

металл – диэлектрик в двумерном электронном газе [3], где металлическая фаза стабилизируется эффектами взаимодействия. Важное значение эффектов взаимодействия (эффектов экранирования) для неупорядоченного бозе-конденсата и неупорядоченного электронного газа [4] подчеркивалось уже давно. Хотелось бы напомнить, что метод взаимодействующих мод позволяет делать реальные предсказания для статической и динамической проводимости и для точки неустойчивости, используя параметры, характеризующие случайный потенциал и плотность конденсата.

Подход взаимодействующих мод не является строгой теорией. Нам представляется, однако, что он описывает некоторые существенные черты физических явлений. Важными чертами этого подхода является, с одной стороны, учет эффектов беспорядка, описываемых золотым правилом Ферми, и, с другой стороны, учет эффектов экранирования, которые описываются приближением хаотических фаз типа среднего поля. Переход сверхпроводник – диэлектрик в неупорядоченном бозе-конденсате был предсказан в 1983 г. [6], и только значительно позднее измерения проводимости [14] были проинтерпретированы как переход сверхпроводник – диэлектрик с диэлектрической фазой, в которой конденсат является пиннингованным.

Список литературы

1. Anderson P W *Phys. Rev.* **109** 1492 (1958)
2. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
3. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
4. Gold A, Götze W *Phys. Rev. B* **33** 2495 (1986)
5. Gold A *Phys. Rev. B* **44** 8818 (1991)
6. Gold A *Z. Phys. B* **52** 1 (1983)
7. Gold A *Phys. Rev. A* **33** 652 (1986)
8. Gold A *Z. Phys. B* **81** 155 (1990)
9. Gold A *Z. Phys. B* **83** 429 (1991)
10. Gold A *Z. Phys. B* **87** 169 (1992)
11. Gold A *Phys. Rev. Lett.* **70** 1563 (1993)
12. Gold A *Z. Phys. B* **91** 501 (1993)
13. Ramakrishnan T V *Phys. Scr. T* **27** 24 (1989)
14. Haviland D B, Liu Y, Goldman A M *Phys. Rev. Lett.* **62** 2180 (1989)
15. Wallin M et al. *Phys. Rev. B* **49** 12115 (1994)
16. Götze W *J. Phys. B* **12** 1279 (1979)
17. Gold A *Physica C* **190** 483 (1992)
18. Vollhardt D, Wölfle P *Phys. Rev. B* **22** 4666 (1980)
19. Belitz D, Gold A, Götze W *Z. Phys. B* **44** 273 (1981)
20. Fisher M P A *Phys. Rev. Lett.* **65** 923 (1990)
21. Huang K, Meng H F *Phys. Rev. Lett.* **69** 644 (1992)

Мезоскопические явления в неупорядоченных сверхпроводниках

А. Фридман, Э.П. Прайс, Р.К. Дайнс

1. Введение

Переход сверхпроводник – диэлектрик (SIT) в двумерных (2D) сверхтонких пленках подробно исследовался в последние годы в двух различных морфологиях: в однородной пленке, структура которой является гомогенной вплоть до атомного масштаба [1], и в гранулированной пленке, состоящей из зерен диаметром около ста ангстрем [2]. В обоих случаях обнаружено, что при увеличении поверхностного сопротивления пленки в нормальном состоянии R_N сверхпроводимость ослабляется, и в

