

ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ФАЗ НА ПРОВОДИМОСТЬ СРЕДЫ

С.С.РАГИМОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33*

Данная статья посвящена исследованию обобщенной проводимости неоднородных сред. Анализируются методы эффективной среды и порог перколяции. Эти методы применены к двухфазным образцам системы Ag-Sb-Te, а также сверхпроводящим образцам Y-Ba-Cu-O и Bi-Sr-Ca-Cu-O систем. Показано, что наличие неоднородностей в системах Y-Ba-Cu-O и Bi-Sr-Ca-Cu-O приводит к размытому фазовому переходу в сверхпроводящее состояние. Найдено, что порог перколяции системы Ag-Sb-Te находится в области $p_c=0,4$.

Использование в науке и технике материалов, обладающих сложной структурой (керамик, композитов, поликристаллов, эвтектических сплавов и т.д.), приводит к необходимости решения ряда специфических задач, обусловленных наличием в среде различных неоднородностей. Проблемы вычисления эффективной проводимости таких материалов представляют как научный, так и практический интерес и привлекают непрерывное внимание исследователей [1-20]. Это связано с тем, что, во-первых, такие неоднородные среды существенно отличаются от однородных и регулярно-неоднородных сред, что и приводит к дополнительным математическим трудностям при описании таких систем, во – вторых, естественно, с возможностью получения результатов для практического применения.

В однородной системе рассматриваемое удельное свойство a (например, электропроводность) есть величина постоянная, не зависящая от координат. В неоднородной системе a есть функция координат, в случае многофазной системы эта функция – разрывная, поверхности разрыва носят названия поверхностей раздела фаз. В работах [1,7,17] приводятся формулы обобщенной проводимости для гетерогенных систем. Под общим названием “обобщенной проводимости” подразумевается электропроводность, теплопроводность, диэлектрическая и магнитная проницаемости. Такое объединение обосновывается тем, что дифференциальные уравнения скалярных и векторных полей для стационарных потоков тепла, электрического тока, электрической и магнитной индукции формально совпадают. Следовательно, можно воспользоваться методами любой из этих областей для решения конкретных задач, не придавая значения тому, какая величина представлена в данном случае расчета обобщенной проводимости: будет ли то электропроводность, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость или теплопроводность.

Как известно, физика высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является одной из интенсивно развивающихся областей физики твердого тела. Несмотря на достигнутый в последнее время прогресс в технологии приготовления тонких пленок и монокристаллов ВТСП, качество таких материалов в большинстве случаев недостаточно для широкого использования в сверхпроводниковой электронике. Сложности в приготовлении высококачественных ВТСП материалов обусловлены наличием у этих материалов различных структурных фаз, высокой чувствительностью СП свойств к концентрации содержащегося в них кислорода, сильной анизотропией свойств ВТСП материалов. Из-за весьма малых значений длины когерентности сверхпроводящие свойства ВТСП весьма чувствительны к различного рода дефектам. Эти особенности обуславливают сильную

неоднородность сверхпроводящих свойств ВТСП материалов и перколяционный характер их проводимости [20,24-31].

Если рассмотреть объемный сверхпроводник с неоднородными включениями, то такой образец можно представить в виде сверхпроводящего вещества (в виде гранул, разделенных прослойками из диэлектрика или нормального металла). Теоретически в такой системе должно наблюдаться два последовательных фазовых переходов. Первый переход связан с установлением сверхпроводящего порядка внутри отдельных гранул (при более высокой температуре, чем T_c). Второй переход характеризуется тем, что благодаря возникшему между гранулами джозесоновскому взаимодействию устанавливается определенный тип упорядочения фаз сверхпроводящих параметров порядка при более низкой температуре (T_c). В отсутствие внешнего магнитного поля и, когда разница фаз между соседними гранулами становится равной нулю, через образец проходит сверхпроводящий ток. Такой переход называется когерентным сверхпроводящим переходом или резистивным фазовым переходом.

В литературе широко обсуждается проводимость различных составов таких, как метал-диэлектрик, сверхпроводник-металл, сверхпроводник –диэлектрик, сверхпроводник –полупроводник, металл-металл, полупроводник-полупроводник (прыжковая проводимость) и т.д. [5,8,9,10,17]. Однако, проблема вычисления эффективной проводимости неоднородной среды фазы металл-ВТСП или ВТСП-ВТСП пока не решена в силу ряда причин (таких как малая длина когерентности, сложная структура, многофазность, наличие нескольких сверхпроводящих (СП) фаз и т.д.).

Ввиду важности обсуждаемого вопроса автор поставил перед собой цель в максимально сжатом виде изложить основные идеи применения теории перколяции и “эффективной среды” к явлениям переноса в неоднородных средах, а также сопоставить полученные экспериментальные результаты с выводами теории перколяции.

