

Аномальные транспортные свойства двухфазной системы ВТСП + парамагнетик NiTiO_3 , представляющей сеть случайных джозефсоновских переходов

М. И. Петров¹⁾, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков

Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2001 г.

После переработки 26 декабря 2001 г.

Синтезированы и исследованы магниторезистивные свойства композитов 92.5 ат.% $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ + 7.5 ат.% NiTiO_3 и 92.5 ат.% $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ + 7.5 ат.% MgTiO_3 , представляющих сеть случайных туннельных переходов джозефсоновского типа. На температурной зависимости электросопротивления $R(T)$ композитов с парамагнитным соединением NiTiO_3 ниже температуры перехода ВТСП T_C обнаружена особенность – участок, на котором R не зависит от тока j и слабо зависит от магнитного поля H . Ниже некоторой температуры T_m наблюдается сильная зависимость R от j и H , характерная для сети джозефсоновских переходов. Зависимости $R(T, j, H)$ для “реперных” образцов с “немагнитным MgTiO_3 не имеют необычных особенностей. Аномальное поведение композитов ВТСП + NiTiO_3 объяснено влиянием магнитных моментов атомов Ni в диэлектрических барьерах на транспорт тока.

PACS: 74.50.+g, 74.80.Dm

Джозефсоновские структуры с различным типом магнитного упорядочения в барьере (сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник, сверхпроводник – парамагнетик – сверхпроводник) интенсивно изучаются как теоретически, так и экспериментально на низкотемпературных сверхпроводниках на протяжении многих лет, см., например, [1–13], поскольку в них наблюдаются интересные эффекты, такие как немонотонная зависимость критического тока от температуры [6, 7, 10–12], наблюдения π -структур [6, 7, 10–12], редуцирование сверхпроводящих свойств и характерные зависимости магнитосопротивления [13]. Из-за сильной химической активности высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) затруднительно создавать подобные одиночные джозефсоновские структуры на их основе. Однако особенности резистивного состояния таких контактов можно наблюдать и на двухфазных композициях, одним из ингредиентов которых будет ВТСП, а вторым – какое-либо соединение, обладающее магнитным упорядочением. Технологически изготовить такие композиты достаточно просто. Необходимым условием синтеза таких композитов является отсутствие сильного химического взаимодействия между исходными ингредиентами композита. Ранее показано [14–18], что ниже температуры перехода сверхпроводящих гранул T_C транспортные свойства

композитных ВТСП, приготовленных по технологии быстрого спекания, представляют собой сеть джозефсоновских переходов.

Композитные образцы с объемным содержанием ВТСП 92.5 vol.% и 7.5 vol.% NiTiO_3 (либо MgTiO_3) приготавливались следующим образом. Первоначально синтезировались исходные компоненты. Технология синтеза ВТСП $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ – стандартная керамическая. NiTiO_3 и MgTiO_3 были приготовлены соответственно из NiO , MgO и TiO_2 ОСЧ по стандартной керамической технологии за ~ 100 h при 1250°C с пятью промежуточными помолками. Затем исходные компоненты будущего композита, взятые в нужной пропорции, тщательно перетирались и перемешивались в агатовой ступке и прессовались в таблетки. Далее таблетки помещались в печь, нагретую до 910°C , и выдерживались в ней 2 мин. После этого таблетки помещались в другую печь, нагретую до 350°C , и выдерживались в ней 3 ч для насыщения их кислородом, а далее охлаждались вместе с печью. Далее обозначим образцы: S+7.5(Ni) – для композитов с NiTiO_3 и S+7.5(Mg) – для композитов с MgTiO_3 . Поскольку соединение MgTiO_3 является немагнитным и изоструктурным с NiTiO_3 , композиты S+7.5(Mg) использовались в качестве “репера” для выделения влияния магнитных моментов никеля.

Магнитные измерения синтезированного NiTiO_3 показали, что оно является антиферромагнетиком с температурой Нееля ~ 22 K, выше 22 K – парамагне-

¹⁾e-mail: smp@iph.krasnoyarsk.su

тик. Экспериментальная величина эффективного момента на атом составила $\sim 4\mu_B$. Эти данные хорошо согласуются с результатами работы [19].

