Российская академия наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева

ТРЕТЬЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ»

ФПС’08

13-17 Октября 2008 года
г. Звенигород

СБОРНИК ТРУДОВ

Москва ФИАН 2008

Организаторы конференции:

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Научный совет по физике конденсированного состояния РАН
Научный совет по физике низких температур РАН

Организационный комитет:

В.М. Пудалов (ФИАН) – председатель
К.В. Мицен (ФИАН) – зам. председателя
В.И. Цебро (ФИАН) – зам. председателя
К.В. Крайская (ФИАН) – секретарь
А.В. Варлашкин (ФИАН)
Т.Ю. Давидовская (Физматлит)
Е.Н. Демидова (ФИАН)
А.С. Дормидонтов (ФИАН)
Л.Н. Жерихина (ФИАН)
В.А. Заяц (РАН)
О.М. Иваненко (ФИАН)
В.В. Качак (ФАНИ)
В.П. Коваленко (ФИАН)
Т.С. Огонькова (ФИАН)
К.С. Перваков (ФИАН)
Г.В. Рыбальченко (ФИАН)
А.Ю. Цветков (ФИАН)
А.М. Цховребов (ФИАН)
Н.П. Шабанова (ФИАН)
Д.М. Шумаков (ФИАН)

Программный комитет:

Ю.В. Копаев, академик (ФИАН) – председатель
А.И. Головашкин (ФИАН) – зам. председателя
О.М. Иваненко (ФИАН) – секретарь
В.Л. Аксенов (ОИЯИ, Дубна)
А.Ф. Андреев, академик (ИФП РАН)
Е.В. Антипов (химфак МГУ)
Д.Н. Басов (UCSB, USA)
В.И. Белявский (ФИАН)
В.Ф. Елесин (МИФИ)
М.Ю. Каган (ИФП РАН)
Е.Г. Максимов, член-корр. РАН (ФИАН)
И.И. Мазин (NRL, USA)
А.С. Мельников (Институт физики микроструктур РАН)
Е.Г. Николаев (ИФП РАН)
В.М. Пудалов (ФИАН)
А.Л. Рахманов (Институт теоретической и прикладной электродинамики ИВТ РАН)
М.В. Садовский, академик (Институт электрофизики УрО РАН)
М.Р. Трунин (ИФТТ РАН)
Л.М. Фишер (ВЭИ)

Финансовая поддержка:

Президиум и ОФН РАН
Российский фонд фундаментальных исследований
Министерство образования и науки РФ
Правительство Московской области
Компания «СервисЛаб»
Компания «Криосистемы»

© ФИАН

Russian Academy of Sciences
P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS

THE 3rd INTERNATIONAL CONFERENCE «FUNDAMENTAL PROBLEMS OF HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY»

FPS'08

October 13-17, 2008
Zvenigorod

PROCEEDINGS

Moscow LPI 2008

Organizers:

P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS
Scientific Council on the Condensed Matter Physics, RAS
Scientific Council on the Low-temperature Physics, RAS

Organizing Committee:

V.M. Pudalov (LPI) – chairman
K.V. Mitzen (LPI) – deputy chairman
V.I. Tzebro (LPI) – deputy chairman
K.V. Krayskaya (LPI) – secretary
A.V. Varlashkin (LPI)
T.Yu.Davidovskaya (Phys-math.lit. Publish.)
E.N. Demidova (LPI)
A.S. Dormidontov (LPI)
L.N. Zherikhina (LPI)
V.A. Zayatz (RAS)
O.M. Ivanenko (LPI)
V.V. Kachak (FASI)
V.P. Kovalenko (LPI)
T.S. Ogon'kova (LPI)
K.S. Pervakov (LPI)
G.V. Rybalchenko (LPI)
A.Yu. Tsvetkov (LPI)
A.M. Tzhovrebov (LPI)
N.P. Shabanova (LPI)
D.M. Shumakov (LPI)

Program Committee:

Yu.V. Kopaev, (LPI) – chairman
A.I. Golovashkin (LPI) - deputy chairman
O.M. Ivanenko (LPI) - secretary
V.L. Aksenov (JINR, Dubna)
A.F. Andreev, (P.L. Kapitza Institute for Physical Problems)
E.V. Antipov (MSU)
D.N. Basov (UCSB, USA)
V.I. Belyavskiy (LPI)
V.I. Elesin (Moscow Engineering Physics Institute)
M.Yu. Kagan (P.L. Kapitza Institute for Physical Problems)
E.G. Maksimov (LPI)
I.I. Mazin (NRL, USA)
A.S. Melnikov (Institute for Physics of Microstructures, N.Novgorod)
E.G. Nikolaev (P.L. Kapitza Institute for Physical Problems)
V.M. Pudalov (LPI)
A.L. Rakhmanov (Institute of Theoretical and Applied Electromagnetics, RAS)
M.V. Sadovskii (Institute of Electrophysics, RAS, Ekaterinburg)
M.R. Trunin (ISSP RAS, Chernogolovka)
L.M. Fisher (All-Russian Electrotechnical Institute)

Sponsoring Institutions:

Russian Academy of Sciences
Russian Foundation for Basic Research
Ministry of Education and Science, RF
Government of the Moscow Region
«ServiceLab» Company
«Cryosystems» Company

© P.N. Lebedev Physical Institute of the RAS
Russian Academy of Sciences

ПРЕДИСЛОВИЕ

Проведение Физическим институтом им. П.Н. Лебедева РАН Международных конференций «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» (ФПС) становится традицией как по тематике, так и по месту проведения. Тематика ВТСП остаётся весьма актуальной – пусть и не так часто, но с завидной регулярностью появляются новые типы ВТСП (медь-кислородные ВТСП (1986), диборид магния (2001), оксипниктиды и безкислородные FeAs-соединения (2008)), обсуждаются различные теоретические модели, механизмы ВТСП, но общепризнанного подхода к решению проблемы ВТСП пока нет.

Так уж случилось, что все наши конференции ФПС связывались с памятными датами. Так, первая конференция ФПС'04 была инициирована и посвящалась присуждению Нобелевской премии по физике 2003 года академику Виталию Лазаревичу Гизбургу – страстному пропагандисту самых активных исследований в области ВТСП, вклад которого в развитие теории сверхпроводимости трудно переоценить. Как известно, Нобелевская премия была вручена ВЛ «за пионерский вклад в теорию сверхтекучести и сверхпроводимости». Предыдущая конференция ФПС'06 была связана с 90-летним юбилеем Виталия Лазаревича и проводилась в те октябрьские дни, когда вся научная общественность отмечала этот юбилей. Нынешнюю 3-ю конференция ФПС'08 по решению Программного и Организационного комитетов решено посвятить 50-летию появления знаменитой теории БКШ, которое отмечалось в 2007 – 2008 гг. во многих научных центрах мира.

На одном из таких юбилейных симпозиумов в Университете Брауна (Brawn University, Providence, Rhode Island) в апреле 2007 года теория БКШ была обозначена как «the most beautiful and influential theory of the 20th century – even more so than Einstein's famous theory of relativity». Присутствовавший на этом симпозиуме корреспондент ежедневной университетской газеты позднее писал: «Never say never – or for that matter, «insoluble». That's the philosophy of Professor of Physics Leon Cooper, whose theory of superconductivity – once thought to be an insoluble, or impossible to solve, phenomenon – revolutionized the world of physics and earned him the Nobel Prize in Physics in 1972».

Сам Леон Купер уже на другой юбилейной конференции, посвящённой 50-летию теории БКШ и проведённой в Бэкмановском институте (The Beckman Institute for Advanced Science and Technology at the University of Illinois) в октябре 2007 года, вспоминая работу над теорией сказал свою примечательную фразу: «It's like we started out to build a car and along the way invented the wheel».

Что можно сказать о теории БКШ в приложении к тем проблемам, которые обсуждались и будут обсуждаться на наших (и не только) конференциях ФПС?

Отправной точкой в теории БКШ было решение Купера задачи двух частиц на фоне заполненной сферы Ферми. Роль притягательного взаимодействия исполняли фононы с $\delta(r)$-образным потенциалом. Кулоновское взаимодействие в исходной теории БКШ полностью игнорировалось. Сверхпроводящий параметр порядка Δ (щель) оказывался независящим ни от импульса, ни от энергии (частоты). Частотная зависимость – учет запаздывания электрон-фононного взаимодействия, как известно, реализован в теории Элиашберга.

Учет кулоновского взаимодействия выполнен в работе Боголюбова-Толмачева-Ширкова, в которой показано, что в формулы БКШ входит ослабленный толмаческим логарифмом $\ln(E_F/\hbar\omega_D)$ кулоновский потенциал (E_F – энергия Ферми, $\hbar\omega_D$ – энергия фононов). При этом параметр Δ зависит от импульса: является константой одного знака в слое $\hbar\omega_D$ около сферы Ферми и другой константой противоположного знака в другой области. В купратных сверхпроводниках основная идея БКШ об образовании пар частиц остается незыблемой. Существенно возрастает роль кулоновского взаимодействия, которое в отсутствии легирования делает эти вещества диэлектриками. Легирование приводит к существенному изменению диэлектрического состояния и к сверхпроводимости. В простейшем варианте теории БКШ под частицами, образующими пары, понимались квазичастицы ферми-жидкости Ландау, перенормированными кулоновским взаимодействием. При перестройке основного состояния за счет диэлектрических корреляций характер квазичастиц меняется существенно, но идея их спаривания остается. Даже в схеме разделения заряда и спина для сверхпроводимости необходима бозе-конденсация холонов (бозонов) и спаривание спинонов (фермионов).

Конечно, в определенной области температур и легирования фазовой диаграммы имеет место более сложный характер сверхпроводящего состояния, обусловленный интерференцией сверхпроводящих (частица-частица) и диэлектрических (частица-дырка) корреляций (образование четверок – двух частиц и двух дырок).

Из-за малой в меру легирования величины E_F толмачевский логарифм не работает, и кулоновское взаимодействие становится преобладающим. В интегральном по импульсу уравнении для $\Delta(\mathbf{k})$ решение возможно лишь при изменении знака $\Delta(\mathbf{k})$ и преобладающем рассеянии между областями с противоположными знаками. Такие возможности исследовались уже в первые годы после появления теории БКШ (разные знаки Δ в двух зонах, изменение знака $\Delta(\mathbf{k})$ при ненулевом моменте количества движения за счет фриделевских осцилляций кулоновского потенциала, возможности отрицательного значения диэлектрической проницаемости ряда кристаллических структур).

Уникальные кристаллические параметры слоев CuO_2 (обусловленные в частности их согласованием с параметрами противоположно заряженных соседних диэлектрических слоев (резервуаров)) приводят к специфическим особенностям электронного спектра $\varepsilon(\mathbf{p})$ (контура Ферми в виде квадрата с закругленными углами): нестинг $\varepsilon(\mathbf{p}) = -\varepsilon(\mathbf{p}+\mathbf{Q})$ и зеркальный нестинг $\varepsilon(\mathbf{K}/2+\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{K}/2-\mathbf{p})$ на значительной части контура Ферми для некоторых импульсов $\mathbf{Q}$ и $\mathbf{K}$.

Эти особенности в спектре $\varepsilon(\mathbf{p})$ приводят к более сильным особенностям (extended saddle point) как в сверхпроводящем, так и в различных диэлектрических каналах. Кроме сверхпроводящего спаривания с нулевым суммарным импульсом возникает сверхпроводящее спаривание с импульсом $\mathbf{K}$. Состоянию с $\mathbf{K} \neq 0$ соответствует осциллирующий с затуханием $U(\mathbf{r})$ потенциал с большой по сравнению с фриделевскими осцилляциями амплитудой. В задаче Купера в этом случае кроме связанного состояния пары с отрицательной энергией возникает состояние с положительной энергией, но в отличие от рассмотренного Купером $\delta(r)$ потенциала последнее состояние может обладать из-за осцилляций потенциала $U(\mathbf{r})$ малым затуханием.

Обобщение теории БКШ для этого случая приводит к тому, что некогерентное состояние сверхпроводящих пар существует в широкой области температур выше T_c (со-

стояние сильной псевдощели). В зависимости от величины затухания этого второго решения имеет место переход от схемы бозе-эйнштейновской конденсации (слабое затухание) к стандартной схеме БКШ (BEC – BCS).

При $T < T_c$ знакопеременный параметр $\Delta(\mathbf{k})$ имеет линии нулей, проходящие в широкой области по **k** вблизи контура Ферми с пересечением последнего, что обеспечивает большую амплитуду $\Delta(\mathbf{k})$ и высокое значение T_c. При этом изменение $\Delta(\mathbf{k})$ при повороте в импульсном пространстве на 90 градусов может соответствовать d-типу, т.е. кроме упомянутой выше линии нулей может существовать линия нулей по диагонали зоны Бриллюэна. В случае, когда последняя линия нулей является единственной (что обычно и предполагается при магнонном механизме), большую величину T_c ожидать трудно. В обобщенной Боголюбовым, Толмачевым, Ширковым модели БКШ линии нулей $\Delta(\mathbf{k})$ проходят от контура Ферми на пропорциональном $\hbar\omega_D$ расстоянии, его не пересекая. Это и определяет нижний предел толмачевского логарифма, и одно только кулоновское взаимодействие не приводит к сверхпроводимости. Отметим, что линии нулей $\Delta(\mathbf{k})$, кроме диагональной, в экспериментах по фотоэмиссии с угловым разрешением напрямую не проявляются.

С увеличением кулоновского взаимодействия требования к отмеченным особенностям электронного спектра ослабляются. Качественно же приведенные выше результаты сохраняются. Например, в наиболее последовательной схеме SU_2 разделения заряда и спина кроме бозонов (холонов) с нулевым импульсом с необходимостью возникают холоны с большим импульсом. Качественно подобные выводы следуют из многочисленных численных расчетов для конечных решеток.

Наблюдаемая в купратах разница в проводимости нормальной и сверхпроводящих фаз до высоких частот $\hbar\omega \approx 100\Delta$ (high energy problem) вместо до $\hbar\omega \approx (2 \div 4)\Delta$ для низкотемпературных сверхпроводников часто аргументируется неприменимостью теории БКШ для купратов. На самом деле эта проблема легко разрешается в рамках теории БКШ линейным по Δ сдвигом химпотенциала ($\delta\mu \propto \Delta$ вместо $\delta\mu \propto \Delta^2/E_F$ для стандартной электрон-фононной модели). Линейный сдвиг возникает из-за естественного несовпадения по величине областей с положительным и отрицательным знаками $\Delta(\mathbf{k})$.

Весьма необычный изотоп-эффект в купратах (слабый и даже иногда отрицательный для величины T_c и обычный для сверхпроводящей плотности) также не противоречит основной идее БКШ. Каждое из взаимодействий (кулоновское, фононное, магнонное) выполняют свои специфические функции:

1. спаривание на особых участках контура Ферми определяется преимущественно кулоновским взаимодействием и реализуется при $T = T_c$;
2. спаривание на неособых участках контура Ферми и связь противоположно расположенных особых участков реализуется фононами и существенно проявляется только при $T < T_c^{'} < T_c$; только при $T << T_c$ сверхпроводящая плотность определяется всеми носителями;
3. связь же между ориентированными на 90 градусов участками, определяющая d-тип симметрии $\Delta(\mathbf{k})$, определяется магнитными флуктуациями и прямым кулоновским взаимодействием.

Отметим, что наблюдаемая в купратах неоднородность сверхпроводящего состояния (страйпы или структура шахматной доски) напоминает неоднородное состояние Фулде–Феррелла–Ларкина–Овчинникова, описываемое в рамках модели БКШ для ферромагнитного металла или структур нормальный металл–ферромагнетик. В купратах суммарный импульс пар **K** (и обратный период неоднородности) определяется особенностями электронного спектра ε (**K**/2 + **p**) = ε (**K**/2 – **p**).

Ранее в рамках модели БКШ для повышения величины T_c были предложены гетероструктуры (сэндвичи), в которых взаимодействие электронов проводящей части обеспечивается переносчиком из непроводящей (диэлектрической) части. В купратах роль первой части играют слои CuO_2. Соседние же слои (резервуарные), кроме роли переносчика взаимодействия, являются при их легировании поставщиками носителей в слои CuO_2, исходно являющиеся диэлектриками. Это является аналогом модулированного легирования полупроводниковых гетероструктур.

Изолированные слои CuO_2 без резервуарных слоев существовать не могут. Последние как компенсируют заряд CuO_2-слоев, так и определяют их равновесные параметры. Это является аналогом полупроводниковых напряженных гетероструктур, когда кристаллические параметры одной структуры навязываются другой, для которой они являются сильно неравновесными. Подавление диэлектрических корреляций в слоях CuO_2 при легировании приводит, как известно, и к исчезновению сверхпроводимости. Дополнительная диэлектризация электронных состояний слоев CuO_2 за счет стабилизации их параметров слоями резервуаров существенно определяет оптимальную величину легирования и соответствующую величину T_c. Все эти факторы следует учитывать при конструировании оптимальных сверхпроводящих гетероструктур.

Таким образом, в рамках теории БКШ удалось объяснить громадный объем экспериментальных результатов, накопленных за полстолетия до ее появления, удалось направлять исследования в области фундаментальной и прикладной сверхпроводимости в последующие 50 лет, и теория БКШ остается путеводной звездой на пути к комнатно-температурной сверхпроводимости.

Председатель Программного комитета ФПС'08

академик Ю.В. Копаев

Содержание

Предисловие v

Insights in high-T_c superconductivity from the study of MBE-grown films and heterostructures
I. Božović, G. Logvenov, V. Butko, A. Gozar, A. Bollinger, O. Pelleg, N. Božović, Z. Radović 1

BCS-BEC crossover and nontrivial topology in p-wave resonance superfluids
M. Yu. Kagan, S. L. Ogarkov 4

Persistent pseudo-gap in 2D metals
A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko 6

Normal and superconducting properties of cuprates in strong electron correlation regime
S. G. Ovchinnikov, V. A. Gavrichkov, E. I. Shneyder, M. M. Korshunov 10

Electron and Spin Excitations and Superconductivity in Cuprates
N. M. Plakida 13

Reconstruction of the Fermi surface in the pseudogap state of cuprates
E. Z. Kuchinskii, M. V. Sadovskii 16

Секция М. Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости.

Unconventional pairing by conventional phonons in cuprate superconductors
A. S. Alexandrov 20

Сверхпроводимость в гомологических рядах купратов
В. И. Белявский 23

Топология поверхности Ферми и электрон-дырочная асимметрия при сверхпроводящем спаривающем отталкивании
В. В. Капаев 25

Дважды упорядоченное сверхпроводящее состояние и псевдощель
Ю. В. Копаев 27

Свидетельства сильного электрон-фононного взаимодействия в ВТСП купратах
Е. Г. Максимов, О. В. Долгов, М. Кулич 29

Общие свойства индуцированной магнитным полем ферми-жидкости Ландау в высокотемпературных сверхпроводниках и металлах с тяжелыми фермионами
В. Р. Шагинян, К. Г. Попов 30

Магнитные и зарядовые флуктуационные вклады в механизм куперовской неустойчивости в сильно коррелированных купратных и тяжелофермионных системах
В. В. Вальков 34

Псевдощель и эффект Нернста в ВТСП
О. М. Иваненко, К. В. Мицен 36

О механизме ВТСП и фазовой диаграмме в купратах и FeAs-сверхпроводниках
Л. С. Мазов 38

Фазовое расслоение в двухзонной модели для сильно коррелированных электронов
А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, А. О. Сбойчаков 40

Исследование псевдощелевого состояния $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ с помощью ЭПР
Ю. И. Таланов, Т. С. Шапошникова, Л. Ф. Салахутдинов, Н. Ю. Панарина 42

Температурный изотоп-эффект в ВТСП купратах
Е. И. Шнейдер, С. Г. Овчинников 44

⋆ ⋆ ⋆

К теории диэлектрической проницаемости слоистых купратов
А. А. Алеев, И. М. Ерёмин, М. В. Ерёмин 46

О скейлинге в частотной зависимости рассеяния нейтронов $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-x}$
и двухпиковой структуре в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$
А. И. Андреев, I. Eremin, М. В. Ерёмин 48

Трехцентровые взаимодействия и спин-флуктуационный механизм сверхпроводимости
фермионов Хаббарда
В. В. Вальков, А. А. Головня 50

О температурных зависимостях длин ферми-дуг, частоты ЯКР и сдвига Найта
в псевдощелевом состоянии ВТСП
М. В. Еремин, В. В. Игламов 52

Обменный механизм куперовского спаривания спиновых поляронов в решетке Кондо
купратных сверхпроводников
В. В. Вальков, М. М. Коровушкин, А. Ф. Барабанов 54

Charge transfer instability and charge transfer exciton self-trapping in cuprates
A. S. Moskvin, Yu. D. Panov 56

Конкуренция сверхпроводящих спаривающих взаимодействий в допированных купратах
Ю. Н. Тогушова, Н. Н. Туан, Ч. В. Лыонг 58

О возможности большой сверхпроводящей щели в двумерном сверхпроводнике
И. Н. Жиляев 60

Секция Р. Физические свойства ВТСП-материалов и структур.

Переход от статического магнетизма к сверхпроводимости в купратах
А. Н. Лавров 64

Оптическая проводимость двухзонного сверхпроводника
П. И. Арсеев, С. О. Лойко, Н. К. Федоров 67

De Haas-van Alphen oscillations in antiferromagnetic metals
V. V. Kabanov, A. S. Alexandrov 69

Intrinsic Josephson Effect in Bi-2212 Nanosteps on Cryogenically Cleaved Surfaces
Ya. G. Ponomarev, M. G. Mikheev 71

О сосуществовании магнитных и сверхпроводящих корреляций в высокотемпературных сверхпроводниках
Л. А. Боярский, А. Г. Блинов 72

Giant fluctuation Nernst effect in superconductors
M. N. Serbyn, M. A. Skvortsov, A. A. Varlamov, V. Galitski 74

Анизотропия вихревой структуры и транспортных свойств в монокристаллах YBCO-124
Л. Я. Винников, Д. Э. Бойнагров, В. Н. Зверев, И. С. Вещунов, J. Karpinski 76

Magnetic field, temperature and frequency dependence of complex conductance of ultrathin $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films
V. A. Gasparov, E. Zhukova, A. Voronkov, B. Gorshunov, Q. Li 78

Power-low Disribution of the Flux Avalanches in a Josephson Medium
O. V. Gerashchenko 80

Отрицательное тепловое расширение монокристаллов La_2CuO_{4+x} в диэлектрической и сверхпроводящей фазах при низких температурах
А. И. Головашкин, И. Б. Крынецкий, А. П. Русаков, Д. А. Шулятев 82

Исследование пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик в ВТСП-системе $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ с помощью магнитооптического метода
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Л. С. Успенская 84

Природа пика магнитосопротивления в слоистых сверхпроводниках
С. Г. Зыбцев 86

Electron transport in oxide superconducting heterostructure with manganite interlayers
Y. V. Kislinskii, G. A. Ovsyannikov, P. V. Komissnskiy, K. Y. Constantinian, A. V. Shadrin, I. V. Borisenko. 88

Количество кислорода в цепочечных плоскостях в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ – характеристика степени структурного разупорядочения
Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский 90

Типы сегментов поверхности Ферми страйп-фаз купратов
М. Я. Овчинникова 92

Тип носителей и эффект резистивных переключений в гетероструктурах нормальный металл – ВТСП
Н. А. Тулина, А. С. Прокофьев, А. П. Менушенков, А. А. Иванов 94

Макроскопические вихревые “капли” в монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$
Л. С. Успенская, А. Л. Рахманов 96

Аномальная релаксации намагниченности в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вследствие кислородного упорядочения
Л. М. Фишер, А. В. Калинов, И. Ф. Волошин, В. А. Ямпольский 98

Взаимодействие линейных волн и движущихся решеток джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках
В. В. Курин, А. В. Чигинев 100

The estimation of coherence length for electron-doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ at various Ce content
N. G. Shelushinina, T. B. Charikova, G. I. Harus, O. E. Sochinskaya, A. A. Ivanov 102

⋆ ⋆ ⋆

Гистерезис магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Механизм и универсальность полевой ширины гистерезиса
Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, Д. М. Гохфельд, Ю. С. Гохфельд, М. И. Петров 104

Транспортные свойства композитов Bi-ВТСП+Ag в окрестности порога перколяции
И. Л. Белозерова, Д. А. Балаев, А. Д. Васильев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров 106

Механизм термического распада нестехиометрического соединения $YBa_2Cu_3O_{6.8}$
Ю. В. Блинова, Е. П. Романов, С. В. Сударева, С. Г. Титова 108

Влияние силы Лоренца на положение области с локально замороженным магнитным полем в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
А. А. Шабло, В. П. Коверя, С. И. Бондаренко 110

Сверхпроводящие свойства композитов на основе эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_7$ с пространственно ориентированными наноразмерными включениями
О. В. Бойцова, А. Р. Кауль, С. В. Самойленков 112

Резистивный переход поликристаллического ВТСП в магнитном поле. Роль эффективного поля в межгранульной среде
А. А. Быков, Д. А. Балаев, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров 113

Изменение наклона второго критического поля в электронных сверхпроводниках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка
Т. Б. Чарикова, Н. Г. Шелушинина, Г. И. Харус, О. Е. Сочинская, А. А. Иванов 115

Особенности временной эволюции магнитосопротивления гранулярных ВТСП в постоянном магнитном поле
А. А. Дубровский, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров 117

Изучение облученных и отожженных пленок ВТСП методами РЭМ, АСМ и СТМ
С. В. Антоненко, О. С. Малиновская, С. М. Толкачева, В. А. Фролова 119

Влияние легирования на зонный спектр и значение T_c в бесцепочечных ВТСП
О. А. Мартынова, В. Э. Гасумянц 121

Вольт-амперные характеристики гранулярных сверхпроводников
Д. М. Гохфельд, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров 123

Резистивность высокотемпературной сверхпроводящей керамики с учетом неоднородностей в виде пор
Л. П. Ичкитидзе, М. В. Белодедов 125

Сверхпроводящие и структурные характеристики вискеров Bi-2223, Bi-2212 и Bi-2201
М. В. Голубков, Ю. И. Горина, Г. А. Калюжная, В. В. Родин, Н. Н. Сентюрина, В. А. Степанов, С. Г. Черноок 127

Пространственная дисперсия в полуклассической модели электропроводности сверхпроводников на высоких частотах
А. И. Головашкин, А. Л. Карузский, А. В. Перестороним 129

Зависимость величины T_c оксидов ряда $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ от параметров элементарной ячейки
Л. А. Клинкова 131

Об интеркалированной природе сверхпроводящего оксида $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$
Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский 133

Релаксация индукции при импульсном намагничивании сверхпроводников
А. А. Картамышев, Е. П. Красноперов, Ю. Д. Куроедов, О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский 135

Аномалии теплового расширения в диэлектрической фазе монокристалла $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$
И. Б. Крынецкий, А. И. Головашкин, А. П. Русаков 137

Оптическое правило сумм в сильно коррелированных системах
Н. А. Кулеева, Э. З. Кучинский, И. А. Некрасов, М. В. Садовский 139

Магниторезистивное определение верхнего критического поля высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$
Н. Д. Кузьмичев, М. А. Васютин, А. И. Головашкин 141

Lifetime of Paramagnon-like Excitations in the Temperature - Doping Index Phase Diagram of Copper Oxide Superconductors
I. A. Larionov 143

Towards the Theory of Isotope Effect of the London Penetration Depth in Cuprates
I. E. Lyubin, M. V. Eremin, I. M. Eremin, H. Keller 145

Влияние межслоевого туннелирования на электронную структуру двухслойных купратов
И. А. Макаров, С. Г. Овчинников 147

Рентгеноспектральный анализ ВТСП пленок
О. С. Малиновская, С. В. Антоненко, С. М. Толкачева 149

Дополнительный и более подвижный междоузельный кислород в монокристаллах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$
В. П. Мартовицкий, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков 150

Indications of Gossamer Superconductivity at Room Temperature
A. V. Mitin 152

О возможности наблюдения квантовых осцилляций постоянного напряжения в ВТСП наноструктурах
В. Л. Гуртовой, А. В. Никулов, В. А. Тулин, Е. Н. Тумаев 154

Локальные искажения электронной плотности как центры пиннинга в $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
М. И. Петров, Ю. С. Гохфельд, Д. А. Балаев, С. И. Попков, А. А. Дубровский, Д. М. Гохфельд, К. А. Шайхутдинов 156

Сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в композитах $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5vol% $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ (магнитные свойства)
М. И. Петров, С. И. Попков, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов 158

Сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в композитах $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5vol% $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ (транспортные свойства)
С. И. Попков, М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов 160

Зависимость псевдощели от магнитного поля в плёнках YBCO
Д. Д. Прокофьев, М. П. Волков, Ю. А. Бойков 162

Эволюция структуры высокотемпературных сверхпроводников на основе ртути (Hg,Tl-1223) при изменении температуры (300-100 K) и внешнего давления (0-20 ГПа)
С. В. Пряничников, С. Г. Титова, В. Ф. Балакирев, Y. Ohishi 164

Особенности проникновения магнитного потока в поликристаллические ВТСП
Х. Р. Ростами 166

Намагничивание высокотемпературных сверхпроводников с разным параметром анизотропии
И. А. Руднев, Д. С. Одинцов, В. А. Кашурников 167

Аномальная зависимость теплового расширения в ВТСП системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ при малых концентрациях калия
А. П. Русаков, А. И. Головашкин, И. Б. Крынецкий, А. П. Менушенков 169

О механизме возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением гранулярного ВТСП
К. А. Шайхутдинов, Д. А. Балаев, С. И. Попков, М. И. Петров 171

Нелинейность намагниченности монодоменных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ выше T_c
В. В. Славкин, Н. Д. Кузьмичев, А. И. Головашкин, Э. А. Тищенко 173

Электронно-микроскопическое исследование восстановления структуры $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ после низкотемпературного распада
И. Б. Бобылев, Е. И. Кузнецова, Т. П. Криницина, Н. А. Зюзева, С. В. Сударева, Е. П. Романов 175

Сверхпроводящие характеристики мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ в зависимости от степени структурного разупорядочения.
Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Н. Б. Бутко, А. А. Вишнев 177

ВТСП система $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$: фазовый переход однородная сверхпроводимость – пространственно расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов 179

Variation of magnetic field penetration pattern in YBCO film under the vicinity of manganite film in YBCO/LSMO hybrids
L. S. Uspenskaya, I. V. Kurbatova, T. Nurgaliev, C. Miteva 181

Новый экспериментальный критерий перехода Березинского-Костерлица-Таулеса
М. А. Васютин, Н. Д. Кузьмичев, А. И. Головашкин 183

Секция N. Новые сверхпроводники и родственные материалы.

Электронная структура, магнетизм и сверхпроводимость в ферропниктидах
И. Мазин 186

Temperature Dependence of Low-Lying Electronic Excitations and Spectral Weight Transfer in $LaFeAsO_{1-x}F_x$
A. V. Boris, N. N. Kovaleva, S. S. A. Seo, J. S. Kim, P. Popovich, Y. Matiks, R. K. Kremer, and B. Keimer 187

On superconductivity in the new family of platinum germanides MPt_4Ge_{12} with the crystal structure of filled skutterudite type
Yu. Grin, R. Gumeniuk, H. Rosner, M. Nicklas, W. Schnelle, H. Borrmann, A. Leithe-Jasper 190

Superconductivity of Calcium C_{60} Intercalation Compound Synthesized by Shock-Wave Pressure
Yu. A. Ossipyan, N. S. Sidorov, A. V. Palnichenko, O. M. Vyaselev, M. V. Kartsovnik, M. Opel, V. V. Avdonin, D. V. Shakhrai, V. E. Fortov 191

Экспериментальное наблюдение двукратного подавления сверхпроводимости в бислоях сверхпроводник-ферромагнитный сплав
А. С. Сидоренко, В. И. Здравков, Р. Морари, J. Kehrle, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks, В. В. Рязанов, Л. Р. Тагиров 193

The de Haas - van Alphen effect study of the Fermi surface of ZrB_{12}
V. A. Gasparov, I. Sheikin, F. Levy, J. Teyssier, G. Santi 195

Новый сверхпроводник со слоистой кристаллической структурой: оксивисмутид никеля $LaNiO_{1-\delta}Bi$
В. Л. Кожевников, О. Н. Леонидова, А. Л. Ивановский, И. Р. Шеин, Б. Н. Гощицкий, А. Е. Карькин 197

Dynamical scaling at the metal-insulator transition in YH_x
A. V. Pronin, I. G. Romijn, H. B. Brom, A. F. Th. Hoekstra, B. P. Gorshunov, J. Wosnitza 199

Electronic Structure of Prototype AFe_2As_2 and ReOFeAs High-Temperature Superconductors
Z. V. Pchelkina, I. A. Nekrasov, M. V. Sadovskii 201

Исследование анизотропии энергетической щели CaC_6
В. А. Степанов, R. S. Gonnelli, D. Daghero, D. Delaude, M. Tortello, G. A. Ummarino, J. S. Kim, R. K. Kremer, A. Sanna, G. Profeta, S. Massidda 203

Сравнение сверхпроводящих свойств двухслойных и многослойных гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$
С. В. Бенгус, О. И. Юзефович, М. Ю. Михайлов, Е. И. Бухштаб, Н. Я. Фогель 205

⋆ ⋆ ⋆

Динамические спиновые флуктуации и критическая температура сверхпроводящей s-фазы редкоземельных интерметаллидов
В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили 207

Транспортные свойства в монокристаллах Cu_xTiSe_2
Б. Н. Гощицкий, В. В. Федоренко, А. Е. Карькин 209

Сверхпроводящие свойства системы MgB_2+Mg
В. А. Гриненко 211

Теория магнитных возбуждений в новом высокотемпературном сверхпроводнике LaOFeAs
М. М. Коршунов, И. Ерёмин 213

Why does the tetrahedrally coordinated Fe^{2+} drive the superconductivity?
A. S. Moskvin, I. L. Avvakumov 215

Influence of charge order on the magnetic properties of sodium cobaltates Na_xCoO_2 for $x > 0.65$
I. R. Mukhamedshin, T. A. Platova, A. V. Dooglav, H. Alloul, G. Collin, N. Blanchard 217

Исследование методом ЯМР локального диамагнетизма углеродных структур
с многослойными нанотрубками
Е. Г. Николаев, О. Е. Омельяновский, В. С. Прудковский, А. В. Садаков, В. И. Цебро 219

Поверхностная и объемная сверхпроводимость Pb, внедренного в нанометровые поры
Г. Х. Панова, А. А. Набережнов, А. В. Фокин 221

Гистерезис магнитосопротивления в гранулярном $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ при низких температурах
С. В. Семёнов, К. А. Шайхутдинов, Д. А. Балаев, М. И. Петров, Н. В. Волков 223

Магнитные нестабильности дендридного типа в пленках NbN
И. А. Руднев, Ю. Ю. Съедин, А. Э. Применко 225

Динамика решетки сверхпроводящих интеркалированных графитовых соединений
Е. С. Сыркин, И. А. Господарев, В. И. Гришаев, К. В. Кравченко, С. Б. Феодосьев, ... 227

Влияние катионной и кислородной нестехиометрии на характер спиновых корреляций
в квазиодномерных медь–кислородных цепях антиферромагнитных ($S = 1/2$) кристаллов
$LiCu_2O_{2+\delta}$ и их твердых растворов $Li_{1+x}Cu_{2-x}O_{2+\delta}$ ($\mid x \mid \leq 0.09$)
Э. А. Тищенко, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, А. А. Буш 229

Твердые растворы $Li_{1-x}Cu_{2+x}O_{2+\delta}$ ($|x| \leq 0.1$): особенности зарядового транспорта,
его динамики и внутрищелевой электронной структуры
Э. А. Тищенко, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, О. Е. Парфенов,
А. А. Буш, К. Е. Каменцев 231

Magnetic properties and STM/STS study of superconducting boron doped diamond
A. Troyanovskiy, A. Volodin, K. Schouteden, Ch. V. Haesendonck, O. Omeliyanovskii,
A. Sadakov, E. Ekimov 233

Особенности второго критического поля сверхпроводников состава $EuFeAsO_{1-x}F_x$
Е. П. Хлыбов, А. Залески, К. С. Перваков, А. В. Садаков, О. Е. Омельяновский,
К. В. Мицен, В. М. Пудалов, И. Е. Костылева, С. А. Лаченков, А. В. Терехов 234

Критическое магнитное поле H_{c2} и рассеяние электронов в двухзонных
сверхпроводниках: MgB_2 и $Mg(B_{1-x}C_x)_2$
Н. П. Шабанова, А. И. Головашкин 236

Сверхпроводящие переходы Pb, внедренного в нанометровые поры
Г. Х. Панова, А. А. Никонов, А. А. Шиков, А. А. Набережнов, А. В. Фокин 238

Секция А. Применения высокотемпературных сверхпроводников.

Длинномерные токонесущие ВТСП – материалы 2-го поколения
А. Р. Кауль, С. В. Самойленков 242

Современное состояние крупномасштабных применений сверхпроводимости
В. С. Высоцкий, В. Е. Сытников 243

NbN film-based heterodyne and single-photon detectors and prospects of their fabrication from HTS materials
G. N. Gol'tsman 245

Динамика изменения температуры резистивного элемента токоограничителя при пропускании постоянного или переменного тока
Д. Ф. Алферов, И. Ф. Волошин, И. Н. Дулькин, Д. В. Евсин, В. П. Иванов, А. В. Калинов, В. А. Сидоров, Л. М. Фишер 248

Применение ВТСП проводов 2-го поколения в сверхпроводящих магнитных системах
Е. И. Демихов, Л. Н. Жерихина, Е. А. Костров, А. М. Цховребов 250

Терагерцовое излучение джозефсоновского вихря
А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский 252

⋆ ⋆ ⋆

Исследование высокотемпературного сверхпроводящего проводника 2-го поколения как элемента резистивного токоограничителя
Д. Ф. Алферов, Д. В. Евсин, В. П. Иванов, В. А. Сидоров, Л. М. Фишер 253

Стенд для исследования ВТСП 2-го поколения
В. Д. Жемерикин, С. С. Иванов, С. И. Копылов, Я. А. Королев 255

Основные проблемы повышения добротности микрополосковых сверхпроводящих резонаторов
Н. А. Волчков, А. Л. Карузский, А. Е. Крапивка, С. И. Красносвободцев, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин 257

Опыт создания электрических машин и устройств на базе ВТСП
К. Л. Ковалев, В. Н. Полтавец, Л. К. Ковалев, Р. И. Ильясов, Д. С. Дежин 259

Композиционные ВТСП материалы Bi-2223/Ag
А. К. Шиков, А. Е. Воробьёва, Д. Н. Раков, М. И. Медведев, П. В. Коновалов, Ю. Н. Белотелова, Е. В. Котова 260

Система сбора данных для исследования переходных процессов в ВТСП устройствах
А. Ю. Кунцевич, В. А. Мальгинов 262

Механические, тепловые и электромагнитные механизмы разрушения сверхпроводимости в ВТСП проводах 2−го поколения
А. В. Мальгинов, В. А. Мальгинов, Л. С. Флейшман 264

Образование домена с нормальной фазой и характер его распространения в ВТСП проводе 2−го поколения
А. В. Мальгинов, В. А. Мальгинов, Л. С. Флейшман 266

Ограничение токов короткого замыкания с использованием ВТСП проводов второго поколения
В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, Л. С. Флейшман 268

Структурные трансформации и свойства покрытий на основе соединений (Bi-2223, Bi-2212 и Y-123), полученных прокаткой на подложках с различной механической прочностью
Б. П. Михайлов, А. Р. Кадырбаев, А. Б. Михайлова, В. Ф. Шамрай, И. А. Руднев, Л. П. Ичкитидзе 270

Улучшение сверхпроводящих свойств ВТСП ленты Y-123 при воздействии высокотемпературной импульсной плазмы
Г. Н. Михайлова, Л. Х. Антонова, А. В. Троицкий, В. Я. Никулин, А. В. Огинов, П. В. Горшков, Е. И. Демихов, Л. И. Иванов, И. В. Боровицкая 272

Текстурированные ленточные подложки для высокотемпературных сверхпроводников второго поколения
М. И. Медведев, А. К. Шиков, А. Е. Воробьёва, В. А. Дробышев, В. С. Зурабов, Д. Н. Раков, А. В. Николаев, П. В. Коновалов, Ю. Н. Белотелова 274

Автоматизированный измерительный комплекс для определения качества балластного материала для композитных сверхпроводников
В. С. Круглов, П. В. Волков, К. С. Перваков 276

Изучение двумерного распределения критического тока в ВТСП лентах второго поколения
С. В. Покровский, И. А. Руднев, А. И. Подливаев 278

Магнитные бесконтактные подшипники с использованием объемных ВТСП элементов
О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский, В. А. Матвеев, В. А. Маевский, М. М. Сухарев, В. А. Лыхин 280

Намагниченность поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ с нанодобавками оксида ниобия
Б. П. Михайлов, И. А. Руднев 282

NbN HEB mixer: fabrication, noise temperature reduction and characterization
I. V. Tretyakov, S. A. Ryabchun, S. N. Maslennikov, M. I. Finkel, N. S. Kaurova, V. A. Seleznev, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman 284

Высокая стабильность критического тока ВТСП проводов на основе Y-123 и Dy-123 при длительном пропускании электрического тока при 77 K
А. В. Троицкий, В. П. Аксенов, Л. Х. Антонова, Г. Н. Михайлова, Е. И. Демихов, Л. Н. Жерихина, Е. А. Костров, А. М. Цховребов 286

Цепочки вихрей в джозефсоновском переходе со слабой пространственной дисперсией
С. Г. Успенский, А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин 288

Переход ВТСП токоограничивающего устройства в состояние с высоким полным сопротивлением
Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов 290

Переход диссипативность/бездиссипативность в интерферометре с одним джозефсоновским барьером под действием СВЧ
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов 292

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности регистрации нейтринных токов с помощью SQUID'а
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Г. Н. Измайлов 294

"Обычные" SQUIDы и интерферометры на волнах материи в сверхтекучем гелии: роль квантовых флуктуаций
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов 296

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности лабораторной регистрации гравимагнитных эффектов с помощью SQUID'а
А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов 298

Секция IS. Проблемы общего характера (межсекционные).