В данной работе приведены экспериментальные результаты, полученные при исследовании ВТСП на основе висмута и иттрия, а также двухфазных образцов системы Ag-Sb-Te. Учитывая то, что во всех исследованных образцах присутствуют в той или иной степени дополнительная фаза или фазы, экспериментальные результаты были интерпретированы в рамках теории перколяции и “эффективной среды”.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 представлена процентная зависимость второй фазы от нормированной проводимости для образцов системы Ag-Sb-Te. Как видно, в области 40% зависимость, построенная на соответствующих координатах, отличается от линейной и имеет степенной характер, что свидетельствует о приближении к порогу перколяции. На Рис.1в представлена температурная зависимость коэффициента Холла R . Как видно, $R(T)$ проходит через максимум в области 200К и имеет двойную инверсию знака при ~ 60 К и ~ 410 К при положительном значении коэффициента термоэдс. На Рис.2 и 3 представлены зависимости удельного сопротивления $\rho(T)$ в иттриевом и висмутовом ВТСП соответственно. Во всех исследованных сверхпроводящих образцах эта зависимость в области СП перехода стремится к нулю в достаточно широкой области ΔT . Это свидетельствует о том, что эти образцы являются многофазными, или, в крайнем случае, совместно с основной сверхпроводящей фазой большей части присутствуют другие фазы. Действительно, согласно [32] в иттриевой системе сосуществуют сверхпроводящая $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ фаза с несверхпроводящей

Y_2BaCuO_5 (зеленая фаза). А в висмутовой системе [33] одновременно 2101 ($T_c=20K$), 2212 ($T_c=85K$) и 2223 ($T_c=115K$). Как видно из Рис.3, температурные зависимости $\rho(T)$ для образцов висмутовой системы имеют различный характер. Нами специально были отобраны образцы с нерезкими СП переходами (т.е.неоднофазные) для применения теории перколяции и выяснения роли второй фазы на проводимость.

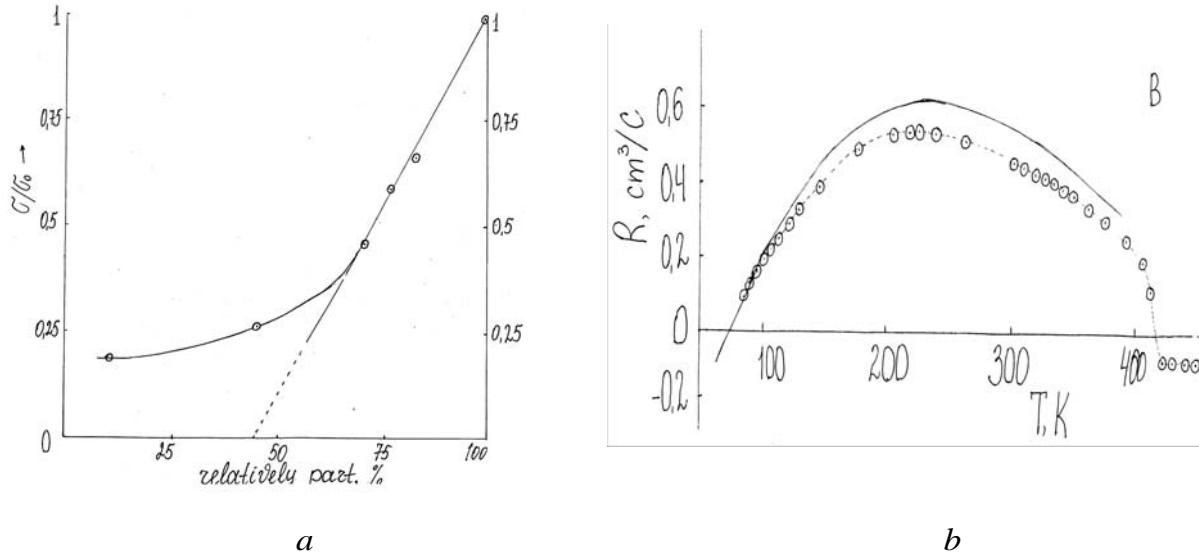


Рис.1

а - Зависимость проводимости от процентного содержания второй фазы для образцов системы Ag-Sb-Te, пересечение с осью процентов соответствует порогу перколяции; б - температурная зависимость коэффициента Холла для образца системы Ag-Sb-Te с 10-ти процентным содержанием второй фазы $p\text{-Ag}_2\text{Te}$, сплошная линия соответствует расчету согласно [1,7].

Как известно, анализ многофазных систем производится на основе теории перколяции и методов “эффективной среды”. Возникает вопрос о том, в каких случаях применяется то или иное приближение. В работе Киркпатрика [10] показано, что вдали от границы перколяции применяются методы “эффективной среды”. Экспериментально это делается следующим образом: строится кривая зависимости нормированной к единице проводимости от процентного содержания дополнительной фазы. Линейная часть зависимости соответствует области применения методов эффективной среды. При этом в силу приближения к порогу протекания эта зависимость отклоняется от линейного характера и принимает степенной характер с пересечением оси процентов, что соответствует критическому значению. Учитывая тот факт, что во многих исследованиях приходится работать в области далеко от порога перколяции или же в области так называемой “эффективной среды”, необходимо четко выделить те или иные подходы к анализу экспериментальных данных.