Рентгеноструктурные измерения композитных образцов S+7.5(Ni) и S+7.5(Mg) показали наличие только двух фаз (в пределах точности рентгеноструктурного анализа) от структуры 1-2-3 и структуры ильменита, соответственно. Посторонних рефлексов обнаружено не было. Относительные интенсивности рефлексов соответствуют объемному содержанию компонентов в композите. Измерения температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ композитных образцов S+7.5 (Ni) и S+7.5(Mg) показали, что оба композита имеют только одну сверхпроводящую фазу с температурой перехода $T_C = 93.5$ К, что совпадает с T_C исходного поликристаллического ВТСП $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$, прошедшего режим обжига, аналогичный композитам.

На рис.1 приведены зависимости $R(T)$ композита S+7.5 (Mg), которые были измерены четырехзондовым методом при различных величинах внешнего магнитного поля (магнитное поле перпендикулярно направлению тока) (рис.1a) и транспортного тока j (рис.1b). Вид данных зависимостей является типичным для композитов с диэлектриком ВТСП+CuO [15], ВТСП+ Pb_2ScTaO_6 [18] с коротким временем спекания. Начало сверхпроводящего перехода наблюдается при $T_C = 93.5$ К для всех значений транспортного тока и малых (< 1 кЭ) полей, что совпадает с T_C исходного ВТСП. При этой температуре наблюдается переход сверхпроводящих гранул, что выражается в резком уменьшении сопротивления. Величина скачка сопротивления не зависит от приложенного поля и тока и определяется объемным содержанием сверхпроводника в композите. На вставке к рис.1b приведены в увеличенном масштабе зависимости $R(T, j)$ композита, из которых видно, что все они являются функциями транспортного тока (ВАХ нелинейные) непосредственно ниже температуры сверхпроводящего перехода. Зависимости $R(T, H)$ (рис.1a) ведут себя аналогично. Размытие сверхпроводящего перехода при величинах магнитного поля 1–60 кЭ связано с проникновением магнитного поля в сверхпроводящие кристаллиты. Далее с понижением температуры следует плавное уменьшение сопротивления, что соответствует переходу сети джозефсоновских слабых связей. Температура “обнуления” сопротивления понижается по мере увеличения транспортного тока и магнитного поля. Эти зависимости $R(T, j)$, $R(T, H)$ могут быть описаны в рамках механизма термоактивационного проскальзывания фазы [20], что было сделано для композитов ВТСП+CuO [15].

