оцениваем $\lambda_J \sim 2$ мкм, и этот механизм нельзя исключить для переходов шириной более 4 мкм. Однако численное моделирование динамики широких переходов при наличии внешнего СВЧ излучения оказывается существенно сложнее и нельзя сделать определенных заключений только из измерений ВАХ и отклика.

Согласно приведенным измерениям, ширина линии джозефсоновской генерации оказывается существенно больше расчетной, поэтому попытаемся определить причины уширения формы ступеней Шапиро. Для тепловых шумов с высокой точностью можно оценить спектральную плотность флуктуаций напряжения как

$$S_V(V) = R_d^2(V) S_I \cong \frac{2R_d^2(V) k_B T}{R_0}, \quad (7)$$

где R_0 – дифференциальное сопротивление в отсутствие облучения. Видно, что максимум шума как функция напряжения практически совпадает с положением максимума дифференциального сопротивления. Положение последнего можно получить

из аналитического выражения для формы ступени в присутствии тепловых шумов на резисторе R_0 . Размытие ступени определяется безразмерным параметром $\gamma = 2ekT/\hbar I_{st}$, где I_{st} – половина высоты ступени в отсутствие шумов. Точные аналитические результаты [1] достаточно сложны, но для практических оценок можно воспользоваться приближенными величинами:

$$\Delta V = \begin{cases} 1.92R_0\sqrt{2ek_B T I_{st}/\hbar}, & \gamma \lesssim 1, \\ 4\sqrt{3ek_B T R_0/\hbar}, & \gamma \gtrsim 1. \end{cases} \quad (8)$$

Для кривой на рис.1 можно получить $\gamma = 0.05$ и $\Delta V = 6$ мкВ при 4.2 К, тогда как в эксперименте получается 30 мкВ. Для других образцов величина размытия ступени была в 1-3 раза шире рассчитанной согласно (8). Дополнительное расширение основной ступени Шапиро может объясняться дробовыми шумами перехода при достаточно высоких значениях напряжения смещения 1 или 2 мВ. Влияние дробового шума можно учесть в расчетах простой заменой величины kT на

$$k_B T_{\text{eff}} = (eV/2) \coth(eV/2k_B T) \quad (9)$$

в выражении (7). При этом расчетная ширина линии возрастает в $1.5 \div 2$ раза в зависимости от напряжения смещения, соответствующего частоте.

Исследованы субгармонические ступени в ВТСП джозефсоновских переходах под действием субмиллиметрового облучения. На ВАХ, детекторном отклике и зависимости ВЧ шумов от напряжения смещения наблюдались субгармонические ступени до шестого порядка. Численное моделирование с использованием несинусоидальной зависимости ток – фаза дает близкое соответствие с измеренными результатами. Такая зависимость $I_S(\varphi)$ может быть связана с наличием дополнительных каналов проводимости структуры SNS- или Ss'S-типа микрозакороток и дефектов в переходе. Ширина линии джозефсоновской генерации оказалась в несколько раз больше рассчитанной в рамках простой модели тепловых шумов, что объясняется наличием дробовых шумов в туннельной части проводимости перехода.

Авторы выражают благодарность РНТП "Актуальные направления в физике конденсированных сред", Российскому фонду фундаментальных исследований, Миннауки РФ, Шведской Королевской академии наук за финансовую поддержку.

-
1. K.K.Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Gordon and Breach, 1986.
 2. A.Barone and G.Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, J. Wiley & Sons, New York, 1982.
 3. K.K.Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 101 (1979).
 4. E.A.Early and A.F.Clark, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 3357 (1993).
 5. L.C.Ku, H.M.Cho, and S.W.Wang, *Physica C* **243**, 187 (1995).
 6. E.V.P'ichev, V.M.Zakosarenko, R.P.J.Jisselsteijn, et al., *Appl. Phys. Lett.* **72**, 731 (1998).
 7. C.A.Hamilton and E.G.Johnson, *Phys. Lett.* **A41**, 393 (1972).
 8. H.Lubbig and H.Luther, *Rev. Phys. Appl.* **9**, 29 (1974).
 9. J.Clarke, *Phys. Rev.* **B4**, 2963 (1971).
 10. A.H.Dayem and J.J.Wiegand, *Phys. Rev.* **155**, N 2, 419 (1967).