Следует отметить, что обобщенная проводимость гетерогенной системы чувствительна к геометрической структуре: достаточно указать на случай последовательного и параллельного соединения слоев, где даже не изменение структуры, а лишь изменение ориентации системы может радикально изменить ее количественную характеристику. В то же время, эта зависимость свойства системы от геометрии растет с увеличением расхождения проводимостей фаз [2,3,10,12].

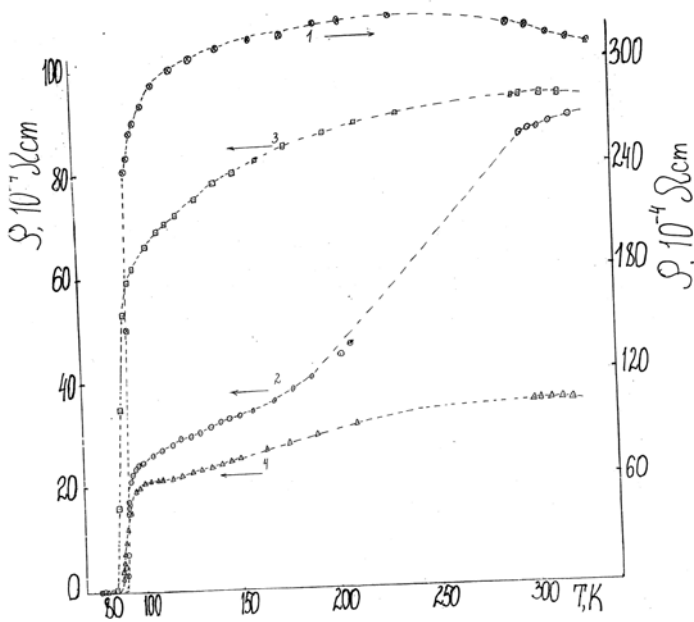


Рис.2.

Температурные зависимости удельного сопротивления сверхпроводящих образцов иттриевой системы: 1- $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, 2- $Y_{0.8}Tm_{0.2}Ba_2Cu_3O_{7-x}$, 3- $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, 4- $Y_{0.9}Nd_{0.1}Ba_2Cu_3O_{7-x}$.

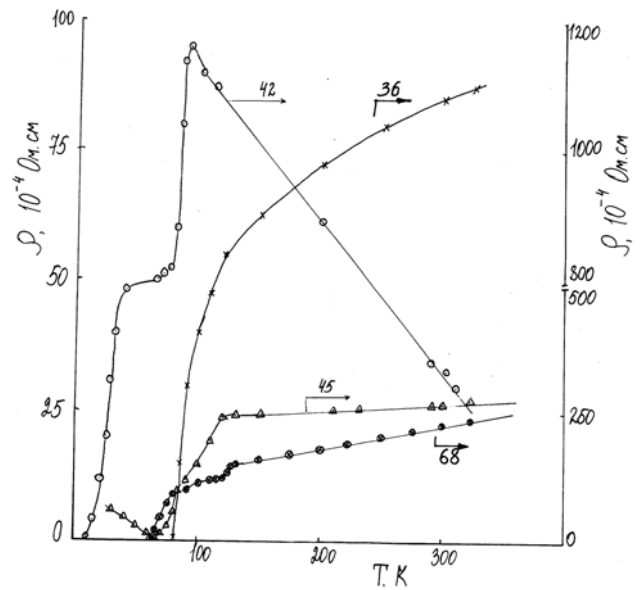


Рис.3.

Температурные зависимости удельного сопротивления сверхпроводящих образцов висмутовой системы: 36- $BiSrCaCu_2O_x$, 42- $Bi_{1.9}Pb_{0.1}Sr_2Ca_2Cu_4O_x$, 45- $Bi_{1.9}Pb_{0.1}Sr_2Ca_2Cu_6O_x$, 68- $BiSrCaCu_2O_x$.

Гетерогенные системы можно подразделить на следующие два основных типа:

а). Матричные системы. В таких системах одна фаза образует связную матрицу при любой объемной концентрации этой фазы больше нуля, внутри которой распределены не связанные между собой частички других фаз. В таких системах фазы геометрически неравноправны. Это приводит к тому, что в аналитическом выражении обобщенной проводимости системы перестановка фазовых индексов матричной фазы и дополнительной фазы ведет, вообще говоря, к существенному изменению расчетной величины обобщенной проводимости;

