

КРОССОВЕР ОТ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ К ОТРИЦАТЕЛЬНОМУ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЮ ПРИ ПОНИЖЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В СПЛАВЕ Cd-Sb ВБЛИЗИ ПОРОГА ЛОКАЛИЗАЦИИ

В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, В.М.Теплинский, О.И.Баркалов

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 20 августа 1992 г.

Изучалась эволюция сверхпроводящего отклика на разных стадиях аморфизации метастабильной металлической фазы сплава $Cd_{43}Sb_{57}$, которая сопровождается переходом металл-диэлектрик. На диэлектрической стороне перехода при $T \approx 3K$ сверхпроводящий отклик наблюдается в полях $H < 1,5Tл$. При $T < 1K$ он сменяется на отрицательное магнетосопротивление, характерное для прыжковой проводимости.

Проблема влияния порога локализации на сверхпроводимость имеет несколько аспектов. Один из них это вопрос о фазовых переходах при абсолютном нуле температуры $T = 0$ по мере увеличения беспорядка $^{1-5}$. Согласно теории $^{1-3}$, переход из сверхпроводящего (S) состояния может произойти и в металлическое (M) и в диэлектрическое (I) состояния. В первом случае рост беспорядка приводит к последовательности $S - M - I$ -состояний при $T = 0$, во втором - к последовательности $S - I$.

Другой аспект - задача о влиянии беспорядка на температуру сверхпроводящего перехода T_c . В ряде теоретических работ $^{6-9}$ показано, что беспорядок ведет к деградации сверхпроводимости, то есть к уменьшению T_c . Вопрос, однако, в том, в какой мере это утверждение остается справедливым в непосредственной окрестности порога локализации. Согласно работе Булаевского, Панюкова и Садовского 10 , при достаточно сильных пространственных флуктуациях электронных характеристик сверхпроводящий параметр порядка не самоусредняется и сверхпроводимость становится неоднородной. S -области возникают сначала в виде отдельных капель, а S -переход приобретает перколяционный характер 11 .

Из результатов Булаевского и др. можно сделать два вывода. Во-первых, следует ожидать, что увеличение беспорядка вблизи порога локализации влияет в первую очередь на ширину S -перехода, а не на положение его начала T_{c0} . Во-вторых, принципиальная неоднородность S -состояния в окрестности перехода $M - I$ должна уменьшать различия между исходно однородным материалом и неоднородным, например, гранулированным.

Экспериментальные данные о поведении S -перехода в $3D$ -материалах вблизи порога локализации можно найти во многих работах (например, см. ссылки в 12). Оказалось, что в критической области часто температура начала S -перехода T_{c0} мало чувствительна к степени беспорядка $^{5,13-15}$, а сопротивление $R(T)$ может вообще не обращаться в нуль. Вместо этого оно может при $T \ll T_{c0}$ выйти на константу 5,14 либо, пройдя минимум, снова начать расти 4,13,15 (возвратный переход 13,16).

В качестве причин возвратного перехода рассматривалось кулоновское взаимодействие между заряженными гранулами 17,18 , изменение с температурой

свойств туннельного барьера в джозефсоновских контактах ¹⁹, а также диссипация в этих контактах ²⁰. Все эти факторы специфичны для гранулированного материала. Однако похоже, что поведение гранулированных сверхпроводников и сверхпроводников однородных, но находящихся вблизи порога локализации, мало различаются.

Данная работа посвящена изучению *S*-перехода в однородном материале вблизи порога локализации. Меняя температуру, мы обнаружили на *I*-стороне порога корреляцию между сверхпроводящим откликом и типом проводимости: когда при понижении температуры прыжковая проводимость становится доминирующей, то сверхпроводящий отклик, существовавший при более высоких температурах, пропадает.

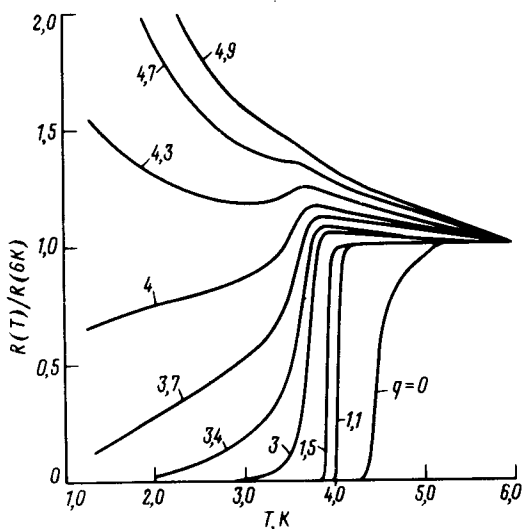


Рис.1. Сверхпроводящий отклик в сплаве Cd-Sb по обе стороны от порога локализации. Параметр состояния q , указанный около кривых, определен в (2)

