

05:07;12

Сверхпроводящий кластер в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ керамике

© Д.Р. Джураев, Б.Ю. Соколов

Ташкентский государственный университет,
700095 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 28 января 1999 г.)

Методом точечного лазерного нагрева образца проведены экспериментальные исследования электропроводности $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ керамики вблизи ее критического состояния. Установлено, что вблизи перехода в сверхпроводящее состояние электропроводность керамики носит существенно неоднородный по сечению образца, кластерный характер. Исследованы топология сверхпроводящего кластера и его пространственная локализация в образце. Предложена модель формирования сверхпроводящего кластера в керамическом сверхпроводнике.

В модельном представлении высокотемпературная сверхпроводящая (ВТСП) керамика в области температур ниже критической часто рассматривается как совокупность сверхпроводящих гранул — кристаллитов, связанных между собой джозефсоновскими контактами ("слабыми связями") [1]. Такая модель с успехом используется для описания электропроводности ВТСП керамики вблизи ее критического состояния. При этом считается, что в непосредственной близости к сверхпроводящему переходу весь макроток J , текущий в керамике, сосредоточен в бесконечном кластере (БК), включающем в себя сверхпроводящие области, объединенные случайной сетью "слабых связей". Эта случайная сеть представляется в виде некоторой ячеистой структуры, характеризующейся радиусом корреляции L , топология и свойства которой и определяют токонесущую способность ВТСП керамики.

Обычно проблема изучения проводимости сети "слабых связей" решается с помощью компьютерного моделирования. Однако в зависимости от выбранной модели и алгоритма расчетов полученные результаты часто заметно различаются, а иногда и противоречат друг другу (см., например, [2,3]). Поэтому для проверки и конкретизации существующих модельных представлений были проведены экспериментальные исследования сверхпроводящего БК и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ керамике, результаты которых представлены ниже.

Методика измерений и образцы

Исследования БК проводились по так называемой методике лазерного тестирования пространственной неоднородности электропроводности сверхпроводника [4,5], принцип которой заключается в следующем. Через образец, находящийся при температуре $T < T_c$, пропускается ток $J < J_c$ (T_c и J_c — соответственно критические температура и ток образца), одновременно на образец воздействует сфокусированное излучение лазера, выполняющее роль источника сосредоточенного тепла. При достаточно локальном нагреве образца происходит разрушение БК, т. е. некоторая область образца в месте нагрева переходит

в резистивное состояние (часть "слабых связей" переходит в нормальное состояние, при этом кристаллиты керамики остаются сверхпроводящими).

Разрывы БК приводят к падению напряжения на образце

$$U(x) \propto j(x) \frac{dR(x)}{dT} \Delta T(x),$$

где $j(x)$ — локальная плотность транспортного тока; $dR(x)/dT$, $\Delta T(x)$ — соответственно локальные изменения сопротивления и температуры образца в месте нагрева.

Выражение для $U(x)$ может быть представлено в более простом виде, если пренебречь неоднородностью БК (предполагая, что сеть "слабых связей" имеет регулярную периодическую структуру), а также считать, что связь между падением напряжения на "слабой связи" и током, протекающим через нее, в нормальном состоянии определяется законом Ома (последнее оправдано тем, что поведение джозефсоновских контактов вблизи T_c хорошо описывается резистивной моделью [1]). В этом случае падение напряжения на образце может быть выражено как

$$U(x) = J\rho(l)/s, \quad (1)$$

где J — ток, текущий через образец; ρ — удельное сопротивление образца в резистивном состоянии; l — ширина разрыва БК; s — сечение БК в плоскости, перпендикулярной направлению тока J .

Таким образом, измерения вариаций падения напряжения $U(x)$, возникающих при сканировании поверхности образца сфокусированным лучом лазера, позволяют исследовать параметры БК, а также определять его пространственную локализацию в образце.