конце концов поведение образца становится диэлектрическим. Однако SIT в этих двух морфологиях очень различны по своей природе. В однородном случае величина сверхпроводящей щели Δ и критическая температура T_c при увеличении R_N уменьшаются с одинаковой скоростью (так что $\Delta/T_c = \text{const}$), что означает, что величина сверхпроводящего параметра порядка при увеличении сопротивления падает [1]. С другой стороны, в гранулированных пленках T_c и Δ на всем протяжении перехода имеют такие же значения, как и в объемных образцах. В этом случае при возрастании R_N сверхпроводящий переход как функция температуры уширяется до тех пор, пока образец не станет диэлектриком (см. рис. 2). Такое поведение означает, что в гранулированных пленках размер зерен достаточен для обеспечения объемных значений сверхпроводящего параметра порядка. Однако при увеличении R_N между гранулами появляются фазовые флуктуации, и дальнедействующая фазовая когерентность разрушается; таким образом, образец более не проявляет глобальных сверхпроводящих свойств [2]. Несмотря на то, что имеется общее понимание механизма SIT в гранулированных сверхпроводниках, природа резистивного "хвоста" на сверхпроводящей стороне до сих пор еще представляет интерес, так же, как и роль пространственных фазовых флуктуаций в разрушении сверхпроводимости. По этой причине в настоящей работе исследовались образцы субмикронного размера с относительно малым числом зерен по длине образца. Использовались образцы с длинами в диапазоне 0,1–2 мкм, при этом применялась методика конденсации путем резкого охлаждения *in situ*, что позволяло подробно исследовать переход СД в отдельном образце в условиях, когда имелись лишь незначительные изменения его морфологии. Приводятся результаты для образцов различной длины и на разных стадиях перехода. Во всех случаях на вольтамперных характеристиках (ВАХ) образцов с признаками сверхпроводящего поведения наблюдается ряд скачков напряжения, которые можно интерпретировать как последовательное разрушение постоянных сверхтоков в отдельных слабых связях между зернами. Кроме того, эти образцы характеризуются флуктуациями контактного сопротивления различного вида в зависимости от напряжения смещения или магнитного поля. Амплитуда этих флуктуаций соизмерима с проводимостью образца и может достигать величин, значительно превышающих универсальное значение флуктуаций проводимости в нормальных металлах e^2/h . Последние характеристики объясняются эффектами интерференции сверхпроводящей волновой функции в области квантовой когерентности. Эта интерференция модулируется проникающим в образец магнитным потоком, обусловленным внешним магнитным полем, или самовозбуждающимся потоком, вызываемым током, протекающим через гранулированную систему.

2. Методика и проведение экспериментов

Образцы приготавливались с помощью термического испарения пластинки Pb, соединенной с четырьмя проводами, на Si-подложке. Затем с помощью электронно-лучевой литографии и сухого плазменного травления в пластинке Pb вырезалась прорезь шириной 0,1–2 мкм. Чтобы предотвратить окисление Pb, образец покрывался *in situ* слоем Ag толщиной 20 Å. Затем образец поме-

щался в криогенный испаритель, снабженный источником олова. Сверхтонкие слои Sn последовательно напылялись на прорезь в Pb при температуре подложки $T = 10$ К, и после каждой стадии напыления измерялись транспортные свойства. Эта установка позволила изменять сопротивление *in situ* и исследовать в деталях весь процесс перехода диэлектрик – сверхпроводник в отдельном образце. На рисунке 1 показана геометрия образца и СТМ-изображение аналогичной пленки, конденсированной путем резкого охлаждения. Видно, что типичный диаметр зерен составляет 100 Å. Оценка, основанная на транспортных измерениях, дает близкое значение [3]. Следовательно, можно ожидать, что наши образцы содержат около 10–150 гранул вдоль направления тока. Зависимость сопротивления от температуры ($R-T$), вольт-амперная характеристика ($I-V$), динамическое сопротивление как функция напряжения ($dV/dI-V$) и кривая магнитосопротивления ($R-H$) для различных значений R_N измерялись с помощью стандартной техники постоянного тока, а также методики переменного тока, основанной на фазовом синхронном детектировании (lock-in). Все эксперименты проводились в камере, экранированной от высокочастотного излучения.