б). Статические смеси. В таких системах частицы распределены хаотически, не образуя никаких регулярных структур. Внутри таких систем фазы геометрически равноправны, и перестановка фазовых индексов не приводит к изменению обобщенной проводимости системы. Несмотря на то, что рассматриваемый вопрос привлекает внимание исследователей довольно давно [2,7,8,9,18], до сих пор нет единого метода решения задач подобного рода. Имеющиеся в литературе формулы вычисления эффективной проводимости среды к настоящему времени можно отнести к двум типам. Формулы первого типа [2,9,10,11] получаются из определенных модельных представлений (схемы параллельного, последовательного и смешанного соединений, эллипсоидальные включения в однородную среду и т.д.). Преимуществом формул такого типа является то, что они часто оказываются неплохим приближением даже при достаточно больших флуктуациях (больших неоднородностях) в системе. Большие математические вычисления при наличии нескольких компонент в системе, зависимость от формы включений, трудность обобщения на случай, когда в системе параметры меняются непрерывно, сильно ограничивают

область применимости “модельных” формул. В формулах второго типа [3,4,5,6,7,18,19] представлена поправка к среднему значению обобщенной проводимости, при этом локальные отклонения от среднего значения считаются малыми, поэтому формулы подобного типа иногда называют малофлуктуационными. При их выводе локальные отклонения от средних значений считаются малыми, и используется теория возмущений. Ограничиваясь поправками квадратичными по флуктуациям, можно получить формулы более общего характера, не содержащие величин, характеризующих геометрию включений.

При исследовании эффекта Холла, термоэдс [34] и теплопроводности [35] образцов системы Ag-Sb-Te обнаружен ряд аномалий: двойная инверсия знака коэффициента Холла (R) при положительном знаке коэффициента термоэдс, прохождение R через максимум в области 200К и т.д. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов были использованы соотношения матричных двухфазных систем [1,7]. В работе [1] рассматриваются матричные двухфазные системы с невытянутыми включениями. Анализируется несколько вариантов включений. Одним из вариантов является система с ориентированными кубическими включениями, размещенными в узлах простой кубической решетки. Подразумевается, что включения имеют форму правильных кубов, причем центры кубов образуют простую кубическую решетку, а ребра кубов - параллельны. В зависимости от концентрации включений рассматривались два случая: случай малых концентраций и случай больших концентраций. На основе модельных вычислений получена формула во всей области концентраций от $X=0$ до $X=1$ для обобщенной проводимости

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{X_1}{\frac{1 - X_1}{3} + \frac{\sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0}} \right), \quad (1)$$

где σ_1 и X_1 - проводимость и объемные доли дополнительной фазы.

В практике обычно встречаются изотропные матричные структуры, но менее правильно построенные. Отметим, что расчетная схема при выводе формулы (1) практически совпадает со схемой вычисления для матричных структур с приблизительно равноудаленными включениями при небольшой их концентрации. Расчетная формула для эффективной проводимости в этом случае тоже имеет вид (1).

Известно, что все ВТСП являются квазидвумерными и для применения к ним теории эффективной среды необходимо использовать приближения для плоскостей. В работе [2] рассматривается и плоская задача, т.е. когда в матричной системе включения представляют собой длинные параллельные призмы или цилиндры. К таким структурам можно отнести гранулированные сверхпроводники [20], полупроводниковые эвтектики с иглообразными включениями [21,22] и т.д. При относительно большой длине стержней третью координату можно исключить из рассмотрения. Для эффективной проводимости во всем диапазоне включений от $X_1=0$ до $X_1=1$ можно написать

$$\sigma^{(1,2)} = \sigma_0 \left(1 + \frac{X_1}{\frac{1 - X_1}{2} + \frac{\sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0}} \right). \quad (2)$$

Как известно, в двухфазных системах типа Ag-Sb-Te, где основной матричной фазой является $Ag_{19}Sb_{29}Te_{52}$, а вторая фаза $p-Ag_2Te$, в крайних случаях мы имеем дело с малыми объемными процентами второй фазы. Для вычисления “эффективной проводимости” в этих областях необходимо применить

соотношения с малыми концентрациями второй фазы или теорию возмущений. Эффективная проводимость изотропных систем с малой концентрацией ($c \ll 1$) включений в квадратичном по c приближении анализируется в работе [5]. Показано, что переход от линейного к квадратичному по c приближению связан не только с количественными уточнениями результатов. Учет “взаимодействия” включений приводит в квадратичном приближении к ряду качественных эффектов, отсутствующих в линейном приближении. Предполагая среду трехмерной, состоящей из изотропной матрицы с проводимостью σ_1 и одинаковых включений с проводимостью σ_2 , для эффективной проводимости в квадратичном приближении по c получена формула

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_1 \left\{ 1 - c \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1} - \frac{1}{3} c^2 \left(1 - c \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 \right) \right\}. \quad (3)$$

Следует отметить, что выражение (3) является развернутой формой записи формулы для электропроводности слабо неоднородных сред [23]

$$\sigma_{\text{эф}} = \langle \sigma \rangle \left\{ 1 - \frac{1}{D} \frac{\langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^2 \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} \right\}, \quad (4)$$