Soft magnetic lithography in superconducting/ferromagnetic hybrids
V. K. Vlasko-Vlasov, U. Welp, W. K. Kwok 302

Crossover between vortex attraction and repulsion in thin films of layered superconductors
A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov 303

Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids
A. Yu. Aladyshkin, W. Gillijns, N. Schildermans, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov 305

Влияние спин зависящих фаз туннелирующих электронов на кондактанс точечного контакта ферромагнетик/изолятор/ d-волновой сверхпроводник
Б. П. Водопьянов 307

Критические состояния сверхпроводимости и их кроссовер в многослойных структурах типа сверхпроводник/ферромагнетик
В. Н. Кушнир 309

Heat Transport along Vortex Lines in Clean Superconductors
N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, V. I. Pozdnyakova, D. A. Ryzhov, M. A. Silaev, I. A. Shereshevskii, V. M. Vinokur 311

Соотношение ток-фаза в джозефсоновском переходе с контролируемой фазовой неоднородностью
А. В. Самохвалов 313

Квантовые осцилляции в магнитном поле критического тока, сопротивления и постоянного напряжения, наблюдаемые на системах асимметричных сверхпроводящих колец
В. А. Тулин, В. Л. Гуртовой, А. И. Ильин, А. В. Никулов, M. Exarchos, R. Shaikhaidarov, В. Н. Антонов 315

Многократное Андреевское отражение в массивах сверхпроводящих контактов
N. Chtchelkatchev, T. I. Baturina, A. Glatz, V. M. Vinokur 317

Квантовые осцилляции проводимости границы сверхпроводник – двумерный электронный газ в магнитном поле
N. Chtchelkatchev, I. Burmistrov 319

⋆ ⋆ ⋆

Tunable anisotropic nonlinearity in perforated superconducting films with asymmetric pinning potential
A. Yu. Aladyshkin, C. C. de Souza Silva, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov 321

Численное решение уравнений Гинзбурга-Ландау с различными граничными условиями
П. И. Безотосный, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков 323

Особенности полевых зависимостей критического тока неоднородных слоистых структур
Ю. В. Вишняков, С. Ю. Гаврилкин, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков, К. Аттанасио, К. Кирилло, С. Л. Прищепа 325

Природа продольного акустоэлектрического поля в сверхпроводящих пленках, нанесенных на пьезоэлектрическую подложку
Е. Д. Гутлянский 327

Измерительные микрополосковые сверхпроводящие высокодобротные резонаторы
Н. А. Волчков, А. Ю. Голованов, А. И. Головашкин, А. Л. Карузский, А. Н. Лыков, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин, А. М. Цховребов 329

Магнето-резистивное поведение двух последовательно соединенных сверхпроводящих асимметричных колец
В. И. Кузнецов, А. А. Фирсов 331

Граничные условия в теории Гинзбурга-Ландау и критическая температура ВТСП
А. Н. Лыков 333

“Смешанное состояние” в сверхпроводящей нанопроволоке
С. В. Николаев, К. Н. Югай 335

Макроскопическое вихревое квантовое состояние ансамбля ультрахолодных атомов в оптической ловушке
А. Ю. Окулов 336

Особенности нелинейного СВЧ отклика Nb пленок во внешнем магнитном поле
Е. Е. Пестов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Курин 338

Disordering of vortex lattice in presence of regular pinning array
W. V. Pogosov, V. R. Misko, H. J. Zhao, F. M. Peeters 340

Асимметрия критического тока в пленках сверхпроводников в параллельном магнитном поле
С. Л. Прищепа, П. И. Безотосный, А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков, К. Аттанасио, К. Чирилло ... 342

Моделирование вольт-амперной характеристики джозефсоновского перехода с ангармоничной токо-фазовой зависимостью
Д. М. Сергеев, К. Ш. Шункеев 344

Замкнутые вихри Абрикосова
И. В. Тихомиров, К. Н. Югай 346

Поведение системы двух связанных длинных джозефсоновских переходов в магнитном поле
Ю. В. Захаров, О. Г. Юшкова, И. В. Уваев 348

Авторский указатель 349

Insights in high-T_c superconductivity from the study of MBE-grown films and heterostructures

I. Božović, G. Logvenov, V. Butko, A. Gozar, A. Bollinger, O. Pelleg, N. Božović, Z. Radović

Brookhaven National Laboratory, Upton NY 11973-5000, USA

In this report we review briefly our experiments with atomic-layer engineering of oxide superconductors, based on an advanced oxide molecular-beam epitaxy (MBE) system at BNL [1].

The MBE system at BNL is a cluster of several interconnected ultra-high vacuum (UHV) chambers, distributed between two neighboring laboratories. The main growth chamber (Fig. 1) is equipped with 16 metal atom sources, a scanning quartz-crystal monitor, a 16-channel atomic absorption spectroscopy system for measuring the deposition rates in real time, a 20-channel reflection high-energy electron diffraction (RHEED) system, and a time-of-flight ion scattering and recoil spectroscopy (TOF-ISARS) system for measuring the surface chemical composition.

The processing chamber (Fig. 2) is installed in the clean room, so that substrates can be prepared in a class-100 clean environment, and loaded into the system without surface contamination. The chamber contains several tools for key lithographic operations: a 5-pocket electron-beam evaporator, used to deposit metallization and insulation layers, an oxygen plasma source for ashing photoresist residue and cleaning the surface, and a large-diameter (2") ion-beam source for ion-milling. The growth chamber and the processing chambers are connected via a UHV transfer chamber so that the samples can be shuttled between the two for multiple process steps without breaking the vacuum; this capability is critical e.g. for fabrication of sandwich junctions with superconducting contacts to the top.

The advances we made in the MBE apparatus and technique enabled us to develop a technology for reproducible fabrication of atomically smooth films of cuprate superconductors and other related complex oxides [1, 2]. Within a couple years, we have synthesized a number (over 700 as of July 2008) single-crystal thin films of $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (with $0 \leq x \leq 0.45$), $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+2}$ (with $n = 1, 2, 3, 4, ...$), $BaBiO_3$, $La_{2-x}Sr_xNiO_4$, $LaAlO_3$, $LaSrAlO_4$, etc., including a large number of heterostructures, multilayers, and superlattices. Some of these contain layers that are just one unit cell (1 UC) thick and have virtually atomically perfect interfaces with little or no cation interdiffusion. In turn, such unique films and heterostructures enabled us to perform, by ourselves or in collaboration with other groups worldwide, a number of experiments that previously were not possible. Some of these revealed new, intrinsic materials property and phenomena, and provided new insights into the general problem of understanding high-T_c superconductors. Few selected results are briefly reviewed below.

High-temperature interface superconductivity. We have recently discovered superconductivity in bilayers consisting of an insulator (I =

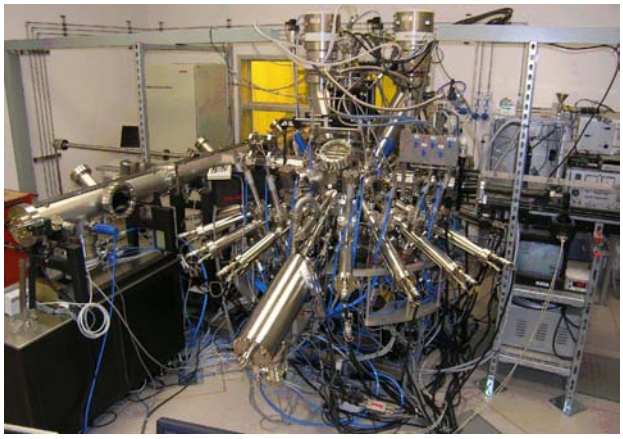


Fig. 1. BNL oxide-MBE system: the synthesis chamber

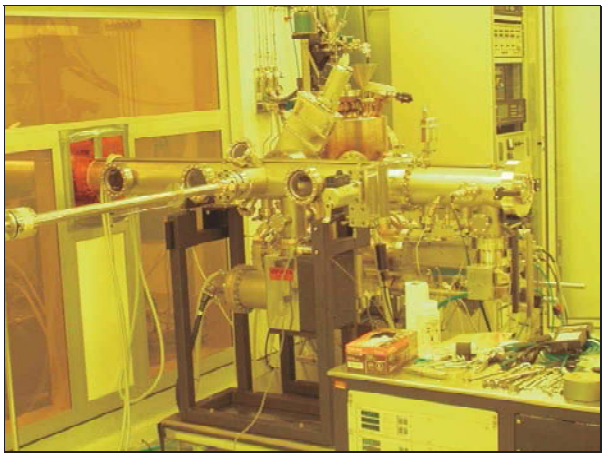


Fig. 2. BNL oxide-MBE system: the chamber for lithographic processing

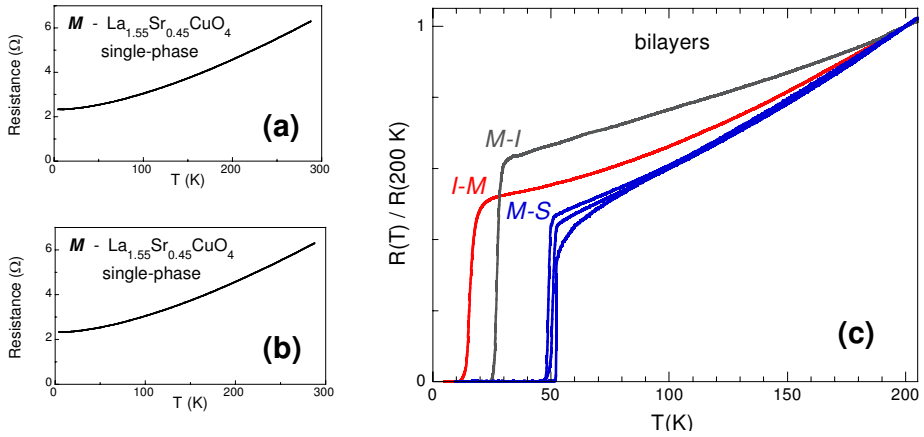


Fig. 3. (a) $R(T)$ of a single-phase I film. (b) $R(T)$ of a single-phase M film. (c) $R(T)$ normalized to $T = 200$ K for various bilayers

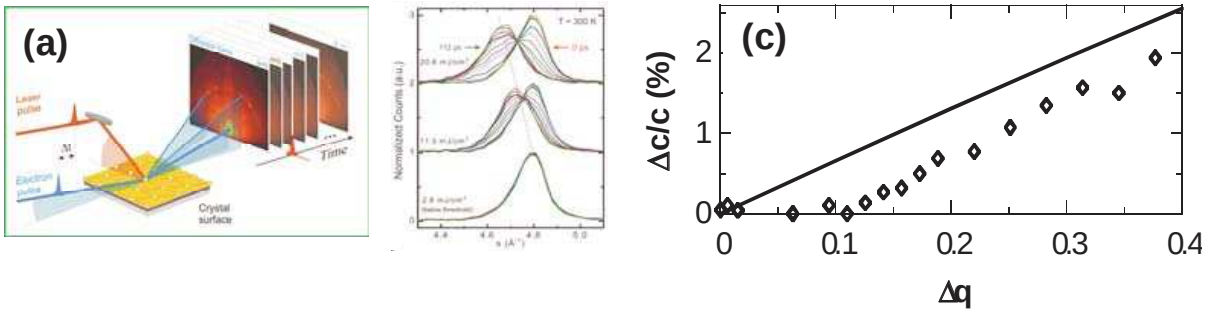


Fig. 4. (a) A "movie" of RHEED patterns taken at different delay times after photo-excitation. (b) The relative expansion of c-axis lattice constant as a function of time delay and the laser fluence. (c) The maximal lattice expansion as a function of laser fluence, experiment (open diamonds) and theory (solid line)

La_2CuO_4) and a metal (M = $La_{1.55}Sr_{0.45}CuO_4$), neither of which is superconducting in itself [3]. However, bilayers are superconducting and the critical temperature (Tc) can exceed 30 K. The phenomenon is confined within 2-3 nm from the interface. If such a bilayer is exposed to ozone T_c exceeds 50 K, and we have shown that this enhanced superconductivity also originates from the interface layer about 1-2 UC thick. The effect is very reproducible and stable which is important for applications.

Photo-induced colossal expansion. Ultrafast crystallography based on electron diffraction (RHEED) has revealed [4] photo-induced increase in c-axis lattice constant of La_2CuO_4 that reaches 2.5% at the highest fluence used, see Fig. 4. This value is much larger than the thermal expansion in La_2CuO_4 upon heating from 4.2 K to the melting point. Lattice expansion along the c-axis can only come from c-axis longitudinal acoustic phonons, and colossal expansion implies that they are very strongly coupled to in-plane charge-transfer excitations.

We were able to account quantitatively for both the static expansion caused by chemical doping and the photo-induced dynamic expansion by means of a simple ionic model [5]. Because of (static or intermittent) reduction of ionic charges, the ions feel lesser electrostatic attraction and move apart. The displacements can be large since the Madelung energy can change by more than 1 eV/atom. In Fig. 4c, we also show the calculated expansion $\Delta c/c$ (solid line), which is apparently in good agreement with the experiment. According to our model calculations, the coupling is also strong to out-of-plane optic vibrations, viz. to the La dumbbell and O_2 vibrations, both at $k = 0$, Raman active, and of A_{1g} symmetry, at about 230 cm^{-1} and 440 cm^{-1}, respectively. A strong response from high-frequency optic vibrations is yet another indication that the effect cannot be of thermal origin.

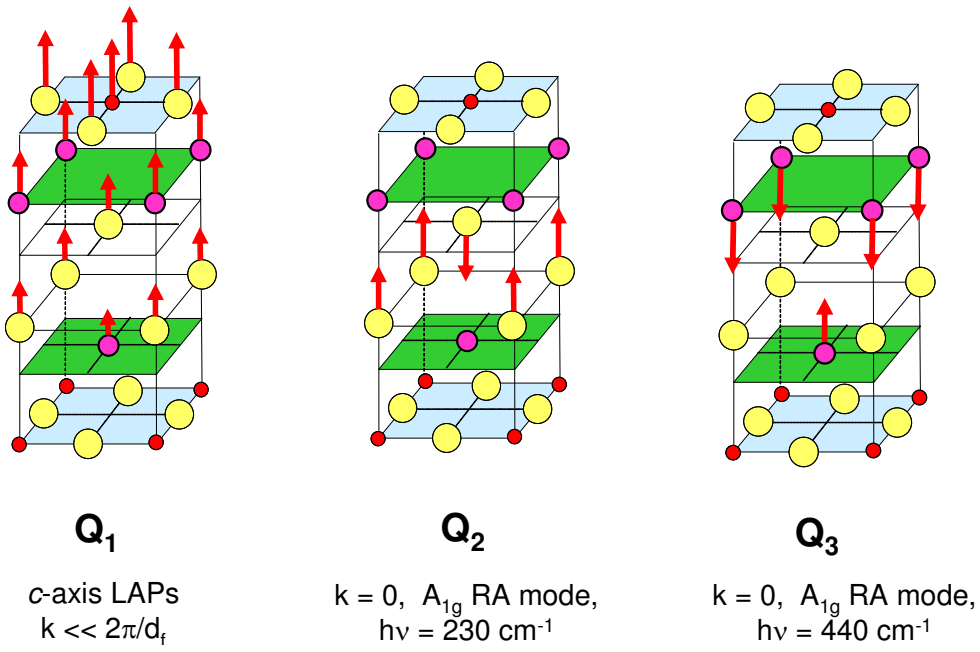


Fig. 5. The lattice vibration modes strongly coupled to charge-transfer excitations and responsible for colossal photo-induced lattice deformation.

Colossal photo-induced expansion comes from large-amplitude coherent excitation of lattice vibrations.

Engineering new artificial superconductors. We are now able to deposit superlattices with individual blocks just 1 UC thick, and even thinner. As an example take a $(La_2NiO_4 : La_2CuO_4)_n$ superlattice, which one can also think of as a new compound, La_2NiCuO_8. If the ionic states were La^{3+}, Ni^{2+}, and Cu^{2+}, we would have 16 electrons donated to 16 oxygen $2p$ states, and La_2NiCuO_8 would be an ionic insulator. However, it is also conceivable that some electrons may flow from NiO_2 layer to CuO_2 layer because of the electro-chemical potential difference; this could make the NiO_2 layers metallic, and the CuO_2 layers superconducting. If not, one can try oxygen or Sr→La doping, as well as photo-doping . photo-generated electron and hole could migrate to separate layers.

Analogous reasoning applies to La_2MnCuO_8, La_2TiCuO_8, etc. One has yet to find out whether and under which thermodynamic conditions such highly ordered superlattices can be grown without cation mixing and randomization – and then what will be their transport and superconducting properties. The future should bring in much new excitement. We may be able to put the well-known theoretical idea of V. L. Ginzburg [6] to a real experimental test.

References

1. I. Božović et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 107001 (2002); ibid., **93**, 157002 (2004). Nature **422**, 873 (2003). УФН **178**, 179 (2008). [Physics - Uspekhi **51**, 170 (2008)].
2. P. Abbamonte et al., Science **297**, 581 (2002).
3. A. Gozar et al., to appear in Nature (2008).
4. N. Gedik, D.-S. Yang, G. Logvenov, I. Božović and A. Zewail, Science **316**, 425 (2007).
5. Z. Radović, N. Božović and I. Bo.ovi., Phys. Rev. B **77**, 092508 (2008).
6. V. L. Ginzburg Phys. Lett. **13**, 101 (1964); Zh. Eksp. Teor. Fiz. **47**, 2318 (1964) [Sov. Phys. JETP **20**, 1549 (1965)].

BCS-BEC crossover and nontrivial topology in p-wave resonance superfluids

M.Yu. Kagan, S.L. Ogarkov

Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Acad. Sci., Kosygina str. 2, Moscow, 119334 Russia

We consider 3D and 2D fully (100%) polarized resonance superfluid Fermi-gas with p-wave pairing in the regime of BCS-BEC crossover. For low temperatures $T \ll T_{CP}$ (T_{CP} is a p-wave critical temperature) we evaluate the contribution of the superfluid fermionic quasiparticles and bosonic collective waves (phonons) in the specific heat (C_v) and the normal density (ρ_n) in the BCS-regime for the chemical potential $\mu > 0$, in BEC-regime for $\mu < 0$ and in the interesting intermediate regime for $\mu \to 0$.
We discuss an experimental possibility to observe a chiral anomaly (which leads to mass-current non-conservation at $T = 0$) in 3D A1-phase in ballistic regime as well as a topological term with a charge $Q = 1$ in the 2D fully polarized axial phase in BCS-regime.

1. INTRODUCTION.

The Feshbach resonance effect [1] yields us a unique possibility to study not only s-wave, but also p-wave BCS-BEC crossover in resonance Fermi-gases, thus providing a bridge between the physics of ultracold gasses and the physics of superfluid ^{3}He.

Usually in the regime of Feshbach resonance only the $\uparrow\uparrow$ spins form the extended or local p-wave pairs at highest critical temperature, so throughout this paper we deal with fully polarized superfluid A1-phase.

2. 3D A1-PHASE.

The spectrum of quasiparticles in A1-phase reads: $E_p = \sqrt{(\frac{p^2}{2m} - \mu)^2 + \Delta_0^2 sin^2\theta \frac{p^2}{p_F^2}}$ for $T < T_{CP}$. The zeroes of the energy for the angles $\theta = 0$ and $\theta = \pi$ and for $\frac{p^2}{2m} = \mu$ guarantee the power-law contributions to specific heat $C_v \sim N(0)\frac{T^3}{\Delta_0^2}$ and normal density $\rho_n \sim n_\uparrow m \frac{T^2}{\Delta_0^2}$ in the BCS-regime ($\mu > 0$), where $n_\uparrow = \frac{p_F^3}{6\pi^2}$ is a total density of "up" spins, $N(0) = \frac{m p_F}{2\pi^2}$ is a density of states on the Fermi level, $\Delta_0 \sim \varepsilon_F e^{-1/|\lambda_p|} \sim T_{CP}$ is a magnitude of a triplet superfluid gap, λ_p is a coupling constant for p-wave pairing. In the same time in the BEC-regime ($\mu < 0$) the zeroes of the quasiparticle energy are absent and hence $C_v \sim e^{-|E_b|/2T}\frac{|E_b|^2}{4T^2}(2mT)^{3/2}; \rho_n \sim 2m(2mT)^{3/2}e^{-|E_b|/2T}$ behave in exponential fashion, where $\mu \approx -\frac{|E_b|}{2}$ and E_b is a binding energy of a local triplet pair (molecule).

For the interesting point where the chemical potential $\mu \to 0$ and where some people discuss the possible phase transition between gapped and ungapped phase, namely for $|\mu| < T < \frac{\Delta_0^2}{\varepsilon_F}$; $C_v \sim (2mT)^{3/2}$ and $\rho_n \sim m(2mT)^{3/2}$. Note that in 3D A1-phase there are two branches of bosonic (collective) excitations in gauge-orbital sector [2]. First branch is a standard sound wave (phonon) one with a linear spectrum $\omega = C_S k$, where C_S is a sound velocity. This branch also yields a power-law bosonic contribution to $C_v^B \sim T^3/C_S^3$ and $\rho_n^B \sim T^4/C_S^5$ both in BCS and BEC-regime (including a point $\mu = 0$). Another branch corresponds to the so-called orbital waves. At low frequencies $\omega < \Delta_0^2/\varepsilon_F$ it has a quadratic spectrum $\rho\omega \sim k^2$ in BEC-regime and $(\rho - C_0)\omega \sim k^2$ in BCS-regime, where ρ is a total mass density. The coefficient C_0 is a subject of long-lasting discussion in the physics of ^{3}He - A. Namely it leads to the problem of chiral anomaly (mass current non-conservation) in the hydrodynamics of ^{3}He - A at $T = 0$. The total current reads [2]:

$$\vec{j} = \rho\vec{v_s} + \mathrm{rot}(\frac{\rho\,\vec{l}}{2}) + C_0(\vec{l}\,\mathrm{rot}\,\vec{l})\,\vec{l}, \qquad (1)$$

where $\vec{v_s}$ is a superfluid velocity, $\vec{l}$ is a unit vector of the orbital momentum of a triplet pair. The presence of an anomalous term $\vec{j_{an}} = C_0(\vec{l}\,\mathrm{rot}\,\vec{l})\,\vec{l}$ in the BCS-regime leads to mass-current nonconservation $\frac{\partial j_{an}^i}{\partial t} \neq -\frac{\partial}{\partial x_k}(\Pi_{ik})$. As early as 1987 A.F. Andreev and M.Yu.K. [3] proposed on the basis of supersymmetric hydrodynamics that even in BCS-case $C_0 \sim \rho$ only in high-frequency collisionless (Knudsen) regime $\omega\tau \gg 1$, while $C_0 \to 0$ in the hydrodynamic regime $\omega\tau \ll 1$ ($\tau(\varepsilon_F/\Delta_0)$ is a damping time defined by residual interaction between collective and one-particle excitations [3]), and thus superfluid hydrodynamics with the standard orbital momentum density $\vec{L} = \rho\frac{\vec{l}}{2}$ and superfluid velocity $\vec{v_S}$ is restored at very low frequencies. Volovick et al [4] and Combescot et al [5] have another point of view assuming that $C_0 \sim \rho$ and $\rho - C_0 \sim \rho\frac{\Delta_0^2}{\varepsilon_F^2}$ at all frequencies due to topological considerations (spectrum asymmetry for zero mode in

Bogolubov - de Gennes equations in the presence of the twisted texture of the l-vector) and the hydrodynamics in the convential form of the conservation laws can be restored only by the inclusion of a normal velocity $\overrightarrow{v_n}$ and a normal density ρ_n at $T = 0$. Note that to observe experimentally a crossover from ballistic regime with the presence of chiral anomaly to the hydrodynamic regime with its absence we have to fulfill the condition $l < L_{samp}$, which is easier to do close to Feshbach resonance.

3. 2D AXIAL PHASE

In 2D the strong-coupling corrections (see Popov, Brusov [6]) provide that the global minima of Gninzburg-Landau-functional for fully polarized triplet superfluid Fermi-gas corresponds to the axial phase with a quasiparticle spectrum $E_p = \sqrt{(\frac{p^2}{2m} - \mu)^2 + \Delta_0^2 \frac{p^2}{p_F^2}}$ for $T < T_{CP}$. There is only one zero in the spectrum here for $\mu = 0$ and $p = 0$. Hence C_v and ρ_n are exponential $\{C_v, \rho_n\} \sim e^{-\Delta_0/T}$ in BCS-regime as well as in BEC-regime, where $\{C_v, \rho_n\} \sim e^{-|E_b|/2T}$. The power-law contribution is connected only with a region $|\mu| < T < \Delta_0^2/\varepsilon_F$, where $C_v \sim n_\uparrow T^2/\Delta_0^2$ and $\rho_n \sim 2m\varepsilon_F T^3/\Delta_0^4$ (in 2D $n_\uparrow = \frac{p_F^2}{4\pi}$). Unfortunately the similar contributions to C_v and ρ_n yield here the collective bosonic excitations with the linear spectrum $\omega = C_s k$ $\rho_n^B \sim \frac{T^3}{C_s^4}$ and $C_v^B \sim \frac{T^2}{C_s^2}$ (note that for $\mu \to 0$ the superfluid gap $\Delta_0 \sim \varepsilon_F$ and the sound velocity $C_s \sim v_F$ in 2D [7]).

The orbital waves are gapped in 2D and the anomalous current $\overrightarrow{j_{an}} = 0$ ($\overrightarrow{l}\,\mathrm{rot}\,\overrightarrow{l} = 0$, vector $\overrightarrow{l}$ is perpendicular to 2D plane), so there are no problems with orbital hydrodynamics at $T = 0$.

The nontrivial topology in 2D is connected with a topological charge [4, 8]:

$$Q = \frac{\pi}{2}\varepsilon_{\alpha\beta} \int \frac{d^2\overrightarrow{p}}{(2\pi)^2} \overrightarrow{n}[\partial_\alpha \overrightarrow{n}, \partial_\beta \overrightarrow{n}], \qquad (2)$$

where the unit vector $\overrightarrow{n} = \frac{1}{E_p}(-\frac{\Delta_0}{p_F}p_x, \frac{\Delta_0}{p_F}p_y, \frac{p^2}{2m} - \mu)$. For the axial phase $Q = \frac{1}{2}(1 + \frac{\mu}{|\mu|})$ [8] and hence $Q = 1$ in BCS-regime and $Q = 0$ in BEC-regime. Unfortunately in all the linear response theory, including solution of the Leggett equations [9] for the gap Δ_0, chemical potential μ, and compressibility $\kappa^{-1} = C_s^2$, there is no contribution from $Q = 1$ neither in BCS-regime nor close to a singular point $\mu = 0$ (where Q changes abruptly from 1 to 0 and where some people suspect in analogy with a 3D case the phase transition between gapped and ungapped phases).

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS.

To observe experimentally the topological charges C_0 in ballistic regime in 3D and Q in 2D we probably have to study the anomalous mass-current in 3D or anomalous spin-current in 2D [4] in the geometry of the Josephson effect with the triplet pairs tunnelling between two vacua with different C_0 in 3D and Q in 2D (instanton contribution). Magnetic trap is a convenient system for this type of experiment since it is possible to "cut" the triplet condensate by a laser beam on two parts with different orientations of $\overrightarrow{l}$-vector (different textures). Note, however, that it is an experimental project for the future because at present time the p-wave condensates in magnetic traps are rather short-living to fulfill this type of experiments [8, 10, 11].

Another possibility to create different textures of $\overrightarrow{l}$-vector is connected with superfluid ^{3}He in aerogel. Finally the similar topological effects could be possibly observed in the textures associated with the different vortex cores in triplet 3D and 2D superfluids, including thin films and submonolayers of ^3He (see [4, 12, 8] for discussions).

This work is supported by RFBR-grant No. 08-02-00224.

References

1. Innoye S., Andrews M. R., Stengler J. *et. al* 1998 *Nature* **392** 151
2. D. Volhardt and P. Woelfle, The Superdluid Phases of Helium 3 (Taylor, London, 1990).
3. Andreev A. F., Kagan M. Yu. 1987 *JETP* **66** 504
4. Volovik G. E., Balatskii, and Konyshev 1986 *JETP* **63** 1194; Volovik G. E., Solov'ev A., and Yakovenko V. M. 1989 *JETP Lett.* **49** 65
5. Combescot R. and Dombre T. 1986 *Phys. Rev.* B **33** 79
6. Brusov P. I. and Popov V. I. 1981 *JETP* **53**
7. Kagan M. Yu. and Ogarkov S. L. 2008 *Laser Physics* **18** 509
8. Gurarie V., Radzihovsky L. 2007 *Ann. Phys.* **322** 2
9. Leggett A. J. 1980 *Modern Trends in the Theory of Condenced Matter Physics* (Berlin: Springer-Verlag)
10. Ticknor C., Regal C.A., Jin D.S. et al. 2004 *PRA* **69** 042712; Regal C.A., Ticknor C., Bohn J.L. et al. 2003 *PRL* **90** 053201
11. Schmuck C.H., Zwierlein M.W., Stan C.A. et al. 2005 *PRA* **71** 045601
12. Kopnin N.B. and Salomaa M.M. 1991 *Phys. Rev.* B **44** 9667; Kopnin N.B. 2000 *Physica* B **280** 231 and references therein

Persistent pseudo-gap in 2D metals

A. A. Kordyuk[1)], *S. V. Borisenko*

IFW Dresden, P.O. Box 270116, D-01171 Dresden, Germany

The mechanism of high temperature superconductivity is not resolved for so long because the normal state of cuprates, known as a pseudo-gap state, is not understood but widely considered to be very peculiar. We have found that spectroscopically similar pseudo-gap state persists in a number of 2D metals in a wide temperature range. Moreover, comparing the cuprates the transition-metal dichalcogenides one can conclude that the cuprates in the PG state and the dichalcogenides in the *incommensurate* charge ordering state reveal virtually identical spectra of one-particle excitations as function of energy, momentum and temperature. This suggests that the normal state pseudo-gap seems to be a general complex phenomenon for 2D metals.

In the normal state, the conventional superconductors are metals and the superconductivity emerges as a particle-particle instability, known as Cooper pairing, resulting in a superconducting gap (SG) in the spectrum of one-particle excitations. The superconducting cuprates were found to be different, exhibiting a pseudo-gap (PG) already in the normal state [1], and, since its discovery, the PG towers as an impregnable wall on the way to understanding the high-T_c superconductivity [2], either foreshadowing the SG [3] or interfering with it [4]. Although one of the first theories of a pseudo-gap [5] in metals was developed for one dimensional charge density wave (CDW) systems [6], it is high temperature superconductors (HTSC) where the PG phenomenon has started to play the lead [1]. The PG in HTSC is considered as a peculiar phenomenon [7] mainly because it is properly anisotropic, resembling the unique d-wave symmetry of the SG, and appears in a solid region in the universal doping-temperature (xT) phase diagram of the cuprates, i.e. closes above T^* [2, 7, 8]. The deviation of the PG anisotropy from pure d-wave dependence have been discussed earlier in terms of "Fermi arcs" [9]. Recent momentum resolved experiments [10, 11, 12, 13] have shown that the momentum distributions of the SG and PG are actually different from d-wave, and one can speak about two gaps coexisting in the superconducting state. This finding, however, does not reveal the PG origin [13]. Although a number of theories of the PG do exist, choosing the true mechanism is, in part, complicated because the PG phase boundaries on xT-phase diagram, especially the crossover temperature T^*, are often ill defined [2]. We performed careful temperature and momentum resolved photoemission experiments and have found that the PG in cuprates does not vanish at T^* but exhibits a non-monotonic temperature dependence, which rules out the possibility to describe it by a single mechanism such as superconducting phase fluctuations [14, 15]. Moreover, this behaviour, being remarkably similar to the behaviour of the charge ordering gap in the transition-metal dichalcogenides [16], completes the correspondence between these two classes of compounds: the cuprates in the PG state and the dichalcogenides in the incommensurate charge ordering state reveal virtually identical spectra of one-particle excitations as function of energy, momentum and temperature. This allows one not only to conclude that the governing contribution to the PG in cuprates comes from an incommensurate charge ordering but also to consider the PG as a general phenomenon for 2D metals.

The data were collected using the synchrotron radiation (BESSY, "one-cubed" ARPES and SLS, SIS beamline) and the photoelectron analysers SES R4000 and SES 100. All the presented HTSC data are derived from the spectra measured on an underdoped sample ($x = 0.11$, with $T_c = 77$ K): $Bi(Pb)_2Sr_2Ca(Tb)Cu_2O_{8+\delta}$ (Tb-BSCCO), but similar results have been obtained also for other Tb-BSCCO and Dy-BSCCO samples of similar doping level. For further details see [17]. The key spectra are measured along the cut of the Brillouin zone (white double headed arrow on the last panel of Fig.1) which goes through the "hot spots" (shown by black points) where, according to many theories, the PG should be largest. The energy distribution curves (EDC) where integrated over a finite momentum range ($\pm$ 0.15 Å^{-1}) around k_F. Such an integration ensures that the leading edge midpoint of a non-gaped spectrum stays at the Fermi level [15, 18]. 2H-TaSe2 single crystals exhibit two CDW related phase transitions at accessible temperatures: a second-order one at $T_{NIC} =$ 122 K from the "normal" to an incommensurate CDW state and a first-order lock-in transition at $T_{ICC} = 90$ K from the incommensurate to a 3x3 commensurate CDW phase [16].

Figs. 1 and 2 present the results of the detailed temperature dependence of the one-particle excita-

[1)] a.kordyuk@ifw-dresden.de

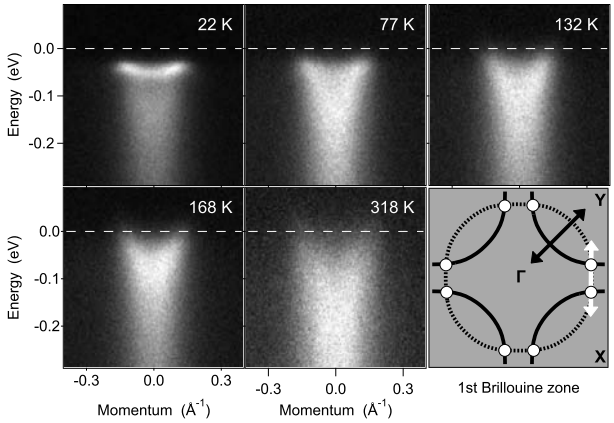


Fig. 1. Temperature evolution of the ARPES spectra. Panels in grey scale, which represent the "ARPES images" (the momentum distribution of the photoemission intensity) taken along the "hot-spots" cross-section (see the last panel), demonstrate the evolution of the quasiparticle spectral weight in a wide temperature range. All spectra are measured at 50 eV excitation energy at which only the antibonding band is visible. The sketch of the Fermi surface (FS) illustrates the position of the "hot spots" (black points), which are the points on the FS connected by the (π, π) vector; the dotted line represents the FS shifted by the (π, π) vector; the white and black double headed arrows show the position of the hot-spots crossing and nodal crossing, respectively.

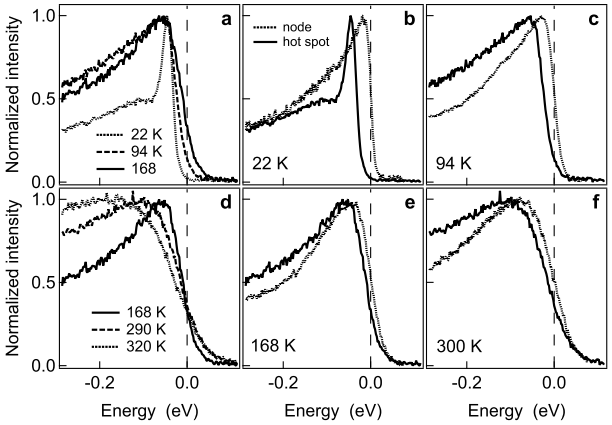


Fig. 2. Several EDCs: as compared to each other (panels a and d) and to the similar EDCs measured each for the same temperature but along the nodal direction (panels b, c, e, f). The gap is seen as a shift of the leading edge midpoint (LEM).

tions spectra measured by angle resolved photoemission (ARPES). The data are measured along the cut (white double headed arrow in the sketch of the Fermi surface in Fig. 1) of the Brillouin zone (BZ) which goes through the "hot spots" (the spots at the Fermi surface which are connected by the (π, π) vector, see the sketch) for an underdoped Tb-BSCCO. Fig. 1 represents several characteristic spectra taken at different temperatures. Fig. 2 contains representation of the same dataset as momentum integrated energy distribution curves (EDCs) measured at different temperatures and compared to each other (panels a and d) as well as to the similar EDCs but measured for each temperature along the nodal direction (panels b, c, e, f). The gap is seen as a shift of the whole spectrum from the Fermi level (Fig. 1) or, more explicitly, as a shift of the leading edge midpoint (LEM) of a gapped EDC (Fig. 2). Since the momentum integrated EDC of the non-gapped spectrum is expected to stay at zero binding energy for any temperature [15, 18], as it is observed for the nodal EDCs (Fig. 2 b, c, e, f), the finite shift of the LEM is a good empirical measure for a gap of unknown origin.