Эксперименты проведены на сплаве $Cd_{43}Sb_{57}$ в процессе распада метастабильной фазы высокого давления ²¹. Исходная метастабильная при азотной температуре фаза является *M*-фазой и переходит в *S*-состояние при $T \approx 5,3$ К. При нагреве до комнатной температуры *M*-фаза необратимо трансформируется в аморфную *I*-фазу. Дозируя нагрев, можно этот процесс прерывать, получая на одном образце при температурах, ниже комнатных, последовательность квазистабильных промежуточных состояний. Эта процедура и транспортные свойства получившегося набора состояний подробно описаны в ¹⁵. Состояния различаются величиной сопротивления (в пределах шести порядков) и характером температурной зависимости.

Мы повторили на другом образце процедуру, описанную в ¹⁵, сконцентрировав внимание на эволюции сверхпроводящего перехода. При этом из анализа транспорта в нормальном состоянии, например, из факта наличия функциональной зависимости проводимости $\sigma(T)$ вида

$$\sigma = \sigma(0) + \alpha T^n \quad (1)$$

с показателем степени $n = 1/3$, следует, что мы имеем дело с исходно однородным материалом ²². (Результаты при $T > 5$ К практически совпадают с результатами ¹⁵).

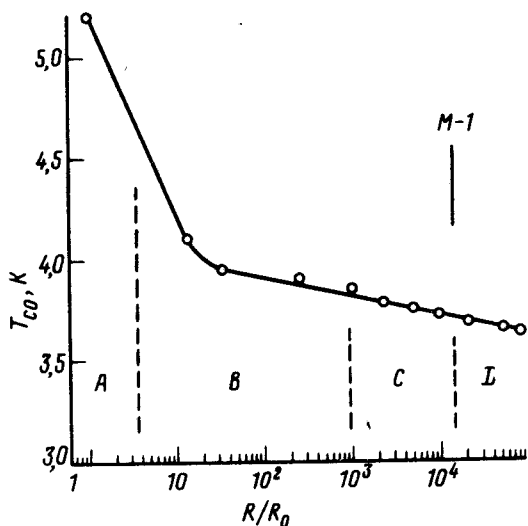


Рис.2. Температура начала перехода в зависимости от сопротивления в нормальном состоянии

На рис.1 приведены кривые $R(T)$ при низких температурах $T < 6$ К для последовательности состояний образца. Кривые проиндексированы логарифмом нормировочной константы

$$q = \lg(R/R_0)_{T=6\text{K}}, \quad (2)$$

где R_0 – сопротивление образца в исходном состоянии. Информация, полученная из этих кривых, собрана на рис.2. Совокупность всех этих состояний условно разбита здесь на четыре интервала. В первом (А) переход имеет вид, типичный для поликристаллического материала с внутренними напряжениями, скоплениями дефектов и т.п. В интервале В кривая S-перехода становится узкой, что характерно для аморфного материала²³. По-видимому, к этому этапу структурная аморфизация уже произошла и дальнейшая эволюция состояний связана с изменениями в основном на электронном уровне, например, с образованием ковалентных связей. В интервале С на кривых перехода появляются хвосты. Подобная форма кривых S-перехода на разупорядоченных материалах наблюдалась неоднократно. Обычно ее связывают с перколяционными структурами²⁴. Наконец, в интервале D на кривых $R(T)$ появляется участок с $\partial R/\partial T < 0$ при $T < T_{c0}$. Граница между интервалами С и D точно совпадает с переходом М – I, определенному по обращению в нуль свободного члена в (1)^{15,22}. Слабая зависимость T_{c0} от R вблизи М – I-перехода свидетельствует в пользу выводов Булаевского и др.¹⁰.

Дальнейшие экспериментальные данные относятся к состоянию с индексом $q = 4, 9$.

На рис.3 приведены кривые $R(H)$, снятые в этом состоянии при различных температурах. Верхняя кривая ($T = 3$ К) имеет совершенно нормальный вид: резкий рост сопротивления в слабых полях $H < H_c$, объясняемый разрушением сверхпроводимости (или точнее, того, что от нее оставалось), и положительное магнетосопротивление в сильных. Однако при более низких температурах на "сверхпроводящей" части кривой появляется участок с отрицательным магнетосопротивлением. С понижением температуры отрицательное