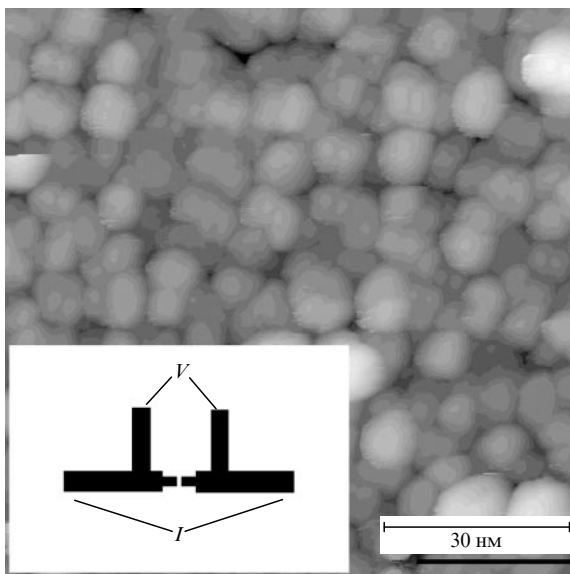


Рис. 1. СТМ-анализ пленки толщиной 100 Å Pb, конденсированной путем резкого охлаждения; $T = 8$ К. Вставка: схематическое изображение образца.

3. Результаты

На рисунке 2 показаны зависимости $R-T$ для образца длиной 1,5 мкм. Уменьшение R_N отвечает увеличению толщины пленки. Эти кривые подобны зависимостям, наблюдаемым в больших гранулированных 2D образцах [2]. Следует отметить, что " T_c " слабо изменяется в течение SIT, тогда как "хвосты" кривых $R-T$ при увеличении сопротивления нормального состояния уширяются. Это означает, что разрушение сверхпроводимости вызывается фазовыми флуктуациями между гранулами, а не подавлением сверхпроводящих свойств в самих гранулах. С другой стороны, кривые $I-V$ качественно отличаются от ВАХ, наблюдаемых в пленках большого размера. В то время как в нормаль-

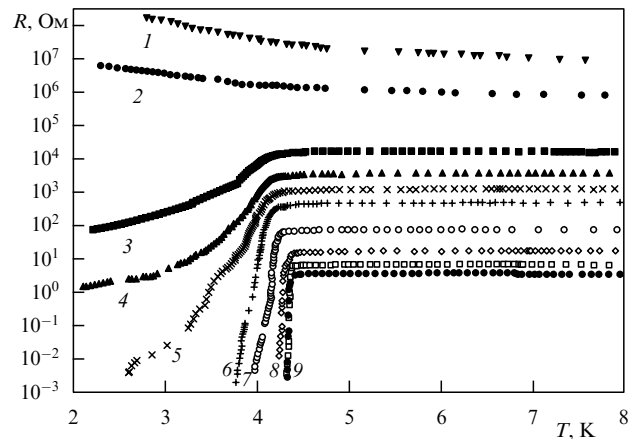


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления образца длиной 1 мкм на разных стадиях напыления. Кривые 1–9 отвечают средней толщине пленки 53, 55, 56,5, 58, 60, 65, 68, 71 и 75 Å соответственно.

ном состоянии образца отсутствуют какие-либо уникальные детали в вольт-амперных характеристиках, при появлении в образце признаков сверхпроводимости в них возникает ряд нетривиальных особенностей. На рисунке 3 изображены типичные кривые $I-V$, $dV/dI-V$ и $R-H$, измеренные для образцов, находящихся "далеко" в сверхпроводящей области. Виден гистерезисный характер ВАХ и резкие скачки напряжения на ней. Каждый такой скачок связан с изменением наклона кривой $I-V$, что указывает на скачок сопротивления. Кроме этих резких особенностей имеется дополнительная модуляция сопротивления при конечном напряжении как функция смещения или магнитного поля. При внимательном изучении кривой $dV/dI-V$, на которой имеются как резкие скачки, так и флуктуации сопротивления, обнаруживаются следующие отличия между этими двумя типами модуляции:

1. Скачки напряжения на кривой $I-V$ имеют гистерезисный характер. Развертка тока назад и вперед после отдельного скачка дает различные записи ВАХ. Гистерезис флуктуаций напряжения отсутствует. Развертка тока назад и вперед между двумя скачками на ВАХ дает тот же самый профиль флуктуаций.

2. Флуктуации сопротивления не являются разрывами непрерывности. Сопротивление скорее флуктуирует вблизи среднего фонового значения.