Для исследований использовались образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{1-x}$ керамики, полученной по обычной технологии спекания порошков BaCO_3 , Y_2O_3 , CuO в твердой фазе. Как показали рентгеноструктурные исследования, синтезированные образцы были однородными и однофазными по составу. Образцы характеризовались плотностью $\approx 4.7 \text{ g/cm}^3$, удельным сопротивлением при комнатной температуре $\rho \approx 1.5 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$, плотностью критического тока $j_c(T = 78 \text{ K}) \approx 10 \text{ A/cm}^2$

и имели характерный размер кристаллитов $\sim 10 \mu\text{m}$. Критическая температура образцов, определяемая по минимуму детектируемого падения напряжения (см. ниже), составляла $\approx 92 \text{ K}$. Исследуемые образцы обрабатывались в виде пластин размером $\sim 6 \times 4 \times 0.2 \text{ mm}$ и во избежание поломки наклеивались (при помощи эпоксидной смолы) на сапфировую подложку толщиной $\sim 0.5 \text{ mm}$.

Все исследования проводились на переменном токе с частотой 330 Hz с использованием стандартного четырехзондового метода и техники синхронного детектирования полезного сигнала. Минимально детектируемая величина падения напряжения составляла $\sim 10^{-9} \text{ V}$ (при постоянной времени интегрирования $\sim 0.1 \text{ s}$). Для обеспечения лучшего электрического контакта на поверхность образца в местах касания электродов наносился слой проводящей In-Ga пасты. Локальный нагрев образца осуществлялся излучением He-Ne лазера ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) мощностью $\sim 15 \text{ mW}$, которое при помощи микроскопа фокусировалось на его поверхности в пятно диаметром $\sim 15 \mu\text{m}$. Образец размещался на хладагенте оптического криостата, имеющего возможность автоматического двухкоординатного перемещения в фокальной плоскости микроскопа со скоростью $\sim 2 \text{ mm/min}$. При использовании в качестве хладагента жидкого азота конструкция криостата позволяла проводить измерения при $T = 84 \text{ K}$.

Экспериментальные результаты

В работе было исследовано пять однотипных образцов, на которых были получены схожие результаты. В то же время измеряемые электрические характеристики одного и того же образца заметно менялись в зависимости от количества циклов охлаждения–отогрев до комнатной температуры–охлаждение, что можно связать с возникновением микротрещин между кристаллитами, поскольку после 8–10 таких циклов, как правило, образец растрескивался. Приводимые ниже результаты получены на одном из исследованных образцов после первого его охлаждения до $T = 84 \text{ K}$.

На рис. 1 показаны ВАХ исследованного образца, измеренные без освещения (кривая 1) и с освещением (кривые 2, 3) его поверхности сфокусированным лазерным лучом. Хорошо видно, что локальный нагрев существенно влияет на величину критического тока: без освещения образца $J_c \approx 24 \text{ mA}$, при попадании светового пятна в центр образца (рис. 1) его значение уменьшается до $\approx 14.5 \text{ mA}$.

Полученные значения J_c позволяют оценить "эффективную" величину локального нагрева ΔT . Используя данные по температурной зависимости плотности критического тока j_c (вставка на рис. 1, где значения j_c представлены в зависимости от $(T_c - T)^2$, характерной для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ керамики [1]), находим, что в центральной зоне температурного поля сосредоточенного источника

