

# Природа фазового расслоения в субмикронных мостиках на основе Bi2212 монокристаллических вискеро

С.Г. Зыбцев, В.Я. Покровский, И.Г. Горлова  
Институт Радиотехники и Электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Мы предлагаем первое наблюдение динамического фазового расслоения эквивалентное линиям проскальзывания фазы в высокотемпературных сверхпроводниках, которое проявляется на ВАХ в виде тонкой структуры периодических по сопротивлению скачков напряжения. При низких температурах ( $T \approx T_c/2$ ) каждый скачок соответствует квазинормальному нанодомену длиной порядка длины когерентности.

К настоящему времени резистивное состояние с фазовым расслоением хорошо экспериментально и теоретически изучено для узких одномерных каналов  $d, w < \xi$  ( $d$  - толщина,  $w$  - ширина). При токах больше тока распаривания  $I > I_d$  в одномерных каналах возникают центры проскальзывания фазы [1]. Каждый такой центр представляет собой осциллирующую область параметра порядка размером с  $\xi$  (длина когерентности), генерирующую поток нормальных квазичастиц, которые распределены на длине проникновения электрического поля в сверхпроводник  $L_{qw}$ . ВАХ такого одномерного канала представляет регулярную систему скачков напряжения, число которых равно количеству ЦПФ в одномерном канале. Для мостиков или пленок средних размеров  $\xi < w < \lambda_{\perp} \equiv \lambda^2/d$ , где  $\lambda$  - глубина проникновения магнитного поля, ситуация более сложная. Для коротких мостиков переменной толщины  $l < w < \lambda_{\perp}$  ( $l$  - длина мостика) теория предсказывает появление отдельных строчек вихрей (вихри пересекают мостик когерентно один за другим) [2]. ВАХ таких мостиков при больших токах  $I > I_c$  ( $I_c$  - ток вхождения первого вихря) может состоять из отдельных скачков по напряжению, обусловленных заполнением строчек вихрями до нормального состояния [3]. С другой стороны, в узких двумерных пленках  $d < \xi$ ,  $\xi < w < w_c$  ( $w_c \approx 25\xi$ ) при токах  $I > I_d$  предсказывается резистивное состояние - линия проскальзывания фазы (ЛПФ) - двумерный аналог ЦПФ. При этом также должны наблюдаться ступенчатые ВАХ [4]. Существует ряд экспериментальных работ, где наблюдают ступенчатые ВАХ на широких,  $w > \lambda_{\perp}$ , пленках НТС [5] и ВТСП [6], трактуемые как ЛПФ. Однако, в [6] авторы не смогли объяснить слишком большие значения  $L_{qw} \gg 1$  мкм, полученные для ВТСП мостиков. Следует отметить, что диапазон  $\xi < w < \lambda_{\perp}$  наиболее актуален для ВТСП, т.к. длина когерентности в ВТСП порядка десятков ангстрем и пока недостижима для современной литографии. Поиск когерентных квантовых эффектов для структур с  $\xi < w < \lambda_{\perp} \sim 1$  мкм, может привести к практическому применению

ВТСП. Однако малые длины когерентности налагают на ВТСП особые условия - все предполагаемые явления должны быть проверены на структурно совершенных монокристаллах, из-за сильного влияния дефектов на сверхпроводящие свойства ВТСП. Поэтому в данной работе все эксперименты проведены на микронных монокристаллических вискерах Bi2212 с сечением  $(0.1-0.3) \times (1-1.5)$  мкм<sup>2</sup> и мостиковых структурах на основе вискеро с сечением  $(0.1-0.3) \times (0.5-1)$  мкм<sup>2</sup> (чтобы достичь условия  $w < \lambda_{\perp}$ ). Хороший тепловой контакт между подложкой из лейкосапфира и тонким монокристаллическим вискером обеспечивался электростатическими силами. По сути, мы имеем геометрию аналогичную структуре пленка - подложка.