It is important to note that the LEM is not the only quantity which describes the PG phenomenon. The shift of the LEM is also correlated with the width of the spectra as well as with the position of EDC maxima: the closer the LEM is to the Fermi level the narrower is the spectrum, thus the narrowest EDC is observed at 177 K (one may conclude that in the normal state the quasiparticles are most coherent at this temperature). This can be easily seen on the temperature map shown in [17].

The left panel of Fig. 3 summarizes the extracted values of LEM for the two "hot spots" of Tb-BSCCO. The presented temperature dependences allow to highlight the following PG properties that has not been observed in cuprates before. First, the PG persists over the whole temperature range, even well above T^* ($\sim$ 200 K) at which it is expected to close for BSCCO at such a doping level [8, 19]. Second, the gap value is non-monotonic, reaching a finite minimum value at about 170 K and increasing on both sides. Third, a sharp change of the slope of the dependence at 170 K suggests a real phase transition at this temperature (which we denote as T^* here). Alternatively, T^* can be defined as the temperature at which the quasiparticles are most coherent.

The observed $\Delta(T)$ dependence indicates that the previous understanding of the PG properties was, at least, not complete. A finite gap above T^* can be considered as a precursor of the PG below T^*. This questions some of PG scenarios, such as superconducting phase fluctuations [7, 14], and restricts the others: the origin of the preformed gap should be consistent with the PG mechanism.

What is remarkable, the observed non-monotonic temperature dependence of the gap is very similar to the analogous quantity measured for $TaSe_2$ (Fig. 3,

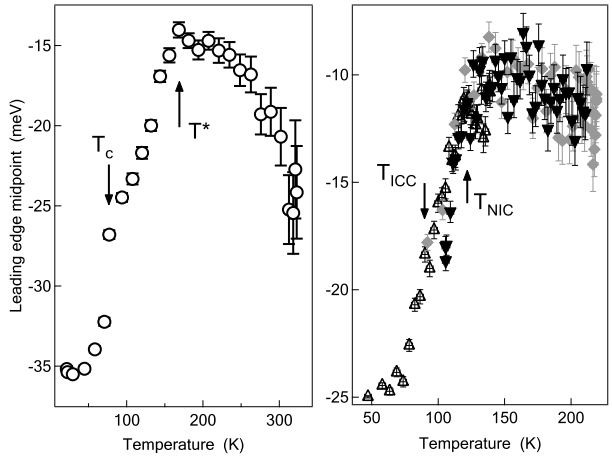


Fig. 3. Non-monotonic gap function. The position of the leading edge midpoint (LEM) of the integrated k_F EDCs (averaged for two Fermi-crossings), as function of temperature for an underdoped Tb-BSCCO (left) with $Tc = 77$ K and $T^* = 170$ K is remarkably similar to the pseudo-gap in a transition-metal dichalcogenide $TaSe_2$ (right) [6] with the transitions to the commensurate and incommensurate CDW phases at $T_{ICC} = 90$ K and $T_{NIC} = 122$ K, respectively.

right panel). This similarity appears in the following: (1) the transitions at T_{NIC} and T^* are similarly sharp (the derivative $d\Delta/dT$ has a finite jump); (2) in the temperature range from T_c to T^* the gap decreases linearly like from T_{ICC} to T_{NIC}; (3) the gap does not close at T^* and T_{NIC}; and (4) increases again above these temperatures.

It is important to stress here that the presented one-to-one correspondence in temperature evolution of the gap in BSCCO and $TaSe_2$ completes the overall similarity of the spectral functions of these two classes of compounds. The strong d-wave like anisotropy of the PG cannot be considered peculiar to HTSC anymore since similar dependence have been observed for $TaSe_2$ [16]. Fig. 4 illustrates this. Moreover,

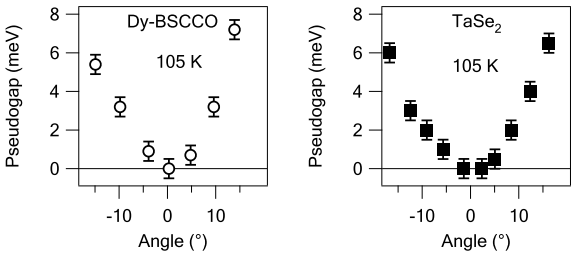


Fig. 4. Momentum anisotropy of the pseudo-gap. The dependences of the gap on the Fermi surface as function of angle in Dy-BSCCO in the pseudo-gap state (left) and in $TaSe_2$ in the incommensurate CDW state (right) are almost identical.

the whole spectra of one-particle excitations for these compounds in the region where the PG opens looks essentially the same: The depletion of the spectral weight at the Fermi level is really partial and changes smoothly with binding energy; there is neither bending nor backfolding of the experimental dispersion (the Bogoliubov-type dispersion predicted by the BCS theory) in the PG state as it is seen in the superconducting state of cuprates [13, 20] or in the commensurate CDW state of $TaSe_2$ [16]. To compare the superconducting and PG ARPES spectra of BSCCO see [21]. This allows one to conclude that the cuprates and the dichalcogenides in the PG state reveal virtually identical spectra of one-particle excitations as function of energy, momentum and, now, temperature. In the following, we discuss the analogy between the HTSC and CDW compounds in more details.

It is well known from neutron scattering experiments [22] that $TaSe_2$ at $T_{NIC} = 122$ K undergoes the transition into an incommensurate CDW state which turns to the commensurate CDW at $T_{ICC} = 90$ K. Therefore, in this temperature region, the observed gap is the incommensurate band gap [23] (IBG). The observed linear evolution of the IBG may be a consequence of a gradual change of the electronic structure (more precisely, the nesting vector) with temperature towards the commensurability [16]. At T_{ICC} the CDW becomes commensurate and the IBG transforms into a well-defined normal band gap. A similar scenario can be valid for the cuprates, with the only difference that the superconductivity happens before the charge ordering becomes commensurate and the high-T_c compounds, due to superconducting renormalization of the electronic structure, escape the commensurate charge ordering. There is one known exception to this trend, the LBCO compound with 1/8 doping level [24], where the charge ordering suppresses the superconductivity completely [15].

In order to understand the gap above T_{NIC}, in case of $TaSe_2$, or T^*, in case of BSCCO, we may suggest two scenarios: the fluctuating incommensurate charge ordering [5] or a depletion of the spectral weight due to momentum dependent scattering that can be formulated in terms of a nesting and momentum dependent self-energy [25]. Within the former, an increase of the gap scale with temperature is expected [5, 26], but one also would expect that at higher temperature the fluctuating gap will eventually close. A "resistivity saturation" observed for underdoped LSCO above 500 K [1, 27] may be a signature for it. In the latter case, the increase of the gap can be related with the temperature evolution of the band structure towards better (commensurate) nesting [16], or may be caused by a temperature effect on

momentum dependent scattering which needs to be understood. Alternatively, a finite gap at high temperature may be explained by some other general for 2D metals theory [28].

To advocate the discussed analogy we note that there is a number of observations of the charge or spin ordering in the hole-doped cuprates: the 'checkerboard' pattern by tunneling [29] and ARPES [30] experiments, spatial modulation of spin/charge density by neutron scattering [24], the charge density modulation by x-ray scattering [31]. Very recently, the idea of density-wave phase is supported by careful measurements of the Hall effect [32] while it has been shown that the sign change of the Hall coefficient in 2H-$TaSe_2$ can be well described by the incommensurate band gap [33].

The project is part of the Forschergruppe FOR538. The samples were provided by H. Berger. We acknowledge discussions with A. Alexandrov, B. Buechner, A. Chubukov, I. Eremin, D. Inosov, M. Knupfer, M. Sadovskii, A. Semenov, T. Valla, V. Zabolotny, and technical support from R. Huebel.

References

1. T. Timusk, B.W. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
2. M. R. Norman, D. Pines, C. Kallin, Adv. Phys. **54**, 715 (2005).
3. V. J. Emery, S. A. Kivelson, Nature **374**, 434 (2002).
4. S. Chakravarty *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 094503 (2001).
5. P. A. Lee, T. M. Rice, P. W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **31**, 462 (1973).
6. G. Gruener, Density Waves in Solids (Addison-Wesley, Reading, MA, 1994).
7. G. Hufner *et al.*, arXiv:0706.4282 (2007).
8. H. Ding *et al.*, Nature **382**, 51 (1996).
9. M. R. Norman *et al.*, Nature **392**, 157 (1998).
10. M. Le Tacon *et al.*, Nature Physics **2**, 537 (2006).
11. K. Tanaka *et al.*, Science **314**, 1910 (2006).
12. T. Kondo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 267004 (2007).
13. W. S. Lee, *et al.* Nature **450**, 81 (2007).
14. V. M. Loktev, R. M. Quick, S. G. Sharapov, Phys. Rep. **349**, 1 (2001).
15. T. Valla *et al.*, Science **314**, 1914 (2006).
16. S. V. Borisenko *et al.*, arXiv:0704.1544 (2007); Phys. Rev. Lett. **100**, 196402 (2008).
17. A. A. Kordyuk *et al.*, arXiv:0801.2546 (2008).
18. A. A. Kordyuk *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 064504 (2003).
19. K. Ishida *et al.*, Phys. Rev. B **58**, R5960 (1998).
20. J. C. Campuzano *et al.*, Phys. Rev. B **53**, R14737 (1996).
21. T. Eckl *et al.*, Phys. Rev. B **70**, 094522 (2004).
22. D. E. Moncton, J. D. Axe, F. J. DiSalvo, Phys. Rev. B **16**, 801 (1977).
23. J. Voit *et al.*, Science **290**, 501 (2000).
24. J. M. Tranquada *et al.*, Nature **375**, 561 (1995).
25. M. V. Sadovskii *et al.*, Phys. Rev. B **72**, 155105 (2005).
26. A. A. Varlamov *et al.*, Adv. Phys. **48** 655 (1999).
27. H. Takagi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69** 2975 (1992).
28. A. S. Alexandrov, N. F. Mott, Rep. Prog. Phys. **57**, 1197 (1994).
29. T. Hanaguri *et al.*, Nature **430**, 1001 (2004).
30. K. M. Shen *et al.*, Science **307**, 901 (2005).
31. Y.-J. Kim *et al.*, arXiv:0709.1130 (2007).
32. D. LeBoeuf *et al.*, Nature **450**, 533 (2007).
33. D. V. Evtushinsky *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 236402 (2008).

Normal and superconducting properties of cuprates in strong electron correlation regime

S. G. Ovchinnikov[1)], *V. A. Gavrichkov, E. I. Shneyder*

L.V. Kirensky Institute of Physics, Siberian Branch of RAS, Krasnoyarsk, 660036, Russia

M. M. Korshunov

Max-Planck-Institut fur Physik Komplexer Systeme, Dresden, Germany

Strong electron correlations are responsible both for the insulator ground state of undoped La_2CuO_4 and strong antiferromagnetic coupling J between neighboring spins. The effective low energy $t-t'-t''-J^*$ model with all parameters calculated *ab initio* describes the doping dependent electronic structure with concentration of holes increase and the magnetic mechanism of pairing. Due to the interaction of electrons with magnetic short order background the quantum phase transition of the Lifshitz type with change of the Fermi surface topology is obtained near optimal doping. To study the superconducting phase the interaction of strongly correlated electrons with different phonon modes is incorporated. In a BCS type theory the $d_{x^2-y^2}$ gap $\Delta(\mathbf{k}) = \Delta_0(\cos k_x a - \cos k_y a)/2$ is given by a sum of magnetic and phonon contribution. The phonon coupling parameter $\lambda = f(x)G$, where G is a combination of bare electron-phonon coupling for different modes and the function $f(x)$ depends on the hole concentration x due to strong electron correlations via occupation numbers of single-hole and two-hole local multielectron terms as well as via spin correlation function of nearest neighbours. The only fitting parameter G is determined by a competition of the breathing and buckling modes, and for G positive (negative) phonon mechanism increase (decrease) magnetic pairing. Calculation of the oxygen isotope effect reveals that only positive G corresponds to the experimental data. Fitting the parameter G from the isotope effect we obtain that magnetic and phonon contributions to the critical temperature T_c work together and are of the same order of magnitude.

The discovery of superconductivity in cuprates with high critical temperature T_c and d-wave order parameter has serious implications for the theory of superconductivity. The presence of large Coulomb interactions that have the potential to destroy conventional s-wave BCS state and to transform the half-field conventional electron band in undoped La_2CuO_4 into the Mott-Hubbard insulator has prompted the search for new approaches for the normal and superconducting phases. A microscopic approach based on the conventional *ab initio* local density approximation (LDA) [1] is not valid in the underdoped region of the cuprate phase diagram due to the strong electron correlations (SEC) effects. The multielectron generalized tight-binding (GTB) method has been proposed [2] which describes electrons as the quasiparticle excitations between the local multielectron configuration with the interatomic hopping resulting in the dispersion and the band structure. The GTB approach has been successful for undoped cuprates band structure [3]. The hybrid LDA+GTB method [4] takes the advantages of both *ab initio* single electron and multifelectron approaches. The low energy effective Hamiltonian generated by the quasiparticle electronic structure is given by the $t-t'-t''-J^*$ model (here star means that the three-cite correlated hopping $\sim J$ is included) with all hopping parameters calculated *ab initio* [4]. Recently we have calculated the exchange coupling parameter J within the LDA+GTB method, for La_2CuO_4 $J = 146$ meV [5]. The normal state of the underdoped cuprate is characterized by electron hopping in the spin liquid background. At small doping in the antiferromagnetic phase hole is a spin polaron and at larger doping spin fluctuations of the short magnetic order also strongly renormalized hole dispersion [6, 7]. A spin fluctuation pseudogap has been found both in recent LDA+DMFT+ $\Sigma_{\mathbf{k}}$ calculations for Bi2212 [8].

A self-consistent consideration of the electronic structure and spin correlation functions within the $t-t'-t''-J^*$ model with parameters of $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ results in the doping evolution of the hole Fermi surface from small pockets at $(\pi/2,\ \pi/2)$ at $x < x_c$ to large hole surface around $(\pi,\ \pi)$ at $x > x_c$ with two Lifshitz type quantum phase transitions at $x_{c1} \approx 0.15$ and $x_{c2} \approx 0.23$ (fig.1) [9]. The Fermi surface topology at $x < x_{c1}$ has been proved by recent quantum oscillations measurements in the underdoped YBCO [10]. The large Fermi surface in the overdoped region at $x > x_{c2}$ is also known from different studies, f.e. ARPES. Our prediction of the coexistence of the large and small Fermi surfaces around $(\pi,\ \pi)$ near optimal doping at $x < x_{c1} < x_{c2}$ can be checked experimen-

[1)] sgo@iph.krasn.ru

tally. We extent this approach to the superconduct-

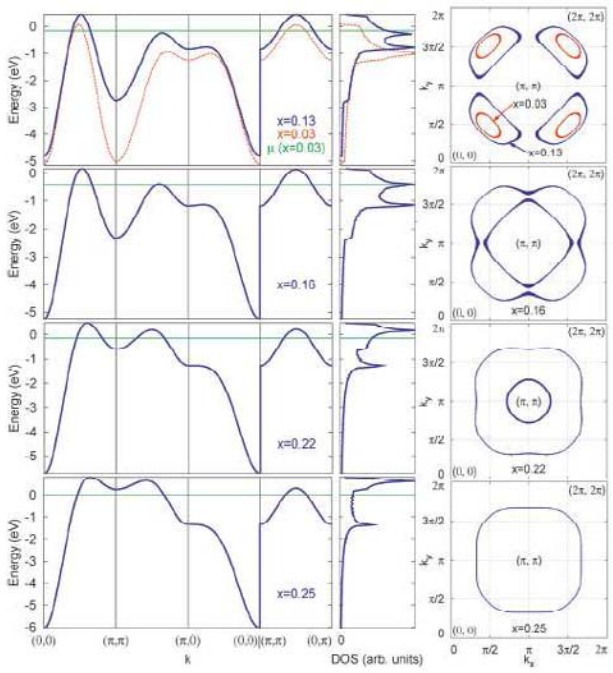


Fig. 1. The Fermi surface topology changes with hole doping (Lifshitz type quantum phase transitions)

ing phase taking into account both magnetic pairing within the $t-t'-t''-J^*$ model and electron-phonon interaction (EPI). In spite of large number of different phonon modes only a few of them have large EPI including the apical oxygen breathing mode (apical oxygen displacement perpendicular the CuO_2 plane which modifies the Madelung energy), the in-plane oxygen breating/half-breating mode and the buckling mode with in-plane oxygen ions moving perpendicular to the CuO_2 plane [11]. Recent *ab initio* study of the electronic structure and EPI in $La_2Sr_xCuO_4$ has proved that these three modes contribution to the hole self-energy is more than 80% of the total self-energy [12].

In the strong electron correlation regime the EPI is the interaction of phonon with wave number $\mathbf{q}$, frequency $\omega_{\mathbf{q}\nu}$ and mode ν and Hubbard fermions (electrons in the Hubbard subbands) [13]. The effective Hamiltonian is given by

$$H = H_{t-t'-t''-J^*} + H_{el-ph-el} \qquad (1)$$

where the $t-t'-t''-J^*$ model Hamiltonian describes hopping of the Hubbard fermion, created by $X_f^{-\sigma,2}$ - operator at site f with spin projection σ, $X_f^{pq} = |p\rangle\langle q|$. The Effective electron-electron interaction mediated by phonons is given by

$$V_{\mathbf{kk'q}} = \sum_{\nu} g_{\nu}(\mathbf{k},\mathbf{q})\, g_{\nu}(\mathbf{k}',-\mathbf{q})/\omega_{\mathbf{q},\nu} \qquad (2)$$

For isotropic s-wave gap all phonon modes contributed additively to pairing. For anisotropic $d_{x^2-y^2}$-wave gap the wave number-dependence of the EPI matrix elements $g_{\nu}(\mathbf{k},\mathbf{q})$ is crucial. Maximal EPI for the breating/half-breating mode at large $q \sim \pi/a$ results in depairing effect of this mode, while the buckling mode with maximum of interaction at $q = 0$ supports the $d_{x^2-y^2}$-pairing. This conclusion results from a simple physics: large q EPI changes the phase the $d_{x^2-y^2}$-gap while small q EPI does not change the phase.

In the BCS-type approach to the superconductivity the spin singlet pairing of the Hubbard fermions is given by the anomalous average [14] $B_{\mathbf{q}} = \left\langle X_{-\mathbf{q}}^{\sigma,2} X_{\mathbf{q}}^{-\sigma,2} \right\rangle$. For the $d_{x^2-y^2}$ -pairing induced both by magnetic and phonon mechanisms the gap equation reads [15]

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \frac{2\varphi_{\mathbf{k}}}{N} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \frac{1-x}{2} J + \lambda\theta\left(|\xi_{\mathbf{q}}| - \omega_D\right) \right\} \times \\ \times \frac{2\Delta_{\mathbf{q}}\varphi_{\mathbf{q}}}{\xi_{\mathbf{q}}} \tanh\left(\frac{\xi_{\mathbf{q}}}{2\tau}\right) \qquad (3)$$

where $\varphi(\mathbf{q}) = (\cos q_x a - \cos q_y a)/2$ is the angle-dependent part of the gap $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0 \varphi(\mathbf{k})$, the total coupling parameter in brackets is given by a sum of magnetic J and phonon λ couplings. The θ - function as usually means that phonon pairing occurs in a narrow energy window of the ω_D width near the Fermi energy. The chemical potential μ is calculated self-consistently for the carrier concentration x in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. The phonon coupling parameter $\lambda = f(x) \cdot G$, where dimensionless function $f(x)$ is given by $f(x) = (1+x)(3+x)/8 + 3(-c_{01})/4$ and the parameter G is determined by the bare EPI matrix elements $G = \left(g_{buck}^2/\omega_{buck} - g_{breath}^2/\omega_{breath}\right)$. The concentration dependence of both magnetic and phonon couplings stems from the unusial statistics of the Hubbard fermions. Contrary to the free electron band with two electrons per atom the Hubbard subbands have the odd number states which depends on concentration via total number of holes $n_h = 1 + x$ and the nearest neighbour spin correlation function c_{01}. Due to the antiferromagnetic type of correlation c_{01} is negative and its contribution in λ is positive. The appearance of the spin correlation function in the phonon coupling means some interference of the magnetic and phonon mechanisms of pairing. This function $c_{01} = 2\langle S_0^z S_1^z \rangle = \langle S_0^+ S_1^- \rangle$ characterizes spin liquid properties of the undoped cuprate and is concentration dependent [9].

All parameters in the gap equation (3) but G have been obtained within *ab initio* LDA+GTB approach. The precision of modern calculations of the EPI matrix elements, especially for strongly correlated elec-

trons, seems to be not enough. Thus in this paper we consider the parameter G as the only fitting parameter and we calculate the isotope effect to find the value of G. The value $G/J = 0.35$ provides $a_0 = 0.06$ close to the experimental data at the optimal doping.

The doping dependence of the critical temperature T_c is shown in the Fig.2. It is clear that this dependence reproduces well the general structure of the superconducting dome with the optimal doping at $x = 0.17$ and disappearance of superconductivity in the underdoped region below $x = 0.06$. In the overdoped region the decrease of T_c is more smooth than in experiment. Our approach from the undoped regime becomes less accurate in the overdoped region then at small doping. We have obtained that with positive parameter G the phonon contribution to pairing increase the magnetic one. The absolute value of T_c is too large and this is the general drawback of the mean field theory. Our calculations allow us to find a compromise in the struggle between the adepts of magnetic and phonon mechanisms of high temperature superconductivity and to claim that both mechanisms are important and work together. The phonon contribution to the critical temperature is a little bit less than magnetic one but of the same order of magnitude. We would like to discuss the effect of the

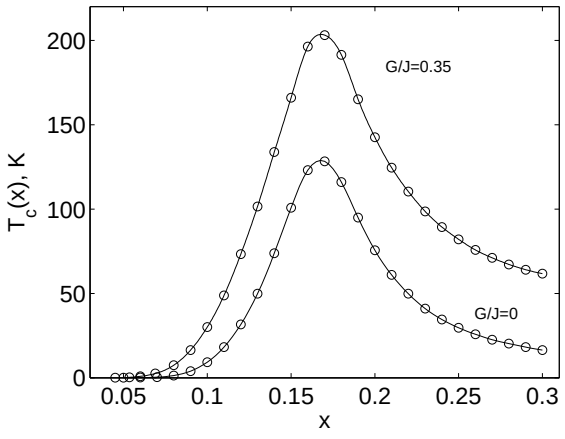


Fig. 2. The critical temperature as function of the doping concentration for $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. The phonon-mediated pairing works together with the magnetic one increasing each other.

strong EPI with apical oxygen breathing mode. This interaction is poor screened. The direct experimental proof of its importance is demonstrated by the colossal lattice expansion along c-axis in $La_2CuO_{4+\delta}$ under femtosecond intensive light pulses [16, 17]. Nevertheless this large EPI does not contribute to the $d_{x^2-y^2}$ superconducting pairing due to the orthogonality of the in-plane electron momentum and c-axis phonon wave number for the apical oxygen breathing mode. The site selective isotope substitution confirms the absence of the isotope effect when the isotope is in the apical oxygen position [18].

This work is supported by the Presidium RAS program “Quantum macrophysics", the integration project SORAN-UrORAN 74, Project SORAN 3.4, the RFFI Grants 06-02-16100, 06-02-90537-BNTS

References

1. O. K. Anderson, A. Liechtenstein, O. Jepsen and F. Paulsen, J. Phys. Chem. Solids **56**, 1573 (1995).
2. S. G. Ovchinnikov and I. S. Sandalov, Physica C **161**, 607 (1989).
3. V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov, A. A. Borisov and E. G. Goryachev, JETP **91**, 369 (2000).
4. M. M. Korshunov, V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov, I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina and V. I. Anisimov, Phys. Rev. B **72**, 165104 (2005).
5. V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov, Physics of Solid State **50**, 1081 (2008).
6. P. Under, P. Fulde, Phys. Rev. B **47**, 8947 (1993).
7. A. Sherman and M. Schreiber, Eur. Phys. J. B **32**, 203 (2003).
8. E. Z. Kuchinskii, I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina and M. V. Sadovskii JETP **104**, 792 (2007).
9. M. M. Korshunov, S. G. Ovchinnikov, Europ. J. Physics B **57**, 271 (2007).
10. N. Doiron-Leyraud et al., Nature **447**, 565 (2007).
11. T. S. Nunner, J. Schmalian and K. H. Bennemann, Phys. Rev. B **59**, 8859 (1999).
12. F. Giustino, M. L. Cohen and S. G. Louie Nature **452**, 975 (2008).
13. S. G. Ovchinnikov and E. I. Shneider, JETP **101**, 844 (2005).
14. N. M. Plakida and V. S. Oudovenko, Phys.Rev.B **59**, 11949 (1999).
15. E. I. Shneyder and S. G. Ovchinnikov, JETP Lett. **83**, 394 (2006).
16. N. Gedik et al., Science **316**, 425 (2007).
17. I. Bozovic, Physics: Uspekhi **51**, 170 (2008).
18. R. Khasanov et al., Phys.Rev.B **68**, 220506 (2003).

Electron and Spin Excitations and Superconductivity in Cuprates

N. M. Plakida [1)]

Joint institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow reg. 141980, Russia

Results for electronic spectrum and superconducting pairing mediated by antiferromagnetic exchange and spin fluctuations are reported within the microscopic theory for the Hubbard model. The Dyson equation for the normal and anomalous Green functions in terms of Hubbard operators with the self-energy calculated in the noncrossing approximation is solved. The electron scattering on spin fluctuations is determined by kinematic interaction for Hubbard operators. Static magnetic properties and the spin-fluctuation spectrum are considered within the t-J model.

1. Model and Dyson equation. To study electronic properties of the CuO_2 plane we consider a Hubbard model on a square lattice

$$H = E_1 \sum_{i,\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + E_2 \sum_i X_i^{22} + \sum_{i\neq j,\sigma} t_{ij}\{X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + X_i^{2\sigma} X_j^{\sigma 2} + \sigma(X_i^{2,-\sigma} X_j^{0\sigma} + \text{H.c.})\}, \quad (1)$$

where $E_1 = \varepsilon_1 - \mu$ and $E_2 = 2E_1 + U_{\rm eff}$ are the energy levels of one- and two-hole states where $U_{\rm eff} = \Delta_{pd}$ is the charge-transfer gap in cuprates. The Hubbard operators (HOs) $X_i^{\alpha\beta} = |i\alpha\rangle\langle i\beta|$ define transitions between four hole states: $\alpha,\beta = |0\rangle, |\sigma\rangle, |2\rangle = |\uparrow\downarrow\rangle$, $\sigma = \pm 1 = (\uparrow,\downarrow)$. The hopping parameters t_{ij} determine a bare (band) dispersion for holes. A strong correlation limit is assumed: $U_{\rm eff} \gg t$. The chemical potential μ is determined by an average *hole* occupation number $n = 1 + \delta = \langle N_i\rangle$, $\quad N_i = \sum_\sigma X_i^{\sigma\sigma} + 2X_i^{22}$.

We emphasize that in the Hubbard model (1) there is no dynamical coupling of electrons (holes) to spin or charge fluctuations. This is generated by the *kinematic* interaction caused by the commutation relations for the HOs: $[X_i^{\alpha\beta}, X_j^{\gamma\delta}]_\pm = \delta_{ij}(\delta_{\beta\gamma} X_i^{\alpha\delta} \pm \delta_{\delta\alpha} X_i^{\gamma\beta})$, where the upper (lower) sign pertains to Fermi- (Bose-) type operators.

To consider superconducting pairing in the model (1), we define the thermodynamic Green function (GF) $\mathsf{G}_{ij\sigma}(t-t') = \langle\langle \hat{X}_{i\sigma}(t) \mid \hat{X}^\dagger_{j\sigma}(t')\rangle\rangle_\omega$ for four-component Nambu operators $\hat{X}_{i\sigma}$ and $\hat{X}^\dagger_{i\sigma} = (X_i^{2\sigma}\ X_i^{\bar\sigma 0}\ X_i^{\bar\sigma 2}\ X_i^{0\sigma})$. By using the Mori-type projection technique for the equation of motion for the GF, we have derived an *exact* Dyson equation (see [1]). The 4×4 matrix GF is represented as a super-matrix of the normal $\hat{G}_\sigma(\mathbf{k},\omega)$ and anomalous $\hat{F}_\sigma(\mathbf{k},\omega)$ matrix GFs for two Hubbard subbands:

$$\mathsf{G}_\sigma(\mathbf{k},\omega) = \begin{pmatrix} \hat{G}_\sigma(\mathbf{k},\omega) & \hat{F}_\sigma(\mathbf{k},\omega) \\ \hat{F}^\dagger_\sigma(\mathbf{k},\omega) & -\hat{G}_\sigma(-\mathbf{k},-\omega) \end{pmatrix} = \{\omega\tilde{\tau}_0 - \mathsf{E}_\sigma(\mathbf{k}) - \Sigma_\sigma(\mathbf{k},\omega)\}^{-1}\,\mathsf{Q}, \quad (2)$$

where $\mathsf{Q} = \langle\{\hat{X}_{i\sigma}, \hat{X}^\dagger_{i\sigma}\}\rangle$. The frequency matrix $\mathsf{E}_{ij\sigma} = \langle\{[\hat{X}_{i\sigma}, H], \hat{X}^\dagger_{j\sigma}\}\rangle\mathsf{Q}^{-1}$ determines electronic spectrum and pairing in the generalized mean-field approximation (MFA). The self-energy operator $\Sigma_\sigma(\mathbf{k},\omega)$ is defined by the *proper* part of the multi-particle GF

$$\Sigma_\sigma(\mathbf{k},\omega) = \langle\!\langle \hat{Z}^{(ir)}_{\mathbf{k}\sigma} \mid \hat{Z}^{(ir)\dagger}_{\mathbf{k}\sigma}\rangle\!\rangle^{(prop)}_\omega\ \mathsf{Q}^{-1}, \quad (3)$$

where $\hat{Z}^{(ir)}_{i\sigma} = [\hat{X}_{i\sigma}, H] - \sum_l \mathsf{E}_{il\sigma}\hat{X}_{l\sigma}$. The self-energy (3) is calculated in the the noncrossing approximation (NCA). This is given by a product of correlation functions for Fermi-like X_j and Bose-like B_i operators for multi-particle time-dependent correlation functions in (3): $\langle B_i(t)X_j(t)B_l(t')X_m(t')\rangle = \langle X_j(t)X_m(t')\rangle\langle B_i(t)B_l(t')\rangle$ where $i\neq j, l\neq m$ (see Refs. [1, 2]). In the NCA, the system of equations for the normal and anomalous GFs in (2) and the corresponding matrix self-energy components in (3) is reduced to the self-consistent equations similar to the strong-coupling Migdal-Eliashberg equations.

2. Electronic spectrum. Numerical solution of the self-consistent system of equations in the normal state enables one to study electronic structure within the model (1): the spectral density $\hat{A}(\mathbf{k},\omega) = (-1/\pi)\mathrm{Im}\,\hat{G}(\mathbf{k},\omega)$, dispersion curves, electron momentum distribution functions, the Fermi surface (FS) (see Ref. [2]). As an example, in Fig. 1 (left panel) we show dispersion curves (in electron notation) given by the maximum of the spectral function in units of t, the nearest neighbor (n. n.) hopping, along the symmetry directions $\Gamma(0,0) \to M(\pi,\pi) \to X(\pi,0) \to \Gamma(0,0)$ for $t = U_{\rm eff}/4$, $\delta = 0.1$ and $T = 0.03t$. The dispersion reveals a rather flat hole-doped band at the Fermi energy (FE) ($\omega = 0$) and dispersing behavior far away from the FE.

Our results resemble the dispersion curves obtained by LDA + DMFT (dynamical mean-field theory) numerical calculations for a model of $La_{2-\delta}Sr_\delta CuO_4$ in Ref. [4] which are shown in the right panel of Fig. 1 in the direction $\Gamma(0,0) \to X(\pi,0) \to K(\pi,\pi) \to \Gamma(0,0)$ in units

[1)] plakida@theor.jinr.ru

of eV. The flat band crossing the FE is ascribed to the coherent QP excitations of the Zhang-Rice (ZR) singlet band, while the dispersing part is related to the incoherent ZR excitations related to the self-energy effects in DMFT. An abrupt change in the dispersion from the flat band to the dispersing part below the FE shown by the white dashed lines in the right panel the authors are associated with the so-called "waterfall" feature observed in angle-resolved photoemission (ARPES) experiments in cuprates. We also observe the "waterfall" feature, but in our calculations the spectral intensity close $M(\pi,\pi)$ point is transferred to the upper Hubbard band which is separated by a gap of the order of Δ_{pd} in contrast to Ref. [4] where a continuous dispersion is found. Most likely this difference is due to a momentum dependence of the self-energy (3) which is neglected in the DMFT, besides difference in the models and doping levels.

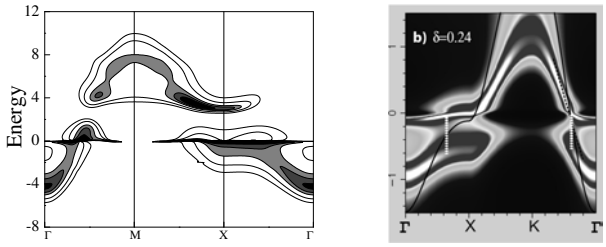


Fig. 1. Dispersion curves (left panel) in comparison with LDA + DMFT calculations (right panel) [4].

A sharp increase of the dispersion and the intensity of the QP peaks at the FE in the overdoped region, $\delta = 0.3$, and at high temperature, $T = 0.3t$, proves a significant influence of antiferromagnetic (AF) spin-correlations on the electronic spectra.

Noticeable temperature and doping dependence were obtained for the FS also. It has been found that at low doping and temperatures ($\delta \leq 0.1, T \leq 0.03t$) the FS determined by the conventional equation: $\varepsilon(\mathbf{k}_{\rm F}) + {\rm Re}\,\Sigma(\mathbf{k}_{\rm F}, 0) = 0$, is represented by four pockets around $(\pm\pi/2, \pm\pi/2)$ points of the Brilllouin zone (BZ). At the same time, the FS obtained from the maximum of the spectral function $A(\mathbf{k}_{\rm F}, \omega = 0)$ reveals an arc-type shape with maximum intensity located on the large FS. Such a behavior is related to a pseudogap opening in the electronic density of states in the vicinity of the $(\pi, 0)$-type points of the BZ. This explains why in ARPES experiments only this arc-part of the FS has been detected. At higher doping the FS becomes open and in the overdoped region transforms to an electron-like form. This FS transformation is confirmed by studying the electron momentum distribution function which shows only a small drop at the FS in the underdoped case.

3. Superconducting pairing. Contrary to the conventional Eliashberg theory, in the Hubbard model the superconducting pairing appears already in the MFA determined by the anomalous component $\hat{\Delta}_\sigma(\mathbf{k})$ in the matrix $\mathsf{E}_\sigma(\mathbf{k})$ in (2). The diagonal matrix components have the forms $\Delta^{22}_{ij\sigma} = -\sigma t_{ij}\langle X_i^{02} N_j\rangle/Q_2$, $\Delta^{11}_{ij\sigma} = \sigma t_{ij}\langle N_j X_i^{02}\rangle/Q_1$, where $Q_2 = 1 - Q_1 = n/2$. Expressing the Fermi operators in terms of HOs as $a_{i\sigma} = X_i^{0\sigma} + \sigma X_i^{\bar{\sigma}2}$, we can write the anomalous averages as $\langle X_i^{02} N_j\rangle = \langle X_i^{0\downarrow} X_i^{\downarrow 2} N_j\rangle = \langle a_{i\downarrow}\, a_{i\uparrow} N_j\rangle$ because the other products of HOs do not contribute according to their multiplication rules. This representation of the anomalous averages in terms of Fermi operators shows that the pairing occurs on a single site but in different Hubbard subbands. The anomalous averages $\langle X_i^{02} N_j\rangle$ are calculated directly by using the equation for the pair commutator GF $L_{ij}(t - t') = \langle\langle X_i^{02}(t) \mid N_j(t')\rangle\rangle$ without *any decoupling* approximations [1]. Then the equation for the superconducting gap in the MFA for the two-hole subband can be written as

$$\Delta^{22}_{ij\sigma} = -\sigma\, t_{ij}\langle X_i^{02} N_j\rangle/Q_2 = J_{ij}\langle X_i^{\sigma 2} X_j^{\bar{\sigma}2}\rangle/Q_2. \quad (4)$$

The obtained equation is equivalent to the gap equation in the t-J model, where the superconducting pairing is induced by the AF exchange interaction $J_{ij} \sim 4t_{ij}^2/U_{\rm eff}$ due to inter-subband hopping [3].

By taking into account in addition to the MFA result (4) the spin-fluctuation pairing due to hopping in one subband which is described by the anomalous self-energy component in (3) we obtain the final equation for the superconducting gap. The equation for the gap $\varphi_{2,\sigma}(\mathbf{k}, i\omega_n)$ in the two-hole subband in the Matsubara frequency representation, $\omega_n = i\pi T(2n+1)$, becomes

$$\varphi_{2,\sigma}(\mathbf{k}, i\omega_n) = -\frac{T}{N}\sum_{\mathbf{q}}\sum_{m}\{\, J(\mathbf{k}-\mathbf{q}) \quad (5)$$
$$-|t(\mathbf{q})|^2\chi_s(\mathbf{k}-\mathbf{q}, i\omega_n - i\omega_m)\}F^{22}_\sigma(\mathbf{q}, i\omega_m)/Q_2\,,$$

where $\chi_s(\mathbf{k}-\mathbf{q}, i\omega_\nu)$ is the dynamical spin susceptibility (see below Eq. (6)). For calculation of superconducting T_c a linearized gap equation (5) can be used in which the anomalous GF is determined by a product of the normal GF $G^{22}_N(\mathbf{q}, i\omega_m)$ and the gap as follow: $F^{22}_\sigma(\mathbf{q}, i\omega_m)/Q_2 = -G^{22}_N(\mathbf{q}, -i\omega_m)\, G^{22}_N(\mathbf{q}, i\omega_m)\, \varphi_{2,\sigma}(\mathbf{q}, i\omega_m)$.

For estimation of T_c, a weak coupling approximation (WCA) can be used. By solving the linearized gap equation (5) in WCA in the standard logarithmic approximation, we obtain for T_c a BCS-like expression [1]: $T_c = \omega_s \exp(-1/\widetilde{V}_{sf})$, $\widetilde{V}_{sf} = V_{sf} + V_{ex}/(1 - V_{ex}\ln(\mu/\omega_s))$, where $\omega_s \sim J$ is a characteristic spin-fluctuation energy. The effective coupling constants $V_{ex} \sim \lambda_{ex}\, N(0)$ and $V_{sf} \sim \lambda_{sf}\, N(0)$

are determined by the density of electronic states at the FE $N(0)$ and effective interactions given by the respective coupling functions averaged over the FS: $\lambda_{ex} \sim J\langle\eta^2(\mathbf{k})\rangle_{\rm FS} \sim J$, $\lambda_{sf} \sim \langle t^2(\mathbf{k})\,\eta^2(\mathbf{k})\rangle_{\rm FS}/\omega_s \leq t^2/\omega_s$ for a model d-wave gap $\eta(\mathbf{k}) = (\cos k_x - \cos k_y)$. Even for a weak coupling, $V_{ex} \sim V_{sf} \sim 0.2$ a large value of T_c can be obtained caused by an enhancement of the spin-fluctuation coupling constant $\widetilde{V}_{sf}$ due to a large logarithm for $\mu \gg \omega_s$. In the strong-coupling limit within the Eliashberg-type theory, the full GFs in (2) self-consistently calculated taking into consideration the self-energy (3) should be used as has been done for the single-band t-J model in Ref. [3]. Results of similar approach to a more complicated two-subband form of the GFs (2) will be presented elsewhere.