3. Внешнее магнитное поле влияет на эти резкие скачки незначительно, под его воздействием скачки сопротивления сдвигаются в сторону меньших смещений. Более того, поля H и $-H$ оказывают одинаковое воздействие на эти особенности. Поле H влияет на тонкие детали флуктуаций сильнее, что приводит к совершенно различному виду флуктуаций при $H = 0$; 300 Э и -300 Э (рис. 4).

Эти флуктуации контактанса имеют много общего с универсальными флуктуациями контактанса, которые часто наблюдаются в мезоскопических нормальных металлах [4]: они зависят от образца и, очевидно, являются характерными признаками микроскопического расположения гранул. Оказывается, однако, что в неупорядоченном сверхпроводнике амплитуда флуктуаций неуниверсальна. Во всех гранулированных сверхпроводниках с длиной меньше 2 мкм средний размер

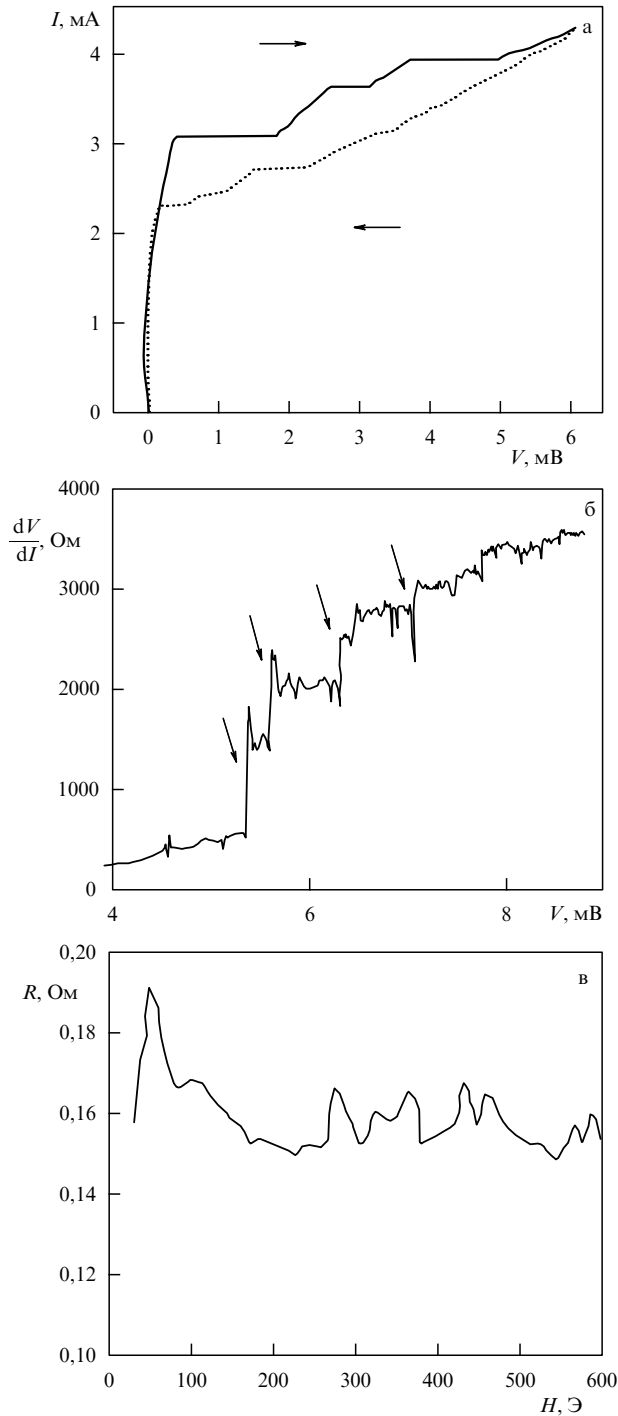


Рис. 3. ВАХ образца длиной 1 мкм, измеренная при $T = 2$ К. Жирной линией представлена развертка вверх, а тонкой линией — развертка вниз (sweep up, down) (а). Типичная кривая $dI/dV - V$ для образца длиной 0,1 мкм при $T = 2$ К. Стрелками показаны резкие скачки сопротивления, которые соответствуют разрывам кривой ВАХ этого образца (б). Магнитосопротивление образца длиной 3000 Å, записанное в присутствии приложенного к образцу смещения, равного $V = 1,2$ мВ (в).