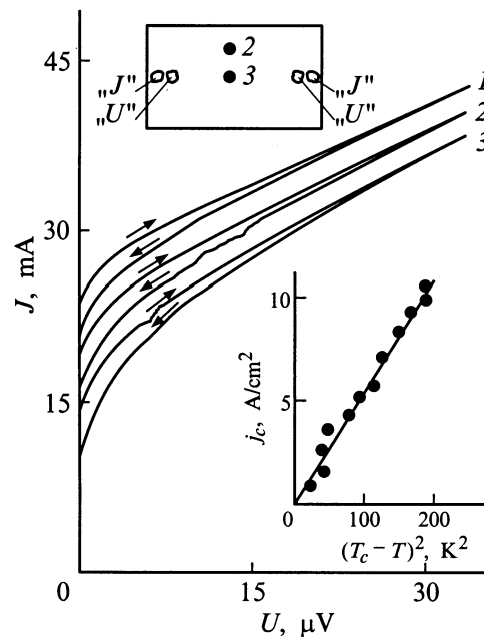


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики исследованного образца: 1 — без освещения; 2, 3 — при локальном нагреве периферии и центральной части образца (время развертки тока $\sim 5 \text{ s}$); ●, 2, 3 — положения светового пятна на поверхности образца, показанные на рисунке сверху. На вставке — температурная зависимость плотности критического тока исследованной керамики.

тепла $\Delta T \sim 3 \text{ K}$. Имеющийся гистерезис ВАХ, очевидно, связан с нагревом за счет выделяющегося тепла микроучастков между кристаллитами керамики — "слабых связей" — при их переходе в нормальное состояние.

Вариации сигнала падения напряжения $U(x)$, наблюдаемые на разных расстояниях от токовых контактов при сканировании лазерным лучом поверхности образца перпендикулярно направлению тока при $J \approx J_c$, приведены на рис. 2. Из полученных зависимостей $U(x)$ следует, что зона, чувствительная к точечному нагреву, локализована в достаточно узкой области образца, т.е. вблизи критического состояния электропроводность образца существенно неоднородна по его объему. Именно в этой области, переносящей практически весь макроток J , и заключен сверхпроводящий кластер. Следовательно, БК представляет собой токовый шнур маломоноющегося по длине сечения, тянущийся от одного токового контакта к другому.

На рис. 3 показаны измеренные при разных значениях тока вариации падения напряжения $U(x)$ в области пика сигнала, отмеченного на рис. 2 цифрой 1. Отсутствие сигнала означает, что при токе $J = 14 \text{ mA}$ локальный нагрев не приводит к разрушению БК. При следующем значении тока $J = 15 \text{ mA}$ на образце появляется сигнал $U \approx 0.5 \mu\text{V}$, когда фокус находится на расстоянии $\sim 1.5 \text{ mm}$ от края образца. Появление сигнала указывает на совмещение максимума температуры ло-

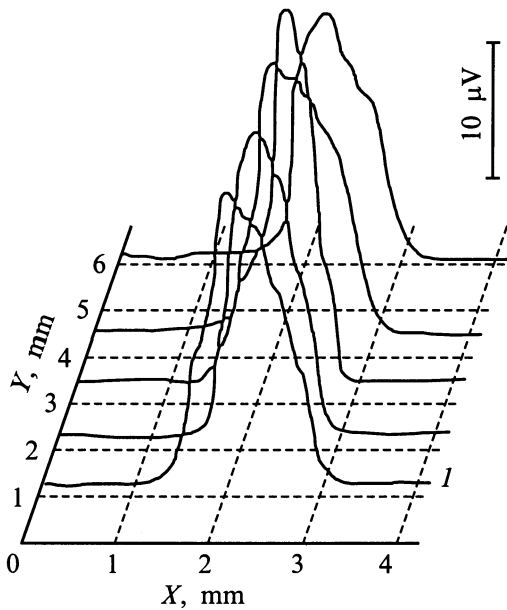


Рис. 2. Вариации падения напряжения при сканировании поверхности образца лазерным лучом ($J = 23 \text{ mA}$, $T = 84 \text{ K}$).

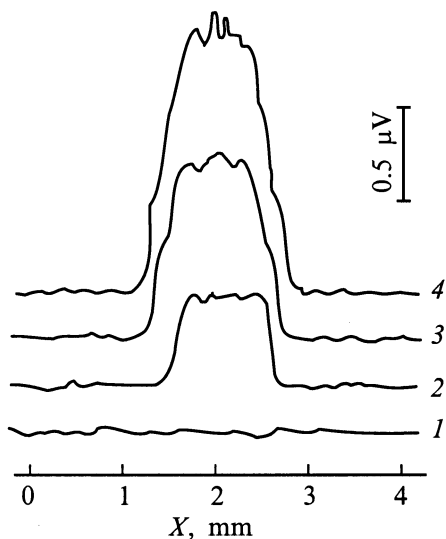


Рис. 3. Вариации падения напряжения на образце, наблюдаемые при освещении его поверхности в области пика сигнала 1 при $J = 14.0$ (1), 15.0 (2), 15.1 (3), 15.2 mA (4).