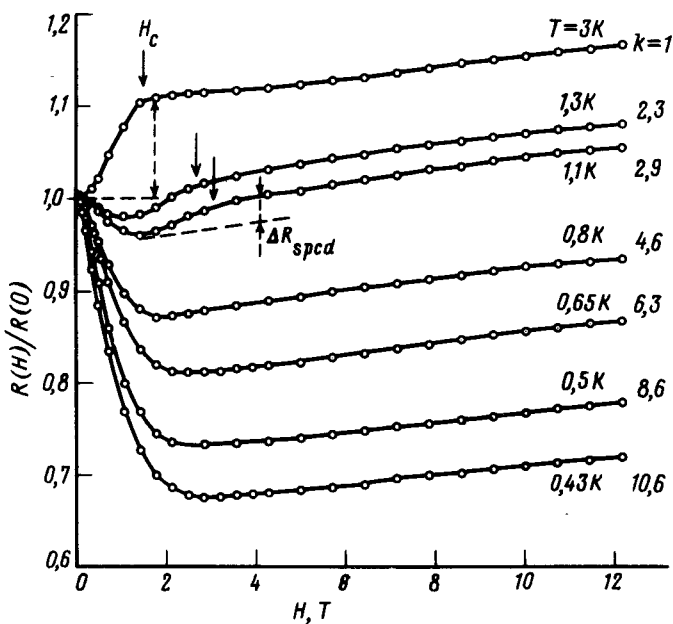


Рис.3. Кривые $R(T, H)$ при разных T , нормированные на $R(T, 0)$, для состояния $q = 4, 9$. Около кривых указаны T и коэффициент нормировки $k = R(T, 0)/R(3K, 0)$. Стрелками на трех верхних кривых отмечено поле H_c , разрушающее сверхпроводящий отклик

магнетосопротивление растет, а следы разрушения сверхпроводимости магнитным полем пропадают. Кривые при $3,5K > T > 2K$ и при $T < 0,8K$ как бы взаимно обратны: на одних – рост сопротивления с магнитным полем, на других – падение, при $T = 0,4K$ – на треть. При этом переход к положительному магнетосопротивлению, не зависящему от температуры, происходит примерно при одном и том же поле $H \approx 2,5Tл$.

Естественно предположить, что отрицательное магнетосопротивление есть результат разрушения полем квантовой интерференции при туннелировании носителей в процессах прыжковой проводимости²⁵. Согласно теоретическим оценкам, изменения проводимости при этом могут быть велики²⁶:

$$\sigma(H) - \sigma(0) \sim \sigma(0).$$

Однако, отрицательное магнетосопротивление такого масштаба (около 50%) при прыжковой проводимости ранее наблюдалось только в двумерных объектах²⁷. В 3D-материалах оно было до сих пор значительно скромнее – около 1%^{28,29}. Поэтому наблюдаемое отрицательное магнетосопротивление требует дальнейшего изучения.

Вместе с тем, имеется и непосредственное доказательство того, что при низких температурах проводимость в обсуждаемом состоянии является прыжковой. В критической области, то есть вблизи перехода $M - I$, но при конечной температуре, сопротивление описывается зависимостью (1), как на M -, так и на I -стороне перехода¹⁵. Однако в I -состоянии сопротивление при понижении температуры должно рано или поздно выйти на прыжковый режим. По-видимому, в состоянии $q = 4, 9$, о котором идет речь, этот кроссовер от

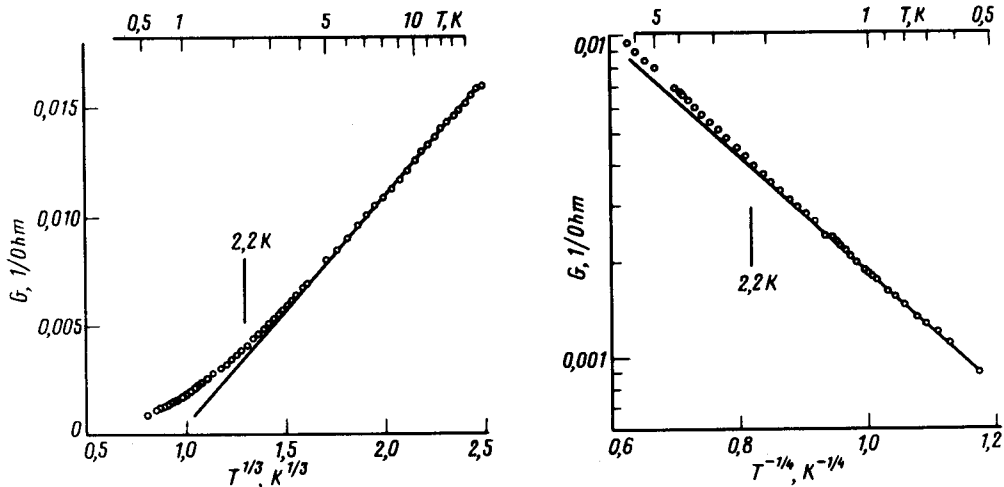


Рис.4. Температурные зависимости проводимости в состоянии $q = 4, 9$, демонстрирующие смену типа проводимости