4. Magnetic properties. Magnetic properties of cuprate superconductors determined by low-energy spin fluctuations can be studied within the t-J model. The model follows from the Hubbard model (1) for $t \ll U_{\rm eff}$ when high-energy inter-subband hopping can be replaced by the AF exchange interaction $J = 4t^2/U_{\rm eff}$ for n.n. Cu 1/2-spins. By using the Mori-type projection technique for spin GFs, a general expression for the dynamic spin susceptibility $\chi(\mathbf{q},\omega) = -\langle\langle S^+_{\mathbf{q}}|S^-_{-\mathbf{q}}\rangle\rangle_\omega$ has been found [5]:

$$\chi(\mathbf{q},\omega) = \frac{m(\mathbf{q})}{\omega^2_{\mathbf{q}} + \omega\,\Sigma(\mathbf{q},\omega) - \omega^2}, \qquad (6)$$

where $m(\mathbf{q}) = \langle[i\dot{S}^+_{\mathbf{q}}, S^-_{-\mathbf{q}}]\rangle$ and $\omega_{\mathbf{q}}$ is the spin-excitation spectrum in MFA. The self-energy is defined by a proper part of the Kubo-Mori GF $\Sigma(\mathbf{q},\omega) = ((\ddot{S}^+_{\mathbf{q}}|\ddot{S}^-_{\mathbf{q}}))^{(proper)}_\omega/m(\mathbf{q})$ calculated in the NCA for the multi-particle correlation functions.

Self-consistent calculations of the static spin susceptibility $\chi_{\mathbf{q}} = m(\mathbf{q})/\omega^2_{\mathbf{q}}$ enables to study static magnetic properties [6]. In particular, a long-range AF order (LRO) at zero temperature was found for doping $\delta < \delta_c$ where the critical doping $\delta_c = 0.025\,(0.05)$ for $J = 0.2t\,(0.4t)$. By expanding $\chi_{\mathbf{q}}$ in the neighborhood of the AF wave vector $\mathbf{Q} = (\pi,\pi)$ the AF correlation length was calculated: $\xi^2 = 8J^2\alpha_1|C_{01}|/\omega^2_{\mathbf{Q}}$ where $C_{01} = \langle S^+_0 S^-_a\rangle$ is the n.n. spin correlation function and $\alpha_1 \simeq 2.3$ is a fitting parameter. At zero doping, $\xi^{-1}(T)$ exhibits the known exponential decrease as $T \to 0$. For $\delta > \delta_c$ a finite values of ξ as $T \to 0$ was obtained corresponding to the vanishing of LRO. The doping dependence of $\xi(\delta, T \neq 0) \propto 1/\sqrt{\delta}$ shows a reasonable agreement with the neutron-scattering data. The uniform static spin susceptibility $\chi = \lim_{q\to 0}\chi_{\mathbf{q}}$ reveals a maximum at a specific doping $\delta_{\max}(T)$ which shifts to lower doping with increasing temperature in accord with experiments and numerical simulations.

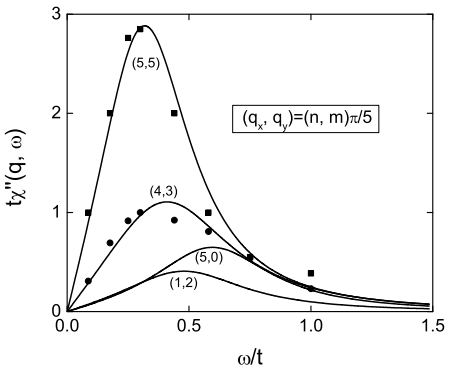


Fig. 2. Spin-fluctuation spectrum in comparison with exact diagonalization data (symbols) [7].

The spin-fluctuation spectrum determined by the imaginary part of the dynamic spin susceptibility $\chi''(\mathbf{q},\omega)$ was calculated for various doping and temperatures. It was found that the damping of spin fluctuations is rather small at low doping and at $\delta = 0$ is similar to known results obtained for the Heisenberg model. However, at higher doping, $\delta \gtrsim 0.05$, the main contribution comes from the hole hopping. Fig. 2 shows the spectrum at $T = 0.15t$, $J = 0.3t$, $\delta = 0.1$ for various wave vectors which is in agreement with the results of the finite-T Lanczos method [7].

To conclude, we have developed a microscopic theory for the electronic and spin-fluctuation spectra within the models of strongly correlated electrons which are believed to be relevant for description of cuprate superconductors. It was found that superconducting pairing in the models is mediated both by the AF exchange interaction and by spin-fluctuations which could result in high-T_c.

The results presented in the report have been obtained in collaboration with V.S. Oudovenko, L. Anton, S. Adam, Gh. Adam, A.A. Vladimirov, and D. Ihle cooperation with whom are highly appreciated by the author.

References

1. N. M. Plakida et al., JETP **97**, 331 (2003).
2. N. M. Plakida et al., JETP **104**, 230 (2007).
3. N. M. Plakida et al., Phys. Rev. B **59**, 11949 (1999).
4. Weber C. et al., arXiv:cond-mat/0804.1512, (2008).
5. A. A. Vladimirov et al., TMPh **145**, 1576 (2005).
6. A. A. Vladimirov et al., TMPh **152**, 1331 (2007).
7. P. Prelovšek et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 027002 (2004).

Reconstruction of the Fermi surface in the pseudogap state of cuprates

E. Z. Kuchinskii, M. V. Sadovskii[1)]

Institute for Electrophysics, Russian Academy of Sciences, Ural Branch, 620016 Ekaterinburg, Russia

Reconstruction of the Fermi surface of high-temperature superconducting cuprates in the pseudogap state is analyzed within nearly exactly solvable model of the pseudogap state, induced by short-range order fluctuations of antiferromagnetic (AFM, spin density wave (SDW), or similar charge density wave (CDW)) order parameter, competing with superconductivity. We explicitly demonstrate the evolution from "Fermi arcs" (on the "large" Fermi surface) observed in ARPES experiments at relatively high temperatures (when both the amplitude and phase of density waves fluctuate randomly) towards formation of typical "small" electron and hole "pockets", which are apparently observed in de Haas - van Alfen and Hall resistance oscillation experiments at low temperatures (when only the phase of density waves fluctuate, and correlation length of the short-range order is large enough). A qualitative criterion for quantum oscillations in high magnetic fields to be observable in the pseudogap state is formulated in terms of cyclotron frequency, correlation length of fluctuations and Fermi velocity.

Pseudogap state of underdoped copper oxides [1, 2, 3, 4] is probably the main anomaly of the normal state of high temperature superconductors. Especially striking is the observation of "Fermi arcs" in ARPES experiments [5, 6, 7].

However, the recent observation of quantum oscillation effects in Hall resistance [8], Shubnikov - de Haas [9] and de Haas - van Alfen (dHvA) oscillations [9, 10] in the underdoped YBCO cuprates, producing evidence for rather "small" hole or electron [11] pockets of the Fermi surface, seemed to contradict the well established ARPES data on the Fermi surface of cuprates.

Qualitatvive explanation of this apparent contradiction was given in Ref. [12] within very simplified model of hole-like Fermi surface evolution under the effect of short-range AFM fluctuations.

We believe that the preferable "scenario" for pseudogap formation can be most likely based on the picture of strong scattering of the charge carriers by short–ranged antiferromagnetic (AFM, SDW) spin fluctuations [2, 3], i.e. fluctuations of the order parameter competing with superconductivity. In momentum representation this scattering transfers momenta of the order of $\mathbf{Q} = (\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a})$ (a – lattice constant of two dimensional lattice).

Within this approach we have already demonstrated [13, 14] the formation of "Fermi arcs" at high-enough temperatures, when AFM fluctuations can be effectively considered as static and Gaussian [15, 16]. Here we present an exactly solvable model, quite similar to that analyzed qualitatively in Ref. [12], which is capable to describe a crossover from "Fermi arc" picture at high temperatures (typical for most of ARPES experiments) to that of small "pockets" at low temperatures (typical for quantum oscillation experiments).

We shall consider a two - dimensional generalization of an exactly solvable model proposed in one - dimension in Ref. [17] (and also analyzed in a simplified two-dimensional approach in Ref. [18]), which is physically equivalent to the model of Ref. [12], but can produce a complete picture of Fermi surface reconstruction and formation of both hole and electron "pockets".

Consider electrons in two-dimensional square lattice with nearest (t) and next nearest (t') neighbour hopping integrals, which leads to the usual "bare" dispersion:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a) - 4t' \cos k_x a \cos k_y a - \mu \quad , \tag{1}$$

where a is the lattice constant, μ — chemical potential, and assume that these electrons are scattered by the following (static) random field, imitating AFM(SDW) (or similar CDW) short-range order:

$$V(\mathbf{l}) = D \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{l} - i\mathbf{q}\mathbf{l}) + D^* \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{l} + i\mathbf{q}\mathbf{l}) \tag{2}$$

where $\mathbf{l} = (n_x a, n_y a)$ numerates lattice sites and $D = |D|e^{i\phi}$ denotes the complex amplitude of fluctuating SDW (or CDW) order parameter, while $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ is a small deviation from the dominating scattering vector $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y) = (\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a})$.

Generalizing the approach of Refs. [17, 18] (compare with Ref. [12]) we consider a specific model of disorder, where both q_x and q_y are random and distributed according to:

$$\mathcal{P}(q_x, q_y) = \frac{1}{\pi^2} \frac{\kappa}{q_x^2 + \kappa^2} \frac{\kappa}{q_y^2 + \kappa^2} \tag{3}$$

[1)] sadovski@iep.uran.ru

where $\kappa = \xi^{-1}$ is determined by the inverse correlation length of short-range order. Phase ϕ is also considered to be random and distributed uniformly on the interval $[0, 2\pi]$.

Factorized form of (3) is not very important physically, but allows for an analytic solution for the Green' function which takes the form [18]:

$$G_D(\varepsilon, \mathbf{k}) = \frac{\varepsilon - \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}) + iv\kappa}{(\varepsilon - \varepsilon(\mathbf{k}))(\varepsilon - \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q}) + iv\kappa) - |D|^2} \tag{4}$$

where $v = |v_x(\mathbf{k}+\mathbf{Q})| + |v_y(\mathbf{k}+\mathbf{Q})|$, $v_{x,y}(\mathbf{k}) = \frac{\partial\varepsilon(\mathbf{k})}{\partial k_{x,y}}$.

Spectral density $A(\varepsilon, \mathbf{k}) = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}G_D^R(\varepsilon, \mathbf{k})$ at the Fermi level ($\varepsilon = 0$), is shown in Fig. 1, and demonstrate the formation of small "pockets" instead of large "bare" Fermi surface. Here and in the following we have assumed rather typical (for cuprates) values of $t'/t = -0.4$ and doping $n = 0.9$ (10% hole doping), corresponding to $\mu = -1.08t$.

The poles of the Green's function (4), determining the quasiparticle dispersion and damping the limit of large enough correlation length ($v\kappa \ll t$, low temperature), are given by:

$$\tilde{E}^{(\pm)} = E_{\mathbf{k}}^{(\pm)} - i\frac{v\kappa}{2}\left(1 \mp \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(-)}}{E_{\mathbf{k}}}\right) \tag{5}$$

with $\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(\pm)} = \frac{1}{2}[\varepsilon(\mathbf{k}) \pm \varepsilon(\mathbf{k}+\mathbf{Q})]$, $E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(-)2} + |D|^2}$, and

$$E_{\mathbf{k}}^{(\pm)} = \varepsilon_{\mathbf{k}}^{(+)} \pm \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}}^{(-)2} + |D|^2} \tag{6}$$

which is just the dispersion in the case of the presence of long-range AFM order. Equation $E_{\mathbf{k}}^{(-)} = 0$ determines the hole "pocket" of the Fermi surface, around the point $(\frac{\pi}{2a}, \frac{\pi}{2a})$ in the Brillouin zone, while $E_{\mathbf{k}}^{(+)} = 0$ defines the electronic "pockets", centered around $(\frac{\pi}{a}, 0)$ and $(0, \frac{\pi}{a})$, as shown in Fig. 1 (a).

Quasiparticle damping as given by the imaginary part of (5) is, in fact, changing rather drastically as particle moves around the "pocket" of the Fermi surface. Being practically zero in the nearest to point $\Gamma = (0, 0)$ nodal (i.e. on the diagonal of the Brillouin zone) point of this trajectory on the hole "pocket", it becomes of the order of $\approx v_F^n\kappa$ in the far (from Γ) nodal point. Here we have introduced $v_F^n = |v_x(\mathbf{k}|) + |v_y(\mathbf{k})||_{\varepsilon(\mathbf{k})=0, k_x=k_y}$ — particle velocity at the nodal point of the "bare" Fermi surface. On the trajectory around the electronic "pocket" quasiparticle damping changes from nearly zero near the crossing points of the "bare" Fermi surface with Brillouin zone boundary up to $\approx v_F^a\kappa$ at points close to the similar crossing points of the "shadow" Fermi surface. Here $v_F^a = |v_x(\mathbf{k}|) + |v_y(\mathbf{k})||_{\varepsilon(\mathbf{k})=0, k_x=\frac{\pi}{a}}$ is the velocity in the antinodal point of "bare" Fermi surface.

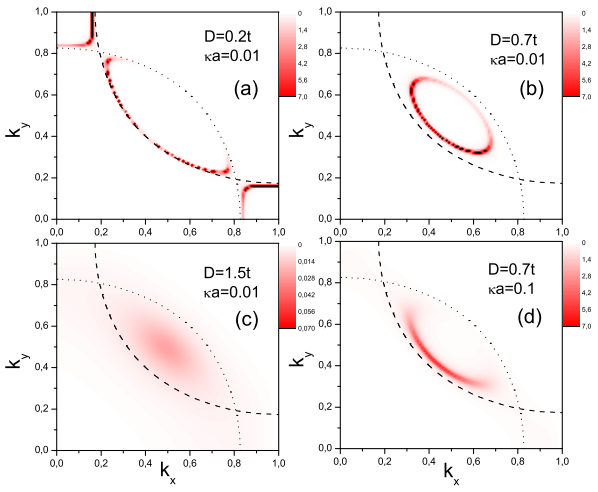


Fig.1. Reconstruction of the Fermi surface in the low temperature (large correlation length) regime of pseudogap fluctuations ($n = 0.9$, $t'/t = -0.4$. Shown are intensity plots of spectral density for $\varepsilon = 0$: (a) – $D = 0.2t$, $\kappa a = 0.01$; (b) – $D = 0.7t$, $\kappa a = 0.01$; (c) – $D = 1.5t$, $\kappa a = 0.01$; (d) – $D = 0.7t$, $\kappa a = 0.1$; Dashed line denotes "bare" Fermi surface, dotted line — shadow Fermi surface.

Effective width of spectral densities in our model which determines smearing of the Fermi surfaces can be roughly compared to impurity scattering contribution to Dingle temperature and estimated as $\tau^{-1} \sim \frac{<v_F>}{\xi}$, where $< v_F >$ is the velocity averaged over the Fermi surface. In fact it gives a kind of the upper boundary to pseudogap scattering rate in our model. Then the criterion for the observability of quantum oscillations takes the obvious form:

$$\omega_H \frac{\xi}{< v_F >} \sim \frac{\omega_H}{t}\frac{\xi}{a} \gg 1 \tag{7}$$

where ω_H is the usual cyclotron frequency.

As the most unfavourable estimate (overestimating the effective damping) we take:

$$< v_F >= \begin{cases} v_F^n \text{ for hole "pocket"} \\ v_F^a \text{ for electronic "pocket"} \end{cases} \tag{8}$$

Experimentally oscillations become observable in magnetic fields larger than 50 T [8, 9, 10, 11]. Taking the large correlation length $\xi = 100a$ and magnetic field H =50T we get $\omega_H\tau \approx 0.8$ for hole "pocket" and $\omega_H\tau \approx 1.3$ for electronic "pockets" in our model. Thus we need rather large values of correlation length $\xi \sim 50 - 100\,a$ for oscillations to be observable. However, this value may be smaller in the case of cyclotron mass larger than the mass of the free electron used in the above estimates.

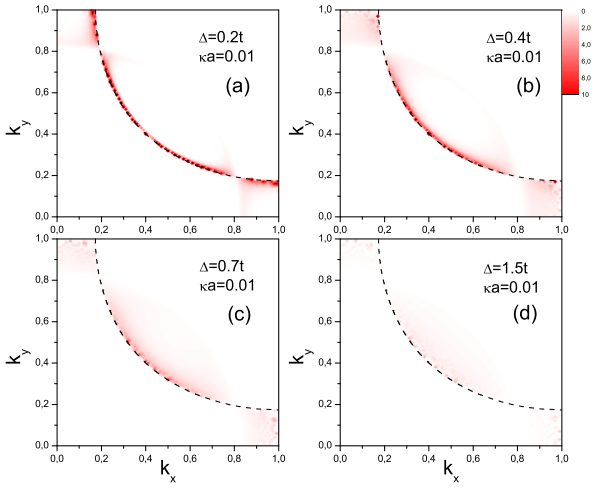


Fig.2. Formation of the Fermi "arcs" in the high-temperature regime of pseudogap fluctuations ($n = 0.9$, $t'/t = -0.4$, $\kappa a = 0.01$). Shown are intensity plots of spectral density for $\varepsilon = 0$. (a) – $\Delta = 0.2t$; (b) – $\Delta = 0.4t$; (c) – $\Delta = 0.7t$; (d) – $\Delta = 1.5t$; Dashed line denotes "bare" Fermi surface.

Green's function (4) describes the "low temperature" regime of pseudogap fluctuations, when the amplitude fluctuations of the random field (2) are "frozen out". In the "high temperature" regime both the phase and the amplitude $|D|$ of (2) are fluctuating. Assuming these fluctuations Gaussian we take the probability distribution of amplitude fluctuations given Rayleigh distribution [18]:

$$\mathcal{P}_D(|D|) = \frac{2|D|}{\Delta^2} exp\left(-\frac{|D|^2}{\Delta^2}\right) \qquad (9)$$

Then the averaged Green's function takes the form:

$$G_\Delta(\varepsilon, \mathbf{k}) = \int_0^\infty d|D|\mathcal{P}_D(|D|)G_D(\varepsilon, \mathbf{k}) \qquad (10)$$

Profiles of the spectral density at the Fermi level ($\varepsilon = 0$), corresponding to (10) and different values of the pseudogap width Δ are shown in Fig. 2. The growth of the pseudogap width leads to the "destruction" of the Fermi surface close to Brillouin zone boundaries and formation of typical Fermi "arcs", qualitatively (and quantitatively) similar to that obtained in our previous work [13, 14] and in accordance with the results of ARPES experiments, which are typically done at much higher temperatures, than experiments on quantum fluctuations.

This work is supported by RFBR grant 08-02-00021 and RAS programs "Quantum macrophysics" and "Strongly correlated electrons in semiconductors, metals, superconductors and magnetic materials".

References

1. T. Timusk, B. Statt, Rep. Progr. Phys, **62**, 61 (1999).
2. M. V. Sadovskii, Usp. Fiz. Nauk **171**, 539 (2001) [Physics – Uspekhi **44**, 515 (2001)].
3. M. V. Sadovskii. Models of the pseudogap state in high-temperature superconductors. In "Strings, branes, lattices, networks, pseudogaps and dust", Scientific World, Moscow 2007, p.p. 357-441 (in Russian); arXiv: cond-mat/0408489.
4. M. R. Norman, D. Pines, C. Kallin. Adv. Phys. **54**, 715 (2007)
5. M. R. Norman, H. Ding, J. C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, D. G. Hinks. Nature **392**, 157 (1998)
6. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen. Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003)
7. J. C. Campuzano, M. R. Norman, M. Randeria. In "Physics of Superconductors", Vol. II, Ed. by K. H. Bennemann and J. B. Ketterson, Springer, Berlin 2004, p.p. 167-273
8. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf, J. Levallois, J.-B. Bonnemaison, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, L. Taillefer. Nature **447**, 565 (2007)
9. A. F. Bangura, J. D. Fletcher, A. Carrington, J. Levallois, M. Nardone, B. Vignolle, P. J. Heard, N. Doiron-Leyraud, D. LeBoeuf, L. Taillefer, S. Adachi, C. Proust, N. E. Hussey. Phys. Rev. Lett. **100**, 047004 (2008)
10. C. Jaudet, D. Vignolles, A. Audouard, J. Levallois, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, B. Vignolle, M. Nardone, A. Zitouni, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, L. Taillefer, C. Proust. Phys. Rev. Lett. **100**, 187005 (2008)
11. D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J. Levallois, R. Daou, J.-B. Bonnemaison, N. E. Hussey, L. Balicas, B. J. Ramshaw, R. Liang, D. A. Bonn, W. N. Hardy, S. Adachi, C. Proust, L. Taillefer. Nature **450**, 533 (2007)
12. N. Harrison, R. D. McDonald, J. Singleton. Phys. Rev. Lett. **99**, 206406 (2007)
13. E. Z. Kuchinskii, I. A. Nekrasov, M. V. Sadovskii. Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **82**, 217 (2005) [JETP Lett. **82**, 198 (2005)]
14. E. Z. Kuchinskii, M. V. Sadovskii. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **130**, 477 (2006) [JETP **103**, 415 (2006)]
15. E. Z. Kuchinskii, M. V. Sadovskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **115**, 1765 (1999) [JETP **88**, 347 (1999)].
16. J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovic. Phys. Rev. B **60**, 667 (1999)
17. L. Bartosch, P. Kopietz. Eur. J. Phys. B **17**, 555 (2000)
18. E. Z. Kuchinskii, M. V. Sadovskii. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **121**, 758 (2002) [JETP **94**, 654 (2002)]

Секция М.
Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости.

Unconventional pairing by conventional phonons in cuprate superconductors

A. S. Alexandrov [1)]

Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom

It hasgone almost unquestioned that superexchange of the "t-J" (or Hubbard) model, and not phonons, is responsible for the unconventional ("d-wave") pairing symmetry of cuprate superconductors. However recent numerical studies using a sign-problem-free Monte Carlo algorithm have not found superconductivity in the Hubbard model. Here I show that an anisotropy of sound velocity makes the phonon-mediated attraction of electrons non-local in space providing unconventional Cooper pairs with a nonzero orbital momentum already in the framework of the conventional BCS theory of weakly-correlated electrons. In the opposite limit of a strong electron-phonon interaction (EPI) rotational symmetry breaking appears as a result of a reduced Coulomb repulsion between unconventional bipolarons. Using the variational Monte-Carlo method we find that a relatively weak finite-range EPI induces a d-wave superconducting state also in doped Mott-Hubbard insulators or strongly-correlated metals. These results tell us that conventional phonons, and not superexchange, are responsible for the d-wave symmetry of cuprate superconductors.

A great number of observations, in particular phase-sensitive experiments [1], point to the unconventional d-wave symmetry of cuprate superconductors. It has been thought for a long while that Cooper pairs in the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory with the conventional electron-(acoustic) phonon interaction are singlets and their wave function is isotropic (s-wave). This interaction has been thought to be local in space, so it could not lead to a higher angular momentum pairing. Thus it has gone unquestioned that the unconventional pairing requires nonphononic mechanisms of pairing (e.g. superexchange [2]).

The pairing symmetry breaking is a many-body effect in accordance with a well-known quantum mechanics theorem, which states that the coordinate wave function of two particles does not become zero (or has no nodes) in the ground state. Hence any superconductor should seem to be s-wave in the strong-coupling limit, where pairs are individual (e.g. bipolarons [3]) rather than overlapping Cooper pairs.

Recently the symmetry of the superconducting state mediated by conventional acoustic phonons has been revised [4]. The sound speed anisotropy leads to a d-wave state of the BCS layered superconductors in a wide range of carrier densities. The Bose-Einstein condensate (BEC) can also break the rotational symmetry due to a reduced Coulomb repulsion between unconventional small bipolarons bound by strong EPI. Finally, we propose a finite-range EPI as the origin of the unconventional pairing also in strongly-correlated metals or doped Mott-Hubbard insulators and in cuprate superconductors.

In the framework of the BCS theory the symmetry of the order parameter $\Delta(\mathbf{k})$ and the critical temperature, T_c, are found by solving the linearised "master" equation,

$$\Delta(\mathbf{k}) = -\sum_{\mathbf{k}'} V(\mathbf{k},\mathbf{k}')\frac{\Delta(\mathbf{k}')}{2\xi_{\mathbf{k}'}}\tanh\left(\frac{\xi_{\mathbf{k}'}}{2k_BT_c}\right). \quad (1)$$

The interaction $V(\mathbf{k},\mathbf{k}')$ comprises the attraction, $-V_{ph}(\mathbf{q})$, mediated by phonons, and the Coulomb repulsion, $V_c(\mathbf{q})$ as $V(\mathbf{k},\mathbf{k}') = -V_{ph}(\mathbf{q})\Theta(\omega_D - |\xi_{\mathbf{k}}|)\Theta(\omega_D - |\xi_{\mathbf{k}'}|) + V_c(\mathbf{q})\Theta(\omega_p - |\xi_{\mathbf{k}}|)\Theta(\omega_p - |\xi_{\mathbf{k}'}|)$, where $V_{ph}(\mathbf{q}) = C^2/NMc_l^2$ is the square of the matrix element of the deformation potential, divided by the square of the acoustic phonon frequency, $\omega_{\mathbf{q}} = c_l q$, c_l is the sound speed, M is the ion mass, N is the number of unit cells in the crystal, and $\xi_{\mathbf{k}}$ is the electron energy relative to the Fermi energy. The magnitude of C is roughly the electron bandwidth in rigid metallic or semiconducting lattices. The electron momentum transfer $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ or its in-plane component has the magnitude $q = 2^{1/2}k_F[1-\cos\psi]^{1/2}$ for the spherical or cylindrical Fermi surface, respectively, where ψ is the angle between $\mathbf{k}$ and $\mathbf{k}'$, and $\hbar k_F$ is the Fermi momentum. Theta functions account for a difference in frequency scales of the electron-phonon interaction, ω_D, and the Coulomb repulsion, $\omega_p \gg \omega_D$, where ω_D and ω_p are the maximum phonon and plasmon energies, respectively.

If one neglects anisotropic effects, replacing $V_{ph}(\mathbf{q})$ and $V_c(\mathbf{q})$ by their Fermi-surface averages, $V_{ph}(\mathbf{q}) \Rightarrow V_{ph}$, $V_c(\mathbf{q}) \Rightarrow V_c$, then there is only an s-wave solution of Eq.(1), Δ_s, independent of $\mathbf{k}$. The sound speed anisotropy actually changes the symmetry of the BCS state. While c_l is a constant in the isotropic medium, it depends on the direction of $\mathbf{q}$ in any crys-

[1)] a.s.alexandrov@lboro.ac.uk

tal. The anisotropy is particulary large in layered crystals like cuprate superconductors. As an example, the measured velocity of longitudinal ultrasonic waves along $a-b$ plane, $c_\parallel$=4370 ms^{-1} is almost twice larger than that along c axis, $c_\perp$=2670 ms^{-1} in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ [5]. It makes $V_{ph}(\mathbf{q})$ anisotropic,

$$V_{ph}(\mathbf{q}) = \frac{C^2}{NMc_\perp^2(1+\alpha q_\parallel^2/q^2)}, \qquad (2)$$

where $\alpha = (c_\parallel^2 - c_\perp^2)/c_\perp^2$ is the anisotropy coefficient, which is about 2 in cuprates. The corresponding real-space potential is non-local, $V(\mathbf{r}) = -V_{ph}\Omega\left[\delta(\mathbf{r})/d + \alpha/(4\pi(1+\alpha)^{1/2}r^3)\right]$, falling as $1/r^3$ at the distance $r \gg d$ between two carriers in the plane, where $V_{ph} = C^2/Mc_\perp^2$. Also the Coulomb repulsion is q dependent, $V_c(\mathbf{q}) = 4\pi e^2/V\epsilon_0(q^2+q_s^2)$. In the framework of the random phase approximation the inverse screening radius squared is found as $q_s^2 = 8\pi e^2 N(0)/V\epsilon_0$ with the density of states (per spin), $N(0)$, at the Fermi surface. Here d is the interlayer distance and ϵ_0 is the (*in-plane*) static dielectric constant of the host cuprate lattice of the volume V.

Solving the master equation (1) with 2D electron spectrum one can expand $\Delta(\mathbf{k}) = \sum_m \Delta_m \exp(im\phi)$ and $V_{ph,c}(\mathbf{q}) = \sum_m V_{ph,c}(q_\perp, m)\exp[im(\phi-\phi')]$ in series of the eigenfunctions of the c-axis component of the orbital angular momentum, where ϕ and ϕ' are polar angles of the in-plane momenta, $\mathbf{k}_\parallel$ and $\mathbf{k}'_\parallel$, respectively. The critical temperature of an m-pairing channel ($m = 0, \pm1, \pm2, ...$) is found as $T_{cm} = 1.14\omega_D \exp\left[-1/(\lambda_m - \mu_m^*)\right]$, where $\mu_m^* = \mu_m/[1+\mu_m \ln(\omega_p/\omega_D)]$. Here λ_m and μ_m are the phonon-mediated attraction and the Coulomb pseudopotential in the m-pairing channel, given respectively by

$$\frac{\lambda_m}{\lambda} = \delta_{m,0} + \frac{\alpha}{2\sqrt{\gamma}}\int_0^\gamma \frac{dx[x+1-\sqrt{x(x+2)}]^m}{\sqrt{x+2}}, \qquad (3)$$

and

$$\frac{\mu_m}{\mu_c} = \frac{\sqrt{\tilde\gamma}}{2}\int_0^{\tilde\gamma} \frac{dx[x+\beta+1-\sqrt{(x+\beta)(x+\beta+2)}]^m}{\sqrt{x(x+\beta)(x+\beta+2)}}, \qquad (4)$$

where $\lambda = N(0)C^2/NMc_\parallel^2$, $\gamma = \pi^2/2d^2k_F^2(1+\alpha)$, $\tilde\gamma = \gamma(1+\alpha)$, $\mu_c = 4e^2d^2N(0)/\pi V\epsilon_0$, and $\beta = q_s^2/2k_F^2$ (note that λ, μ_c, and q_s do not depend on the carrier density since $N(0)$ is roughly constant in the quasi-two dimensional Fermi gas).

The effective attraction of two electrons in the Cooper pair with non-zero orbital momentum turns out finite at any finite anisotropy, $\alpha \neq 0$, but numerically smaller than in the s-channel, as seen from its analytical expression for s-wave, $m=0$, p-wave, $m=1$, d-wave, $m=2$, and higher orbital momentum

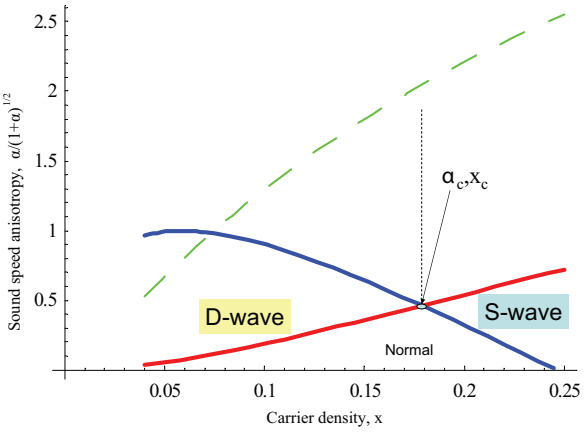


Fig. 1. Critical sound-speed anisotropy, $\alpha/(1+\alpha)^{1/2} = (c_\parallel^2 - c_\perp^2)/c_\parallel c_\perp$, as a function of doping, x, for $\lambda = \mu_c/12$ (solid lines correspond to d and s states, and dashed line to p-state). With increasing carrier density there is a quantum phase transition at $x = x_c$ from a d-wave to an s-wave superconductor, when $\alpha > \alpha_c$, and two quantum phase transitions from d-wave to the normal state and from the normal state to the s-wave state when $\alpha < \alpha_c$.

pair states, obtained by integrating in Eq.(3). The Coulomb repulsion turns out *much* smaller in the unconventional pairing states than in the conventional s-wave state, which is seen from the analytical expression for μ_m, Eq.(4).

Using the simplest parabolic approximation for the 2D-electron energy spectrum we can draw some conclusions on the carrier-density evolution of the order-parameter symmetry. Within this approximation, $k_F^2 = 2\pi dn$ and $N(0) = m^\star V/2\pi d\hbar^2$, where $n = 2x/\Omega$ is the carrier density, $m^\star$ is the effective mass, and x is the doping level as in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ with the unit cell volume Ω. The ratio of the parameters $\beta = m^\star e^2\Omega/2\pi\hbar^2 d^2\epsilon_0 x$ and $\tilde\gamma = \pi\Omega/8d^3x \approx 0.044/x$ is independent of the carrier density, $\beta/\tilde\gamma = 4m^\star e^2 d/\pi^2\hbar^2\epsilon_0$, which is approximately 5 for the values of $m^\star = 4m_e$ and $\epsilon_0 = 10$. Fixing the value of the EPI constant at $\lambda = \mu_c/12$ (which corresponds to the weak-coupling BCS regime with $\lambda \approx 0.1$ since μ_c is of the order of 1) and taking $\mu_c \ln(\omega_p/\omega_D) = 3$, we draw the *anisotropy-doping* phase diagram, Fig.1, with the critical lines for s, p and d order parameters, defined by $\lambda_m = \mu_m^*$. The state with the lowest magnitude of the anisotropy, $\alpha/(1+\alpha)^{1/2}$, is physically realized since it has the highest T_c. At substantial doping the screening length becomes larger than the typical wavelength of electrons, $\beta \to 0$, so that the s-wave state is the ground state at a large number of carriers per unit cell for any anisotropy. On the contrary, the Coulomb repulsion is reduced to the local interaction

at a low doping, $\beta \to \infty$, and d-wave Cooper pairs are the ground state even at very low value of the anisotropy, Fig.1. Interestingly, $s-$ and d-states turn out degenerate at some intermediate value of doping, $x = x_c$. Hence there is a quantum phase transition with increasing doping from $d-$ to s-superconducting state, if $\alpha > \alpha_c$, and from $d-$ to the normal state and then to the s-wave superconductor, if $\alpha < \alpha_c$, Fig.1.

In the strong-coupling regime, $\lambda \gtrsim 1$, the pairing is individual [3], in contrast with the collective Cooper pairing. While BEC of individual bipolarons can break the symmetry on a discreet lattice [6, 7], here I propose a symmetry breaking mechanism, which works even in a continuum model, where the ground state, it would seem, be s-wave to satisfy the theorem. The unscreened Fröhlich EPI with optical phonons in layered ionic lattices like cuprates has been suggested by us as the key for pairing [3]. Acting alone it cannot overcome the direct Coulomb repulsion, but almost nullifies it since $\epsilon_0 \gg 1$. That allows the weaker deformation potential, Eq.(2), to bind carriers into real-space bipolarons, if $\lambda \geqslant 0.5$ [3]. While its local part is negated by the strong on-site repulsion U, the non-local tail provides bound pairs of different symmetries with the binding energies $\Delta_s > \Delta_p > \Delta_d > ...$ in agreement with the theorem. However, there is the residual Coulomb repulsion between bipolarons, $v_c(R)$. Since bipolarons have a finite extension, ξ, there are corrections to the Coulomb law. The bipolaron has no dipole moment, hence the most important correction at large distances between two bipolarons, $R \gg \xi$, comes from the charge-quadrupole interaction, $v_c(R) = 4e^2(1 \pm \eta\xi^2/R^2)/\epsilon_0 R$, where η is a number of the order of 1, and plus/minus signs correspond to bipolarons in the same or different planes, respectively. The dielectric screening, ϵ_0 is highly anisotropic in cuprates, where the in-plane dielectric constant, $\epsilon_{0\|}$, is much larger then the out-of-plane one, $\epsilon_{0\perp}$ [8]. Hence the inter-plane repulsion provides the major contribution to the condensation energy. Since $\xi^2 \propto 1/\Delta$, the repulsion of unconventional bipolarons with smaller binding energies, $\Delta_d, \Delta_p < \Delta_s$, is reduced compared with the repulsion of s-wave bipolarons. As a result, with increasing carrier density we anticipate a transition from BEC of s-wave bipolarons to BEC of more extended $p-$ and d-wave real-space pairs in the strong-coupling limit.

Several authors [2] have remarked that superexchange, and not phonons is responsible for the symmetry breaking in unconventional superconductors like doped cuprates. Here I arrive at the opposite conclusion. Indeed, superexchange interaction, J, is proportional to the electron hopping integral, t, squared divided by the on-site Coulomb repulsion (Hubbard U), $J = 4t^2/U$, estimated as $J \approx 0.15$ eV in cuprates [2]. This should be compared with the acoustic-phonon pairing interaction, V_{ph}, which is roughly the Fermi energy, $V_{ph} \approx E_F \approx 4t$ in a metal, or the bandwidth squared divided by the $ion-ion$ interaction energy of the order of the *nearest-neighbour* Coulomb repulsion, $Mc_l^2 \approx V_c$ in a doped insulator. The small ratio of two interactions, $J/V_{ph} \approx t/U \ll 1$, or $J/V_{ph} \approx V_c/U \ll 1$ and the giant sound-speed anisotropy [5] favor conventional EPI as the origin of the unconventional pairing both in underdoped cuprates, where the pairing is individual [3], and in overdoped samples apparently with Cooper pairs. Moreover recent studies by Aimi and Imada [9] of the Hubbard model, using a sign-problem-free variational Monte Carlo (VMC) algorithm, have shown that previous approximations overestimated the normal state energy and therefore overestimated the condensation energy by several orders of magnitude, so that the Hubbard model does not account for high-temperature superconductivity. Using VMC method we have found that even a relatively weak finite-range EPI induces the d-wave superconducting state of doped Mott-Hubbard insulators and/or strongly-correlated metals with a condensation energy significantly larger than can be obtained with Coulomb repulsion only [10].

The work was partially supported by grants from EPSRC and the Royal Society (UK).

References

1. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
2. P. W. Anderson *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **16**, R755 (2004).
3. A. S. Alexandrov, *Theory of Superconductivity: From Weak to Strong Coupling* (IoP Publishing, Bristol 2003).
4. A. S. Alexandrov, Phys. Rev. B **77**, 094502 (2008).
5. F. Chang *et al.*, Supercon. Sci. Technol. **6**, 484 (1993).
6. A. S. Alexandrov, Int. J. Mod. Phys. B **14**, 3298 (2000).
7. A. F. Andreev, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **79**, 100 (2004).
8. Z. Zhai *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 092508 (2001).
9. T. Aimi and M. Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 113708 (2007).
10. T. M. Hardy, J. P. Hague, J. H. Samson, and A. S. Alexandrov, arXiv:0806.2810.

Сверхпроводимость в гомологических рядах купратов

В. И. Белявский

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

В многослойном купратном соединении межслоевой диэлектрический порядок связывает сверхпроводящие конденсаты соседних плоскостей и обеспечивает существенное увеличение температуры сверхпроводящего перехода T_n с ростом числа n медно-кислородных плоскостей. Уменьшение T_n при $n > 3$ связано с нарушением межслоевого нестинга и подавлением межслоевого диэлектрического порядка из-за несовпадения контуров Ферми соседних плоскостей с разными уровнями допирования. Диэлектрическая связь также объясняет сверхпроводимость искусственно создаваемых гетероструктур диэлектрик-металл, состоящих из несверхпроводящих купратных плоскостей.

В гомологических рядах купратных соединений оптимальная температура $T_c(n) \equiv T_n$ сверхпроводящего (SC) перехода как функция числа медно-кислородных плоскостей в элементарной ячейке достигает максимума при $n = 3$, а затем уменьшается из-за неодинакового допирования плоскостей в элементарной ячейке при $n > 2$.