кального нагрева со сверхпроводящим БК, который при этом разрывается. Дальнейшее увеличение тока приводит к расширению чувствительной зоны. Это происходит вследствие приближения БК к своему критическому состоянию (или, по терминологии теории перколяции, с ростом J доля неразорванных "слабых связей" приближается к порогу протекания P_c [6]), из-за чего для его разрыва достаточно меньшей температуры нагрева. Это значит, что разрыв БК вызывается не центральной частью области локального нагрева, где ΔT максимальна,

а ее периферией, что увеличивает наблюдаемую ширину кластера. Появление на первом плато зависимости $U(x)$ второго, а при дальнейшем увеличении тока третьего, означает, что БК претерпевает второй и третий разрывы соответственно (для $J > 15.3 \text{ mA}$ ступенчатая структура изменения сигнала $U(x)$ становится практически не наблюдаемой). Отметим, что качественно схожее поведение сигнала $U(x)$ наблюдалось в сверхпроводящей $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ керамике в [4].

Обсуждение результатов

Переход джозефсоновского контакта в сверхпроводящее состояние (или из сверхпроводящего в нормальное) в реальной ВТСП керамике при заданном J определяется тремя основными факторами: его критическим током, локальной плотностью тока и величиной собственного магнитного поля тока в месте расположения контакта. Исходя из этого проанализируем приведенные выше экспериментальные результаты.

Примечательно, что для малых токов разрывы БК при его локальном нагреве имеют дискретный характер (рис. 3). Это означает, что разрыв одной "слабой связи" (или их небольшого числа) приводит к увеличению локальной плотности тока до критического значения, из-за чего все "слабые связи" данного участка БК, параллельные разорванной, переходят в нормальное состояние. Последнее указывает на то, что вблизи критического состояния сеть "слабых связей" образует джозефсоновские контакты, имеющие незначительный разброс их критических токов.

Высота ступенек на зависимостях $U(x)$ (рис. 3) позволяет определить ширину элементарного разрыва БК, которую естественно отождествить с размером ячейки сети "слабых связей" (с радиусом корреляции L). Используя величину удельного сопротивления образца в резистивном состоянии $\rho \approx 1.5 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}$, найденную из линейных участков ВАХ (рис. 1), а также значения U и J , приведенные на рис. 3, из (1) получаем $L \approx 40 \mu\text{m}$. С учетом того что характерный размер кристаллитов исследованной керамики составляет $\sim 10 \mu\text{m}$, можно заключить, что БК возникает (или разрушается), когда доля сверхпроводящих "слабых связей" составляет ~ 0.25 от их общего числа. Эта цифра оказывается заметно меньше теоретически рассчитанных в рамках теории перколяции значений порога протекания трехмерной решетки одинаковых джозефсоновских контактов $P_c = 0.37$ [7] и порога протекания бесконечной кубической решетки $P_c = 0.31$ [6].

Как известно (см., например, [8]), уменьшение P_c по сравнению с его значением, вытекающим из классической теории перколяции, означает, что в процессе формирования БК токонесящие связи располагаются в решетке коррелированно. Следовательно, в нашем случае переход "слабой связи" в сверхпроводящее состояние зависит от того, имеется ли поблизости от нее другая сверх-