Мостик формировался двумя способами: 1) С помощью лазерного микротравления в фокусированном импульсном (~10 нс) лазерном пучке с длиной волны 0.53 мкм [7]. Диаметр лазерного пучка составлял 1-2 мкм, что позволяло формировать мостики с размерами  $w=0.2-1$  мкм,  $l=1-3$  мкм; 2) С помощью FIB (фокусированные ионные пучки) технологии.

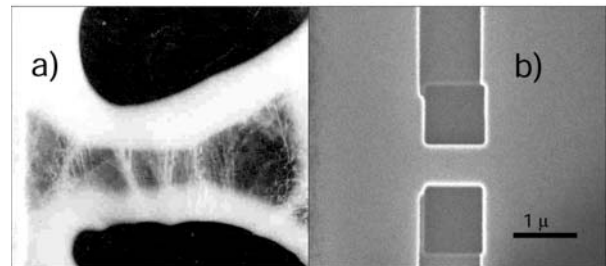


Рис.1. а) - ТЕМ фотография лазерного мостика; б) - SIM фотография FIB мостика.

Типичные ВАХ в зависимости от температуры для лазерного и FIB мостиков показаны на рис.2. Все ВАХ имеют регулярные по току ступеньки напряжения разделенные участками с постоянным дифференциальным сопротивлением. При высоких температурах (вблизи перехода) кривые носят еле заметный волнистый характер. С понижением температуры волны переходят в плавные ступеньки. Затем ступеньки становятся резче, превращаются в скачки напряжения, и развивается гистерезис. Приrost дифференциального сопротивления на каждой ступеньке одинаков, как и их избыточный ток. Анализ ВАХ мостиков приводит к выводам: 1) Ступеньки напряжения связаны с вхождением

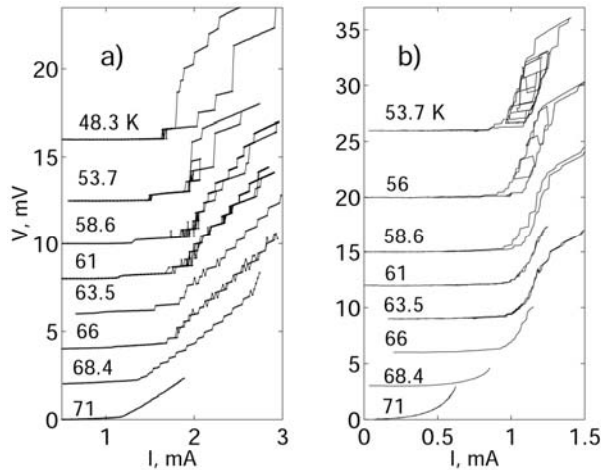


Рис.2. ВАХ при различных температурах. а)- лазерное микросужение; б)- FIB мостик  $1 \times 0.5 \times 0.2$  мкм (рис.1б).

вихрей под действием тока, т.к. величина тока первой ступеньки  $I_1 \approx 1$  мА соответствует току подавления краевого барьера  $I_1 = \Phi_0 / 4\pi\lambda_{\perp}$  [2]. Также,  $I_1$  не зависит от ширины мостика, т.е. скачок напряжения связан не с пиннингом (плотностью тока), а с краевым барьером (током). 2) Временные исследования показали, что плавные ступеньки (волны) на ВАХ являются усреднением двухуровневых переключений типа телеграфного сигнала [8], что указывает на развитие процессов неустойчивости в строчках вихрей. 3) амплитуда ступеньки соответствует сопротивлению нормальной области  $\sim 100 \text{ \AA}$  – порядка  $\xi$ . 4) При понижении температуры избыточный ток стремится к нулю, а дифференциальное сопротивление  $R_d$  на каждой ступеньке напряжения к полному сопротивлению  $R$ , что указывает на квазиомический характер диссипативных нанодоменов. 5) Рост сопротивления FIB мостиков с четкой прямоугольной формой имеет тенденцию к насыщению при больших токах (рис.2 б), что позволяет определить точное число нанодоменов в мостике. Для FIB мостика с длиной 1 мкм (рис.2 б) это число – 27, которое не зависит от температуры. Следовательно, размер нанодомена равен  $370 \text{ \AA}$ , и он должен состоять из нормальной и сверхпроводящей фазы. Т.о. мы имеем все признаки резистивного состояния с фазовым расслоением аналогичному Ц(Л)ПФ.