где D – размерность пространства. Видно, что при $D=3$ выражение (3) получается из (4). В случае двухкомпонентной системы с учетом $p=1-c$ (концентрация первой компоненты), величины $\langle \sigma \rangle$ и $\langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^2 \rangle$ имеют соответственно вид

$$\langle \sigma \rangle = p\sigma_1 + (1-p)\sigma_2, \quad \langle (\sigma - \langle \sigma \rangle)^2 \rangle = p(1-p)(\sigma_1 - \sigma_2)^2. \quad (5)$$

Эффективная проводимость для двухмерной системы в квадратичном по концентрации приближении с жесткими включениями круговой формы имеет вид

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_1 \left\{ 1 - 2c\delta_0 + 2c^2\delta_0^2 [1 - \delta_0 F(\delta_0)] \right\}; \quad \delta_0 = \frac{1-h}{1+h}; \quad h = \sigma_2/\sigma_1. \quad (6)$$

Если предполагать, что включения диэлектрические, то можно принимать $\sigma_2=0$, а в случае сверхпроводящих включений $\sigma_2 \rightarrow \infty$, то согласно выражению (6) можно написать:

$$\sigma_{\text{эф}}^{(d)} = \sigma_1 f_d, \quad f_d = 1 - 2c + 2c^2 [1 - F(1)] \quad (7)$$

и

$$\sigma_{\text{эф}}^{(s)} = \sigma_1 f_s, \quad f_s = 1 + 2c + 2c^2 [1 + F(1)], \quad (8)$$

соответственно. Следует отметить, что функция $F(\delta)$ является монотонно возрастающей и $F(0)=1/3 \approx 0,33$, $F(1) \approx 0,37$.

Согласно экспериментальным данным вычислено критическое значение порога перколяции ($p_c=0,4$), что хорошо согласуется с теоретическими данными [8,10]. Для этой области применена теория эффективной среды, в рамках которой вычислены коэффициент Холла, термоэдс [34] согласно (1) и теплопроводность [35] согласно (3) и получено удовлетворительное согласие эксперимента с теорией (Рис.1в).

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА

Сложная структура ВТСП, когда длина корреляции объемного СП металла одного порядка с размерами зерна ($\xi > \ell$), приводит к ситуации, при которой макроскопические транспортные свойства системы определяются организацией контактов между зёрнами. Наложение внешнего магнитного поля или тока приводит к физической картине, которую можно описать в рамках модели так называемой джозефсоновской среды. Согласно этой модели ВТСП представляет собой совокупность СП зёрен, соединенных слабыми (джозефсоновскими) связями [36].

В работе [37] в рамках подходов теории протекания исследовано влияние случайных значений слабой джозефсоновской связи на гранулированный сверхпроводник. Не учет кулоновских эффектов ограничивает применимость результатов этой работы в случае больших гранул. Влияние беспорядка на характеристики сверхпроводника с учетом зарядовых эффектов также рассмотрено в [37]. Изменение самого фазового перехода вследствие флуктуаций кулоновского взаимодействия, а также роль статистических флуктуаций джозефсоновского взаимодействия рассматривается в работе [38].

Важнейшей характеристикой перколяционной системы является значение порога перколяции p_c . В рамках теории эффективного поля для трехмерной системы сферических частиц металла и диэлектрика $p_c=0,33$ [8]. Результаты численных расчетов p_c для задачи узлов на простой кубической решетке дает значение $p_c=0,32$. В напыленных гранулированных системах p_c лежит в интервале $0,5 \div 0,6$ [10,20,24]. Отметим, что значение p_c может зависеть от многих факторов таких как, форма частиц, толщина образца, характер ближнего и дальнего порядка и т.д. Существует условие Шера-Заллена [39], согласно которому в перколяционных задачах величина произведения Zp_c остается постоянной при любой компоновке частиц (Z - эффективное координационное число или же число хороших электрических контактов между ближайшими соседями). Как видно, при наличии больших частиц Z уменьшается, а следовательно p_c должно зависеть не только от размеров различных частиц, но и от относительного числа больших частиц n^{-1} . Согласно [20] наличие гранул различных размеров приводит к увеличению значения p_c как в двумерном, так и в трехмерном случае. При этом полагается, что притяжение между гранулами приводит к формированию больших кластеров различной формы, что и приводит к увеличению значения p_c [40]. Притяжение между гранулами в свою очередь может быть связано как с кулоновскими силами, так и с магнитным взаимодействием. Действительно, при малых размерах гранул в композитах они могут притягиваться друг другу за счет сил кулоновского характера благодаря наличию заряда. А в магнитных системах однодоменные частицы стремятся образовать достаточно крупные агрегаты или цепочки с замыканием магнитного потока. В результате, в гранулированных сплавах образуются наряду с мелкими и достаточно крупные кластеры, что и приводит к повышению значения p_c . Следует отметить, что размеры больших частиц (L) значительно меньше размеров исследуемой области (решетки), так что влияние граничных условий не должно быть существенным. Таким образом, наблюдаемые высокие значения p_c в гранулированных сплавах могут быть связаны с наличием в данных системах достаточно крупных кластеров сферической и несферической формы.