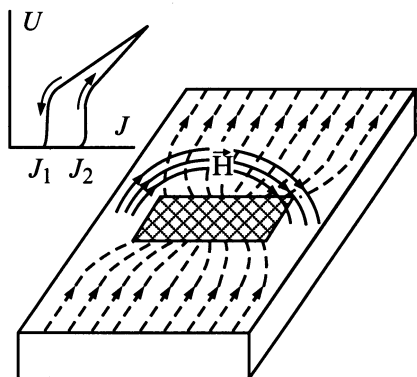


Рис. 4. Пространственное распределение транспортного тока в образце (штриховые линии) при возникновении в нем одного конечного сверхпроводящего кластера (заштрихованная область). Сплошные линии — силовые линии магнитного поля H транспортного тока. На вставке — падение напряжения на джозефсоновском контакте в зависимости от протекающего тока, J_1 и J_2 — критические токи контакта при его переходе из нормального в сверхпроводящее и из сверхпроводящего — в нормальное состояние соответственно.

проводящая "слабая связь". Эту корреляцию можно объяснить, если принять во внимание, что при переходе в сверхпроводящее состояние температура и, как следствие, сопротивление джозефсоновского контакта уменьшаются (вставка на рис. 4, где показана предполагаемая ВАХ отдельного джозефсоновского контакта).¹ Это в свою очередь приводит к перераспределению токов, протекающих через соседние джозефсоновские контакты, уменьшая их в ближайших параллельных и увеличивая в ближайших последовательных. С учетом отмеченного выше незначительного разброса критических токов джозефсоновских контактов, образующих БК вблизи его критического состояния, такое перераспределение токов приведет к тому, что сверхпроводящие "слабые связи" будут возникать параллельно одна другой с большей вероятностью, чем последовательные. Отсюда можно заключить, что вблизи перехода в сверхпроводящее состояние в керамике существуют конечные сверхпроводящие кластеры в виде полос, вытянутых перпендикулярно направлению транспортного тока, при слиянии которых формируется БК.

Поскольку известно [9], что именно собственное магнитное поле тока ограничивает значение плотности критического тока в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ керамике (что в конечном счете обуславливается сильной магнитолевой зависимостью джозефсоновского тока), то, очевидно, этим же фактором будут определяться и поперечные размеры БК. Для иллюстрации описанного поведения электропроводности ВТСП керамики вблизи критического состояния на

рис. 4 схематически показано распределение транспортного тока в образце при возникновении в нем одного конечного сверхпроводящего кластера.

В заключение отметим, что рассмотренная выше модель формирования сверхпроводящего БК имеет во многом качественный характер. Очевидно, что для более однозначных и строгих выводов необходимы дополнительные детальные исследования, направленные прежде всего на изучение взаимосвязи между электропроводностью ВТСП керамики и элементами ее структуры (размер гранул, наличие текстуры, свойства межгранулярных прослоек и т.п.). Тем не менее полученные результаты, на наш взгляд, могут служить основой как дальнейших экспериментальных исследований, так и теоретических моделей, более адекватно описывающих электромагнитные свойства керамических сверхпроводников.

Список литературы

- [1] Мейлихов Е.З. // УФН. 1993. Т. 163. № 3. С. 27–54.
- [2] Hinrichsen E.L., Roux S., Hansen A. // Physica C. 1990. Vol. 167. P. 433–455.
- [3] Leath P.L., Tang W. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. N 10. P. 6485–6491.
- [4] Петров А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 7. С. 327–329.
- [5] Divin Yu.Ya., Nad' F.Ya., Pokrovski V.Ya., Shadrin P.M. // IEEE Trans. on Magn. 1991. Vol. 27. N 2. P. 1101–1104.
- [6] Stauffer D. Introduction to Percolation Theory. London, 1985. 252 p.
- [7] Lee K.H., Stroud D. // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 45. N 4. P. 2417–2422.
- [8] Шкловский Б.И., Эфрос А.А. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [9] Dersch H., Blatter G. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. N 16. P. 11391–11404.

¹ То, что нагрев (охлаждение) джозефсоновских контактов при их переходе в нормальное (сверхпроводящее) состояние существенно влияет на электропроводность ВТСП керамики, непосредственно следует из гистерезиса ВАХ, показанных на рис. 1.