Заметный рост T_n при $n \leq 3$ не может быть объяснен слабой туннельной связью соседних плоскостей: взаимодействие, устанавливающее связь между параметрами SC порядка в соседних плоскостях, должно быть сопоставимым по величине с кулоновским взаимодействием, которое формирует SC порядок в плоскостях. Это взаимодействие приводит и к диэлектрическому (D) спариванию, которое может связывать электрон и дырку как в одной и той же, так и в разных плоскостях. Если сверхпроводимость возникает при конкуренции SC и D состояний, межслоевое D спаривание связывает SC порядок в разных плоскостях независимо от туннелирования [1]. Возрастание T_n при небольших n объясняется межслоевой D связью SC пар в соседних плоскостях. Оценка матричных элементов экранированного кулоновского потенциала показывает, что межслоевое спаривание связывает частицы лишь в соседних плоскостях.

Энергетическая щель $2D_i$, возникающая при D упорядочении в плоскости, выживает при слабом допировании и приводит к плотности состояний в области заполнения

$$g(\varepsilon) = g_0 \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - D_i^2}},$$

где g_0 – плотность состояний, соответствующая "затравочному" закону дисперсии. Носители, дающие начало сверхпроводимости, появляются в результате допирования при заполнении состояний в карманах над или под щелью. Из-за особенности плотности состояний у краев щели имеет место увеличение эффективной константы связи. При предельно слабом допировании щель D_i связана с триплетным порядком в виде волны спиновой плотности (SDW), быстро убывающим с ростом концентрации носителей. Конкуренция SDW с синглетным орбитальным упорядочением в виде волны плотности тока заряда с d - волновым параметром порядка (DDW) может завершиться в пользу последнего, который соответствует "скрытому" ближнему или дальнему порядку псевдощелевого состояния купратов.

В отсутствие туннелирования между слоями пара электронов (дырок), принадлежащих SC конденсату с внутрислоевым параметром порядка Δ_{11} в одной плоскости в результате рассеяния переходит в пару в той же плоскости. Межслоевому SC спариванию с параметром порядка Δ_{12} соответствует конденсат таких пар электронов (дырок), когда частицы, составляющие пару, принадлежат разным плоскостям, рассеиваясь каждая в своей плоскости. Пары электронов (дырок) с рассеянием в одной плоскости и пары дырок (электронов), рассеивающихся в другой плоскости, соответствуют параметрам SC порядка Δ_{11} и Δ_{22}, связанным электрон-дырочным спариванием с параметром порядка D. Здесь $\Delta_{22} = \Delta e^{i\alpha/2}$, где $\Delta \equiv \Delta_{11}$ – вещественная функция импульса, α – относительная фаза SC параметров порядка в соседних плоскостях.

Межслоевой D параметр порядка $D_{12} = De^{i\beta/2}$, где D – вещественная функция импульса, β – фаза. Вещественный ($\beta = 0$) и чисто мнимый ($\beta = \pi$) параметр порядка D_{12} могут быть отнесены к волнам плотности заряда и тока заряда, соответственно. Межслоевое SC спаривание формируется взаимодействием, более слабым по сравнению с внутрислоевым. Поэтому при $T \lesssim T_c$ межслоевой SC порядок наводится внутрислоевой сверхпроводимостью, и в уравнениях, определяющих T_c, параметры межслоевого SC порядка можно опустить.

Диагонализация гамильтониана среднего поля для двухслойной системы приводит к двухщелевому спектру квазичастиц

$$E_{\pm} = \pm\sqrt{\varepsilon^2 + D^2 + \Delta^2 \pm 2D\Delta|\sin[(\alpha-\beta)/2]|},$$

который при $\alpha = \beta$ вырождается в спектр с единственной щелью $\sqrt{D^2+\Delta^2}$.

Амплитуда функции $\Delta(\mathbf{k})$ экспоненциально зависит от константы связи, которая выражается через средние значения экранированного кулоновского потенциала в областях импульсного пространства, где локализованное в относительно малой окрестности FC решение уравнения самосогласования сохраняет постоянный знак. В линейное интегральное уравнение для T_n, вытекающее при $\Delta(\mathbf{k}) \to 0$ из уравнения самосогласования, входит функция $D^2(\mathbf{k})$. Если эту функцию заменить ее усредненным по импульсам значением $D^2 = \text{const}$, то уравнение для T_n принимает вид

$$\ln x + b/x^2 = a,$$

где $x = T_2/T_1$, T_1 и T_2 - температуры SC перехода в одно - и двухслойной системе, соответственно, а положительные константы a и b определяются как

$$a = \frac{D^2}{2g_0 w\mu}\frac{1}{\sqrt{\mu^2 - |D_{11}|^2}}, \quad b = \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2}\frac{D^2}{T_1^2}.$$

Здесь μ – уровень Ферми.

Имеется два решения x_1 и x_2 при условии, что $\ln(1/2b) > (1-2a)$, когда минимум функции $f(x) = \ln x + b/x^2$ не превышает a. При $a \to 0$, $b \to 0$ бóльшее решение $x_2 \to 1$, тогда как меньшее $x_1 \to 0$. При $D/T_1 << 1$ коэффициент $b << 1$, при $D << \sqrt{\mu^2 - |D_{11}|^2}$ мал и коэффициент a. Если $D \to 0$, то очевидным решением является $x = 1$, то есть $T_2 = T_1$. При $a \to 0$, $b \to 0$ приближенное решение имеет вид $x \simeq 1 + a - b$, то есть $T_2 > T_1$, если $a > b$. Это условие, не зависящее от межслоевого диэлектрического спаривания, аналогично полученному в двухзонной модели полуметалла [2] и удовлетворяется в достаточно широком интервале концентраций носителей.

Диэлектрическое спаривание, благодаря перераспределению спектрального веса между D и SC каналами, способствует подавлению сверхпроводимости. Однако диэлектризация плоскостей, изменяющая характер спектра квазичастиц, приводит к тому, что избыточные носители, вводимые при допировании, попадают в область высокой плотности состояний, увеличивая, таким образом, эффективную константу связи в SC канале. Максимум T_2 достигается при некотором оптимальном уровне допирования, который соответствует достаточно малому значению разности $\mu^2 - |D_{11}|^2$.

Межслоевой D и SC порядок определяется спаривающим взаимодействием, экспоненциально ослабленным по сравнению с взаимодействием, приводящим к спариванию, которое устанавливает порядок внутри плоскости. Поэтому в системе с n плоскостями ($n > 2$) межслоевым D спариванием оказываются связанными только ближайшие соседние плоскости, причем, две внешние плоскости имеют по одной, а все внутренние - по две соседние плоскости. В системах с $n > 2$ неоднородность допирования нарушает межслоевой зеркальный нестинг для SC пар с любым импульсом и устраняет логарифмические сингулярности в некоторых уравнениях соответствующей системы уравнений самосогласования: логарифм обрезается на нижнем пределе с масштабом обрезания тем бóльшим, чем больше разность уровней допирования соседних плоскостей.

Наблюдение сверхпроводимости при $T_c = 30\ K$ в искусственно созданных совершенных планарных гетероструктурах металл-диэлектрик [3], составленных из несверхпроводящих купратных плоскостей, может быть объяснено диэлектрической связью плоскостей. Плотность носителей, перешедших из металлического слоя в слой родительского диэлектрика, достаточно для подавления триплетного дальнего порядка и возникновения ближнего или дальнего порядка в виде DDW. Это приводит к перенормировке квазичастичного спектра металлического слоя межслоевым D спариванием с восстановлением нарушенного сильным допированием зеркального нестинга в этом слое, что достаточно для SC спаривания с большим импульсом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 06-02-17186а, 08-02-00490а)

Список литературы

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Письма в ЖЭТФ 83, 606 (2006); В.И.Белявский, Ю.В.Копаев, Нгуен Нгок Туан, Письма в ЖЭТФ 87, 565 (2008)
2. А.И. Русинов, До Чан Кат, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ 65, 1984 (1973)
3. И. Божович, УФН 178, 179 (2008)

Топология поверхности Ферми и электрон-дырочная асимметрия при сверхпроводящем спаривающем отталкивании

В. В. Капаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

Численно исследована зависимость сверхпроводящего (SC) параметра порядка $\Delta(\mathbf{k})$ от импульса относительного движения пары с большим импульсом $\mathbf{K}$ при спаривающем отталкивании с учетом кинематического и диэлектрического ограничения передач импульса. Отклонение типичного для купратов контура Ферми (FC) от зеркального нестинга ограничивает предэкспоненту в $\Delta(\mathbf{k})$. Константа связи определяется степенью электрон-дырочной асимметрии. Подавление малых передач импульса электрон-фононным рассеянием увеличивает амплитуду $\Delta(\mathbf{k})$. Уравнение самосогласования допускает антисимметричные и симметричные решения относительно инверсии импульса. Антисимметричное решение с максимальной амплитудой при синглетном спаривании реализуется только в случае $\mathbf{K} \neq 0$.

Двумерный (2D) закон дисперсии с учетом перескоков в трех координационных сферах [1]

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = 2 - 2t(\cos k_x + \cos k_y) - 4t' \cos k_x \cos k_y - \\ - 2t''(\cos 2k_x + \cos 2k_y)$$

хорошо представляет структуру изолиний вблизи наблюдаемого в фотоэмиссионных экспериментах FC недодопированных купратов при значениях интегралов перескока, близких к $t = 0.5\,eV$, $t'/t = -0.3$, $t''/t = 0.2$. Почти прямолинейные участки FC (парный контур Ферми, PFC) располагаются в протяженной окрестности седловой точки, симметрично расщепленной относительно положения, соответствующего приближению ближайших соседей, выход за рамки которого необходим для описания наблюдаемого разворота FC на угол $\pi/4$ относительно границы магнитной зоны.

PFC проявляет *нестинг* $\varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q}) = -\varepsilon(\mathbf{k})$ для некоторого импульса $\mathbf{Q}$ и ему кристаллически эквивалентных, что приводит к неустойчивости в диэлектрических каналах спаривания и возникновению диэлектрической щели $\Delta_i(\mathbf{k})$ на PFC. Закон дисперсии трансформируется в

$$\epsilon_{1,2}(\mathbf{k}) = \varepsilon_+(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) \pm \sqrt{\varepsilon_-^2(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) + \Delta_i^2(\mathbf{k})},$$

где $\varepsilon_\pm(\mathbf{k}, \mathbf{Q}) = \varepsilon(\mathbf{k}) \pm \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$.

Параметр SC порядка как функция импульса в 2D системе имеет линию нулей, разделяющую области, в которых $\Delta(\mathbf{k})$ сохраняет знак. Нетривиальное решение уравнения самосогласования при отталкивании возникает в окрестности PFC в результате конкуренции рассеяния внутри областей постоянного знака $\Delta(\mathbf{k})$ и между этими областями.

В случае спаривающего отталкивания коэффициент при логарифме в уравнении самосогласования определяется разностью интегралов по областям, в которых $\Delta(\mathbf{k})$ имеет разные знаки. Поэтому в отсутствие электрон-дырочной асимметрии SC спаривание оказывается подавленным.

Отклонение от идеального зеркального нестинга можно учесть, заменив почти прямолинейные участки FC отрезками прямых линий при заданном среднем их отклонении (с энергетическим масштабом δ) от FC, что соответствует обрезанию логарифма снизу и приводит к оценке SC щели

$$|\Delta(\mathbf{k})| = |\Delta_0(\mathbf{k})| \sqrt{1 - \delta/|\Delta_0(\mathbf{k})|}.$$

Здесь $\Delta_0(\mathbf{k})$ - нетривиальное решение при идеальном зеркальном нестинге, при отклонении от которого решение существует, если $\delta < \Delta_0$. С уменьшением δ энергетическая щель формально возрастает, однако, при этом уменьшается длина PFC. Таким образом, SC щель как функция δ достигает максимума при некотором импульсе пары.

Численное исследование [2] при $t' = t'' = 0$ (на сетке 200×200 с точностью не хуже 10%) показывает, что при идеальном зеркальном нестинге в отсутствие электрон-дырочной асимметрии решение появляется лишь в области нефизических значений константы связи, превышающих $\approx 1\,MeV$. Исследование при $t = 0.5\,eV$, $t'/t = -0.3$, $t''/t = 0.2$ при заполнении, близком к половинному, приводит к понижению на несколько порядков порогового значения U_0, начиная с которого возникает нетривиальное решение. Так, при $U_0 \sim 10\,eV$ относительно малым окрестностям значений интегралов перескока, для которых отклонение от идеального зеркального нестинга невелико, могут соответствовать физически разумные значения амплитуды SC параметра порядка. Деструктивным является рассеяние с малыми передачами импульса, поскольку

число переходов внутри областей постоянного знака $\Delta(k)$ пропорционально площадям областей.

Когда семейство близких по энергии изолиний проявляет нестинг, возникает ограничение рассеяния при больших передачах импульса, связанное с диэлектризацией системы на PFC при некотором импульсе нестинга $\mathbf{Q}$, что сопровождается перераспределением спектрального веса между пересекающимися ветвями спектра возбуждений [3].

Когда допирование сдвигает химический потенциал ниже края диэлектрической щели $2\Delta_i$, дырочная часть SC ветви спектра возбуждений соответствует небольшой окрестности вершины нижней подзоны диэлектрического спектра. Таким образом, с ростом энергии возбуждения его спектральный вес уменьшается, перетекая из SC в диэлектрическую ветвь спектра, и передачи импульса электронов и дырок при рассеянии, заметно превышающие $\mathbf{Q}$, оказываются подавленными.

Для учета ограничения рассеяния как при малых, так и при больших импульсах, спаривающее взаимодействие было обрезано по передаче импульса снизу и сверху. Численное решение уравнения самосогласования с таким модельным потенциалом приводит к параметру порядка с богатыми топологическими свойствами. Параметр порядка обнаруживает сложную структуру линии нулей, которая зависит от геометрии кинематического и диэлектрического ограничения и отражает конкуренцию рассеяния внутри областей постоянного знака $\Delta(\mathbf{k})$ и между этими областями. Главной особенностью этой структуры является замкнутая линия нулей, центрированная на PFC. Другие ветви линии нулей соответствуют дроблению области кинематического ограничения на более мелкие части, рассеянием между которыми определяется амплитуда параметра порядка. Степень дробления зависит от величины импульса пары K, которым определяется форма и размеры этой области. С ее расширением вдоль оси, перпендикулярной вектору нестинга $\mathbf{Q}$, число областей, в которых $\Delta(\mathbf{k})$ имеет постоянный знак, возрастает при уменьшении их размеров, и параметр порядка распределяется между этими областями, что сопровождается уменьшением его амплитуды.

Численное исследование уравнения самосогласования показывает, что уменьшение ограничения малых передач импульса слабо влияет на топологические свойства параметра порядка и не приводит к трансформации структуры линии нулей в окружность. При выбранных значениях параметров закона дисперсии амплитуда параметра порядка резко уменьшается практически до нуля при некотором значении импульса обрезания снизу. В этом случае степень электрон-дырочной асимметрии недостаточна для того, чтобы преодолеть отклонение FC от идеального зеркального нестинга при выбранном значении константы связи, поскольку конкуренция электрон-дырочной асимметрии и зеркального нестинга наиболее существенна именно при малых передачах импульса.

Без учета взаимодействия, соответствующего передачам импульса, отличным от $\mathbf{Q}$, численным методом получены решения уравнения самосогласования как для спаривания с нулевым импульсом пары, так и для $\mathbf{K}$ - спаривания. Имеется два класса решений, отличающихся симметрией относительно изменения знака проекции импульса относительного движения на вектор нестинга $\mathbf{Q}$: симметричные и антисимметричные. Антисимметричное решение с одним узлом в центре области кинематического ограничения соответствует максимальной амплитуде параметра порядка. Симметричное решение с двумя узлами в области кинематического ограничения имеет заметно меньшую амплитуду. Следующее по амплитуде антисимметричное решение имеет три узла. Постепенное уменьшение амплитуды параметра порядка соответствует чередованию антисимметричных и симметричных решений с последовательным увеличением числа узлов на единицу.

В куперовском канале антисимметричное решение соответствует орбитальной p - симметрии параметра порядка, поэтому оно не может реализоваться при синглетном спаривании, наблюдаемом в купратах. Симметричное решение с двумя узлами и существенно меньшей амплитудой по сравнению с основным антисимметричным решением приводит к параметру порядка с расширенной s - волновой или d - волновой симметрией. В случае $\mathbf{K}$ - спаривания линейная комбинация антисимметричных решений с одним узлом является основной. Симметричное решение с двумя узлами при $\mathbf{K}$ - спаривании приводит к расширенной s - волновой симметрии или к d - волновой симметрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 06-02-17186а, 08-02-00490а)

Список литературы

1. O.K. Andersen, S.Y. Savrasov, O. Jepsen, A.I. Liechtenstein, *J. Low Temp. Phys.* **105**, 285 (1996).
2. В.И. Белявский, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, Письма в ЖЭТФ 86, 462 (2007).
3. А.И. Русинов, До Чан Кат, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ 65, 1984 (1973)

Дважды упорядоченное сверхпроводящее состояние и псевдощель

Ю. В. Копаев

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Москва, Россия

Для описания сверхпроводящего (SC) и псевдощелевого состояний в купратах использовано соответствие между задачей двух частиц и теорией среднего поля. Состояние сильной псевдощели представлено как недиагональный ближний порядок (ODSRO), происхождение которого связано с возникновением квазистационарных состояний (QSS) SC пар с большим импульсом (**K** пар). Фазовый переход из ODSRO состояния в SC состояние с недиагональным дальним порядком (ODLRO) связывается с бозе-конденсацией **K** пар. Шахматный порядок, наблюдаемый в SC состоянии купратов, объясняется возникновением волны плотности **K** пар. Конкуренция между ODSRO и ODLRO состояниями приводит к фазовой диаграмме, типичной для купратов. Дважды упорядоченное SC состояние сосуществующих конденсатов куперовских пар с нулевым импульсом и **K** пар объясняет ряд свойств купратов, наблюдаемых ниже температуры SC перехода T_c: друдевское поведение оптической проводимости, необычный изотопический эффект и двухщелевой квазичастичный спектр с существенно различающимися энергетическими масштабами.

Контур Ферми (FC), типичный для купратов при уровнях допирования, соответствующих SC состоянию, имеет достаточно длинные почти прямолинейные участки, на которых хорошо выполняются условия нестинга при некотором импульсе **Q** и зеркального нестинга для импульса SC **K** пары. Поскольку триплетный дальний антиферромагнитный (AF) порядок в области SC состояния подавлен, нестинг и зеркальный нестинг FC обеспечивают необходимые условия для конкуренции синглетных каналов диэлектрического орбитального AF спаривания с импульсом **Q** и SC спаривания с нулевым и большим (**K**) импульсами [1].

В случае FC с нестингом коновская сингулярность экранирования трансформируется в пайерлсовскую, что приводит к существенному увеличению эффективных констант связи, обусловленных экранированным кулоновским взаимодействием, как в диэлектрическом, так и в SC каналах [2]. Кинематическое ограничение при SC **K** спаривании, отсутствующее при SC спаривании с нулевым импульсом, является одним из факторов, способствующих тому, что канал **K** спаривания оказывается доминирующим.

Отталкивательное спаривающее взаимодействие, положительное в импульсном пространстве, оказывается знакопеременным в реальном пространстве: сильное внутрицентровое отталкивание сменяется достаточно глубокими затухающими осцилляциями. Такое спаривающее взаимодействие в общем случае может приводить к связанному состоянию с энергией $E_i < 0$ и QSS с энергией $E_q > 0$. Энергия E_b барьера, ограничивающего в реальном пространстве область QSS, соответствует разрыву пары.

Нарушение фазовой когерентности, приводящее к фазовому переходу в SC состояние при температуре T_c, соответствуют переходы с энергией $E_q - E_i$, которым в идеалогии среднего поля можно поставить в соответствие энергетический параметр SC состояния Δ_c, среднее значение которого $\langle\Delta_c\rangle$, имеющее смысл SC параметра порядка, отлично от нуля при $T < T_c$ и равно нулю при $T > T_c$. Разрыву пары соответствуют переходы с энергией $E_b - E_q$, которой определяется температура сильной псевдощели T_s^*. Энергетический параметр сильной псевдощели Δ_p определяется переходами между некогерентными состояниями с энергией $E_b - E_q$. При этом $\langle\Delta_p\rangle = 0$ при любой температуре, тогда как $\langle\Delta_p^2\rangle \neq 0$ ниже T_s^*, и $\langle\Delta_p^2\rangle = 0$ при $T > T_s^*$.

Когерентный вклад в горьковскую нормальную (диагональную) функцию Грина может быть определен феноменологически по аналогии с теорией среднего поля,

$$G(\omega, \mathbf{k}) = z_k \left[\frac{u_+^2(k)}{\omega - E(k) + i\Gamma} + \frac{u_-^2(k)}{\omega + E(k) - i\Gamma} \right].$$

Введенная таким образом функция описывает несверхпроводящее состояние с ODSRO в реальном пространстве и во времени и соответствует существованию некогерентных **K** - пар в виде QSS в интервале температур $T_c < T < T_s^*$. Здесь

$$E(k) = \sqrt{\xi^2(k) + |\Delta_c(k)|^2 + |\Delta_p(k)|^2}$$

есть энергия квазичастицы, $\xi(k)$ и Γ - кинетическая энергия и затухание QSS **K** - пары, $u_\pm^2(k)$ - факторы когерентности, z_k - квазичастичный спектральный вес, ω и $\mathbf{k}$ - энергетическая и импульсная пе-

ременные. Два слагаемых в квадратных скобках соответствуют **K** парам выше и ниже FC.

То, что энергия квазичастицы содержит параметр сильной псевдощели Δ_p, отражает тот факт, что переход в SC состояние при понижении температуры происходит из состояния, отличного от нормальной ферми-жидкости. Параметр $\Delta_p(k)$, уменьшающийся с ростом допирования, сглаживает сингулярность в уравнении самосогласования. Поэтому колоколообразная зависимость T_c от допирования, наблюдаемая в купратах, может быть связана с конкуренцией кинетической энергии пары $\xi(k)$ и параметра $\Delta_p(k)$, совместно определяющих характер этой сингулярности.

Благодаря тому, что $\langle\Delta_p^2\rangle \neq 0$ в состоянии сильной псевдощели, факторы когерентности в диагональной горьковской функции могут перекрываться в импульсном пространстве вблизи FC.

Параметр SC порядка $\Delta_c(k)$ в канале **K** - спаривания существенно зависит от импульса и определяет три характерные линии нулей: (1) часть FC, на которой выполняется зеркальный нестинг и кинетическая энергия **K** - пары обращается в нуль; (2) линия нулей параметра порядка, определяемая условием $\Delta_c(k) = 0$; линия, на которой энергия квазичастицы меняет знак: $\nabla_k E(k) = 0$.

Возникающее ниже T_c SC состояние описывается как диагональной, так и недиагональной (аномальной) горьковской функцией

$$F(\omega, \mathbf{k}) = -\frac{z_k \Delta_c^*}{[\omega - E(k) + i\Gamma][\omega + E(k) - i\Gamma]},$$

введенной, как и диагональная, феноменологически и описывающей ODLRO состояние SC конденсата **K** - пар. Квазичастичный спектральный вес определен в каждой из областей кинематического ограничения, соответствующих кристаллически эквивалентным импульсам **K** - пар. Параметр порядка во всей зоне Бриллюэна определяется одной из линейных комбинацией функций $\Delta_c(k)$, допустимых при синглетном SC спаривании.

Такая линейная комбинация, в частности, смешивает состояния **K** - пар с импульсами **K** и $-\mathbf{K}$, так что частицы, составляющие эти пары, могут составить и пары с нулевым импульсом. Таким образом, куперовский канал спаривания с параметром прядка Δ_0, определенным на всем FC, оказывается связанным с **K** - спариванием. При доминирующем **K** - спаривании куперовский канал открывается при температуре T_c', меньшей температуры SC перехода T_c. В интервале $T_c' < T < T_c$ параметр порядка Δ_0 существует как наведенный **K** - спариванием.

Ниже T_c' возникает дважды упорядоченное SC состояние с двухщелевым спектром [3]

$$E_\pm = \sqrt{\xi^2(k) + |\Delta_p(k)|^2 + |\Delta_c(k) \pm \Delta_0(k)|^2}.$$

Малая щель $|\Delta_c(k) - \Delta_0(k)|$, наблюдаемая в купратах [4] вплоть до энергий возбуждения порядка большой щели $|\Delta_c(k) + \Delta_0(k)|$, должна проявляться при температурах $T \leq T_c'$.

Диагональная и недиагональная горьковские функции дважды упорядоченного SC состояния сохраняют свою форму, за исключением того, что SC параметр порядка Δ_c должен включать вклады обоих SC каналов спаривания. Таким образом, эти два канала приводят к двум сосуществующим ODLRO состояниям. Вполне вероятно, что куперовский канал, включающий помимо экранированного кулоновского отталкивания также вклад, связанный с электрон-фононным взаимодействием, не приводит к возникновению QSS. Поэтому SC параметр порядка соответствует теории Бардина-Купера-Шриффера всюду, кроме окрестностей участков FC, проявляющих зеркальный нестинг, где существенную долю составляют внеконденсатные частицы, определяющие друдевский характер оптической проводимости ниже T_c.

Дважды упорядоченное SC состояние и режим сильной псевдощели присущи таким сверхпроводникам, как недодопированные купраты. Необычные свойства таких соединений, в частности, универсальность их фазовой диаграммы, могут быть связаны с эволюцией FC и спаривающего взаимодействия с допированием. Величина SC параметра порядка и, соответственно, T_c существенно зависят от фононного вклада в спаривающее взаимодействие, который ограничивает малые передачи импульса при рассеянии через линию нулей параметра порядка и приводит к необычному изотопическому эффекту.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 06-02-17186а, 08-02-00490а)

Список литературы

1. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).
2. V. I. Belyavsky, Yu. V. Kopaev, Phys. Rev. B **76**, 174518 (2007).
3. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, Нгуен Нгок Туан, ЖЭТФ **132**, 8312 (2007).
4. S. I. Vedeneev, D. K. Maude, Phys. Rev. B **72**, 144519 (2005).

Свидетельства сильного электрон-фононного взаимодействия в ВТСП купратах

Е.Г. Максимов[1], *О.В. Долгов*[1,2], *М. Кулич*[3]

[1] *Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, 119991 Москва, Россия,*
[2] *Max-Planck-Institut für Festkörperphysik, Heisenbergstrasse 1, 70569 Stuttgart, Germany,*
[3] *J. W. Goethe-Universität Frankfurt am Main, Max-von-Laue-Strasse 1, 60438 Frankfurt am Main, Germany.*

Будут обсуждаться межэлектронные взаимодействия в ВТСП купратах и, в частности, недавние утверждения ряда исследователей о слабости в этих системах электрон-фононного взаимодействия. Будут представлены имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные туннельных, оптических и фотоэмиссионных спектров, которые демонстрируют целый ряд особенностей безусловно связанных с сильным взаимодействием электронов с низкоэнергетическими бозонами. Будут рассмотрены теоретические модели для описания соответствующих особенностей. Будет детально рассмотрена проблема получения спектральной плотности электрон-бозонного взаимодействия из экспериментальных данных в рамках некорректно поставленной задачи. Будут представлены теоретические расчеты, показывающие, что не существует никаких других низкочастотных бозонов помимо фононов в ВТСП системах способных описать имеющиеся экспериментальные данные особенно величину константы взаимодействия электронов с этими бозонами. Взаимосвязь электрон-фононного взаимодействия и сильных корреляций будет обсуждаться в рамках теории Ферми жидкости(уравнения Элиашберга) и модели Хаббарда.

Общие свойства индуцированной магнитным полем ферми-жидкости Ландау в высокотемпературных сверхпроводниках и металлах с тяжелыми фермионами

В. Р. Шагинян[1)]

Петербургский институт ядерной физики, РАН, 188300, Гатчина, Россия

К. Г. Попов

Коми научный центр, УрО, РАН, 167982, Сыктывкар, ГСП-2, ул.Коммунистическая, 24, Россия

Показано, что индуцированный магнитным полем переход из не-ферми-жидкостного состояния в ферми-жидкостное состояние в высокотемпературном сверхпроводнике $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ аналогичен переходу, наблюдаемому в металлах с тяжелыми фермионами. Отмеченное поведение объяснено в рамках теории ферми-конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП), допускающего существование квазичастиц Ландау. ФККФП может рассматриваться как универсальная причина сильнокоррелированного поведения, наблюдаемого в самых различных металлах и жидкостях, таких как высокотемпературные сверхпроводники, металлы с тяжелыми фермионами и двумерные ферми-системы.

Не-ферми-жидкостное (НФЖ) поведение, демонстрируемое такими сильнокоррелированными ферми-системами, как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), металлы с тяжелыми фермионами (ТФ) и квази-двумерный (2D) ^{3}He, является предметом активных исследований [1, 2, 3]. Особый интерес привлекает переход от НФЖ поведения к состоянию ферми-жидкости Ландау (ФЖЛ), происходящий при наложении магнитного поля и наблюдающийся в металлах с ТФ [4, 5]. Предполагается, что необычные свойства и НФЖ поведение, наблюдаемые в ВТСП и металлах с ТФ, определяются состояниями Кондо, а также критическими квантовыми и термическими флуктуациями, разрушающими квазичастицы и имеющими место вблизи разнообразных магнитных квантовых фазовых переходов [1, 2, 3]. Поскольку квантовый фазовый переход происходит при температуре $T = 0$, то контролирующими параметрами являются такие как состав, плотность числа электронов (или дырок) x, давление, напряженность магнитного поля B и т.д. Критическую точку такого фазового перехода смещают в абсолютный нуль температур при помощи указанных выше параметров.

Экспериментальные исследования свойств квантовых фазовых переходов и их магнитных квантовых критических точек являются принципиально важными для понимания физической природы высокотемпературной сверхпроводимости и аномального поведения металлов с ТФ. В случае высокотемпературной сверхпроводимости такие исследования фактически отсутствовали, поскольку при низких температурах соответствующие критические точки находятся в области сверхпроводимости, и физические свойства квантового фазового перехода изменены сверхпроводимостью, для разрушения которой требуются сильные магнитные поля. Недавно проведенные исследования по индуцированию магнитным полем перехода из не-ферми-жидкостного в ферми-жидкостное состояние в высокотемпературном сверхпроводнике $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ [6] ликвидируют пробел в экспериментах и позволяют определить свойства квантового фазового перехода, задающего уникальные свойства ВТСП.

В докладе показано, что несмотря на разную микроскопическую природу ВТСП и металлов с ТФ их $B - T$ фазовые диаграммы совпадают. Мы анализируем экспериментальные данные по восстановлению ФЖЛ в ВТСП $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ [6] и показываем, что индуцированный магнитным полем переход из не-ферми-жидкостного состояния в ферми-жидкостное состояние совпадает с аналогичным переходом, наблюдаемым в металлах с тяжелыми фермионами. Отмеченное поведение объяснено в рамках теории ферми-конденсатного квантового фазового перехода (ФККФП), допускающего существование модифицированных квазичастиц Ландау, с эффективной массой зависящей от температуры, магнитного поля и других параметров [7, 8, 9, 10]. Таким образом продемонстрировано, что ФККФП может рассматриваться как универсальная причина сильнокоррелированного поведения, наблюдаемого в самых различных металлах и жидкостях. Мы также предсказываем, что при низких температурах и в сильных магнит-

[1)] vrshag@thd.pnpi.spb.ru

ных полях сверхпроводящий фазовый переход в ВТСП становится первого рода, а дифференциальная туннельная проводимость, являющаяся асимметричной функцией напряжения, становится симметричной функцией при восстановлении состояния ФЖЛ.

Эффективная масса задается хорошо известным уравнением Ландау [11]

$$\frac{1}{M^*} = \frac{1}{M} + \int \frac{\mathbf{p}_F \mathbf{p_1}}{p_F^3} F(\mathbf{p_F}, \mathbf{p}_1) \frac{\partial n(p_1, T)}{\partial p_1} \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^3}. \quad (1)$$

Здесь F — амплитуда Ландау, p_F — импульс Ферми, M — "голая"масса электрона, и $n(\mathbf{p}, T)$ — функция распределения квазичастиц. Для простоты мы опускаем спиновую зависимость. При $T = 0$ из (1) получаем: $M^*/M = 1/(1 - N_0 F^1(x)/3)$, где N_0 — плотность состояний невзаимодействующего электронного газа, $x = p_F^3/3\pi^2$ — плотность, $F^1(x)$ является p-компонентой амплитуды Ландау. В результате находим, что M^* расходится при $x = x_c$:

$$\frac{M^*(x)}{M} = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{x_c - x}, \quad (2)$$

где α_1 и α_2 — константы [10]. Из (2) заключаем, что при $x > x_c$ эффективная масса становится отрицательной. Чтобы избежать такого не имеющего физического смысла состояния, система в точке x_c претерпевает ФККФП и при $x > x_c$, формируя фермионный конденсат (ФК), перестраивает функцию распределения $n(\mathbf{p})$, минимизируя энергию основного состояния E. Поэтому при $x > x_c$ и $T = 0$ функция распределения задана уравнением

$$\frac{\delta E}{\delta n(\mathbf{p})} = \mu, \quad (3)$$

где μ химический потенциал [7, 8]. В результате вместо ферми-ступени, функция распределения $0 < n(p) < 1$ в определенном интервале импульсов $p_i \le p \le p_f$, как это видно из Рис. 1. Отметим, что ФК характеризуется сверхпроводящим параметром порядка $\kappa(\mathbf{p}) = \sqrt{n(\mathbf{p})(1 - n(\mathbf{p}))}$.

В магнитных полях функция распределения $n(\mathbf{p})$ перестраивается. Для определения типа перестройки состояния с ФК достаточно простых энергетических аргументов. С одной стороны, выигрыш энергии ΔE_B из-за разрушения состояния с ФК равен $\Delta E_B \propto B^2$ и стремится к нулю при $B \to 0$. С другой стороны, занимая конечный интервал $(p_f - p_i)$ в пространстве импульсов, функция $n(\mathbf{p})$ приводит к конечному выигрышу в энергии основного состояния по сравнению с нормальной ферми-жидкостью. В слабых магнитных полях новое основное состояние без ФК должно иметь почти ту же энергию, что и состояние с фермионным

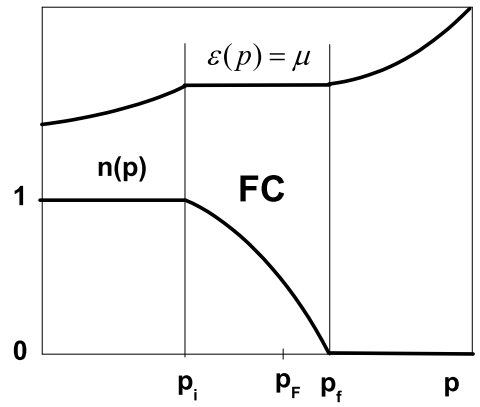


Рис. 1. Функция распределения $n(p)$ и одночастичный спектр $\varepsilon(p)$ ферми-системы с ФК. Поскольку $n(p)$ является решением уравнения (3), то $0 < n(p_i < p < p_f) < 1$ и $\varepsilon(p_i < p < p_f) = \mu$. Импульс Ферми p_F удовлетворяет условию $p_i < p_F < p_f$.

конденсатом. Такое состояние формируется многосвязными сферами Ферми, напоминающими луковицу, где гладкая функция $n(\mathbf{p})$ в области $(p_f - p_i)$ заменяется распределением $\nu(\mathbf{p})$ с $\kappa(\mathbf{p}) = 0$, показанным на Рис. 2 [10].

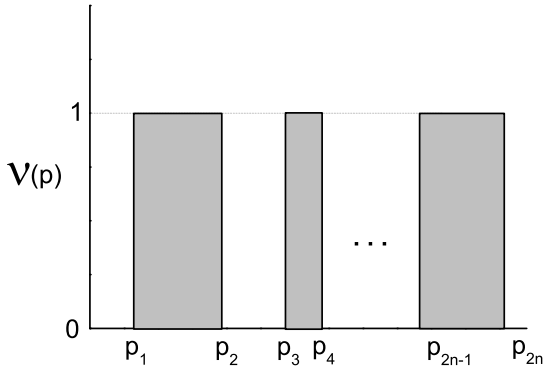


Рис. 2. Функция $\nu(\mathbf{p})$ для многосвязного распределения, заменяющего функцию $n(\mathbf{p})$ в области $(p_f - p_i)$, занятой фермионным конденсатом. Внешняя ферми-поверхность при $p \simeq p_{2n} \simeq p_f$ имеет вид ферми-ступеньки, и система ведет себя как ферми-жидкость Ландау.

В магнитном поле B эффективная масса $M^*(B)$ расходится как $M^*(B) \propto 1/\sqrt{B - B_{c0}}$. Здесь B_{c0} — критическое магнитное поле, которое помещает металл с ТФ в настраиваемую магнитным полем квантовую критическую точку и обращает в ноль соответствующую температуру Нееля $T_N(B_{c0}) = 0$. В нашей простой модели тяжелой электронной жидкости с ФК величина B_{c0} является параметром, который определяется спецификой конкретного металла с ТФ. При наложении магнитного поля $B > B_{c0}$ система с ФК может быть возвраще-

на в состояние ферми-жидкости Ландау с $M^*(B)$, зависящей от магнитного поля. Это означает, что восстанавливаются следующие характерные для ферми-жидкости Ландау зависимости: для теплоемкости $C/T = \gamma(B) \propto M^*(B)$, и для магнитной восприимчивости $\chi_0(B) \propto M^*(B)$. Коэффициент $A(B)$ определяет зависящую от температуры часть сопротивления, $\rho(T) = \rho_0 + \Delta\rho$, где ρ_0 — остаточное сопротивление и $\Delta\rho = A(B)T^2$. Так как этот коэффициент непосредственно определяется эффективной массой, $A(B) \propto (M^*(B))^2$,

$$A(B) \simeq A_0 + \frac{D}{B - B_{c0}}, \qquad (4)$$

где A_0 и D константы. Заметим, что эмпирическое

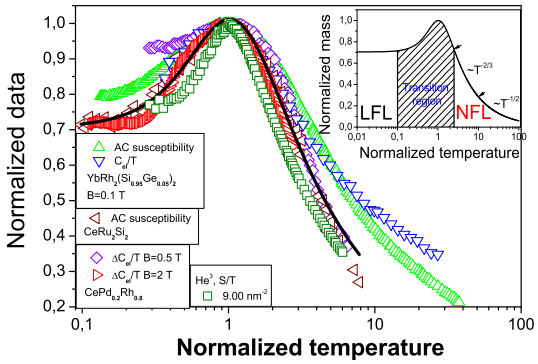


Рис. 3. Универсальное поведение нормированной эффективной массы как функции нормированной температуры. Данные извлечены из измерений в магнитных полях B: теплоемкости C и AC магнитной восприимчивости на YbRh$_2$(Si$_{0.95}$Ge$_{0.05}$)$_2$ [13], восприимчивости на CeRu$_2$Si$_2$ [14], теплоемкости на CePd$_{1-x}$Rh$_x$ при $x = 0.80$ [15], и энтропии S 2D ^{3}He при плотности $x = 9.00$ nm^2 [16]. Сплошная линия — описание при помощи (5). На вставке показано универсальное поведение нормированной эффективной массы. Штриховкой показана переходная область от ФЖЛ к НФЖ поведению.

соотношение Кадоваки-Вудса, $K = AT/\gamma^2 = const$, выполняется в нашем случае [10]. Зависимость $M^*(B, T, x)$ от температуры описывается приближенным решением уравнением Ландау (1)

$$\frac{M^*(B, T_N, x)}{M^*_M} = M^*_N(T_N) \approx c_0 \frac{1 + c_1 T_N^2}{1 + c_2 T_N^{8/3}}. \qquad (5)$$

Здесь $M^*_N(T_N)$ нормированная эффективная масса, M^*_M максимальное значение $M^*(B, T, x)$, которое эффективная масса достигает при $T = T_{\max}$, и нормированная температура T_N определяется равенством $T_N = T/T_{\max}$, величина $c_0 = (1 + c_2)/(1 + c_1)$, c_1 и c_2 константы, которые параметризуют дипольную амплитуду Ландау и определяются из подгонки экспериментальных данных [10, 12].