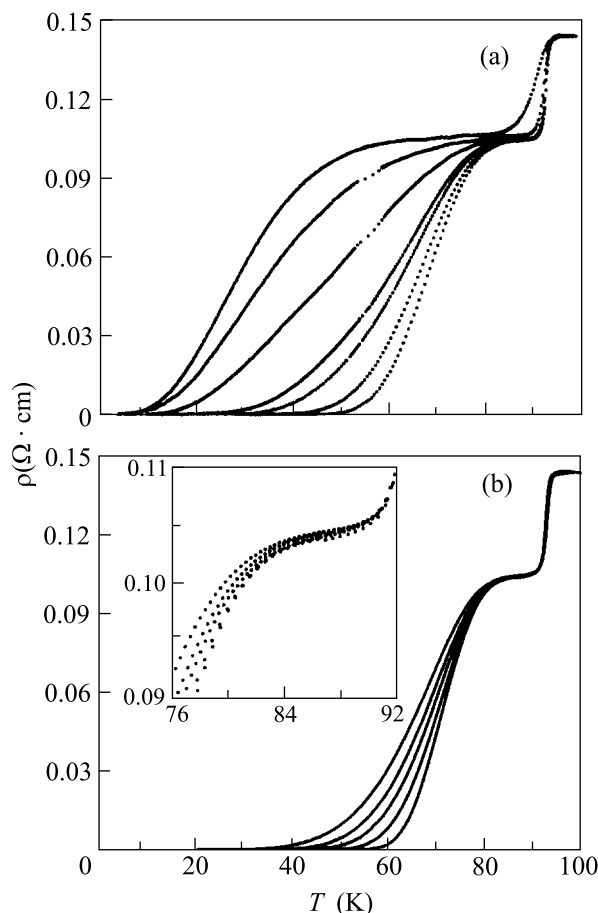


Рис.1. Температурные зависимости электросопротивления образца S+7.5(Mg) при различных значениях приложенного магнитного поля H . Справа налево: $H = 20$ Э; 38 Э; 80 Э; 116 Э; 1 кЭ; 10 кЭ; 60 кЭ; $j = 27$ мА/см² (а). Температурные зависимости электросопротивления образца S+7.5(Mg), при различных значениях плотности тока j ($H = 0$). Справа налево: $j = 27, 135, 270, 407, 520$ мА/см² (b)

На рис.2 представлены зависимости электросопротивления $R(T)$ композита S+7.5(Ni), измеренные при различных значениях внешнего магнитного поля (0–60 кЭ) (рис.2a) и транспортного тока j (рис.2b). Картина начала сверхпроводящего перехода такая же, как и для образцов S+7.5(Mg), но по мере понижения температуры на зависимостях $R(T)$ обнаружена особенность – появление участка – “плато” (см. вставку к рис.2b), на котором зависимости $R(T, j)$ не являются функциями тока (вольт-амперные характеристики линейные), а R слабо зависит от магнитного поля. Только начиная с некоторой температуры T_m зависимости $R(T)$ являются сильно зависящими функциями магнитного поля (рис.2a) и тока (рис.2b), как и в случае композитов S+7.5(Mg). В больших по-

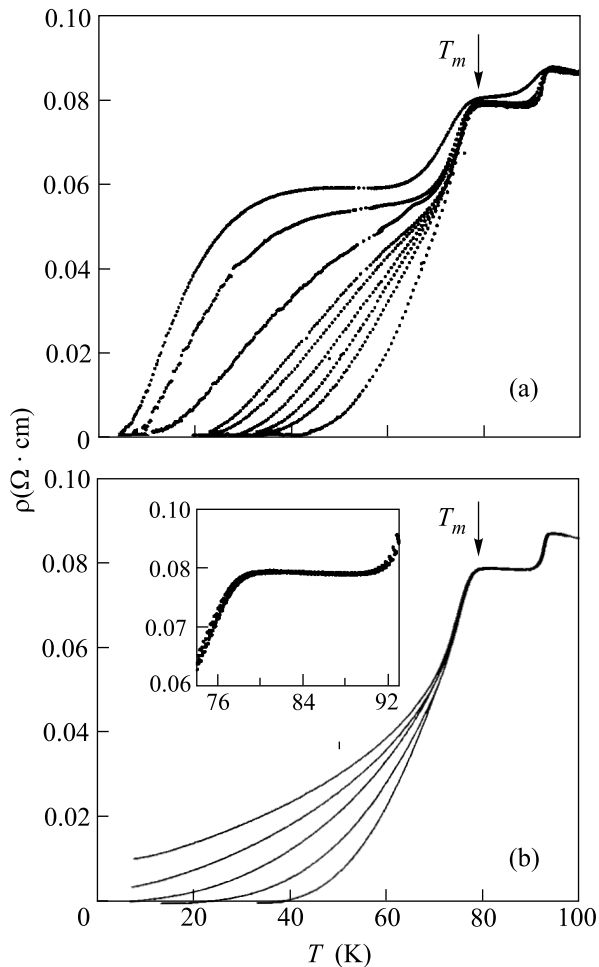


Рис.2. Температурные зависимости электропроводности образца S + 7.5(Ni) при различных значениях приложенного магнитного поля H . Справа налево: $H = 0 \text{ Э}$, 20 Э, 38 Э, 80 Э, 116 Э, 200 Э, 1 кЭ, 10 кЭ, 60 кЭ; $j = 20 \text{ mA/cm}^2$ (a). Температурные зависимости электропроводности образца S+7.5(Ni) при различных значениях плотности тока j ($H = 0$). Справа налево: $j = 20, 100, 200, 300, 400 \text{ mA/cm}^2$ (b)