Как видно из Рис.3, температурные зависимости $\rho(T)$ для образцов висмутовой системы имеют различный характер. Нами специально были отобраны образцы с не резкими СП переходами, т.е.неоднофазные. Температурная зависимость $\rho(T)$ образца 36 отклоняется от линейной гораздо выше в области 250К. Это свидетельствует о том, что в составе образца содержится высокотемпературная СП фаза 2223 совместно с относительно низкотемпературной 2212, т.к. полный сверхпроводящий переход происходит при ~ 85 К. Содержание фазы 2223 при этом явно недостаточно, чтобы создать бесконечный кластер, т.е. не происходит переключения всех СП областей в токовом шнуре. С уменьшением температуры увеличивается количество заимствованных в проводимость СП областей уже с СП 2212 фазой и, начиная с 85К, происходит СП переход. На $\rho(T)$ образца 42 имеется два ФП при температуре около 85К и при низких температурах. Это связано с тем, что образец 42 содержит уже и 2212 и

2101 фазы. В области 85К происходит образование токового шнура за счет образования кластера большого размера, но недостаточного для полного СП перехода. Далее происходит проводимость по областям двух этих фаз, т.е. имеет место гетерогенная эффективная среда с дальнейшим СП переходом при ~20К. Относительная доля высокотемпературной СП фазы 2223 в образце 68 больше, что и сказывается на зависимости $\rho(T)$. Действительно, обнаруживается резкое уменьшение $\rho(T)$ при ~120К, что явно недостаточного для перехода образца полностью в СП состояние. Относительно малая доля фазы 2223 явно недостаточна в этом случае для полного СП перехода. В области 86÷120К сосуществуют кластеры двух этих фаз, с дальнейшим СП переходом ниже 85К с образованием одного кластера и переходом полностью в СП состояние. Интерес представляет $\rho(T)$ образца 45, имеющего переход при ~60К. Интересно было то, что при дальнейшем уменьшении температуры вновь возникало резистивное состояние, и $\rho(T)$ имело полупроводниковый ход. Это объясняется с тем, что в составе имеется полупроводниковая фаза одновременно с фазой 2212. Однако, процентное содержание фазы 2212 недостаточно для перевода системы полностью в СП состояние. Далее с уменьшением температуры полупроводниковая фаза играет основную роль в появлении сопротивления.

Действительно, в малых объемах могут появляться нелинейные эффекты, связанные с возникновением электрических неоднородностей. При этом образуется токовый шнур, появления которого приводит к изменению электрофизических характеристик образца.

Для ВТСП неоднородное распределение поля измерено в [41]. Показано, что в центре образца экранирующий ток меньше критического, тогда как на краях больше. Начало образования токового шнура можно представить в модели перколяционного перехода [24]. Под действием протекающего в объеме тока возникает сетка каналов протекания, при дальнейшем увеличении тока часть проводящих участков может разрушиться. Начало процесса разрушения приводит к подавлению СП перехода, что приводит к уменьшению критической температуры СП перехода (T_c). С увеличением поля, система приближается к порогу протекания, т.к. сетка каналов протекания становится все более разряженной. И при приближении к порогу протекания (критической концентрации проводящих каналов) протекательная сетка полностью разрывается. СП состояние разрушается только при критических полях, связанных с приближением к порогу протекания. Повышение T_c скорее всего обусловлено наличием СП каналов с более высокой T_c в протекательной сетке.

Одним из основных параметров СП является критическая плотность тока, которая в объемных ВТСП сравнительно низка, хотя в тонкопленочных образцах, изготовленных различными методами, она достигает очень больших значений [42]. Так как внутри зерен протекают токи достаточно высокой плотности, то низкие плотности критического тока в спеченных материалах объясняются слабыми связями между зернами. Наличие слабых связей в керамических образцах обусловлено в основном межгранульными границами. В монокристаллах они обычно связываются с двойниками тетрагональной – орторомбической фаз, возникающих при структурно фазовом переходе при 650-800°С [43]. Очевидно, что характер слабых связей в монокристаллах YBaCuO обусловлен в большой степени технологией роста и характером дефектов структуры монокристаллов. В работе [44] получен количественное выражение плотности критического тока в объеме J_c через плотности локального критического тока J_c . Эта проблема связана с проблемой перколяции, и явления переноса в перколяционной системе могут рассматриваться с использованием теории эффективной среды. Для решения