Уравнение (5) определяет универсальное поведение нормированной эффективной массы сильнокоррелированной ферми-жидкости при переходе из ФЖЛ в НФЖ состояние. Это поведение определяется безразмерными величинами, поскольку система вблизи ФККФП не имеет внешних характерных шкал для измерения T и M^*. Схематическое поведение $M^*_N(T_N)$ показано на вставке Рис. 3. Магнитное поле входит в уравнение (1) как отношение $\mu_B B/T$, поэтому температура $T^*(B)$,

$$T^*(B) = a_1 + a_2 B \simeq T_{\max} \sim \mu_B B, \qquad (6)$$

является характерной температурой перехода из ФЖЛ в НФЖ, a_1 и a_2 константы. Сравнение с экспериментальными значениями эффективной массы приведено на Рис. 3, сплошной линией показана подгонка при помощи (5) [12, 17].

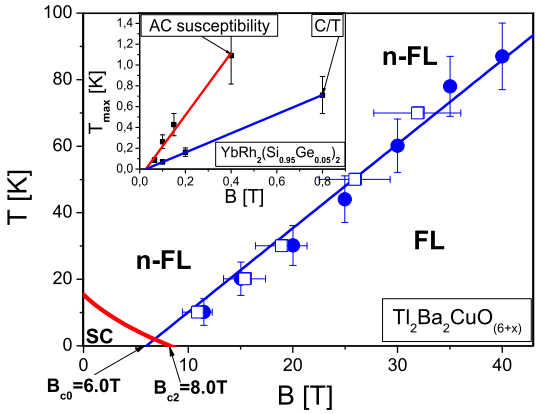


Рис. 4. Температура перехода $T^*(B)$ из ФЖЛ в НФЖ, полученная в измерениях на ВТСП Tl$_2$Ba$_2$CuO$_{6+x}$ (квадраты и круги) [6]. Внизу в левом углу рисунка стрелки показывают критическое поле $B_{c0} = 6$ Т и критическое поле $B_{c2} = 8$ Т, разрушающее сверхпроводимость. Область занятая сверхпроводимостью отделена сплошной линией и обозначена буквами **SC**. На вставке показана $T_{\max} \simeq T^*(B)$, измерения C/T и AC восприимчивости проводились YbRh$_2$(Si$_{0.95}$Ge$_{0.05}$)$_2$ [13].

На Рис. 4 показана температура перехода $T^*(B)$ из ФЖЛ в НФЖ, полученная в измерениях на ВТСП Tl$_2$Ba$_2$CuO$_{6+x}$ [6]. На вставке показаны значения температуры $T_{\max} \simeq T^*(B)$, при которой имеют место максимумы C/T и AC восприимчивость в зависимости от величины магнитного поля, измерения проводились на металле с ТФ YbRh$_2$(Si$_{0.95}$Ge$_{0.05}$)$_2$, близкого по своим свойствам к YbRh$_2$Si$_2$ [13]. Видно, что в соответствии с (6) все данные хорошо описываются линейной функцией магнитного поля.

Из Рис. 4 следует, что критическое поле $B_{c2} = 8$ Т, разрушающее сверхпроводимость, близко к кри-

тическому полю $B_{c0} = 6$ T, помещающему металл в квантовую критическую точку. Это совпадение не случайно, поскольку состояние системы с ФК характеризуется сверхпроводящим параметром порядка κ и потому имеет большое сродство к сверхпроводимости. Однако в магнитных полях $B > B_{c0}$, как видно из Рис. 2, ФК разрушается, что ведет при дальнейшем увеличении поля к разрушению сверхпроводимости. Отметим, что $B_{c0} \simeq B_{c2}$ имеет место и для $CeCoIn_5$ [5]. Сравнение $B-T$ фазовых диаграмм $CeCoIn_5$ и $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ указывает на их близость, что позволяет заключить, что, как и в случае $CeCoIn_5$ [10], при низких температурах и в сильных магнитных полях сверхпроводящий фазовый переход в ВТСП становится первого рода, а дифференциальная туннельная проводимость, являющаяся асимметричной функцией напряжения, становится симметричной функцией при восстановлении состояния ФЖЛ.

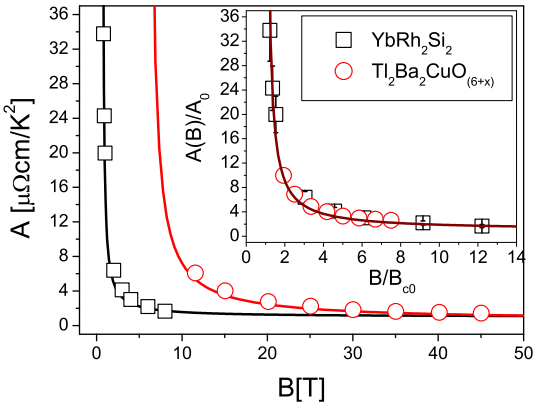


Рис. 5. Коэффициент $A(B)$ показан квадратами для $YbRh_2Si_2$ [4], кругами для $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ [6], сплошные линии — подгонка с помощью (4). Вставка: нормированный коэффициент $A(B)/A_0$ как функция нормированного магнитного поля B/B_{c0}. Сплошная линия задана формулой (7).

На Рис. 5 приведена подгонка при помощи формулы (4) коэффициента $A(B)$, полученного в измерениях на $YbRh_2Si_2$ (квадраты) и $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ (круги). Как видно из рисунка, оба набора экспериментальных точек хорошо описываются при помощи формулы (4), которая задает универсальное поведение $A(B)$ в режиме ФЖЛ. Чтобы наглядно продемонстрировать это поведение, перейдем к безразмерным величинам, представив (4) в виде:

$$\frac{A(B)}{A_0} \simeq 1 + \frac{D_N}{B/B_{c0} - 1}, \qquad (7)$$

где $D_N = D/(A_0 B_{c0})$ — безразмерная константа. Из формулы (7) следует, что нормированные значения для ВТСП $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ и металла с ТФ $YbRh_2Si_2$ могут быть описаны при помощи одного параметра, если соответствующие магнитные поля измеряются в единицах B_{c0}. Для $YbRh_2Si_2$ $B_{c0} \simeq 0.66$ T [4], а для $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$, как видно из Рис. 4, $B_{c0} \simeq 6$ T. На вставке Рис. 5 приведен результат подгонки при помощи (7), который позволяет нам заключить, что ВТСП и металлы с ТФ демонстрируют однотипное поведение вблизи квантовой магнитной критической точки B_{c0}.

В заключение, мы показали, что два разных сплава $YbRh_2Si_2$ и $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$, характеризующихся разными микроскопическими свойствами и принадлежащих к разным классам сильнокоррелированных ферми-систем — ВТСП и металлам с ТФ, имеют одну и ту же магнитную квантовую критическую точку, связанную с ферми-конденсатным квантовым фазовым переходом.

Список литературы

1. G.R. Stewart, Rev. Mod. Phys. **73**, 797 (2001).
2. P. Coleman and A.J. Schofield, Nature **433**, 226 (2005).
3. H.v. Löhneysen, A. Rosch, M. Vojta, and P. Wölfle, Rev. Mod. Phys. **79**, 1015 (2007).
4. P. Gegenwart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 056402 (2002).
5. J. Paglione *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 246405 (2003).
6. T. Shibaushi *et al.*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **105**, 7120 (2008).
7. В.А. Ходель, В.Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 448 (1990).
8. V.A. Khodel, V.R. Shaginyan, and V.V. Khodel, Phys. Rep. **249**, 1 (1994).
9. G.E. Volovik, Quantum Phase Transitions from Topology in Momentum Space, Lect. Notes in Physics **718**, pp. 31-73 (2007).
10. В.Р. Шагинян, М.Я.Амусья, К.Г. Попов, УФН **177**, 585 (2007).
11. Л.Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
12. V.R. Shaginyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 096406 (2008).
13. P. Gegenwart *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 076402 (2005).
14. D. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 180407(R) (2003).
15. A.P. Pikul *et al.*, J. Phys. Condens. Matter **18**, L535 (2006).
16. M. Neumann, J. Nyéki, and J. Saunders, Science **317**, 1356 (2007).
17. V.R. Shaginyan, K.G. Popov, and V.A. Stephanovich, Europhys. Lett. **79**, 47001 (2007).

Магнитные и зарядовые флуктуационные вклады в механизм куперовской неустойчивости в сильно коррелированных купратных и тяжелофермионных системах

В. В. Вальков[1)]

Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия
Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия
Сибирский государственный аэрокосмический университет, 660074 Красноярск, Россия

Рассмотрено современное состояние теории, описывающей переход ансамбля сильно коррелированных электронов в сверхпроводящую фазу. Микроскопический анализ природы куперовской неустойчивости проведен в рамках нескольких, активно используемых моделей систем с сильными корреляциями ($t-J^*$ - модель, периодическая модель Андерсона, спин-поляронная модель). Описание спиновых и зарядовых флуктуаций реализовано на основе теории, выходящей за рамки приближения среднего поля. При этом последовательно учтены как динамические взаимодействия, так и кинематические. Наличие кинематических взаимодействий в сверхпроводящей фазе проявилось посредством введения в теорию аномальных компонент силового оператора. Совместно с нормальными компонентами эти величины существенно влияют как на энергетическую структуру сильно коррелированных систем в целом, так и на псевдощелевое поведение в частности. В работе исследовано влияние зарядовых флуктуаций на условия реализации сверхпроводящей фазы как в купратных соединениях, так и в соединениях с тяжелыми фермионами (редкоземельные скуттерудиты).

Микроскопическая теория сверхпроводящей фазы сильно коррелированных систем (купратные соединения, тяжелофермионные редкоземельные интерметаллиды) обычно основывается на использовании модельных гамильтонианов. Так, например, при описании высокотемпературной сверхпроводимости часто используют либо непосредственно модель Хаббарда в режиме сильных корреляций, либо $t-J$ - модель, либо ее более правильный вариант $t-J^*$ - модель, в которой учтены трехцентровые слагаемые. Часть работ по теории сверхпроводимости связана с привлечением различных вариантов поляронного описания. В работах, основанных на модели Эмери, или на ее многозонных обобщениях, применяется кластерная форма теории возмущений для получения более простых эффективных гамильтонианов, в качестве которых выступают отмеченные выше модели. Между тем, известно, что межузельные корреляции не могут быть (по крайней мере, для модели Эмери) правильно описаны при кластерном подходе. Имея это в виду, в обзоре отражены исследования по выводу эффективного гамильтониана для модели Эмери без привлечения кластерной формы теории возмущений. Это позволило не только получить структуру гамильтониана решетки Кондо, но и определить концентрационную зависимость интеграла обменного взаимодействия в подсистеме локализованных спинов ионов меди. Эта зависимость оказалось важной при рассмотрении концентрационной зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода, описываемого в рамках спин-поляронной модели. Эта модель была получена на основе выведенного ранее эффективного гамильтониана при величине константы $s-f$-обменной связи между кислородными дырками и спиновыми моментами подсистемы ионов меди много большей, чем интеграл перескока.

Рассмотрение теории сверхпроводящей фазы в редкоземельных интерметаллидах с тяжелыми фермионами проведено на основе периодической модели Андерсона. Общей особенностью описания сверхпроводимости в этих классах сильно коррелированных систем (СКС) является привлечение нефононного механизма куперовской неустойчивости. Несмотря на большую разницу в величинах критической температуры в купратных и редкоземельных сверхпроводниках, между описаниями их сверхпроводящих фаз имеется много общих черт.

Адекватное рассмотрение СКС достигается посредством перехода к атомному представлению. Если в качестве инструмента получения основных уравнений используется графическая форма теории возмущений (так называемая диаграммная техника для операторов Хаббарда), то приходится учитывать особенности диаграммного представления. Эти особенности, как известно, связаны со сложной алгеброй коммутационных соотношений операторов Хаббарда и проявляются посредством появления нового класса диаграмм - концевых диа-

[1)] vvv@iph.krasn.ru

грамм. Их полная совокупность формирует силовой оператор. В последнее время было выяснено, что при описании сверхпроводящей фазы СКС учет вкладов от силового оператора имеет принципиальное значение для правильного описания концентрационной зависимости температуры перехода в сверхпроводящую фазу с тем или иным типом симметрии сверхпроводящего параметра порядка. Существенно, что в сверхпроводящей фазе силовой оператор, также как и массовый, имеет не только нормальные компоненты, но и аномальные. Это обстоятельство существенно сказывается на уравнениях самосогласования для сверхпроводящей фазы. В работе этот тезис продемонстрирован на примерах описания сверхпроводимости d-типа в купратных сверхпроводниках, а также на примере описания сверхпроводимости s- типа в недавно открытых тяжелофермионных скуттерудитах $LaFe_4P_{12}$ [1] и $PrRu_4As_{12}$ [2]. Общее свойство рассматриваемого теоретического подхода к проблеме сверхпроводимости заключается в том, что зарядовые и спин-флуктуационные вклады проявляются через нормальные и аномальные компоненты силового оператора. В частности, для $t-J^*$-модели аномальная компонента силового оператора в однопетлевом приближении описывается выражением

$$P^{(a)}(k) = -\frac{T}{N}\sum_q B_{\vec{k}}(\vec{q})\,\Lambda^{(a)}_{\uparrow}(q;q-k)\,,\;\; k\equiv(\vec{k},i\omega_m),$$

где $\Lambda^{(a)}_{\uparrow}(q;q-k)$ определяется посредством комбинации аномальных функций Грина с фурье-образами функций Грина поперечных $(D_{\perp}(q-k))$ и продольных $(D_{\parallel}(q-k))$ спиновых компонент, а также функцией Грина, описывающей зарядовые флуктуации $(C(q-k))$

$$\Lambda^{(a)}_{\sigma}(q;q-k) = F_{\bar{\sigma}}(q)\cdot D_{\perp}(q-k) - F_{\sigma}(q)\cdot \\ \cdot\left[D_{\parallel}(q-k) - \frac{1}{4}C(q-k)\right].$$

Входящая в выражение для силового оператора функция

$$B_{\vec{k}}(\vec{q}) = t_{\vec{q}} + \frac{1}{2}\left(1+\frac{n}{2}\right)J_{\vec{k}-\vec{q}} + \\ +\left(1-\frac{n}{2}\right)\frac{t_{\vec{k}}t_{\vec{q}}}{U} - \frac{n}{2}\left(\frac{t^2_{\vec{q}}}{U}-\frac{J_0}{2}\right),$$

содержит ренормированный трехцентровыми взаимодействиями коэффициент, стоящий перед $J_{\vec{k}-\vec{q}}$. Существенно, что эта ренормировка отличается от ренормировки для аномальной компоненты массового оператора $\Sigma_{0\uparrow,\downarrow 0}(\vec{k})$. Для силового оператора ренормировка имеет вид:

$$1 \longrightarrow 1-\frac{1}{2}\left(1-\frac{n}{2}\right) = \frac{1}{2}\left(1+\frac{n}{2}\right).$$

Это означает, что при учете вкладов от силового оператора описание сверхпроводящей фазы с $d_{x^2-y^2}$- симметрией параметра порядка в $t-J^*$ - модели не может быть сведено к описанию на основе уравнений для $t-J$- модели, но с ренормированным $J \longrightarrow \tilde{J} = (n/2)J$. Зависимость $P_{0\uparrow,\downarrow 0}\left(\vec{k},i\omega_m\right)$ от мацубаровской частоты (аномальная компонента массового оператора $\Sigma_{0\uparrow,\downarrow 0}\left(\vec{k}\right)$ зависит только от квазиимпульса) приводит к тому, что при учете зарядовых и спиновых флуктуаций сверхпроводящая фаза описывается бесконечной системой интегральных уравнений самосогласования.

Аналогичная картина имеет место и при описании сверхпроводящей фазы в тяжелых фермионах. В частности, для сверхпроводящей фазы с s-типом симметрии параметра порядка были получены уравнения, во многих отношениях аналогичные тем, которые можно получить в рамках модели Хаббарда. Важную роль в этом соответствии сыграло то обстоятельство, что диаграммный ряд для функций Грина локализованной подсистемы в пределе сильных электронных корреляций формально сводится к ряду, имеющему место в модели Хаббарда. Отличие связано с тем, что эффективный интеграл перескока при рассмотрении модели Андерсона становится зависящим от мацубаровской частоты. В физическом отношении эта особенность проявляется посредством миксонной ренормировки спектра фермиевских возбуждений, по которому ведется интегрирование в уравнениях самосогласования для сверхпроводящей фазы. При этом описание зарядовых и спиновых флуктуаций осуществляется по тому же сценарию, как и при рассмотрении купратных сверхпроводников.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика", РФФИ (грант № 06-02-16100), Интеграционного проекта СО РАН № 3.4.

Список литературы

1. Y. Nakai, K. Ishida, D. Kikuchi, H. Sugawara, H. Sato, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 3370 (2005)
2. T. Namiki, Y. Aoki, H. Sato, C. Sekine, I. Shirotani, T. Matsuda, Y. Haga, T. Yagi, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 093704 (2007)

Псевдощель и эффект Нернста в ВТСП

О. М. Иваненко, К. В. Мищен

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Ранее [1] мы предложили модель ВТСП, в которой взаимодействие электронов валентной зоны с двухатомными отрицательными-U центрами (NUC) полагается ответственным за аномальные свойства этих соединений. В рамках этой модели псевдощель является сверхпроводящей щелью, флуктуационно возникающей при температуре $T > T_c$ в кластерах, объединяющих малое число NUC, в результате больших относительных флуктуаций числа частиц из-за переходов электронов между парным уровнем NUC и валентной зоной. В настоящей работе обсждаются условия наблюдения различных эффектов, связанных с существованием таких короткоживущих сверхпроводящих кластеров.

Исходя из предложенной модели мы рассчитали [2] для конкретного соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ зависимости T^* и T_c от уровня допирования и среднего размера кластеров NUC (рис. 1) и показали, что полученные зависимости количественно согласуются с экспериментально измеренными без использования масштабных подгоночных параметров.

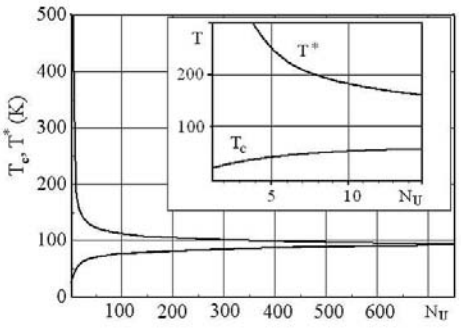


Рис. 1. Зависимости температур T^* и T_c от размера кластера N_U для N_U<800. На вставке: то же, но на интервале N_U<15.

Рассмотрим теперь более подробно область, лежащую ниже кривой T^* на рис.1, для чего будем опускаться вниз по температуре, начиная с T^*. Как следует из [2] частота переходов парный уровень-зона составляет $\eta\Gamma/\hbar$, где $\Gamma \approx kT \cdot (V/E_F)^2$ - ширина парного уровня (здесь $V \sim 1$ эВ - константа одночастичной $p-d$ гибридизации , $E_F \sim 0,4$ эВ - энергия Ферми, T - температура), а $\eta = 2T/(T + T_0)$, где $T_0 = 390K$ (для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ - экспериментально определяемая константа [2], зависящая от параметров электронной структуры. Т.о. время жизни состояния NUC с данной средней заселенностью η для $T \ll T_0$ $\tau = \hbar/\eta\Gamma \sim 1,4 \cdot 10^{-10} T^{-2}$ сек (где T измеряется в [K]). С другой стороны, характерное время установления сверхпроводящего параметра порядка в ВТСП $\tau_\Delta \sim \hbar/\Delta \sim 1,4 \cdot 10^{-14}$ сек, т.е. при $T = 100K$ $\tau_\Delta \sim \tau$. Время установления фазовой когерентности в кластере можно оценить как $\tau_\Theta \sim 2m/\hbar n_{2D}$, где n_{2D} - $2D$ электронная плотность (≈ 1 эл/ячейку), а m - масса электрона. Такая оценка дает $\tau_\Theta \sim 3 \cdot 10^{-15}$ сек, что меньше величины τ_Δ. Поэтому можно полагать, что фазовая когерентность успевает отслеживать изменения параметра порядка. Время жизни флуктуации заселенности парного уровня NUC в кластере, объединяющем N_U NUC, - τ_f зависит от температуры и величины флуктуации (следовательно, от размера кластера N_U). Переход в сверхпроводящее состояние и установление параметра порядка при $T = T_c$ происходит [2] при некотором критическом значении $\eta \approx 2/5$. Это означает, что кластеры малого размера ($N \leq 5$) могут быть сверхпроводящими, если только заселенность η всех NUC равна нулю и переход пары электронов на хотя бы один NUC выключает сверхпроводящее спаривание в кластере. Для таких кластеров $\tau_f \sim \tau/N_U$, т.е. растет с уменьшением допирования. Для кластеров с $N_U > 5$ τ_f будет расти с увеличением размера кластера, (т.е. с допированием), стремясь к бесконечности при приближении к порогу перколяции по NUC ($\delta \to 0,8$). Таким образом, τ_f должно иметь минимум при $N_U = 5$. Поскольку $\tau \propto T^{-2}$, то опускаясь вниз по температуре ниже $T^*(N_U)$ мы достигнем температуры T_ν , при которой $\tau_f = \tau_\Delta$ и начиная с которой, в кластерах данного размера будет успевать устанавливаться параметр порядка. Для кластеров с $N_U = 5$ условие $\tau_\Delta = \tau_f = \tau/5$ будет выполнено при $T_\nu = T_{min}$. Для меньших кластеров T_ν должно расти, как $T_\nu \propto 1/\sqrt{N_U}$, а с увеличением среднего размера кластеров $N_U > 5$ (т.е. с увеличением допирования) снова возрастать, достигая $T_\nu \approx T^*$ вблизи порога перколяции по NUC, когда τ_f неограниченно растет.

Существование при $T < T_\nu$ таких короткоживущих когерентных сверхпроводящих кластеров обуславливает, как мы считаем, возможность наблюдения при $T > T_c$ "гигантского"эффекта Нернста

[4] и аномального диамагнетизма [5]. На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость граничной температуры наблюдения сигнала Нернста T_ν от допирования для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ [4]. Как видно из рисунка, минимальная температура $T_{min} = 80K$ наблюдается при $\delta_{min} = 0,66$ и отвечает [2] среднему размеру кластера $N_U = 5$. Там же для сравнения приведена кривая $T_\nu(\delta)$, ожидаемая согласно проведенному рассмотрению. Видно, что экспериментальная и теоретическая кривые находятся в хорошем согласии.

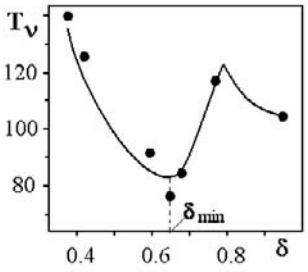


Рис. 2. Зависимость граничной температуры наблюдения эффекта Нернста T_ν в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ от допирования . Точки - экспериментальная зависимость [4]. Сплошная линия - зависимость $T_\nu(\delta)$, следующая из рассматриваемой модели.

Особо остановимся на результатах по измерению эффекта Нернста в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [4], где верхняя граница наблюдения эффекта $T_\nu > 120K$ для малых уровней допирования. В $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ средний размер кластеров, которые определяют T_c, согласно рис.1, включает не более 5 NUC и в областях оптимального допирования и недодопирования это соединение аналогично по морфологии $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ в области $\delta < 0,65$. Подтверждением этого вывода может служить рис. 3 [4], где приведены экспериментальные зависимости сигнала Нернста от допирования для обоих соединений. Видно, что зависимости очень похожи, что свидетельствует о схожести свойств этих материалов в указанных областях допирования.

При $T_\nu < T < T^*$, когда параметр порядка в флуктуирующих кластерах не успевает устанавливаться, флуктуации заселенности NUC будут приводить к понижению средней плотности состояний в области сверхпроводящей щели. В частности, в туннельных экспериментах это будет проявляться в виде минимума в области щели на кривых дифференциальной проводимости dI/dV, но при отсутствии когерентных пиков. В оптических экспериментах, в частности, при измерении оптической проводимости $\sigma_1(\omega)$ вдоль оси "c", должно наблюдаться уменьшение проводимости в области щелевых частот при отсутствии δ -пика на нулевой частоте. При этом спектральный вес из щелевой области будет "размазан"вследствие флуктуаций по области частот $2\pi/\tau_f >> 2\Delta$.

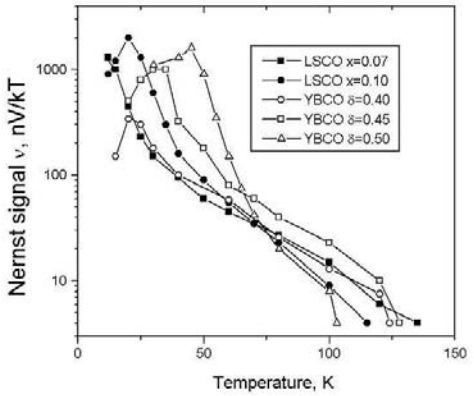


Рис. 3. Зависимости сигнала Нернста от температуры для образцов $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с различными уровнями допирования [4]

При дальнейшем понижении температуры ниже T_ν фазовый объем флуктуирующих 2D-кластеров, одновременно находящихся в сверхпроводящем состоянии, достигает величины, достаточной для образования перколяционного кластера (но с флуктуирующей топологией!), где сверхпроводимость возникает за счет джозефсоновской связи между флуктуирующими микрокластерами. Эта температура будет соответствовать экспериментально измеряемой T_c. В такой структуре магнитный поток сможет входить и выходить из образца. Это будет приводить к обратимому поведению кривых намагниченности, которое будет наблюдаться до тех пор, пока при температуре $T_{irr}(H)<T_c$ не возникнет стационарный сверхпроводящий кластер, в котором возможен захват магнитного потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям.

Список литературы

1. К. Мицен, О. Иваненко, ЖЭТФ **118**, 666 (2000).
2. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, Письма в ЖЭТФ **82**, 144 (2005).
3. Г. М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **46**(приложение), 94 (1987);
4. N. P. Ong, Y. Wang, S. Ono et al., Ann. Phys. (Leipzig) **13**, 9 (2004)
5. Yayu Wang, Lu Li, M. J. Naughton et al., Phys. Rev. Lett.**95**, 247002 (2005)

О механизме ВТСП и фазовой диаграмме в купратах и FeAs-сверхпроводниках

Л. С. Мазов[1)]

Институт физики микроструктур РАН, 603600 Нижний Новгород, Россия

Представлены свидетельства того, что модель с частичной диэлектризацией электронного энергетического спектра хорошо согласуется с наблюдаемым на эксперименте поведением ВТСП-систем как в купратах, так и новых FeAs-сверхпроводниках, где в качестве диэлектрического параметра порядка выступает волна спиновой плотности, являющаяся несоизмеримой с решеткой и динамической по характеру, что проявляется в эксперименте как псевдощель в энергетическом спектре.

Недавнее появление FeAs-сверхпроводников [1, 2] вновь привлекло внимание к механизму СП, ответственному за необычно высокие для старых НТСП критические температуры T_c перехода допированных систем в СП-состояние. В отличие от купратов, где исходные компаунды (YBCO и LCO) являются АФ диэлектриками, в новых FeAs-СП недопированные соединения являются уже (полу)металлами с волной спиновой плотности (ВСП), причем проявления магнитного (ВСП) фазового перехода отмечены как в нейтронных, так и резистивных измерениях (см., напр.[3]). В ряде работ высказывается предположение, что при допировании, ВСП в системе исчезает и возникает СП, т.е. эти два упорядочения рассматриваются как конкурирующие.

Однако, как и в купратах, в нормальном состоянии новых FeAs-СП наблюдается псевдощель, которая может рассматриваться как свидетельство перестройки системы электронных состояний на поверхности Ферми, когда в системе при понижении температуры сначала (при $T = T^*$) начинается частичная диэлектризация (Д) электронного энергетического спектра (ЭЭС) (за счет (e-h)-спаривания) и лишь затем, при дальнейшем понижении температуры, происходит СП переход, высокое значение температуры которого T_c определяется тем, что СП (e-e)-спаривание происходит на фоне повышенной плотности состояний на краях уже образовавшейся Д-щели. Такая модель была рассмотрена еще в работах [4, 5], где для системы с сосуществованием (e-e)- и (e-h)-спариваний были получены две щели Δ и Σ (разной природы, и, в общем случае, симметрии) в ЭЭС, описано их поведение в зависимости от T, концентрации носителей заряда, немагнитных примесей, давления и, более того, специально сформулированы несколько пунктов, указывающих на особенности поведения такой системы ниже T_c (фазе сосуществования СП- и Д-параметров порядка), которые необходимо учитывать при интерпретации, в первую очередь, экспериментов по пороговым явлениям (ИК-поглощение, ЯМР, СТМ-измерения, а сейчас, также и ARPES).

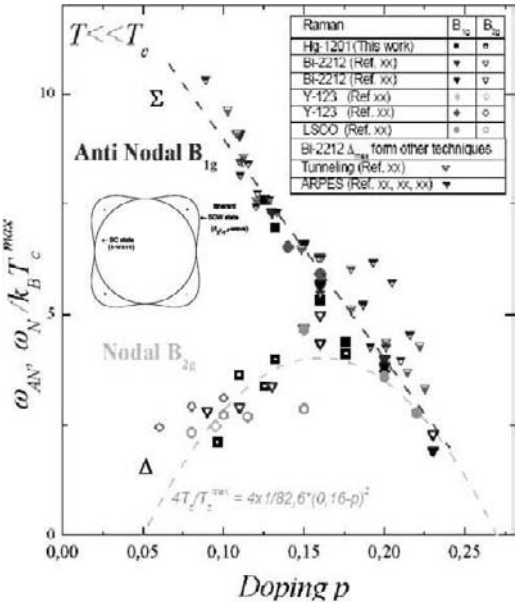


Рис. 1. Фазовая диаграмма для купратов (см.[7]) на вставке: схема сосуществования ВСП и СП состояний в купратах (см., напр., [10]).

Такое поведение, действительно, наблюдается в ряде экспериментов (см. напр., [6]). Так, на рис. 1 представлены результаты экспериментов по рамановскому электронному рассеянию, которые указывают на два энергетических масштаба, обнаруженных в СП-состоянии купратов. Первая характерная энергия (соответствующая магнитуде СП-щели Δ и т.о. T_c), измеренная в нодальной области импульсного пространства имеет максимум как функция допирования. Такая зависимость Δ с

[1)] mazov@ipm.sci-nnov.ru

максимумом была получена ранее в модели [4, 5] (s-волновая симметрия СП-параметра порядка)

$$\tilde{\Delta} = 4\tilde{n}^2 exp(-\tilde{n}\beta^*/(\Sigma_0 - \tilde{n})\Sigma_0) \qquad (1)$$

$$\beta^* = \beta_0/(1 - \beta_0\lambda_{21}\Sigma_0(\Sigma_0 - 2\tilde{n})/(\Sigma_0 - \tilde{n})^2 \qquad (2)$$

где Σ_0 - магнитуда Д-щели в отсутствие допирования; $\tilde{n} = \delta n/4N(0)$; δn - разница концентраций электронов и дырок; $N(0)$ - плотность состояний вблизи уровня Ферми; $\beta_0 = ln(\Sigma_0/\Delta_0) > 0$; Δ_0 - магнитуда СП-щели в системе без Д-спаривания; $\lambda_{21} = g_{21}N(0)$ Наоборот, вторая характерная энергия (соответствующая магнитуде Д-щели (псевдощели) и т.о. T^*), измеренная в антинодальной области оказалась убывающей функцией допирования, как это и следует для Д-щели (ср., напр. [8])

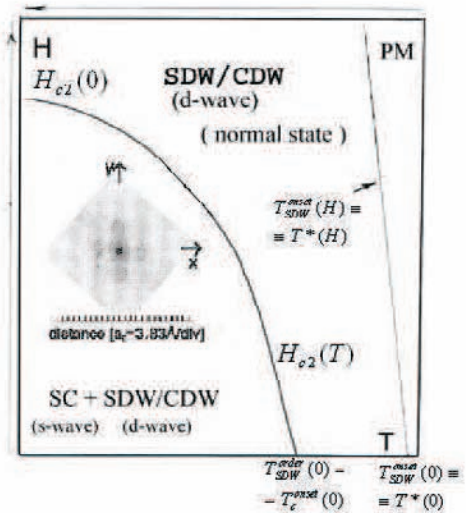


Рис. 2. Магнитная фазовая (H-T) диаграмма для купратов; на вставке: периодическая (АФ ВСП) структура в коре вихря для монокристалла BSCCO (из СТМ-измерений в магнитном поле [9]).

$$\Sigma = 2\omega_0 exp(2\pi v_F/e^2 ln(\kappa_D^2/2p_0^2)) \qquad (3)$$

где $\kappa_D = r_D^{-1}$, $\omega_0 \approx \kappa_D v_F$, r_D - дебаевский радиус экранирования, p_0 - импульс Ферми, v_F - скорость Ферми. Полученная картина хорошо согласуется с полученными нами ранее, на основе детального анализа резистивных данных для купратов в магнитном поле выводами о магнитном (ВСП) фазовом переходе из спин-разупорядоченного состояния в состояние с ВСП, который предшествует СП-переходу, рис. 2 (подробнее, см., напр. [10]). В качестве Д-параметра порядка здесь выступает ВСП, сопровождаемая, в силу ее несоизмеримости с решеткой, ВЗП с половинной длиной волны, что проявляется в экспериментах как псевдо-

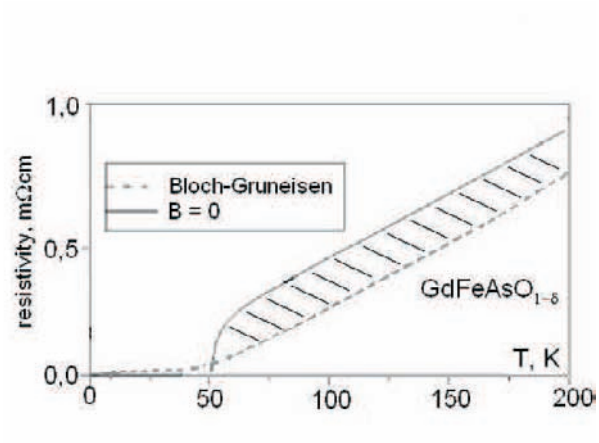


Рис. 3. Анализ резистивных данных для образца $GdAsFeO_{1-\delta}$ (поликристалл) (см. [10]).

щель. Ее наблюдение с помощью обычных методов исследования магнитных структур (нейтронное рассеяние, эффект Мёссбауэра и др.) оказывается неэффективным, т.к. частота ее флуктуаций много больше, чем характерное обратное время измерения, в то время как обратное время свободного пробега электрона проводимости, наоборот, много больше этой частоты, так что он взаимодействует с этой периодической структурой как с "квазистатической", что обуславливает исчезновение магнитного вклада в электросопротивление (в точке пересечения кривой Грюнайзена-Блоха и экспериментальной кривой, см. рис. 3) и создает условия для СП-спаривания (на фононах) при такой высокой температуре (в том числе и в новых FeAs-СП, подробнее, см. [10]).

Список литературы

1. Y. Kamihara et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. Z.-A. Ren, J. Yang et al., arXiv:0803.4234 (2008).
3. S. Kitao et al., arXiv:0805.0041 (2008).
4. А. И. Русинов, До Чан Кат, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ **65**, 1984 (1973).
5. Проблема ВТСП (под ред. В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница), М.: Наука, 1977. - 400 с.
6. L. S. Mazov, J. Supercond. Nov. Magn. **20**, 579 (2007).
7. M. Le Tacon, A. Sacuto, A. Georges et al., Nature Phys. **2**, 537 (2006).
8. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
9. J. E. Hoffman et al., Science **297**, 1148 (2002)
10. L. S. Mazov, arXiv:0805.4097 (2008).

Фазовое расслоение в двухзонной модели для сильно коррелированных электронов

А. Л. Рахманов, К. И. Кугель, А. О. Сбойчаков[1)]

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

В рамках двухзонной модели изучается фазовое расслоение в системе с двумя типами сильно коррелированных носителей заряда. Показано, что такая система распадается на две металлические фазы, отличающиеся подвижностью электронов. Фазовая сепарация контролируется шириной и положением исходных электронных зон, величиной межзонных переходов и величиной дальнодействующего кулоновского взаимодействия. Конкуренция между поверхностной и кулоновской энергиями определяет геометрию наноразмерных неоднородностей (капли, 2D или 3D страйпы). В определенной области параметров наличие межзонных переходов приводит к возникновению пиков в плотности состояний вблизи поверхности Ферми. Полученные результаты сопоставлены с фазовой диаграммой сверхпроводящих купратов при допировании близком к оптимальному.

Анализ недавних экспериментов по рассеянию нейтронов [1], ARPES [2] и STM [3] ясно подтверждает существование двух типов носителей (более подвижных и менее подвижных) и наноскопическое фазовое расслоение на две фазы в сверхпроводящих купратах (La_2CuO_{4+y}, LaSr214, Y123, Bi2212) при уровне допирования близком к оптимальному [4]. Мы анализируем модель мезоскопического фазового расслоения, учитывающую наличие двух зон с сильными электронными корреляциями [5]. Фазовое расслоение в такой модели возникает даже без учета существования какого-либо дополнительного порядка (магнитного, зарядового). Учет поверхностной энергии и дальнодействующего кулоновского взаимодействия позволяет оценить характерный размер неоднородностей и проследить эволюцию их геометрии (капли, страйпы) с изменением уровня допирования [6]. Эта простая модель позволяет описать ряд важных особенностей фазовой диаграммы сверхпроводящих купратов в режиме фазового расслоения [6, 4]. Отметим, что наша модель с успехом применялась ранее для описания фазовой диаграммы манганитов [8].

Мы используем двухзонную модель Хаббарда с гамильтонианом

$$H = -\sum_{\langle \mathbf{nm}\rangle \alpha,\sigma} t_\alpha a^\dagger_{\mathbf{n}\alpha\sigma} a_{\mathbf{m}\alpha\sigma} - \Delta E \sum_{\mathbf{n}\sigma} n_{\mathbf{n}b\sigma} - \mu \sum_{\mathbf{n}\alpha,\sigma} n_{\mathbf{n}\alpha\sigma} + \frac{1}{2}\sum_{\mathbf{n}\alpha,\sigma} U^\alpha n_{\mathbf{n}\alpha\sigma} n_{\mathbf{i}\alpha\bar{\sigma}} + \frac{U'}{2}\sum_{\mathbf{i}\alpha,\sigma\sigma'} n_{\mathbf{i}\alpha\sigma} n_{\mathbf{n}\bar{\alpha}\sigma'} \,. \quad (1)$$

Здесь $a^\dagger_{\mathbf{n}\alpha\sigma}$ и $a_{\mathbf{n}\alpha\sigma}$ операторы рождения и уничтожения электронов в зоне $\alpha = \{a, b\}$ на узле $\mathbf{n}$ с проекцией спина σ, $n_{\mathbf{n}\alpha\sigma} = a^\dagger_{\mathbf{n}\alpha\sigma} a_{\mathbf{n}\alpha\sigma}$, $\langle \dots \rangle$ означает суммирование по ближайшим узлам, ΔE сдвиг между центрами зон a и b, μ химический потенциал. Мы считаем, что $t_a > t_b, t_{ab}$. Черта над индексом α или σ означает *не* α или *не* σ. Кулоновское отталкивание на узлах предполагается сильным $U^\alpha, U' \gg t_\alpha, \Delta E$. Полное число электронов является суммой электронов в зонах $n = n_a + n_b$. Модель (1) предсказывает возможность фазового расслоения, если $t_b/t_a \lesssim 0.4$, которое возникает из-за зависимости ширины одной зоны от заполнения другой зоны [5, 7]. Эволюция зонной структуры с изменением n, ΔE, t_b/t_a исследовалась в приближении Хаббард-I в пределе $U^\alpha, U' \to \infty$ [5, 6, 7]. Ре-

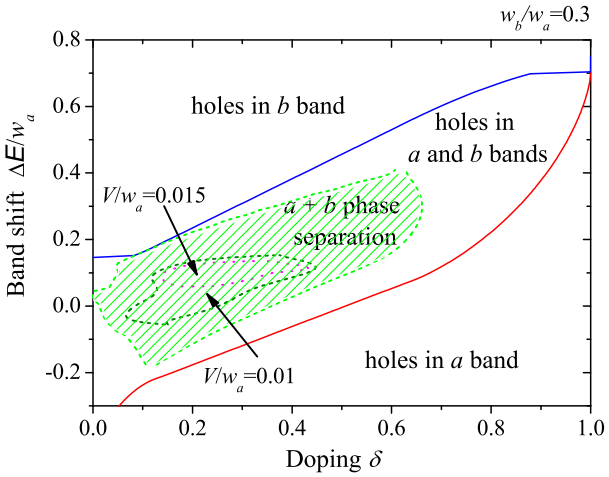


Рис. 1. Фазовая диаграмма модели в при $t_b/t_a = 0.3$, $t_{ab} = 0$, $w_{a,b} = zt_{a,b}$, z – число ближайших соседей. Область фазовой сепарации заштрихована. Нарушении зарядовой нейтральности сужает эту область: стрелки показывают область фазового расслоения при учете дальнодействующего кулоновского взаимодействия $V/w_a = 0.01$ и 0.015, $V = e^2/d\epsilon$, где d – постоянная решетки, ϵ – диэлектрическая проницаемость.