флуктуаций кондактанса составляет 10–15% от величины этого кондактанса; следовательно, флуктуации кондактанса соизмеримы с самим кондактансом. Это наблюдалось для более чем 10-ти образцов на разных стадиях напыления, при различных температурах и при сопротивлении, изменяющемся в диапазоне 10000–

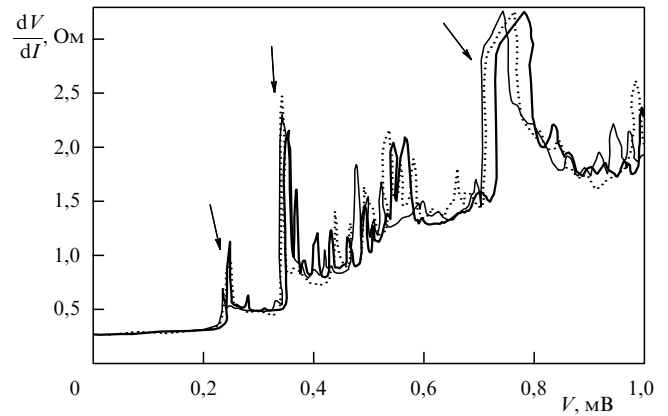


Рис. 4. Кривая $dV/dI - V$ для образца длиной 3000 Å при $H = 0$ (жирная сплошная линия), $H = 300$ Э (тонкая сплошная линия) и $H = -300$ Э (пунктирная линия). Стрелками обозначены положения резких скачков ВАХ гистерезисного характера.

0,01 Ом. Поскольку в экспериментах было возможно изменять *in situ* кондактанс нормального состояния данного сверхпроводящего образца на несколько порядков, наблюдались флуктуации кондактанса с амплитудой от e^2/h до $10^4 \times e^2/h$! Это проиллюстрировано на рис. 5, где приведены записи зависимости $dI/dV - V$ для образцов, в которых диапазон значений сопротивления охватывал 4 порядка. Отметим, что несмотря на этот огромный разброс по сопротивлению, отношение амплитуды флуктуаций к среднему значению кондактанса во всех случаях оказалось очень близким. В этом отношении наблюдаемые эффекты заметно отличаются от мезоскопического поведения нормальных металлов. В следующем разделе предлагается сценарий, качественно объясняющий природу этих особенностей на основе эффектов сверхпроводящей интерференции в неупорядоченном сверхпроводнике.

4. Обсуждение

Рассмотрим сначала цепь скивда, которая содержит два слабых звена, связанных сверхпроводящей петлей. Известно, что для скивда любого типа I_c осциллирует в зависимости от магнитного потока ϕ , пронизывающего петлю. Период осцилляций равен кванту потока ϕ_0 , а их амплитуда зависит от критических токов в слабых звеньях скивда. Если критические токи в двух слабых звеньях отличаются (асимметричный скивд), то через одно плечо петли протекает более сильный ток, чем через другое, и поэтому ток смещения вызывает самовозбуждающийся поток в петле. Сверхток будет осциллировать в зависимости от внешнего магнитного поля и от протекающего в цепи тока, даже в отсутствие магнитного поля. При достаточно сильном токе смещения ток в звеньях превышает критическое значение, что ведет к падению напряжения и конечному сопротивлению. На этой стадии слабые звенья находятся в джозефсоновском режиме переменного тока. Фазы сверхпроводников по обе стороны не синхронизованы, но еще когерентны. Таким образом, на сопротивление скивда, измеренное при конечном токе смещения, также влияет интерференция сверхпроводящей волновой функции, и оно осциллирует с тем же периодом, что и сверхток.