лях ($< 10 \text{ кЭ}$) наблюдается размытие точки T_m , однако смещения данной температуры не происходит, что отчетливо видно из рис.3, где представлена температурная зависимость производной dR/dT . По мере увеличения транспортного тока и магнитного поля температура “обнуления” сопротивления композита понижается. Также следует отметить, что ход зависимостей $R(T, H)$ и $R(T, j)$ не совпадает, что, видимо, связано с влиянием функции распределения параметров джозефсоновских переходов в композитах на вид $R(T)$. Зависимости $R(T, j)$ для композита S + 7.5(Ni) (рис.2b) уже невозможно описать в рам-

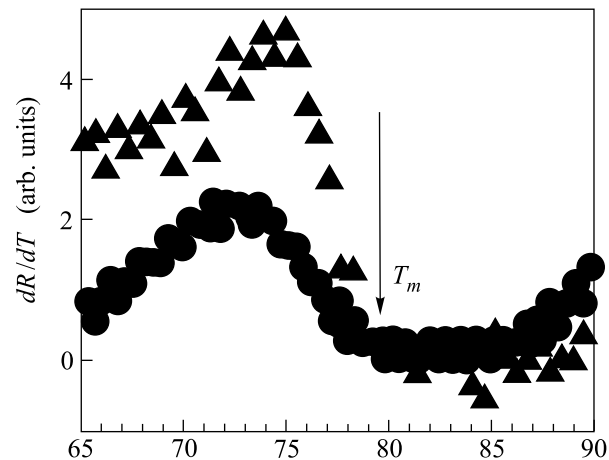


Рис.3. Фрагмент температурной зависимости производной электропроводности dR/dT для зависимостей при $H = 0$ (треугольники) и $H = 60 \text{ кЭ}$ (кружки) образца S+7.5(Ni)

ках подхода [20], подобно тому, как это было сделано для композитов ВТСП+CuO [15].

Появление указанной особенности для композитов S+7.5(Ni) – температуры T_m не может быть объяснено какими-либо химическими причинами (в пользу этого говорит “реперный” образец S+7.5(Mg)). А ввиду идентичности технологии приготовления образцов следует вывод, что обнаруженная особенность связана с тем, что в качестве второго компонента композита выступает парамагнетик NiTiO₃. Именно существование магнитных моментов у атомов никеля приводит к аномальному поведению зависимостей $R(T)$.

Указанное поведение может быть объяснено в рамках механизма, подобного предложенному в работах [21, 22]. В них измерялось сопротивление вдоль оси с монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [21] и $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [22], помещенных в сильное магнитное поле величиной до 18 Тл компланарно a – b –плоскости кристалла. Наблюдалось уширение резистивного перехода и появление на кривых $\rho(T)$ двух участков – один сразу ниже T_C , где ρ не зависит от j , и другой, ниже некоторой точки T_m , на котором ρ не является функцией от тока. Авторы работ [21, 22] считают, что точка T_m есть температура плавления решетки абрикосовских вихрей. Достаточно очевидно, что в такой геометрии ($H \parallel a, b$) магнитное поле проникает в несверхпроводящие слои квазидвумерного монокристалла в большей степени, чем в сверхпроводящие, порождая абрикосовские вихри. При пропускании тока вдоль оси c носители туннелируют из сверхпроводящих слоев через несверхпроводящие, где спины носителей

взаимодействуют зеэмановским образом с внешним полем. Кроме этого, абрикосовские вихри могут приходить в движение, и при температурах выше T_m они движутся без пиннинга, что приводит к специфическому виду температурной зависимости магнитоспротивления.