[1)] alrakhmanov@mail.ru

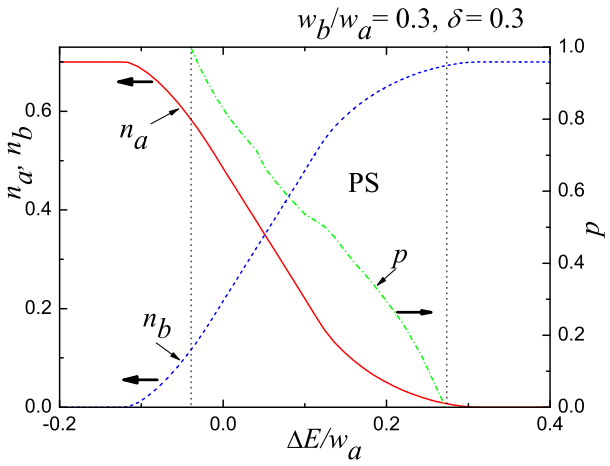


Рис. 2. Зависимость числа носителей в зонах от ΔE (при $t_{ab} = 0$). Область фазового расслоения находится между вертикальными пунктирами. Число носителей в фазах P_a и P_b определяется точками пересечения кривых n_a и n_b с пунктирами. Зеленый пунктир – концентрация p фазы P_a.

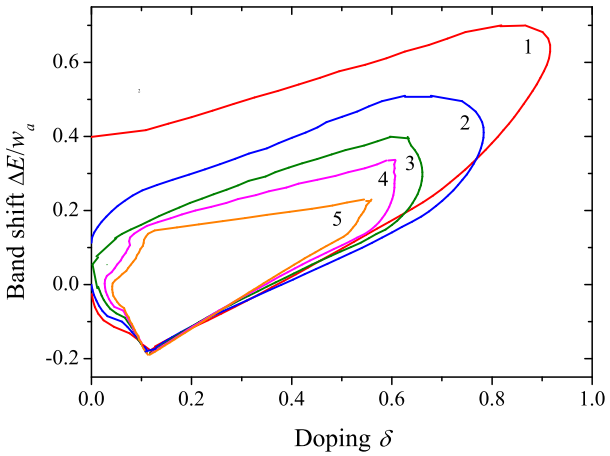


Рис. 3. Область фазового расслоения при $w_b/w_a = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.35 (4), 0.4 (5); если $w_b/w_a > 0.4$, то неоднородное состояние исчезает; $t_{ab} = 0$.

зультаты этого исследования показаны на Рис. 1–3. Система расслаивается на две фазы с разным числом носителей. В первой фазе P_a почти все носители находятся в состоянии a, а во второй фазе P_b – в состоянии b. Недопированное состояние в купратах соответствует $n = 1$ в нашей модели. Тогда число дырок на узел равно $\delta = 1 - n$.

Форма и характерный размер неоднородностей определяется конкуренцией поверхностной (возникающей из-за размерного квантования) и кулоновской (возникающей из-за дальнодействующего взаимодействия) энергий [6, 8, 9]. В зависимости от параметров системы неоднородности могут иметь форму полос (страйпов), длинных цилиндров или капель. В основном приближении область существования таких структур определяется лишь концентрацией одной из фаз p [6]. Поперечный размер страйпов, диаметр капель соответствует двум-трем постоянным решетки.

Смещение зон ΔE зависит от деформации ε кристаллической решетки в CuO плоскости. Полагая, что $\varepsilon \propto \Delta E$, удается описать основные особенности фазовой диаграммы купратов (La214, Bi2212, Y123, систем на основе ртути) [4, 6]. Экспериментальные данные соответствуют большим значениям отношения $w_b/w_a \sim 0.3 - 0.4$ и $V/w_a \sim 0.015$, когда область фазового расслоения относительно мала. В такой ситуации неоднородности должны иметь форму страйпов, а не капель.

Эксперимент [4] показывает, что температура сверхпроводящего перехода достигает максимума в области фазового расслоения. Это указывает на связь эффекта возникновения неоднородного состояния и сверхпроводимости. Следует отметить, что в случае, когда межзонная гибридизация t_{ab} находится в пределах $t_a < t_{ab} < t_b$, плотность электронных состояний имеет пик вблизи поверхности Ферми. Этот пик существует в области параметров соответствующей фазовому расслоению [7].

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00212 и 06-02-16691, А. О. также признателен Фонду поддержки отечественной науки.

Список литературы

1. J. M. Tranquada in *Handbook of High-Temperature Superconductivity* (NY: Springer) pp 257-298 (2007).
2. W. S. Lee et al., Nature **450**, 81 (2007); G. H. Gweon et al., Nature **430**, 187 (2004).
3. K. McElroy et al., Science **309**, 1048 (2005); M. C. Boyer et al., Nature Phys. **3**, 802 (2007).
4. M. Fratini, N. Poccia, A. Bianconi, J. Phys.: Conf. Ser. **108**, 012036 (2008).
5. A. O. Sboychakov, K. I. Kugel and A. L. Rakhmanov, Phys. Rev. B **76**, 195113 (2007).
6. K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, N. Poccia and A. Bianconi, Phys.Rev B, to be published; K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, F. V. Kusmartsev, N. Poccia and A. Bianconi, Supercond. Sci. Techn., Special Issue "Anisotropic and multiband pairing", to be published.
7. A. O. Sboychakov, S. E. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel and F. Nori, Phys. Rev. B **77**, 224504 (2008).
8. K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov and A. O. Sboychakov, Phys. Rev. Lett. **95**, 267210 (2005); Phys. Rev. B **74**, 014401 (2006).
9. J. Lorenzana J et al., Phys. Rev. B **64**, 235127 (2001).

Исследование псевдощелевого состояния $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ с помощью ЭПР

Ю. И. Таланов,[1)] *Т. С. Шапошникова, Л. Ф. Салахутдинов, Н. Ю. Панарина*

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

С помощью ЭПР поверхностного парамагнитного слоя сделана попытка обнаружить возможные неоднородности поля в сверхпроводящих пленках $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, которые могут быть связаны с образованием вихрей в фазе флуктуирующей сверхпроводимости, $T > T_c$. Результаты исследования показали, что изменение спектра ЭПР в виде смещения сигнала от равновесного положения происходят при температурах на $10 \div 20$ K выше T_c.

В последнее время все более распространенной становится идея о том, что состояние ВТСП соединений выше критической температуры является продолжением сверхпроводящего состояния. А если двигаться со стороны высоких температур, то именно характер высокотемпературной фазы определяет сценарий перехода в состояние с когерентными парами носителей тока (см. например [1]). Все больше накапливается экспериментальных фактов и созданных на их основе теоретических моделей, которые связывают состояния этих материалов выше и ниже T_c. Появились исследования, результаты которых свидетельствуют в пользу сверхпроводящей природы псевдощели [2] и обнаруживают наличие некогерентных спаренных носителей тока выше T_c. Совсем недавно появились первые указания на то, что в такой электронной системе может сформироваться вихревая структура. Эта идея родилась в результате обнаружения в некоторых ВТСП соединениях выше T_c эффекта Нернста большой величины [3], который обычно наблюдается в сверхпроводящем состоянии и обусловлен движением вихрей. Далеко не все разделяют такую точку зрения и предлагают иные способы объяснения этого явления (см. например [4]).

Чтобы подтвердить или опровергнуть предположение о существовании вихрей в псевдощелевой фазе ВТСП (или, другими словами, - в фазе флуктуирующей сверхпроводимости), необходимо провести экспериментальную проверку, используя методы, чувствительные именно к наличию вихрей. Одним из таковых является метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) слоя парамагнетика, нанесенного на поверхность сверхпроводника. Этот метод был предложен в работе [5] и затем использовался многими исследователями для изучения свойств вихревой системы купратных сверхпроводников. Он основан на том, что неоднородное распределение магнитного поля в вихревой решетке приводит к уширению и смещению сигнала ЭПР поверхностного парамагнитного слоя. Для того, чтобы почувствовать такую неоднородность, толщина слоя не должна сильно превышать среднее расстояние между вихрями (для поля 3 кЭ $l_v \simeq 100$ нм), а также необходимо, чтобы парамагнетик давал узкий сигнал ЭПР (не более 10 Э). Этому условию удовлетворяет дифенилпикрилгидразил (ДФПГ), который часто используется в качестве эталона или метки ЭПР. Он содержит свободные радикалы, неспаренные электроны которых обеспечивают узкий сигнал ЭПР шириной в несколько эрстед и g-фактором близким к $g \simeq 2$.

В данной работе приведены результаты первых попыток обнаружить с помощью ЭПР парамагнитного слоя возможные неоднородности поля на поверхности сверхпроводящих пленок, которые могут быть связаны с образованием вихрей в фазе флуктуирующей сверхпроводимости, то есть выше критической температуры.

Исследовались монокристаллические пленки $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ толщиной 200 и 800 нм с разными критическими температурами (и, соответственно, с разными кислородными индексами), от 84 до 91 K. T_c определялась с помощью измерения температурной зависимости высокочастотной магнитной восприимчивости. Пленки были приготовлены методом магнетронного напыления на подложку $LaAlO_3$. На поверхность пленки (площадью $8 \div 10$ мм^2) из раствора в бензоле или амилацетате наносился слой ДФПГ толщиной от 100 до 300 нм. Измерения проводились на спектрометре ЭПР Bruker BER-418S, на частоте 9.3 ГГц. Резонансное поле ДФПГ при этом составляет около 3300 Э.

[1)] talanov@kfti.knc.ru

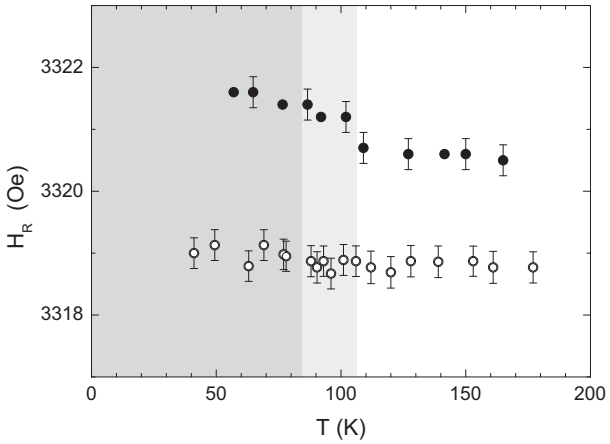


Рис. 1. Температурная зависимость резонансного поля сигнала ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на пленку $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (черные кружки) и на кварцевую пластину (белые кружки). Серым цветом выделена область сверхпроводящего состояния, светло-серым - область между T_c и T^*.

Регистрировались спектры ЭПР ДФПГ в интервале температур от 170 K до 50 K при понижении температуры в фиксированном внешнем поле ~ 3300 Э. Приложенное поле изменялось в небольших пределах (на 100 Э) при записи спектра ЭПР. На рис. 1 приведена температурная зависимость резонансного поля H_R для двух слоев ДФПГ, один из которых нанесен на плену $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ с толщиной 200 нм и $T_c = 86$ K, а другой - на кварцевую пластину с такой же площадью. Толщина парамагнитного слоя составляла $250 \div 300$ нм. Из рисунка видно, что положение сигнала ЭПР слоя, нанесенного на сверхпроводник, остается неизменным при понижении температуры вплоть до некоторой величины T^*. Ниже этой температуры происходит заметное изменение H_R . Величина T^* - меняется от образца к образцу. Для образца, показанного на рисунке, она составляет 110 K; для пленки с $T_c = 88$ K $T^* = 100$ K. Отметим, что в обоих случаях $T^* > T_c$. Что касается ширины резонансного сигнала, то ее изменения не так заметны и в основном остаются в пределах ошибки эксперимента, $\delta H = 4.1 \pm 0.2$ Э. Наблюдается лишь слабая тенденция уширения сигнала ниже критической температуры T_c.

Для того, чтобы убедиться, что полученные температурные зависимости резонансного поля не связаны со свойствами ДФПГ, а определяются его взаимодействием с искажениями магнитного поля сверхпроводником, были проведены измерения ЭПР слоя ДФПГ, нанесенного на кварцевую подложку. Сравнение температурных зависимостей резонансных полей (рис. 1) слоев ДФПГ на кварцевой пластине и на сверхпроводнике позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемые изменения действительно обусловлены влиянием пленки $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, поскольку сигнал от ДФПГ на кварце никак не изменяется с температурой.

Одно из возможных объяснений поведения сигнала ЭПР от ДФПГ на пленках $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ можно сделать, основываясь на гипотезе о вихревой природе эффекта Нернста [3]. Если предположить (в соответствие с некоторыми теоретическими [1] и экспериментальными работами [2]), что в сверхпроводнике выше T_c, то есть в псевдощелевом состоянии, образуется некогерентные спаренные электроны, и формируется некая вихревая структура, то из этого следует, что величина магнитного поля в непосредственной близости от поверхности материала должна быть несколько меньше, чем вдали от него, как это происходит в случае решетки абрикосовских вихрей. Это, в свою очередь должно приводить к сдвигу сигнал ЭПР в более высокие поля, что и наблюдается для ДФПГ, нанесенного на сверхпроводящие пленки. Поэтому полученные нами результаты вполне можно считать еще одним аргументом в пользу образования вихревой структуры в псевдощелевом состоянии. Отсутствие заметного уширения сигнала ЭПР, на наш взгляд, обусловлено слишком большой толщиной слоя ДФПГ, которая приводит к усреднению неоднородного поля вихревой системы, и только некоторое ослабление внешнего поля проявляет себя через сдвиг сигнала.

Полученные на данном этапе результаты носят предварительный характер и требуют проверки, дополнительных исследований и более глубокого анализа.

Список литературы

1. Ю. В. Копаев, В. И. Белявский, В. В. Капаев, УФН, **178**, 202 (2008).
2. K. K. Golmes, A. N. Pasupathy, A. Pushp, S. Ono, Y. Ando and Ali Yazdani, Nature **447**, 569 (2007).
3. Y. Wang, L. Li, N. P. Ong, Phys. Rev. B **73**, 024510 (2006).
4. S. Alexandrov and V. N. Zavaritsky, Phys. Rev. Lett. **93**, 217002 (2004).
5. B. Rakvin, M. Pozek, A. Dulčić, Solid State Commun. **72** 199 (1989).

Температурный изотоп-эффект в ВТСП купратах

Е. И. Шнейдер[1)], *С. Г. Овчинников*

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

В настоящей работе рассматривается изотопический сдвиг критической температуры в ВТСП купратах. Сверхпроводящее состояние описывается в прибижении среднего поля для Хаббардовских фермионов в рамках теории типа БКШ, учитывающей как обменный механизм спаривания, обусловленный сильными электронными корреляциями в системе, так и электрон-фононный. Ранее было найдено, что в случае анизотропного параметра порядка $d_{x^2-y^2}$-типа фононный вклад может не только увеличивать, но и уменьшать полную константу связи сверхпроводящего спаривания. Однако, анализ выражения для изотопического эффекта показывает, что экспериментально наблюдаемому положительному изотоп-эффекту в купратах, возникающему при замещении кислорода $^{16}O \to {}^{18}O$, соответствует положительный вклад электрон-фононного взаимодействия в СП спаривание. Таким образом, вклады обменного и электрон-фононного взаимодействий в сверхпроводящее состояние взаимно усиливают друг друга. Расчеты зависимости константы $\alpha_O(x)$ от допирования, а также универсального отношения Δ_0/T_c находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для купратов.

Сильные электронные корреляции (СЭК), обуславливающие антиферромагнитное диэлектрическое состояние недопированных ВТСП купратов и ближний магнитный порядок в слабодопированных образцах, определяют возможность сверхпроводящего (СП) спаривания в данных системах за счет обменного взаимодействия [1]. В тоже время, особенности кристаллической структуры купратов [2] и эффекты сильного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), наблюдаемые в различных экспериментах (см. обзор [3]), не позволяют отбросить традиционый механизм спаривания. Как известно, ключевую роль в понимании природы механизма сверхпрводимости в нормальных металлах сыграло исследование изотопического сдвига температуры T_c перехода в СП состояние. В ВТСП купратах ситуация оказалась более сложной. При замещении кислорода $^{16}O \to {}^{18}O$ показатель изотопического эффекта, определяемый как $\alpha_O = -d\ln(T_c)/d\ln(M_O)$, имеет сильную зависимость от допирования [4, 5]. И если для оптимально допированных образцов его величина на порядок меньше ожидаемой в теории БКШ $\alpha_O(x_{opt}) \sim 0.05$, то в слабодопированных и передопированных системах наблюдается рост $\alpha_O(x)$, при этом в некоторых системах показатель изотоп-эффекта в области малого допирования в несколько раз превышает значение $\alpha_{BCS} = 0.5$.

В настоящей работе изотопический сдвиг критической температуры в купратах был рассмотрен в рамках подхода, учитвающего как обменный, так и фононный механизмы сверхпроводящего спаривания. В режиме сильных электронных корреляций эффективный гамильтониан оксидов меди может быть записан следующим образом [6]

$$H = H_{t-t'-t''-J^*} + H_{epi}, \qquad (1)$$

где $H_{t-t'-t''-'J^*}$ - гамильтониан tJ^* модели [7], включающей трехцентровые коррелированные перескоки [8], и H_{epi} описывает взаимодействие электронов посредством поглощения и испускания виртуальных фононов

$$H_{epi} = \sum_{\mathbf{kk'q},\sigma\sigma'} V_{\mathbf{kk'q}} X^{2,-\sigma}_{\mathbf{k+q}} X^{2,-\sigma'}_{\mathbf{k'-q}} X^{-\sigma',2}_{\mathbf{k'}} X^{-\sigma,2}_{\mathbf{k}}. \qquad (2)$$

Здесь $X^{2,-\sigma}_{\mathbf{k+q}}$ - оператор рождения электрона со спином σ в хаббардовской подзоне. В случае пренебрежения эффектами запаздывания $V_{\mathbf{kk'q}} = \sum_\nu g_\nu(\mathbf{k},\mathbf{q})\, g_\nu(\mathbf{k'},-\mathbf{q})/\omega_{\mathbf{q},\nu}$, где $g_\nu(\mathbf{k},\mathbf{q})$ - матричный элемент взаимодействия электрона с импульсом $\mathbf{k}$ и фонона моды ν с импульсом $\mathbf{q}$ и частотой $\omega_{\mathbf{q},\nu}$. Теория сверхпроводимости типа БКШ с магнитным механизмом спаривания рассматривалась в рамках tJ^* модели в работе [9], а для системы с гамильтонианом (1) в работе [10]. Было показано, что при спаривании $d_{x^2-y^2}$-типа вклад ЭФВ в полную константу связи λ_{tot} неоднозначен и может как увеличивать, так и уменьшать λ_{tot}. Дело в том, что в случае анизотропной щели взаимодействие электрона с фононом при больших переданных импульсах $\mathbf{q}$ переносит электрон на участок поверхности Ферми с другой фазой параметра порядка, разрушая таким образом сверхпроводящую пару.

Далее, исходя из определения показателя изотопического эффекта и уравнения на температуру

[1)] shneyder@iph.krasn.ru

СП перехода [10], можно получить следующее аналитическое выражение для α_O

$$\begin{aligned}
&\alpha_O = \tfrac{Int_1}{Int_2}, \\
&Int_1 = \omega_D \tfrac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \lambda_{ph} \cdot \delta\left(|\xi_{\mathbf{q}}| - \omega_D\right) \times \\
&\times \tfrac{4\varphi_{\mathbf{q}}^2}{\xi_{\mathbf{q}}} \tanh\left(\tfrac{\xi_{\mathbf{q}}}{2\tau_c}\right), \qquad , \qquad (3) \\
&Int_2 = \tfrac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \{\lambda_J + \lambda_{ph}\theta\left(|\xi_{\mathbf{q}}| - \omega_D\right)\} \times \\
&\times \tfrac{4\varphi_{\mathbf{q}}^2}{\tau_c} \mathrm{se}\cosh^2\left(\tfrac{\xi_{\mathbf{q}}}{2\tau_c}\right)
\end{aligned}$$

где $\xi_{\mathbf{q}}$ - дисперсия электронов в нормальной фазе, записанная с учетом ближнего магнитного порядка в системе; $\tau_c = k_B T_c$, k_B - постоянная Больцмана; фононный вклад ограничен дебаевской частотой ω_D вблизи поверхности Ферми; $\varphi_{\mathbf{q}} = (\cos q_x a - \cos q_y a)/2$ и описывает угловую зависимость параметра порядка. Константа связи λ_J , соответствующая обменному взаимодействию, имеет стандартный вид для tJ^* модели [8, 11], λ_{ph} может быть представлена в виде $\lambda_{ph} = f(x) \cdot G$, где $f(x)$ - безразмерная функция, зависящая от допирования, и G - эффективный параметр ЭФВ [10]. Как видно из уравнения (3), экспериментально наблюдаемому положительному изотоп-эффекту в купратах, возникающему при замещении кислорода $^{16}O \to {}^{18}O$, соответствует $G > 0$, т.е. положительный вклад электрон-фононного взаимодействия в СП спаривание. Таким образом, вклады обменного и электрон-фононного взаимодействий в сверхпроводящее состояние взаимно усиливают друг друга.

Для расчетов на основе уравнения (3) концентрационной зависимости показателя изотоп-эффекта использовались параметры электронной структуры $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [12]. Единственный свободный параметр G был определен из сопоставления рассчитываемой величины $\alpha_O(x_{opt})$ с экспериментальной. Найденное значение $G = 0.35$ дает увеличение максимальной критической температуры, обусловленной магнитным механизмом спаривания в 1.5 раза ($T_c \sim 200$ K), в то время как максимальная T_c при учете только фононного механизма спаривания (для того же значения параметра G) равна всего 3 K. Однако, максимум показателя изотопического эффекта при учете обоих механизмов спаривания практически в 2 раза меньше соответствующей величины, обусловленной только фононным вкладом. Далее, как видно из рис. 1, полученная зависимость константы $\alpha_O(x)$ от допирования находится в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными для купратов [4]. Было рассчитано также универсальное отношение амплитуды СП щели к критической температуре при оптимальном допировании, полученная величина $2\Delta_0/T_c = 2.4$, что соответствует экспериментальным данным для системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [13].

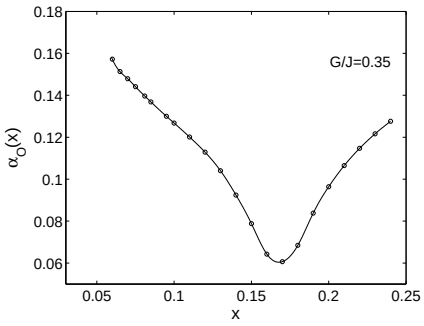


Рис. 1. Концентрационная зависимость показателя изотопического эффекта.

Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16100 и 06-02-90537-BNTS, Программой Президиума РАН "Квантовая макрофизика", интеграционным проектом СО РАН и УрО РАН 74, проектом СО РАН 3.4.

Список литературы

1. P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987).
2. Е. Г. Максимов, УФН **170**, 1033 (2000).
3. M. L. Kulic and O. V. Dolgov, Phys. Status Solidi B **242**, 151 (2005).
4. D. J. Pringle, G. V. M. Williams and J. L. Tallon, Phys. Rev. B **62**, 12527 (2000).
5. G. M. Zhao, K. Conder, H. Keller, K. A. Müller, J Phys Condens Matter **10**, 9055 (1998).
6. S. G. Ovchinnikov, E. I. Shneider, JETP **101**, 844 (2005).
7. Л. Н. Булаевский, Э. Л. Нагаев, Д. И. Холмский, ЖЭТФ **54**, 1562 (1968).
8. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, Д. М. Дзебисашвили, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **75**, 450 (2002).
9. N. M. Plakida, and V. S. Oudovenko, Phys.Rev.B **59**, 11949 (1999)
10. E. I. Shneyder, S. G. Ovchinnikov, JETP Lett. **83**, 394 (2006).
11. V. Yu. Yushankhai, G. M. Vujicic, and R. B. Zakula, Phys. Lett. A **151**, 254 (1990).
12. M. M. Korshunov, V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov et al., Phys. Rev. B **72**, 165104 (2005).
13. M. Nohara, H. Suzuki, M. Isshiki, J. Phys. Soc. Jpn. **69**, 1602 (2000).

К теории диэлектрической проницаемости слоистых купратов

А. А. Алеев, И. М. Ерёмин, М. В. Ерёмин

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Получена формула для динамической зарядовой восприимчивости нормальной фазы дырочно допированных купратов с учетом сильных электронных корреляций вне рамок приближения случайных фаз (RPA). Проведены численные расчеты зарядовой восприимчивости и диэлектрической проницаемости с учетом специфики кулоновского псевдопотенциала для слоистых систем типа $YBa_2Cu_3O_7$. Найдено, что в области mid infrared диэлектрическая проницаемость может быть отрицательной.

Важность исследований частотной зависимости диэлектрической проницаемости подчеркивалась еще на заре исследований по ВТСП [1]. Однако, спектр коллективных колебаний плотности заряда на малых и средних частотах в купратах исследован мало. В значительной степени это связано с трудностями в описании эффектов сильных электронных корреляций, свойственных этим системам.

Одним из перспективных направлений современных теоретических исследований считается разработка техники проекционных операторов [2], позволяющая описать переход диэлектрик-металл. Выражение для динамической зарядовой восприимчивости слоистых купратов по схеме расцепления уравнений движения Хаббард- I получено в работе [3]. Однако это расцепление, как известно, имеет ряд недостатков. В частности, при малом числе носителей тока ширина зоны не становится узкой, как это должно быть в диэлектрической фазе. В настоящей работе применяется улучшенный вариант расцепления, когда явным образом учитывается перенормировка интегралов перескока из-за спин-спиновых корреляций. В данном варианте мы имеем правильное асимптотическое поведение ширины зоны - при переходе к диэлектрическому состоянию ширина зоны стремится к нулю. По сравнению с традиционной схемой [4], новым является учет членов типа молекулярного поля. Ранее этот метод использовался нами при выводе выражения для динамической спиновой восприимчивости дырочных ВТСП [5]. Полученное выражение для зарядовой восприимчивости имеет вид:

$$\chi_{ch}(\omega,\mathbf{q}) = \frac{\chi(\omega,\mathbf{q})\zeta_t(\omega,\mathbf{q}) - \zeta(\omega,\mathbf{q})\chi_t(\omega,\mathbf{q})}{[1+\eta(\omega,\mathbf{q})]\zeta_t(\omega,\mathbf{q}) - [\omega/2+\eta_t(\omega,\mathbf{q})]\zeta(\omega,\mathbf{q})},$$

где

$$\chi(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\chi_{\mathbf{kq}} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\frac{n_{\mathbf{p}}-n_{\mathbf{k}}}{\omega+\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{p}}},$$

$$\eta(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\eta_{\mathbf{kq}} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\frac{M_{\mathbf{p},\mathbf{q}}n_{\mathbf{p}} - M_{\mathbf{k},\mathbf{q}}n_{\mathbf{k}} - \omega}{\omega+\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{p}}},$$

$$\zeta(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\zeta_{\mathbf{kq}} = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}\frac{1}{\omega+\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{p}}},$$

$$\chi_t(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{p}}-t_{\mathbf{k}})\chi_{\mathbf{kq}},$$

$$\eta_t(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{p}}-t_{\mathbf{k}})\eta_{\mathbf{kq}},$$

$$\zeta_t(\omega,\mathbf{q}) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{k}}(t_{\mathbf{p}}-t_{\mathbf{k}})\zeta_{\mathbf{kq}},$$

$n_{\mathbf{k}} = P_{pd}f(\varepsilon_{\mathbf{k}})$ - числа заполнения, $\mathbf{p} = \mathbf{k}+\mathbf{q}$, $P_{pd} = (1-\delta)/2$, $M_{\mathbf{k},\mathbf{q}} = F_V V_{\mathbf{q}} - F_J J_{\mathbf{q}}/8 + t_{\mathbf{k}}(1-F_t)/2$ - фурье-образ, соответствующий эффективному потенциальному полю, в котором движутся квазичастицы, F_V,F_J,F_t - параметры расцепления, $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ - энергия квазичастиц, $J_{\mathbf{q}}$, $t_{\mathbf{k}}$ - фурье-образы суперобменного взаимодействия спинов квазичастиц и интеграла перескока:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\mathbf{k}} &= 2t_1^{eff}(cos(\mathbf{k}_x)+cos(\mathbf{k}_y)) + \\ &\quad 4t_2^{eff}cos(\mathbf{k}_x)cos(\mathbf{k}_y) - \mu, \\ t_{\mathbf{k}} &= 2t_1(cos(\mathbf{k}_x)+cos(\mathbf{k}_y)) + 4t_2cos(\mathbf{k}_x)cos(\mathbf{k}_y) + \\ &\quad 2t_3(cos(2\mathbf{k}_x)+cos(2\mathbf{k}_y)), \\ J_{\mathbf{q}} &= 2J_1(cos(\mathbf{q}_x)+cos(\mathbf{q}_y)).\end{aligned}$$

Набор эффективных параметров (в мэВ) $t_1^{eff} = 250$, $t_2^{eff} = -50$, $\mu = 160$ описывает закон дисперсии связывающей зоны в пренебрежении эффектами псевдощели, а интегралы перескока вычисляются самосогласованно и равны (в мэВ) $t_1 = 360$, $t_2 = -72$, $t_3 = -10$.

Фурье-образ кулоновского псевдопотенциала $V_{\mathbf{q}}$ в слоистых системах, удовлетворяющий условию периодичности , обсуждался в работе [6] и имеет вид для $\mathbf{q}_z = 0$:

$$V_{\mathbf{q}} \equiv V(\mathbf{q},0) = \sum_{\mathbf{G}}|f(\mathbf{q}+\mathbf{G})|^2\frac{V}{(\mathbf{q}a)\tanh(\mathbf{q}/\mathbf{q_0})} - \frac{3(\kappa a)V}{32},$$

где $f(\mathbf{q}) = (1 + \frac{\mathbf{q}^2}{\kappa^2})^{-3/2}$ - форм-фактор, учитывающий размеры медь-кислородных синглетных образований, $\kappa \approx 2/a$, $\mathbf{G}$ - вектор обратной решетки в плоскости xy, $V = \frac{2\pi e^2}{a\sqrt{\varepsilon_{ab}\varepsilon_c}} \approx 0{,}75$ эВ, $\varepsilon_{ab} = \varepsilon_c = 30$ - диэлектрические постоянные в медь-кислородных слоях и между слоями, $\mathbf{q}_0 = (2/d)\sqrt{\varepsilon_c/\varepsilon_{ab}}$, d – расстояние между медь-кислородными слоями.

На рис. 1 приведены результаты расчета мнимой части зарядовой восприимчивости по формуле для $\chi_{ch}(\omega, \mathbf{q})$. Набор параметров тот же, что и был использован ранее для расчета спиновой восприимчивости в [5]. Видно, что мнимая часть восприимчивости положительна, т.е. условие устойчивости выполнено.

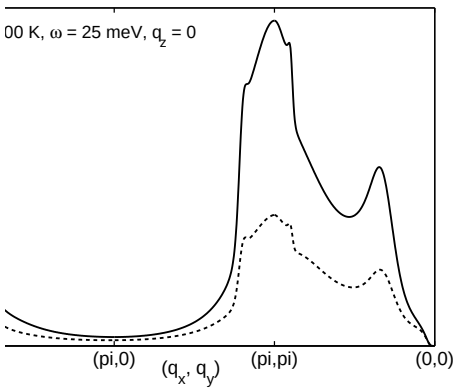


Рис. 1. Мнимая часть зарядовой восприимчивости вдоль треугольного контура зоны Бриллюэна при значении волнового вектора $\mathbf{q}_z = 0$. Сплошная линия соответствует выбору кулоновского потенциала по [6], а пунктирная - по работе [7].

Подробные расчеты диэлектрической проницаемости в рамках схемы RPA проведены в работе [7]. Так же, как и в расчетах [7], мы имеем ветви так называемых акустических плазмонов вне области затухания Ландау. Такие плазмоны, как уже указывалось в ряде работ (см. [7] и ссылки, приведенные там), могут способствовать повышению температуры сверхпроводящего перехода (плазмонный механизм спаривания). Вместе с тем имеются и различия, связанные как с видом нашей формулы, так и с выбором иного кулоновского псевдопотенциала. Наиболее яркое отличие наших результатов от работы [7] в частотной зависимости функции диэлектрической проницаемости, которая связана с зарядовой восприимчивостью соотношением [8]:

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega) = 1 - V_{\mathbf{q}}\chi_{ch}(\mathbf{q}, \omega)$$

Отличие от результатов работы [7] главным образом связано с особенностями коммутационных соотношений для композитных операторов рождения и уничтожения. Часть наших расчетов приведена на рис. 2. Видно, что диэлектрическая проницаемость может быть отрицательной. Наличие областей с отрицательным значением $\varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega)$ указывает на то, что роль плазмонного механизма спаривания может возрасти по сравнению с предыдущими расчетами в рамках схемы RPA для зарядовой восприимчивости.

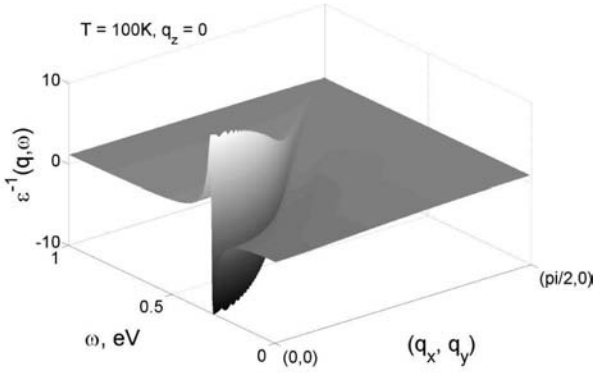


Рис. 2. График обратной диэлектрической проницаемости (при выборе кулоновского псевдопотенциала по [6]).

Список литературы

1. *Проблема высокотемпературной сверхпроводимости* (под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница), Наука, Москва (1977).
2. Н. М. Плакида, *Высокотемпературные сверхпроводники*, Международная программа образования , Москва (1996).
3. M. Eremin, I. Eremin, S. Varlamov, Phys. Rev. B **64**, 214512 (2001).
4. L. Roth, Phys. Rev. B. **184**, 451 (1969).
5. М. В. Еремин, А. А. Алеев, И. М. Еремин, ЖЭТФ, **133**, 862 (2008), JETP, **106**, 752 (2008).
6. D. N. Aristov, G. Khaliullin, Phys. Rev. B **74**, 045124 (2006).
7. A. Bill, H. Morawitz, V. Z. Kresin, Phys. Rev. B **68**, 144519 (2003).
8. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, Мир, Москва (1967).

О скейлинге в частотной зависимости рассеяния нейтронов $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-x}$ и двухпиковой структуре в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$

А. И. Андреев

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, 424001, Россия

I. Eremin

Max-Plank Institute fur Physik komplexer Systeme, D-01187 Dresden, Germany

М. В. Ерёмин

Казанский государственный университет, Казань, 420008, Россия

Выяснено, что формула для динамической спиновой восприимчивости, полученная в [1], объясняет скейлинговое поведение интенсивности рассеяния нейтронов в $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-x}$, обнаруженное недавно в работе [2]. Удается также описать обнаруженную в [3, 4] двухпиковую структуру рассеяния в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

Формула для восприимчивости получена в рамках t–J–V модели и имеет вид:

$$\chi^{+,-}_{\rm total}(\omega,q)=\frac{\omega\chi_0\,\zeta_t-[\omega\chi_t+2J_1K_1(2-\gamma_q)]\,\zeta}{\omega\eta\,\zeta_t+\left[\Omega_q^2-\omega^2-\omega\eta_t\right]\zeta}, \quad (1)$$

где $\chi_0=\chi_0(\omega,q)=\frac{P}{N}\sum_k\chi_{kq}$,

$$\chi_{kq}=\frac{S_{xx}[f^h_k-f^h_{k+q}]}{\omega+E_k-E_{k+q}}+\frac{S_{yy}[f^h_{k+q}-f^h_k]}{\omega-E_k+E_{k+q}}+ \\ +\frac{S^{(-)}_{yx}[1-f^h_k-f^h_{k+q}]}{\omega-E_k-E_{k+q}}+\frac{S^{(+)}_{xy}[f^h_k+f^h_{k+q}-1]}{\omega+E_k+E_{k+q}} \quad (2)$$

— функция спиновой восприимчивости, соответствующая носителям тока, как в теории БКШ, $f^h_k=\{1+exp\,[-E_k/k_BT]\}^{-1}$ — ферми–функции в дырочном представлении. Для сокращения записи факторов когерентности используются обозначения: $S_{xx}=x_kx_{k+q}+z_kz_{k+q}$, $S_{yy}=y_ky_{k+q}+z_kz_{k+1}$, $S^{(+)}_{xy}=x_ky_{k+q}-z_kz_{k+q}$, $S^{(-)}_{yx}=y_kx_{k+q}-z_kz_{k+q}$, в которых $x_k=\frac{1}{2}\left[1+\frac{\varepsilon_k-\mu}{E_k}\right]$, $y_k=\frac{1}{2}\left[1-\frac{\varepsilon_k-\mu}{E_k}\right]$, $z_k=\frac{\Delta_k}{2E_k}$, $E_k=\sqrt{(\varepsilon_k-\mu)^2+|\Delta_k|^2}$.

$$\eta(\omega,q)=(1-F_t)\pi(\omega,q)+J_t\gamma_q\chi_0(\omega,q). \quad (3)$$

Входящая в (3) функция $\pi(\omega,q)=\frac{P}{N}\sum_k\pi_{kq}$ в сверхпроводящей фазе имеет следующий вид:

$$\pi_{kq}=S_{xx}\frac{t_kf^h_k-t_{k+q}f^h_{k+q}}{\omega+E_k-E_{k+q}}+ \\ +S^{(-)}_{yx}\frac{t_k(1-f^h_k)-t_{k+q}f^h_{k+q}}{\omega-E_k-E_{k+q}}+ \\ +S^{(+)}_{xy}\frac{t_kf^h_k-t_{k+q}(1-f^h_{k+q})}{\omega+E_k+E_{k+q}}+ \\ +S_{yy}\frac{t_k(1-f^h_k)-t_{k+q}(1-f^h_{k+q})}{\omega-E_k+E_{k+q}}. \quad (4)$$

Функция $\zeta=\zeta(\omega,q)=\frac{1}{N}\sum_k\zeta_{kq}$ в выражении (1) определяется формулой

$$\zeta_{kq}=\frac{S_{xx}}{\omega+E_k-E_{k+q}}+\frac{S^{(-)}_{yx}}{\omega-E_k-E_{k+q}}+ \\ +\frac{S^{(+)}_{xy}}{\omega+E_k+E_{k+q}}+\frac{S_{yy}}{\omega-E_k+E_{k+q}}. \quad (5)$$

В формулах (1)–(5) $\Omega_q^2=2J_1^2\alpha\,|K_1|\,(2-\gamma_q)(2\Delta+2+\gamma_q)$ — квадрат частоты локализованных спинов на узлах меди в отсутствие носителей тока, $J_q=J_1\gamma_q=J_1(\cos q_xa+\cos q_ya)$, $t_k=\sum_j t_{lj}e^{ik(R_l-R_j)}$.

$$\varepsilon_k=\left\{\sum_l t_{lj}\left(\frac{1+\delta}{2}+\frac{2}{1+\delta}(1+2F_t)\langle S^z_lS^z_j\rangle\right)+ \right. \\ +\sum_l J_{lj}(1-F_J)\frac{1}{1+\delta}\langle X^{0,\downarrow}_lX^{\downarrow,0}_j\rangle+ \\ \left.+\sum_l V_{lj}(1-F_V)\frac{2}{1+\delta}\langle X^{0,\downarrow}_lX^{\downarrow,0}_j\rangle\right\}e^{ik(R_l-R_j)} \quad (6)$$

— закон дисперсии квазичастиц. Его удобно переписать в виде, типичном для случая сильной связи:

$$\varepsilon_k=2t^{(1)}_{\rm eff}\,(\cos k_xa+\cos k_ya)+ \\ +4t^{(2)}_{\rm eff}\cos k_xa\cos k_ya+\ldots\,. \quad (7)$$

Вспомогательные функции в (1) таковы:

$$\zeta_t=\frac{1}{N}\sum_k(t_{k+q}-t_k)\,\zeta_{kq},$$

$$\chi_t=\frac{P}{N}\sum_k(t_{k+q}-t_k)\,\chi_{kq},$$

$$\eta_t=\frac{P}{N}\sum_k(t_{k+q}-t_k)\,\eta_{kq}.$$

Формула (1) получена методом функций Грина с использованием процедуры проектирования как в [5].