данной задачи авторы упростили структуру дефектов в образце. Рассмотрены образцы, в которых содержатся параллельные несверхпроводящие слои, расположенные в плоскости ab , и границы зерен сравнительно низкой плотности. В таком случае локальный ток плотности может протекать вдоль оси c по узким каналам между несверхпроводящими слоями. Предполагая, что образец моделируется кубической матрицей элементов, т.е. каждый элемент состоит из одного зерна, имеющего размеры g в плоскости слоя, а среднее расстояние между несверхпроводящими слоями – d . Каждое такое зерно имеет шесть связей с ближайшими соседями. Согласно теории эффективной среды Киркпатрика [10], средняя проводимость σ_m смеси из частиц двух типов, когда доли частиц с проводимостью σ_1 и σ_2 равны p и $1-p$, соответственно, рассчитывается по формуле

$$\sigma_m = \left\{ \left(\frac{zp}{2} - 1 \right) \sigma_1 + \left[\frac{z}{2} (1 - p) - 1 \right] \sigma_2 \right\} / (z - 2) + \left[\left\{ \left(\frac{zp}{2} - 1 \right) \sigma_1 + \left[\frac{z}{2} (1 - p) - 1 \right] \sigma_2 \right\}^2 + 2(z - 2) \sigma_1 \sigma_2 \right]^{1/2} / (z - 2), \quad (9)$$

где z - число связей в каждом узле схемы. В рассматриваемом случае трехмерной связи $z=6$.

В случае иттриевой системы Y-Ba-Cu-O (123) появление “зеленой” фазы (диэлектрик) в достаточном количестве выше порога перколяции приводит к тому, что в системе бесконечный кластер не образуется, и в силу этого образец в СП состоянии не переходит. Отсутствие СП фаз различного состава и с различными T_c приводит к тому, что переход в СП состояние образцов системы 123 имеют более узкий переход с $\Delta T=5K$ (Рис.2). Если считать, что СП система монофазна, то и в этом случае можно применять методы эффективной среды и перколяции. Действительно, по мере приближения к температуре перехода T_c сверхпроводящие и нормальные области как бы составляют матрицу и кластеры.

Таким образом, возможно применение теории перколяции к двум направлениям исследований сверхпроводников:

- 1). Транспорт в поликристаллических сверхпроводниках характеризуется связями (или нарушением таковых) между соседними зёрнами, что можно описать перколяционным процессом [20,22,27].
- 2). Движение Абрикосовских вихрей через сверхпроводник также может быть рассмотрено в качестве перколяционного процесса [26,28,29]. На теоретическом уровне методы перколяции имеют дело с линейными элементами электрических цепей, и вблизи порога перколяции основываются на степенных законах [45]. Кроме того, рассмотрен случай сетки резисторных элементов с произвольной нелинейностью при произвольном удалении из цепи нескольких элементов [46]. Проблема электрической системы "металл - изолятор", родственная проблеме "сверхпроводник - металл", исследована вдали от порога перколяции в [47].

Автору приятно выразить благодарность проф. С.А.Алиеву за поддержку, внимание к работе и полезные обсуждения, а также В.М.Алиеву за предоставление сверхпроводящих образцов и ценные замечания.

1. В.И.Одолевский, *ЖТФ*, **XXI** (1951) 678.
2. В.И.Одолевский, *ЖТФ*, **XXI** (1951) 1379.
3. В.А.Кудинов, Б.Я.Мойжес, *ЖТФ*, **XLII** (1972) 591.
4. С.П.Лукиянец, А.А.Снарский, *ЖЭТФ*, **94** (1988) 301.
5. Б.Я.Балагуров, *ЖЭТФ*, **89** (1985) 1797.
6. В.А.Кудинов, Б.Я.Мойжес, *ЖТФ*, **49** (1979) 1595.