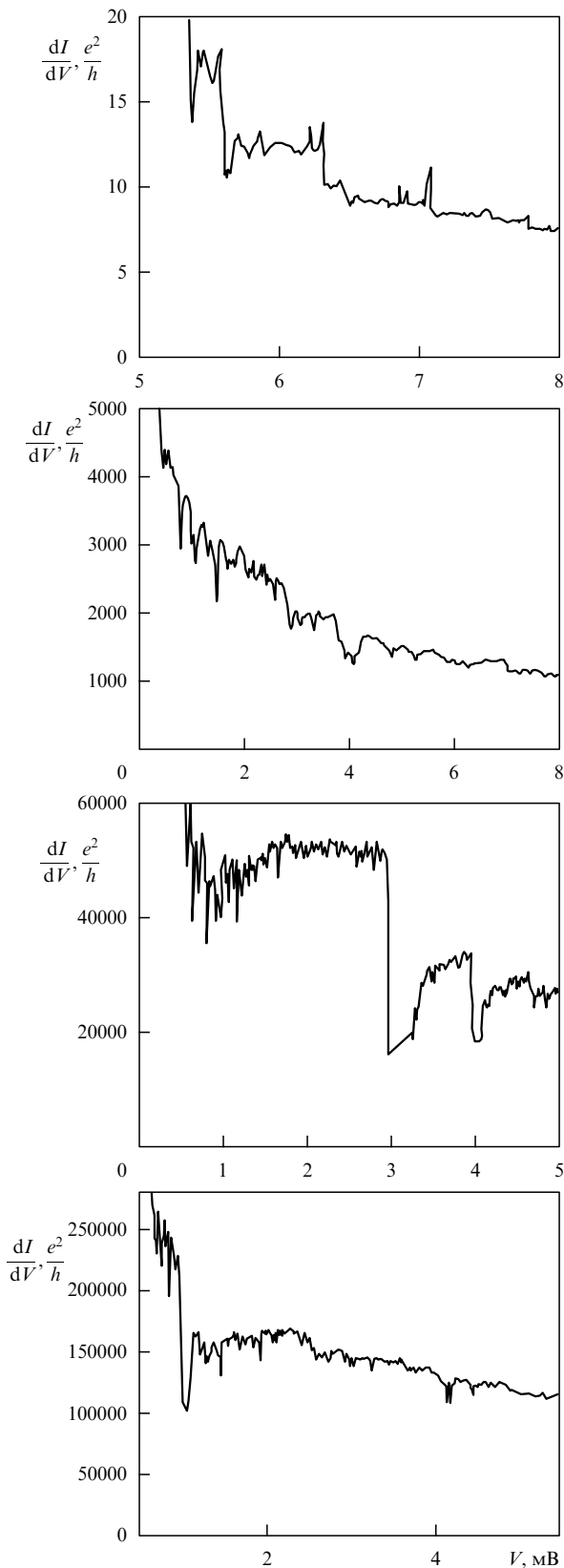


Рис. 5. Зависимость $dI/dV-V$ в единицах e^2/h для некоторых типичных образцов.

Сверхпроводящая гранулированная пленка представляет собой, по существу, структуру из последовательных соединений и параллельных асимметричных цепей

скивда. При любом расположении гранул ток будет протекать в перколяционной сетке через наиболее сильно связанные гранулы (рис. 6). Когда ток в образце возрастает, он превышает критический ток I_c для некоторых из слабых звеньев, которые являются частью пути перколяции. Резкое падение напряжения происходит на каждом звене, которое теряет возможность пропускать постоянный сверхток, что приводит к скачкообразному увеличению полного сопротивления образца. Поскольку каждое звено, вероятно, характеризуется ВАХ с гистерезисом (что типично для джозефсоновского перехода), запись полной ВАХ имеет гистерезисный характер с многими переключениями (multiple-switching trace). Сопротивление каждой "квази"петли скивда осциллирует в зависимости от магнитного поля или тока, протекающего через образец (который индуцирует магнитный поток через петли). Пока разные петли являются фазово-когерентными, вклады от всех осцилляций складываются, давая измеримый профиль флуктуаций. Интересно отметить, что относительная амплитуда осцилляций (около 10–15% от величины кондактанса) не изменяется для образцов с длиной от 1000 Å до нескольких микрон. Для образцов длиннее 10 мкм амплитуда флуктуаций быстро падает. Поэтому представляется разумным предположение, что существует характерная длина когерентности порядка нескольких микрон, роль которой сходна с ролью L_ϕ в нормальном металле.