Наши композиты ВТСП+NiTiO₃ можно рассматривать как макроскопический аналог рассмотренного выше эксперимента. Действительно, имеет место туннелирование носителей между сверхпроводящими гранулами через парамагнетик, где спины носителей взаимодействуют обменным образом (приближенный аналог зеэмановского взаимодействия) с магнитными моментами никеля. Вероятность такого взаимодействия близка к единице, так как $a_0 < \xi_0$ (a_0 – параметр решетки NiTiO₃, то есть расстояние между магнитными моментами, ξ_0 – длина когерентности). Парамагнитный NiTiO₃ индуцирует флуктуирующее эффективное магнитное поле (очевидно, что средняя по времени его величина равна нулю), проникающее внутрь сверхпроводящих гранул на глубину λ ($\sim 1000 \text{ \AA}$) [23]. Это поле приводит к образованию в приповерхностном с NiTiO₃ слое ВТСП абрикосовских вихрей. В интервале от температуры плавления решетки абрикосовских вихрей T_m до температуры сверхпроводящего перехода T_C сопротивление образца не зависит от величины транспортного тока, как и в случае [21,22]. Ниже этой температуры абрикосовские вихри пиннинруются внутри гранул ВТСП и ВАХ уже зависит от плотности транспортного тока и уверенно наблюдается сильная зависимость электросопротивления от магнитного поля (рис.2).

Отметим схожесть полученных нами зависимостей с результатами недавней работы [13], где исследовались транспортные свойства одиночных джозефсоновских переходов на низкотемпературных сверхпроводниках Nb/Al/Gd/Al/Nb (сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник) и были получены подобные зависимости $R(T)$. Ниже температуры сверхпроводящего перехода также наблюдалось два различных участка. Непосредственно ниже температуры сверхпроводящего перехода зависимости $R(T)$ в работе [13] не зависят от величины транспортного тока и только начиная с некоторой температуры (аналогичной T_m) $R(T)$ зависят от j . Эффекты, связанные с влиянием ферромагнетизма Gd на туннелирование носителей через такой барьер в работе [13], к сожалению, не анализировались.

Авторы выражают благодарность А. Д. Балаеву за помощь в проведении магнитных измерений и А. Ф. Бовиной за рентгеноструктурный анализ.

Работа поддержана грантом по 6-му конкурсу – Экспертизе молодежных проектов РАН 1999 г., грант # 55, и частично поддержана Красноярским краевым фондом науки, грант # 10F162M.

1. И. О. Кулик, ЖЭТФ **49**, 1211 (1965).
2. H. Shiba and T. Soda, Prog. of Theor. Phys. **41**, 25 (1969).
3. Л. Н. Булаевский, В. В. Кузий, А. А. Собянин, Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
4. J. L. Paterson, J. of Low Temp. Phys. **35**, 371 (1979).
5. J. Niemeys and G. von Minnigerode, Z. Physik. **B36**, 57 (1979).
6. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, and S. V. Panjukov, Sol. St. Commun. **44**, 539 (1982).
7. А. И. Бuzдин, Б. Вуйичич, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **101**, 231 (1992).
8. С. В. Куплевахский, И. И. Фалько, ФТТ **34**, 183 (1992).
9. А. С. Борухович, УФН **169**, 737 (1999).
10. M. Fogelström, Phys. Rev. **B62**, 11812 (2000).
11. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, J. of Phys. Soc. of Japan **69**, 1152 (2000).
12. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
13. O. Bourgeois, P. Gandit, A. Sulpice et al., Phys. Rev. **B63**, 064517 (2001).
14. M. I. Petrov, D. A. Balaev, S. V. Ospishchev et al., Phys. Lett. **A237**, 85 (1997).
15. М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, К. С. Александров, ФТТ **41**, 969 (1999).
16. М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. Г. Овчинников, ФТТ **40**, 1599 (1998).
17. М. И. Петров, Д. А. Балаев, С. В. Оспищев, К. С. Александров, ФТТ **42**, 791 (2000).
18. D. Berling, B. Loegel, A. Mehdaoui et al., Supercond. Sci. Technol. **11**, 1292 (1998).
19. G. S. Heller, J. J. Stickler, S. Kern, and A. Wold, J. Appl. Phys. **34**, 1033 (1963).
20. V. Ambegaokar and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
21. M. Charalambous, J. Chaussy, and P. Lejay, Phys. Rev. **B45**, 5091 (1992).
22. M. S. Fuhrer, K. Ino, K. Oka et al., Physica **C282–287**, 2041 (1997).
23. A. P. Malozemoff, *Physical Properties of high temperature superconductors*. I, ed. Donal M. Ginsberg, Wold Scientific, 1989.