7. С.Herring, *J.Appl. Phys.*, **31** (1960) 1939.
8. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *УФН*, **117** (1975) 401.
9. А.М.Дыхне, *ЖЭТФ*, **59** (1970) 110.
10. S.Kirkpatrick, *Rew.Mod.Phys*, **45** (1973) 574.
11. Б.Я.Балагуров, *ФТП*, **16** (1982) 259.
12. Б.Я.Балагуров, *ЖЭТФ*, **120** (2001) 668.
13. J.P.Clerk, G.Giraund, A.Laugier, *Adv.Phys.*, **3** (1990) 191.
14. Р.О.Зайцев, Ю.В.Михайлов, *ЖЭТФ*, **119** (2001) 1250.
15. А.Е.Каркин, Б.И.Гощицкий, *ФММ*, **92** (2001) 26.
16. И.И.Акимов, А.К.Шиков и др., *ФММ*, **91** (2001) 53.
17. А.Г.Фокин, *УФН*, **166** (1996) 1069.
18. Z.Hashin, S.Shtrikman, *Phys.Rew*, **130** (1963) 129.
19. I.M.Khalatnikov, А.Уу.Каменшчик, *ЖЭТФ*, **118** (2000) 1456.
20. А.В.Ханикаев, А.В.Гранольвский, Ж.П.Клерк, *ФТТ*, **44** (2002) 1537.
21. М.И.Алиев, Д.Г.Араслы, З.А.Джафаров, Р.Н.Рагимов, Р.М.Джаббаров, И.Х.Мамедов, А.А.Халилова, *препринт ИФАН, Баку, №380* (1991) 27.
22. M.I.Aliev, A.A.Khalilova, D.N.Arasly, R.N.Rahimov, M.Tanoglu and L.Ozyuzer, *J.Phys.D:Appl.Phys*, **36** (2003) 2627.
23. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред, М.Наука*, (1982).
24. А.Б.Приходко, Н.М.Шибанова, *ФТТ*, **44** (2002) 1940.
25. В.И.Сугаков, О.Н.Щевцова, *ФНТ*, **27** (2001) 121.
26. К.В.Мицен, О.М.Иваненко, *ЖЭТФ*, **118** (2000) 666.
27. Е.З.Мейлихов, Р.М.Фарзетдинова, *СФХТ*, **5** (1992) 1597.
28. А.К.Асадов, Н.А.Дорошенко, Ю.Е.Кузовлев, *СФХТ*, **5** (1992) 434.
29. Э.А.Пащицкий, В.И.Вакарюк, *ФНТ*, **28** (2002) 16.
30. M.F.Laguna, D.Domingues, C.A.Balseiro, *Phys.Rew.(B)*, **62** (2000) 6692.
31. Я.Г.Пономарев, Е.Г.Максимов, *письма в ЖЭТФ*, **76** (2002) 455.
32. И.Н.Дубовина, Р.Г.Захаров, Е.Г.Костицын, А.В.Антонов, В.Ф.Балакирев, Н.А.Ватолин, *СХФТ*, **3** (1990) 1251.
33. H.Maeda, Y.Tanaka, M.Fukutami, T.Asano, *Japan J. Appl.Phys.*, **27** (1989) L209.
34. С.А.Алиев, С.С.Рагимов, *Неорг.Матер.*, **28** (1992) 329.
35. S.A.Aliev, S.S.Ragimov, A.Movsumzadeh, E.I.Zulfigarov, *Turkish J.Phys.*, **23** (1999) 977.
36. А.Н.Копчиков, *СФХТ*, **3** (1990) 47.
37. Л.Б.Иоффе, А.И.Ларкин, *ЖЭТФ*, **81** (1981) 707.
38. М.В.Медведев, *СФХТ*, **3** (1990) 1565.
39. H.Sher, R.Zallen, *J.Chem.Phys.*, **53** (1979) 3759.
40. I.Sajeev, T.C.Lubensky, *Phys.Rev.B*, **34** (1985) 4815.
41. E.Zeldov, *Phys.Rev.Lett.*, **73** (1994) 1428.
42. S.Tanaka, H.Itozaki, *Jap.J.Appl.Phys.*, **27** (1988) L622.
43. А.Оно, Y.Ishizava, *Jap.J.Appl.Phys.*, **26** (1987), L1043.
44. Т.Мацушита, Б.Ни, К.Ямафуджи, М.Мураками, М.Морита, К.Миямото, К.Савано, С.Мацуда, *СФХТ*, **3** (1990) 872.
45. G.Deutscher, O.Entin-Wohlmann, S.Fishman, Y.Shapira, *Phys.Rev.B*, **21** (1980) 5041.
46. J.Straley, S.Kenkel, *Phys.Rev.B*, **39** (1984) 6299.
47. L.de Arcangelis, H.J.Herrmann, *Phys.Rev.B*, **39** (1989) 2678.

ƏLAVƏ FAZALARIN MÜHİTİN KEÇİRİJİLİYİNƏ TƏSİRİ

S.S.RƏHİMOV

Məqalə qeyri bircins mühütlərdə ümumiləşdirilmiş keçiriciliyin tədqiqinə həsr olunmuşdur. Effektiv mühit və axma sərhəddi metodları analiz edilmişdir. Bu metodlar ikifazlı Ag-Sb-Te və həmçinin ifratkeçirici Y-Ba-Cu-O, Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemlərinin nümunələrinə tətbiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, Y-Ba-Cu-O və Bi-Sr-Ca-Cu-O sistemlərinə qeyri bircinslik ifratkeçirici hala keçidi ümumiyyətlə $p_c=0,4$ ətrafında olması tapılmışdır.

THE INFLUENCE OF ADDITIONAL PHASES ON THE CONDUCTIVITY OF MEDIUM

S.S.RAGIMOV

This work was devoted to study of generalized conductivity of inhomogeneous mediums. The methods of effective medium and percolation theory were analyzed. These methods were applied to two-phases samples of a system Ag-Sb-Te and also superconducting samples of Y-Ba-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O systems. It was shown that availability of heterogeneities in systems Y-Ba-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O resulted in diffuse phase transition in a superconducting state. It was found that the percolation critical index of a system Ag-Sb-Te was in range $p_c=0,4$.

Редактор: М.Алиев