критического скейлингового режима (1) к прыжковому происходит при $T \approx 2 \text{ K}$. Это видно из рис.4, на котором представлены температурные зависимости в поле $H = 4 \text{ Тл}$, при заведомо разрушенной сверхпроводимости. Заметим, что в серии экспериментов, описываемой в данной статье, точность была недостаточна для того, чтобы отличить степень $n = 1/3$ от $1/2$ в зависимости (1) (ср. с ¹⁵) или степень $m = 1/4$ от $1/2$ в зависимости

$$\sigma \propto \exp[-(T_0/T)^m], \quad (3)$$

описывающей прыжковую проводимость. Однако различить зависимости (1) и (3) между собой и приблизительно разграничить температурные интервалы, где эти зависимости реализуются, все-таки можно. Это и сделано на рис.4. Положение границы между критическим и прыжковым режимами хорошо согласуется с температурой, при которой меняется характер кривых на рис.3.

Таким образом, на примере сплава Cd-Sb показано наличие корреляции между сменой режима проводимости, от критического к прыжковому, и исчезновением сверхпроводящего отклика. При понижении температуры меняется исходная система волновых функций электронов. В новом базисе сверхпроводящее взаимодействие либо оказывается несущественным, либо не проявляется в электромагнитном отклике.

Авторы благодарны С.И.Дорожнину за помощь в методических вопросах, Е.Г.Понятовскому за внимание к работе.

1. M.Ma and P.A.Lee, Phys. Rev. B **32**, 5658 (1985).
2. G.Kotliar and A.Kapitulnik, Phys. Rev. B **33**, 3146 (1986).
3. T.K.Ng, Phys. Rev. B **43**, 10204 (1991).
4. D.V.Naviland, Y.Liu, T.Wang, and A.M.Goldman, Physica B **169**, 238 (1991) и ссылки в этой работе.
5. M.Kunchur, P.Lindenfeld, W.L.McLean, and J.S.Brooks, Phys. Rev. Lett. **59**, 1232 (1987).

6. Ю.И.Овчинников, ЖЭТФ, **64**, 719 (1973).
7. P.W.Anderson, K.A.Muttalib, and T.V.Ramakrishnan, Phys. Rev. B **28**, 117 (1983).
8. H.Fukuyama, H.Ebisawa, and S.Maeckawa, J. Phys. Soc. Jap. **53**, 1919, 3560 (1984).
9. T.R.Kirkpatrick and D.Belitz, Phys. Rev. Lett. **68**, 3232 (1992).
10. Л.Н.Булаевский, С.В.Панюков, М.В.Садовский, ЖЭТФ **92**, 672 (1987).
11. Л.Б.Иоффе, А.И.Ларкин, ЖЭТФ **81**, 707 (1981).
12. T.A.Miller, M.Kunchur, Y.Z.Zhang, et al. Phys. Rev. Lett., **61**, 2717 (1988).
13. M.Kunchur, Y.Z.Zhang, P.Lindenfeld, et al. Phys. Rev. B **36**, 4062 (1987).
14. О.И.Баркалов, И.Т.Белаш, В.Ф.Гантмахер и др. Письма в ЖЭТФ **48**, 561 (1988).
15. В.М.Теплинский, В.Ф.Гантмахер, О.И.Баркалов, ЖЭТФ **101**, 1698 (1992).
16. Б.И.Белевцев, УФН **160**, 65 (1990).
17. К.Б.Ефетов, ЖЭТФ **78**, 2017 (1980).
18. E.Šimanek, Phys. Rev. B **26**, 237 (1982).
19. T.H.Lin, X.Y.Shao, M.K.Wu, et al., Phys. Rev. B **29**, 1493 (1984).
20. M.P.A.Fisher, Phys. Rev. B **36**, 1917 (1987).
21. E.G.Ponyatovsky and O.I.Barkalov, Mater. Sci. Rep. **8**, 147 (1992).
22. Y.Imry, J.Appl. Phys. **52**, 1817 (1981).
23. S.J.Poon, Phys. Rev. B **27**, 5579 (1983).
24. G.Deutscher, In.: Percolation, Localization, and Superconductivity. Eds. A.M.Goldman and S.A.Wolf. N.Y., Plenum (1984) p.95.
25. В.Л.Нгуен, Б.З.Спивак, Б.И.Шкловский, Письма в ЖЭТФ **41**, 35 (1985).
26. В.И.Шкловский and В.З.Спивак, In.: Hopping Transport in Solids. Eds. M.Pollak and В.И.Шкловский, North-Holland (1991), p.271.
27. М.Е.Раikh, J.Czingon, Q.Ye, et al., Phys. Rev. B **45**, 6015 (1992).
28. F.Tremblay, M.Pepper, R.Newbury, et al., Phys. Rev. B **40**, 10052 (1989).
29. Y.Z.Zhang and M.P.Sarachik, Phys. Rev. B **43**, 7212 (1991).