Исходя из этого, мы предлагаем следующий сценарий динамического фазового расслоения в субмикронных мостиках ВТСП. При токе  $I > I_1$  в субмикронный мостик с размерами  $< \lambda_{\perp}$  входит одна пара вихрь – антивихрь. При условии  $I_1 \geq I^*$  (ток развития вихревой неустойчивости типа неустойчивости Ларкина-Овчинникова [9]) вихри в строчке резко ускоряются, образуя за собой след с пониженным параметром порядка. При временах прохождения вихря через мостик сравнимых с временем релаксации квазичастиц такая строчка вихрей может

образовать устойчивый квазинормальный канал, вдоль которого вихри могут распространяться со скоростями близкими к фермиевским, подобно джозефсоновским вихрям. Вблизи  $T_c$ , где канал еще не достаточно сформирован, мы можем оценить частоту входа-выхода вихрей, используя джозефсоновское соотношение  $f_v = \Delta V / \Phi_0 \sim 10^{11}$  сек, где  $\Delta V$  – величина скачка напряжения,  $\Phi_0$  – квант магнитного потока. Тогда скорость вихря в строчке будет порядка  $\sim 5 \cdot 10^6$  см/сек, т.е. порядка фермиевской. Полученное нами характерное время  $\tau_v = 1/f_v$  по порядку величины вполне сравнимо с временами релаксации квазичастиц, полученными из оптических измерений  $\tau \sim 2$ -5 псек [10].

Таким образом, природа динамического резистивного состояния, проявляющегося в виде фазового расслоения – аналога ЛПФ (в случае слоистого высоко анизотропного ВТСП – плоскости проскальзывания фазы), связана с возникновением сверхскоростных Абрикосовских вихрей в субмикронных мостиках. Движение вихрей приводит к возникновению квазинормальных каналов шириной порядка  $\xi$ , пересекающих мостик.

Авторы благодарят А.М. Никитину за синтез образцов и В.Н. Тимофеева за электронномикроскопические исследования. Работа поддержана грантами: РФФИ 02-02-17301, CNRS-РФФИ 03-02-22001 и программой Минпром науки России ГК № 40.012.1.1.1356.

1. W. Skocpol, M. Beasley, and M. Tinkham, J. Low Temp. Phys. 16, 145 (1974).
2. К.К. Лихарев, ЖЭТФ 61, 1700 (1971); Изв. Вузов Радиофизика 14, 919 (1971).
3. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, К.К. Лихарев и Г.А. Овсянников, Письма в ЖЭТФ, 18, 292(1973).
4. A. Weber and L. Kramer, J. Low Temp. Phys. 84, 289 (1991); A. Andronov, I. Gordion, V. Kurin et al, Physica C 213, 193 (1993).
5. И.М. Дмитриенко, А.Г. Сиваков, В.Г. Волоцкая, ФНТ, 994 (1983).
6. F.S. Jelila, J-P Maneval, F-R Ladan, et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1933 (1998); S. Reymond, L. Antognazza, M.Decroux, et al., Phys. Rev. B 66, 014522 (2002).
7. С.Г. Зыбцев, И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ, 74, 186 (2001).
8. S.G. Zybtev, I.G. Gorlova, and V.Ya. Pokrovskii, Proceeding of EUCAS 2003, Sorrento Napoli - Italy, 14-18 September, 2003, p. 145.
9. А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ 68, 1915 (1975).
10. J. M. Chwalek, C. Uher, T. F. Whitaker, G. A. Mourou, T. Agostinelli and M. Lelethal, Appl. Phys. Lett. 57, 1696 (1990); S.G. Han, Z.V. Vardeny, O.G. Symko and G. Koren, Phys. Rev. Lett. 67, 1053 (1991); G. L. Eesley, J. Heremans, M. S. Meyer, G. L. Doll and S. H. Liou, Phys. Rev. Lett. 65, 3445 (1990).