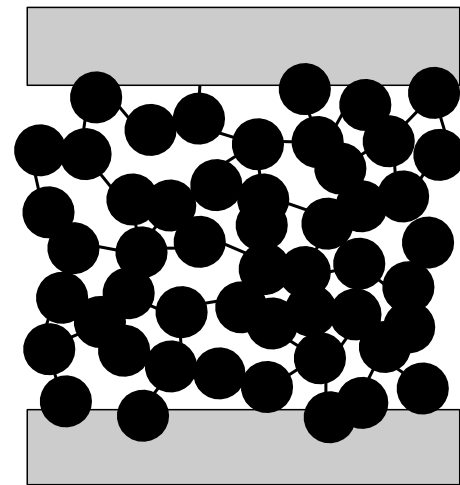


Рис. 6. Схема перколяции тока через гранулированную систему. Отрезки сплошных линий изображают "разомкнутые" слабые звенья, которые соединены "хорошими" сверхпроводящими областями, которые показаны пунктирными линиями.

Слабое магнитное поле может влиять на кривые ВАХ двумя путями. Можно ожидать, что особенности, которые являются следствием превышения критического сверхтока, из-за зависимости I_c от H будут слегка сдвигаться к меньшим значениям смещения. Кроме того, H вызывает изменение фазы в каждой петле, изменяя все особенности ВАХ, связанные с квантовой интерференцией. Поэтому наше мнение, что флуктуации вызываются интерференционными эффектами, а разрывы ВАХ представляют собой разрушение сверхпроводимости на постоянном токе в звеньях, дополнительно подкрепляется зависимостью кривых $dV/dI-V$ от

магнитного поля, как показано на рис. 4. Заметим, что магнитное поле, равное 300 Э, что много меньше, чем H_c гранулы, превышает типичный масштаб поля для флуктуаций кондактанса (несколько десятков эрстед, как видно из рис. 3). Такое поле, действительно может изменить интерференционную картину и привести к совершенно иному виду флуктуаций как для $H = 300$ Э, так и для $H = -300$ Э.

5. Заключение

В заключение следует отметить, что исследованы электрические транспортные свойства мезоскопических гранулированных сверхпроводников. Изучение этих малых структур позволяет сконцентрировать внимание на эффектах фазовых флуктуаций в гранулированных системах. Наблюдались отдельные стадии разрушения сверхпроводимости вследствие потери синхронизации фаз между гранулами, а также проявления интерференции сверхпроводящих волновых функций в неупорядоченной пленке.

Благодарности. Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии С.И. Эпплбауму, Р.П. Барберу, А.В. Херцогу, М. Поллаку и П. Сянгю (P. Xiong). Работа выполнена при финансовой поддержке AFOSR, грант № f49620-92-j-0070.

Список литературы

1. Valles J M, Jr, Dynes R C, Garno J P *Phys. Rev. Lett.* **69** 3567 (1992)
2. Valles J M, Jr, Dynes R C *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **195** 375 (1990) and references therein; White A E, Dynes R C, Garno J P *Phys. Rev. B* **33** 3549 (1986); Dynes R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **53** 2437 (1984)
3. Herzog A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 668 (1996); Herzog A V, Xiong P, Dynes R C (to be published)
4. Washburn S, Webb S A *Adv. Physics* **35** 375 (1986); Al'tshuler B L, Lee P A *Physics Today* 36 (Dec. 1988); Webb R A, Washburn S *Physics Today* 4 (Dec. 1988)

Низкотемпературное сопротивление недодопированных купратов

А.Н. Лавров, В.Ф. Гантмахер

В высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) купратах металлическое состояние можно получить в результате электронного или дырочного допирования исходного антиферромагнитного диэлектрика. Природа этого превращения металл–диэлектрик не понята в полной мере, главным образом, из-за сильных электронных корреляций, которые кардинально усложняют картину нормального состояния [1, 2]. Очевидно, что электронные корреляции играют доминирующую роль в "недодопированных" исходных соединениях, переводя эти системы в диэлектрическое состояние. Когда допирование возрастает и система значительно отклоняется от половинного заполнения, важность электронных корреляций уменьшается, и поведение купратов, как принято считать, приближается к ферми-жидкостному в так называемом "передопированном" диапазоне. Однако, несмотря на интенсивные исследования сильно коррелированных систем в последние 10 лет, до сих пор еще нет согласия по вопросу о том, что представляют собой купраты при промежуточном допировании, когда в них

возникает ВТСП. Основной проблемой здесь является то, что пока еще мало известно о купратах в нормальном состоянии, так как сверхпроводимость маскирует свойства нормального состояния на существенной части фазовой диаграммы.

В недавних экспериментах Андо, Бобингера и др. [3, 4] с монокристаллами $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, в которых для подавления сверхпроводимости использовались магнитные поля до 61 Тл, измерения сопротивления нормального состояния были продолжены в область низких температур для целого интервала концентраций дырок. Эти измерения выявили достаточно необычное поведение соответствующего нормального состояния. Для всех недодопированных составов ($x < 0,16$) изменение сопротивления как в плоскости (a, b), так и перпендикулярно плоскости (a, b) при низких температурах было интерпретировано как логарифмический рост независимо от того, повышается или понижается сопротивление при высоких температурах [3, 4]. Этот логарифмический рост сопротивления рассматривался как доказательство диэлектрического поведения, и предполагалось, что кроссовер диэлектрик–металл имеет место далеко в сверхпроводящей области, где-то вблизи оптимального допирования. Если бы расходимость низкотемпературного сопротивления вида $\log T$ была неотъемлемым свойством ВТСП купратов, это указывало бы на общую особенность, связанную с сильными электронными корреляциями и означающую нефермижидкостное поведение электронной системы [5]. Однако аналогичные исследования, выполненные на кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$, [6], показали, что ρ_{ab} при низкой T может быть как независимым от температуры, так и логарифмически расходящимся, в зависимости от чистоты образца.

Возможно также, что необычное поведение сопротивления вида $\log T$, наблюдавшееся в работах [3, 4], может быть связано с воздействием именно сильного магнитного поля, а не со свойствами нормального состояния, лежащего в основе ВТСП. Сильные магнитные поля вполне могут вызывать локализацию носителей [7]. Более того, ВТСП купраты обладают сильно анизотропными электронными транспортными свойствами, тогда как влияние магнитного поля на двумерный 2D-сверхпроводник является весьма специфическим, что приводит к принципиально иному фазовому переходу в диэлектрическое бозе-состояние с локализованными электронными парами и индуцированными полем бозе-конденсированными вихрями [8, 9]. Таким образом, может оказаться, что при измерении сопротивления купратов в магнитном поле, экспериментатор столкнется с особыми свойствами Бозе-диэлектрика [9].

Можно надеяться прояснить ситуацию, измеряя сопротивление на границе сверхпроводящей области и сравнивая зависимости, полученные в магнитном поле, с поведением истинно нормального состояния. Более того, именно в сильно недодопированной области могут ожидать наиболее выраженные отклонения поведения купратов от поведения обычных материалов. Система $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($R = \text{Y}$ или редкоземельный элемент) является привлекательным объектом для такого исследования, поскольку в ней можно легко варьировать дырочную концентрацию путем изменения содержания кислорода x или степени разупорядочения кислорода в цепочках (см. работы [10–12] и ссылки в них). Часть фазовой диаграммы $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в окрестности превра-