Расчет спин–спиновых корреляционных функций $K_n = 4\langle S_0^z S_n^z\rangle$ проводится самосогласованно через динамическую спиновую восприимчивость. В процессе расчета проверяется выполнение условия $\langle S_i^+ S_i^-\rangle = \frac{1}{2}(1-\delta)$ (правило сумм). $P = \frac{1+\delta}{2}$, δ — среднее число носителей тока на элементарную ячейку. Параметр расцепления F_t предназначен для сохранения эффектов молекулярного поля и обеспечения устойчивости (мнимая часть восприимчивости должна быть положительной).

Часть наших численных расчетов для электронно–допированных ВТСП типа $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-x}$ показана на рис. 1. Использовались следующие значения параметров: $F_t = 0.65$, $K_1 = 4\langle S_0^z S_1^z\rangle = -0.4$, $\alpha = 1.5$ — параметр расцепления, $\Delta = 5\cdot 10^{-4}$ — параметр спиновой щели. Для численных оценок брали значение $J_1 = 140$ мэВ, т. е. как в родительском соединении La_2CuO_4, а зависимость сверхпроводящей щели от волнового вектора и параметры зоны задавали в соответствии с экспериментальными данными $\Delta_k = \Delta_1(\cos k_x a - \cos k_y a) + \Delta_4(\cos 3k_x a - \cos 3k_y a)$ (в мэВ): $\Delta_1 = 3.9$ и $\Delta_4 = -2.0$, $t_{\text{eff}}^{(1)} = 270$, $t_{\text{eff}}^{(2)} = -108$, $t_{\text{eff}}^{(3)} = 27$, $\mu = 50$, $P = 0.7$.

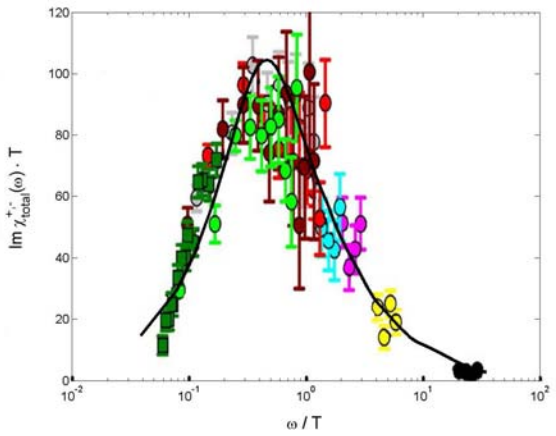


Рис. 1. Скейлинг в $Pr_{0.88}LaCe_{0.12}CuO_{4-x}$. Символы с указанием погрешности измерений согласно работе [2]. Сплошная линия — расчет по формуле (1).

Недавние эксперименты [3, 4] показали, что в интенсивности неупругого рассеяния нейтронов в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ имеется не один (как ранее считалось), а два пика. Соединения данного типа относятся к группе дырочных ВТСП. В этой связи в формуле (1) необходимо провести преобразование “электрон–дырка”, после чего она в точности совпадает с формулой, приведенной в [5]. Форма ферми–проверхности в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ задавалась в соответствии с экспериментальными данными [6]. На рис. 2. приведен вид мнимой части восприимчивости в свехрпроводящей фазе для данного соединения, рассчитанный нами. Положение и интенсивность пиков соответствует данным [3, 4]. Происхождение нижнего пика, как и в рамках приближения RPA, может быть интерпретировано как проявление коллективных спиновых колебаний внутри сверхпроводящей щели (спиновых экситонов). Дисперсия же высокочастотного пика около волнового вектора $Q = (\pi, \pi)$ напоминает магнонное рассеяние в двумерной системе локализованных спинов с сильными антиферромагнитными корреляциями. Причем эти колебания существенно перенормированы из-за связи с коллективизированными спинами.

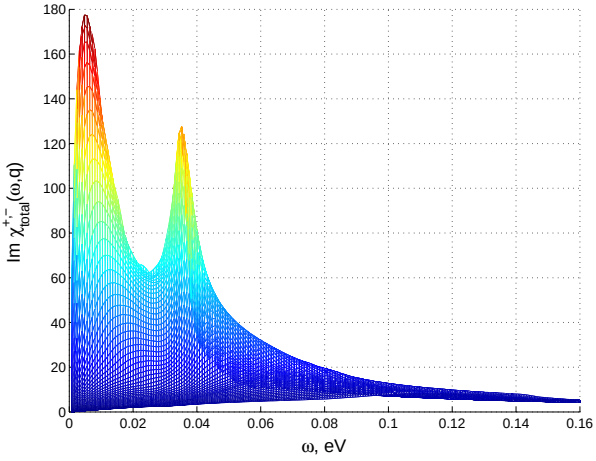


Рис. 2. Результаты численных расчетов мнимой части восприимчивости (в от. ед.) для сверхпроводника $La_{1.86}Sr_{0.16}CuO_4$.

Список литературы

1. М. В. Ерёмин, А. И. Андреев, И. М. Ерёмин, Письма в ЖЭТФ **86** 386 (2007).
2. Stephen D. Wilson, Shiliang Li, Pencheng Dai, et al. Phys. Rev. B **74**, 144514 (2006).
3. B. Vignole, S. M. Hayden, D. F. VcMorrow, et al. Nature Phys. **3**, 163 (2007).
4. M. Kofu, T. Yokko, F. Trouw, and K. Yamanda, cond-mat 0710.5766v1 (2007).
5. М. В. Ерёмин, А. А. Алеев, И. М. Ерёмин, Письма в ЖЭТФ **84**, 197 (2006); ЖЭТФ **133**, вып. 4, 862 (2008).
6. T. Yoshida, X. J. Zhou, K. Tanaka et al. Phys. Rev. B **74**, 224510 (2006).

Трехцентровые взаимодействия и спин-флуктуационный механизм сверхпроводимости фермионов Хаббарда

В.В. Вальков[1)+*△], *А.А. Головня*[+]

[+]*Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия*
[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*
[△]*Красноярский государственный аэрокосмический университет, 660074 Красноярск, Россия*

При учете трехцентровых взаимодействий в рамках спин-флуктуационного механизма рассмотрены ренормировки критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$-типом симметрии параметра порядка. Вывод уравнений самосогласования осуществлен в рамках $t-t^{'}-t^{''}-J^*$-модели методом диаграммной техники для операторов Хаббарда. Показано, что процессы рассеяния на динамических спиновых флуктуациях в однопетлевом приближении отражаются в теории посредством аномальных и нормальных компонент силового оператора. При различных соотношениях между параметрами модели рассчитаны концентрационные зависимости температуры перехода в сверхпроводящую фазу. Показано, что совместное влияние спин-флуктуационных вкладов и трехцентровых взаимодействий существенно модифицирует концентрационные зависимости $T_c(n)$.

Известно, что сильные электронные корреляции (СЭК) имеют существенное значение для построения теории высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в медно-оксидных соединениях. Даже в недопированном случае, описание этих соединений не укладывается в рамки обычной зонной теории. При температуре порядка 100K и дырочном или электронном легировании происходит разрушение дальнего магнитного порядка с последующим возникновением сверхпроводящей фазы. Одной из основных моделей для сверхпроводников медно-оксидной группы является $t-J$- модель [1]. В последнее время было установлено, что трехцентровые взаимодействия совместно с перескоками в дальние координационные сферы играют значительную роль при формировании сверхпроводящей фазы. Поэтому в данной работе исследования проводились для $t-t^{'}-t^{''}-J^*$- модели, явно учитывающей трехцентровые взаимодействия.

Построение теории сверхпроводящей фазы на основе диаграммной техники обычно связывается с введением класса диаграмм, соответствующих аномальным компонентам массового оператора. Однако, в идеологии атомного представления, когда используется диаграммная техники для операторов Хаббарда (ДТХ) [2], имеет место важная особенность, обусловленная наличием концевых диаграмм, полная совокупность которых формирует силовой оператор. В квантовой теории магнетизма это обстоятельство хорошо известно [3]. В работе учтено, что при описании сверхпроводящей фазы методом ДТХ в диаграммном ряду возникают также и аномальные концевые диаграммы для аномальных компонент силового оператора.

[1)]vvv@iph.krasn.ru

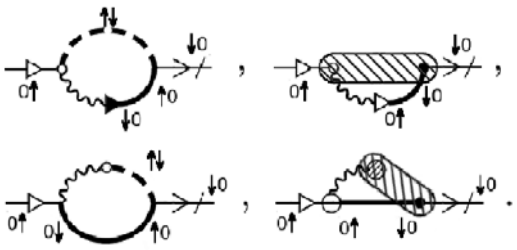
Гамильтониан модели в представлении операторов Хаббарда имеет следующий вид:

$$H=\sum_{f\sigma}(\varepsilon-\mu)X_f^{\sigma\sigma}+\sum_{fm\sigma}t_{fm}X_f^{\sigma 0}X_m^{0\sigma}+$$
$$+\sum_{fm}J_{fm}\Big(X_f^{+-}X_m^{-+}-X_f^{++}X_m^{--}\Big)+ \qquad (1)$$
$$+\sum_{\substack{fmg\sigma\\(f\neq g)}}\Big(\frac{t_{fm}t_{mg}}{U}\Big)\Big(X_f^{\sigma 0}X_m^{\bar\sigma\sigma}X_g^{0\bar\sigma}-X_f^{\sigma 0}X_m^{\bar\sigma\bar\sigma}X_g^{0\sigma}\Big).$$

где X_f^{pq} - операторы Хаббарда: $X_f^{0\sigma}$ $\left(X_f^{0\bar\sigma}\right)$ - описывает переход иона, находящегося в узле f из одноэлектронного состояния с проекцией спинового момента σ ($\bar\sigma=-\sigma$) в состояние без электронов, $X_f^{\sigma 0}$ - описывает обратный процесс. Одноузельные переходы, связанные с изменением проекции спинового момента отражаются посредством операторов X_f^{+-} и X_f^{-+}. Диагональные операторы $X_f^{\sigma\sigma}$ и X_f^{00} являются проекционными операторами для одноэлектронного и нульэлектронного секторов гильбертова подпространства, соответствующего узлу f. Энергия одноэлектронного одноионного состояния обозначена посредством ε, μ - химпотенциал системы, t_{fm} - интеграл перескока электрона из узла m на узел f. J_{fm} - параметр обменной связи между одноэлектронными состояниями на узлах m и f. Три первых слагаемых гамильтониана (1), как известно, соответствуют $t-J$- модели, а последнее - описывает трехцентровые взаимодействия $H_{(3)}$.

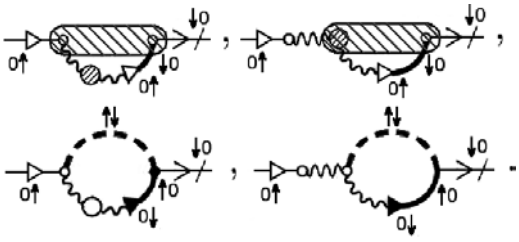
Для описания сверхпроводящей фазы были получены уравнения Горькова, в которых наряду с аномальными компонентами массового оператора $\hat\Sigma(\vec k,i\omega_n)$ учтены аномальные компоненты силового оператора $\hat P(\vec k,i\omega_n)$. В однопетлевом приближе-

нии эти компоненты, порождаемые взаимодействиями $t-J$- модели, определяются графиками:



(2)

Аномальные компоненты $\hat{P}(\vec{k}, i\omega_n)$, обусловленные $H_{(3)}$, в графической форме имеют вид:



(3)

Вхождение в графики заштрихованных овалов и жирных пунктирных линий соответствует учету динамических спин-флуктуационных процессов. Сопоставляя представленным диаграммам аналитические выражения, и добавляя массовый оператор, приходим к замкнутой системе уравнений самосогласования для сверхпроводящей фазы:

$$\Sigma_{12}(\vec{k}) = -\frac{T}{N}\sum_{\vec{q},\omega_l} A_{\vec{k}}(\vec{q})\frac{2\Sigma_{12}(\vec{q}) - t_{\vec{q}}\cdot P(\vec{q}, i\omega_l)}{\det(\vec{q}, i\omega_l)},$$

$$P(\vec{k}, i\omega_m) = -\frac{T}{N}\sum_{\vec{q},\omega_l} B_{\vec{k}}(\vec{q})\chi_C^{(-)}(\vec{q}-\vec{k},\ i\omega_l - i\omega_m)\times$$
$$\times\frac{2\Sigma_{12}(\vec{q}) - t_{\vec{q}}\cdot P(\vec{q}, i\omega_l)}{\det(\vec{q}, i\omega_l)}. \qquad (4)$$

Здесь при введении динамической спин-зарядовой восприимчивости

$$\chi_C^{(-)}(\vec{q},\ i\omega_s) = -\Big[3D_{\parallel}(\vec{q},\ i\omega_s) - (1/4)C(\vec{q},\ i\omega_s)\Big] \qquad (5)$$

учтена сферическая симметрия спиновых корреляционных функций.

Возникновение бесконечной системы интегральных уравнений (4) обусловлено тем, что аномальные компоненты силового оператора являются зависящими от мацубаровской частоты функциями. Поэтому, в отличие от среднеполевого подхода, в данном случае не удается провести аналитического суммирования по промежуточным частотам. При конкретных вычислениях $P(\vec{k}, i\omega_m)$, зарядовые флуктуации не учитывались, поскольку их характерные энергии возбуждений велики по сравнению с энергиями спиновых флуктуаций. Вклады от спин-флуктуационных процессов находились при использования модельной динамической восприимчивости [4].

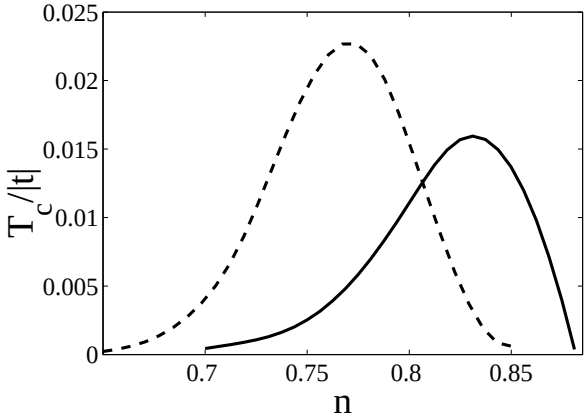


Рис.1. Зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу от концентрации электронов

На рис. 1 продемонстрировано влияние динамических спин-флуктуационных процессов на область реализации сверхпроводящей фазы при параметрах модели: $t^{'} = -0.1|t|, t^{''} = 0.1|t|, J = 0.4|t|$. Пунктирной линией показана концентрационная зависимость $T_c(n)$ в приближении среднего поля, а сплошной - зависимость, полученная при учете силового оператора. Видно, что включение процессов динамического рассеяния на спиновых флуктуациях приводит к смещению максимума в концентрационной зависимости $T_c(n)$ в сторону больших n, а также к подавлению наибольшего значения критической температуры.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», РФФИ (грант № 06-02-16100), Интеграционного проекта СО РАН № 3.4.

Список литературы

1. P. W. Anderson, Science, **235**, 1196 (1987).
2. Р. О. Зайцев, Диаграммные методы в теории сверхпроводимости и ферромагнетизма, УРСС, (2004).
3. Ю. А. Изюмов, М. И. Кацнельсон, Ю. Н. Скрябин, Магнетизм коллективизированных электронов, Наука (1994).
4. N. M. Plakida, V. S. Oudovenko, Phys. Rev. B, **59**, 11949 (1999).

О температурных зависимостях длин ферми- дуг, частоты ЯКР и сдвига Найта в псевдощелевом состоянии ВТСП

М. В. Еремин, В. В. Игламов[1)]

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Анализируются возможности описания температурных зависимостей данных ARPES и ЯМР в рамках сценария псевдощели, основанного на введении феноменологической функции Грина, с температурной зависимостью параметра затухания или корреляционной длины.

Одним из наиболее вероятных сценариев необычного поведения физических характеристик недодопированных ВТСП является предположение о наличии провала (псевдощели) в плотности состояний на уровне Ферми [1]. В работах [2, 3] функция Грина задается феноменологически

$$<< c_{k,\sigma}|\, c^{+}_{k\sigma} >>= \omega + i\Gamma_1 - \varepsilon_k - \frac{|D_k(T)|^2}{\omega + i\Gamma_0 + \varepsilon_k} \quad (1)$$

Спектральная плотность определяется мнимой частью и имеет два пика. Расстояние между пиками сопоставляется с измеряемой величиной псевдощели. Регистрация ферми поверхности считается надежной (по мере увеличения температуры), когда два пика сливаются в один. Поведение длины ферми- дуги, в угловых единицах, как функция температуры объясняются если считать, что произведение параметров $\Gamma_0\Gamma_1 = (\alpha T)^2$. При этом обсуждаются два типа зависимостей параметра $D_k(T)$ от волнового вектора. В работах [2, 3] она задается формулой вида $D_k(T) = D_0(T)(\cos(k_x) - \cos(k_y))/2$, в то время как в [4] предлагается иная формула $D_k(T) = D_0(T)(\cos(k_x) - \cos(k_y))^2$.

В этой связи представляется интересным проанализировать имеющиеся данные о температурной зависимости сдвига линии ЯКР меди в ВТСП . Оператор взаимодействия квадрупольного момента ядра с носителями тока имеет вид:

$$\begin{aligned} &H_Q = \tfrac{e^2Q}{I(2I-1)} \\ &\times \sum_m (-1)^m F^{(2)}_{-m} \left\langle k,\sigma \left| \tfrac{C^{(2)}_m(\vartheta,\varphi)}{r^3} \right| k',\sigma \right\rangle c^{+}_{k,\sigma} c_{k',\sigma} \\ &= \tfrac{e}{N} \sum_{m,k,q,\sigma} (-1)^m F^{(2)}_{-m} V^{(2)}_m(q) c^{+}_{k,\sigma} c_{k+q,\sigma}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} F^{(2)}_0 &= \tfrac{1}{2}\left[3I_z^2 - I(I+1)\right], \\ F^{(2)}_{\pm 1} &= \mp\sqrt{\tfrac{3}{8}}(I_z I_\pm + I_\pm I_z), \\ F^{(2)}_{\pm 2} &= \sqrt{\tfrac{3}{8}}(I_\pm)^2. \end{aligned} \quad (3)$$

сферические компоненты тензора квадрупольного момента. При записи (2) использовано приближение сильной связи. $|\Psi(R_l - r)\rangle$ – функции Ванье, I_z, $I_\pm$ – операторы ядерного спина, N – число элементарных ячеек, $V^{(2)}_m(q) = \sum_l V^{(2)}_m(R_l) e^{iqR_l}$ – фурье - компонента градиента электрического поля на ядре от носителей тока,

$$\begin{aligned} &V^{(2)}_m(R_l) \cong \tfrac{eQ}{I(2I-1)} \\ &\times \langle \Psi(R_l - r) \left| \tfrac{C^{(2)}_m(\vartheta,\varphi)}{r^3} \right| \Psi(R_{l'} - r)\rangle\, \delta_{l,l'}, \end{aligned} \quad (4)$$

Из (2) видно, что имеется вклад в градиент электрического поля, пропорциональный корреляционной функции $< c^{+}_{k,\sigma} c_{k+q,\sigma} >$, которая, как известно, пропорциональна параметру порядка псевдощелевой фазы . Отметим, что при описании данных фотоэмиссии и туннельной спектроскопии обычно имеют дело либо с модулем параметра псевдощели, либо с её квадратом. В данном же случае , как видно из (2) , метод ЯКР, может дать важную информацию о зависимости корреляционной функции $< c^{+}_{k,\sigma} c_{k+q,\sigma} >$ от волнового вектора. Из (2) также видно, что корреляционная функция типа $< c^{+}_{k+q,\uparrow} c_{k,\uparrow} - c^{+}_{k+q,\downarrow} c_{k,\downarrow} >$, не сказывается на сдвиге линии ЯКР, даже если волны спиновых плотностей (ВСП) и существуют в псевдощелевой фазе. И если характерный для псевдощелевого состояния сдвиг линии ЯКР наблюдается, то он не связан с ВСП. Анализ имеющихся экспериментальных данных [7] о температурной зависимости сдвига линии ЯКР меди в $YBa_2Cu_4O_8$, проведенный нами [5] , привел к выводу, что зависимость параметра псевдощели вида $D_k(T) = D_0(T)(\cos(k_x) - \cos(k_y))/2$ предпочтительнее.

Для того чтобы получить более полное представление о возможностях модели, предложенной в [2, 3] нами дополнительно просчитана температурная зависимость сдвига Найта (5)

$$K(T) = \int N(\varepsilon, T) \frac{\partial f(\varepsilon - \mu, T)}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (5)$$

[1)] viglamov@ksu.ru

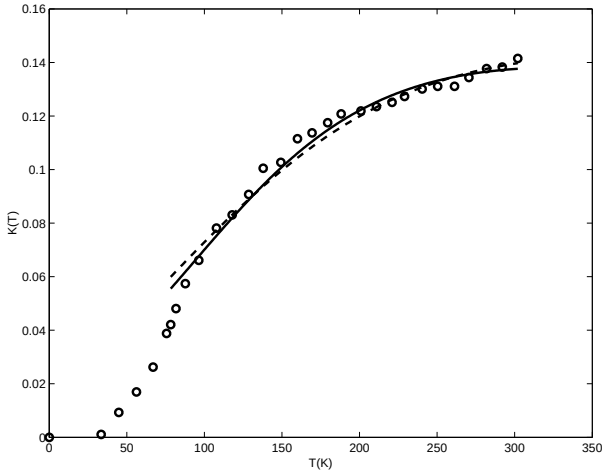


Рис. 1. Температурная зависимость сдвига Найта на ядрах меди в $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ при $T > T_c$ (псевдощелевая область). Кружки – экспериментальные данные из работы [6]. Пунктирная линия – расчет по формуле (5) с $D_0(T) = const$ (параметры расчета: $D_0 = 41.5\,\mathrm{meV}$, $\alpha = 0.15\,\mathrm{meV/K}$), сплошная линия – $D_0(T) = D\sqrt{(1 - T/T^*)}$ (параметры расчета: $D_0 = 32.7\,\mathrm{meV}$, $T^* = 700\,\mathrm{K}$).

$$N(\omega, T) = -\frac{1}{\pi}\sum_k Im << c_{k,\sigma} | c^+_{k\sigma} >>=$$

$$\frac{1}{\pi}\Gamma\frac{(\omega+\varepsilon)^2 + \Gamma^2 + |D_k|^2}{(\omega^2 - \varepsilon_k^2 - |D_k|^2 - \Gamma^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} \qquad (6)$$

$N(\varepsilon, T)$ – плотность состояний. Она определяется через мнимую часть функции Грина (1) , $f(\varepsilon - \mu, T)$ – функция распределения Ферми . На рис. 1 приведена часть наших расчетов температурной зависимости сдвига Найта на ядрах меди в соединении $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. Показаны два варианта: 1) как и в [2, 3], параметр $D_0(T)$ считался не зависящим от температуры (пунктир), 2) сплошной линией изображен рассчитанный сдвиг Найта, когда учтена температурная зависимость параметра псевдощели, как [4] , т.е. $D_0(T) = D\sqrt{(1 - T/T^*)}$. Для сравнения приведены экспериментальные данные из работы [6]. Видно, что качественное согласие расчетных кривых с экспериментальными данными имеется.

В докладе предполагается также обсудить поведение температурного хода ядерной релаксации в псевдощелевой и сверхпроводящей фазах. Измерения, проведенные на изотопах меди ^{63}Cu и ^{65}Cu в монокристаллах $YBa_2Cu_4O_8$, показали [8], что при низких температурах она преимущественно носит квадрупольный характер. Расчеты показывают, что её температурная зависимость отличается от ожидаемой в рамках теории БКШ, даже с учетом зависимости параметра сверхпроводящей щели от волнового вектора вида $\Delta_k(T) = \Delta_k(T)(\cos(k_x) - \cos(k_y))$. Измерения температурного хода ядерной релаксации в сильных магнитных полях [9], когда сверхпроводящая щель уже подавлена, показали, что псевдощелевое состояние практически не реагирует на приложенное магнитное поле, причем плотность состояний на уровне Ферми остается конечной вплоть до сверхнизких температур. Последнее обстоятельство указывает на ограниченность простой формулы $\Gamma_0\Gamma_1 = (\alpha T)^2$ и наличие конечной корреляционной длины во флуктуациях плотности заряда при низких температурах .

Авторы благодарны M. Mali, J. Roos и A. B. Дуглаву за полезные обсуждения экспериментальных данных ЯМР/ЯКР в ВТСП.

Список литературы

1. М. В. Садовский, УФН **171**, 539 (2001).
2. M. R. Norman, A. Kanigel, M. Randeria et al., Phys. Rev. B **76**, 174501 (2007).
3. A. V. Chubukov, M. R. Norman, A. J. Millis, and E. Abrahams, Phys. Rev. B **76**, 180501(R) (2007).
4. C. M. Varma and Lijun Zhu, Phys. Rev. Lett. **98**, 177004 (2007).
5. М. В. Еремин, В. В. Игламов, Письма в ЖЭТФ, **87**, 199 (2008).
6. K. Ishida, K. Yoshida, T. Mito, et al. Phys. Rev., B **58**, 5960 (1998).
7. M. Mali, J. Roos, H. Keller et al. Phys. Rev. B. **65**, 184518 (2002).
8. M. Mali, J. Roos, H. Keller et al. J. of Supercond. **15**, 511 (2002).
9. Guo-qing Zheng, P. L. Kuhns, A. P. Liang, et al. Phys. Rev. Lett., **94**, 047006 (2005).

Обменный механизм куперовского спаривания спиновых поляронов в решетке Кондо купратных сверхпроводников

В. В. Вальков[1)+*△], *М. М. Коровушкин*[+]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия*
[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*
[△]*Красноярский государственный аэрокосмический университет, 660074 Красноярск, Россия*

А. Ф. Барабанов

Институт физики высоких давлений РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

В рамках двумерной решетки Кондо, отражающей основные особенности электронных моделей высокотемпературных сверхпроводников, рассмотрен магнитный механизм куперовской неустойчивости. Особенность задачи связана с тем, что, в отличие от $t-J$ - модели, спаривание осуществляется между спин-поляронными состояниями, индуцированными относительно большой величиной константы $s-f$-обменного взаимодействия. При этом в качестве константы связи в механизме куперовского спаривания выступает обменное взаимодействие в подсистеме локализованных спиновых моментов. Вычисленная в рамках развитой теории концентрационная зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$ - типом симметрии параметра порядка находится в хорошем согласии с имеющимися данными.

Известно, что модель Эмери достаточно хорошо отражает главные особенности электронного строения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). В области слабого допирования соотношения между параметрами модели таково, что можно перейти к эффективному гамильтониану, в котором состояния ионов меди становятся гомеополярными. В этом случае адекватной моделью для описания низкоэнергетического спектра фермиевских возбуждений является решетка Кондо.

Для нормальной фазы особенности элементарных возбуждений, найденные для решетки Кондо, к настоящему времени изучены достаточно хорошо. Ключевой идеей при таком подходе является концепция спинового полярона [1], в соответствии с которой элементарное возбуждение в 2D антиферромагнетике (АФМ) может быть представлено как частица (электрон или дырка), окруженная облаком спиновых флуктуаций. Эта сложная квазичастица, обладающая ренормированной массой и движущаяся на фоне АФМ упорядочения, и является спиновым поляроном [2].

Такое описание фермиевских возбуждений в ВТСП является оправданным, если константа $s-f$- обменного взаимодействия больше интеграла перескока, а концентрация носителей тока относительно мала. При этом спин-поляронная концепция позволяет сравнительно просто воспроизвести особенности псевдощелевого поведения ВТСП [3]. Это обстоятельство делает актуальным постановку вопроса об описании сверхпроводящей фазы в условиях, когда куперовская неустойчивость развивается не для затравочных фермионов, а в подсистеме спиновых поляронов. Решение этой задачи является предметом данной работы.

Для изучения условий реализации сверхпроводящей фазы в ансамбле спиновых поляронов запишем гамильтониан решетки Кондо

$$\hat{H} = \frac{J}{2}\sum_f \Big(S_f^\dagger c_{f\downarrow}^\dagger c_{f\uparrow} + S_f^- c_{f\uparrow}^\dagger c_{f\downarrow} + \\ + S_f^z(\hat{n}_{f\uparrow} - \hat{n}_{f\downarrow})\Big) + \sum_{fm\sigma} t_{fm} c_{f\sigma}^\dagger c_{m\sigma} + \\ + U\sum_f \hat{n}_{f\uparrow}\hat{n}_{f\downarrow} + \frac{1}{2}\sum_{fm} I_{fm}\mathbf{S}_f\mathbf{S}_m. \qquad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает обменное АФМ взаимодействие локализованных спинов $\mathbf{S_f}$ и свободных носителей (далее считаем их дырками), $c_{f\sigma}^\dagger(c_{f\sigma})$ – операторы рождения (уничтожения) дырок на узле f с проекцией спина $\sigma = \pm 1/2$. Второе слагаемое отражает перескоки дырок между узлами f и m, третье слагаемое соответствует хаббардовскому отталкиванию дырок на одном узле, последнее слагаемое описывает АФМ обменное взаимодействие локализованных $S = 1/2$ спинов.

Дальнейшее рассмотрение задачи основано на использовании идеологии атомного представления, реализуемого посредством использования операторов Хаббарда $X^{pq} = |p\rangle\langle q|$ [4]. Обозначим посредством $|+\rangle$ и $|-\rangle$ состояния, соответствующие состояниям без дырки, а проекция локализованного спина равняется $+1/2$ и $-1/2$, соответственно. Вектор

[1)]vvv@iph.krasn.ru

$|S\rangle$ соответствует состоянию спинового синглета, посредством $|-1\rangle$, $|0\rangle$ и $|1\rangle$ обозначим триплетные состояния, классифицированные по проекции магнитного момента. Состояниями с двумя дырками на одном узле и с противоположными проекциями спина $|+,2\rangle$ и $|-,2\rangle$ будем пренебрегать. Вводя представление для фермиевских и спиновых операторов через операторы Хаббарда, получаем удобный вид гамильтониана

$$\hat{H} = \sum_f \left(-\frac{3J}{4} X_f^{SS} + \frac{J}{4}\left(X_f^{00} + X_f^{11} + X_f^{-1,-1} \right) \right) + \\ + \sum_{fm} \sum_{\alpha\beta} t_{fm} \gamma_\alpha \gamma_\beta X_f^\alpha X_m^{-\beta} + \\ + \frac{1}{2} \sum_{fm} \sum_{\alpha\beta} I_{fm} \gamma_\alpha \gamma_\beta X_f^\alpha X_m^{-\beta}. \qquad (2)$$

Видно, что в X–представлении сильное обменное взаимодействие локализованных спинов и дырок на одном узле описывается диагональным оператором, а кинетическая энергия дырок и АФМ взаимодействие локализованных спинов отражаются обычным для атомной идеологии двухузельным оператором.

Точное уравнение движения для функции Грина (ФГ) спинового полярона имеет вид:

$$\left(\omega + \frac{3J}{4}\right) \langle\langle X_f^{-S} | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega = \delta_{ff'} \langle X_f^{--} + X_f^{SS} \rangle + \\ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_m t_{fm} \langle\langle (X_f^{0S} - (X_f^{--} + X_f^{SS})) c_{m\uparrow} | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega \\ + \sum_m t_{fm} \langle\langle (X_f^{-1S} + \frac{1}{\sqrt{2}} X_f^{-+}) c_{m\downarrow} | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega - \\ - \frac{1}{2} \sum_m I_{fm} \langle\langle (X_f^{+S} - \frac{1}{\sqrt{2}} X_f^{-,-1}) S_m^- | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega - \\ - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_m I_{fm} \langle\langle X_f^{-1} S_m^\dagger | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega + \\ + \frac{1}{4} \sum_m I_{fm} \langle\langle (X_f^{-S} + X_f^{-0}) S_m^z | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega. \qquad (3)$$

Воспользовавшись методом неприводимых ФГ [5, 6] и вводя аномальную спин-поляронную ФГ $\langle\langle X_f^{S+} | X_{f'}^{S-} \rangle\rangle_\omega$, в простейшем приближении получаем систему уравнений Горькова для нормальных и аномальных ФГ

$$(\omega - \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}}) \langle\langle X_{\mathbf{k}\uparrow} | X_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \rangle\rangle = \left(\frac{1+n}{2} \right) + \Delta_{\mathbf{k}} \langle\langle X_{\text{-}\mathbf{k}\downarrow}^\dagger | X_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \rangle\rangle, \\ (\omega + \tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}}) \langle\langle X_{\text{-}\mathbf{k}\downarrow}^\dagger | X_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \rangle\rangle = \Delta_{\mathbf{k}} \langle\langle X_{\mathbf{k}\uparrow} | X_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \rangle\rangle. \qquad (4)$$

Здесь сверхпроводящая щель определяется выражением

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} I(cos(k_x - q_x) + cos(k_y - q_y)) \times \\ \times \left(\frac{1}{4} \langle X_{q\uparrow} X_{-q\downarrow} \rangle - \langle X_{-q\downarrow} X_{q\uparrow} \rangle \right) \frac{2}{1+n}, \qquad (5)$$

где $\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{k}} = -\frac{3J}{4} + \left(\frac{1+n}{4}\right) t_{\mathbf{k}}$ - перенормированный спектр фермиевских возбуждений, а $t_{\mathbf{k}}$ – фурье-образ интеграла перескока.

Вычисляя аномальную ФГ, и используя спектральную теорему, нетрудно получить уравнение самосогласования для сверхпроводящей щели. При этом температура перехода в сверхпроводящую фазу с $d_{x^2-y^2}$ - типом симметрии параметра порядка определяется решением уравнения

$$1 = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{5I}{16} \frac{(cos\, q_x - cos\, q_y)^2}{\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{q}} - \mu} th\left(\frac{\tilde{\varepsilon}_{\mathbf{q}} - \mu}{2T_c} \right). \qquad (6)$$

Видно, что это уравнение соответствует хорошо известному в теории сверхпроводящей фазы $t-J$ - модели уравнению для T_c. Отличие заключается в двух моментах. Во-первых, в данном случае в качестве константы связи в куперовском канале выступает величина, пропорциональная обменному взаимодействию в подсистеме локализованных спинов. Во-вторых, в уравнении появился мультипликативный фактор 5/16. Решения полученных уравнений показывают, что рассмотренная концепция куперовской неустойчивости в системе спиновых поляронов позволяет удовлетворительно описать особенности концентрационной зависимости критической температуры купратных сверхпроводников.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», РФФИ (грант № 06-02-16100), Интеграционного проекта СО РАН № 3.4. Один из авторов (М.К.) благодарит Красноярский краевой фонд науки (грант 18G).

Список литературы

1. A. F. Barabanov, R. O. Kuzian, and L. A. Maksimov, Phys. Rev. B **55**, 4015 (1997).
2. А. Ф. Барабанов, А. В. Михеенков, А. М. Белемук, Письма в ЖЭТФ **75**, 118 (2002).
3. А. Ф. Барабанов, А. М. Белемук, Письма в ЖЭТФ **87**, 725 (2008).
4. J. C. Hubbard, Proc. R. Soc. London A **285**, 542 (1965).
5. N. M. Plakida, V. Yu. Yushankhay, and I. V. Stasyuk, Physica C **162-164**, 787 (1989).
6. V. Yu. Yushankhay, N. M. Plakida, and P. Kalinay, Physica C **174**, 401 (1991).

Charge transfer instability and charge transfer exciton self-trapping in cuprates

A. S. Moskvin, Yu. D. Panov[1)]

Ural State University, 620083 Ekaterinburg, Russia

We address the charge transfer exciton self-trapping to be a precursor of a novel electronic phase in cuprates which is stabilized by a nonisovalent substitution.

The model of the charge transfer (CT) excitons turns out to be a good and instructive approximation to describe optical and EELS spectra in different insulating cuprates with CuO_4 plaquettes [1, 2, 3]. Both, the different experimental data and the theoretical analysis show that the nature of the CT gap in insulating parent cuprates is determined by two nearly degenerate excitations, a localized intra-plaquette p-d and a inter-plaquette d-d CT exciton with a considerable dispersion. The former represents the optical counterpart of the so-called "1 eV peak" revealed by ARPES measurements in a number of cuprates and is associated with the hole CT transition $b_{1g} \to e_u(\pi)$ from the Cu $3d$-O $2p$ hybrid $b_{1g} \propto d_{x^2-y^2}$ state to the purely oxygen O $2p_\pi$ state localized on the CuO_4 plaquette, while the latter corresponds to the $b^b_{1g} \to b_{1g}$ CT transition between neighboring plaquettes with the ZR singlet being the final two-hole state. These two-center transitions between two CuO_4 plaquettes may be considered as quanta of the disproportionation reaction

$$CuO_4^{6-} + CuO_4^{6-} \to CuO_4^{7-} + CuO_4^{5-}$$

with the creation of electron CuO_4^{7-} and hole CuO_4^{5-} centers. The former correspond to completely filled Cu $3d$ and O $2p$ shells, or the vacuum state for holes, while the latter may be found in different two-hole states. The hole CT transitions from the ground b^b_{1g} state for the CuO_4 plaquette to the predominantly Cu3d γ_g state on the neighboring plaquette will generate the S and P-type d-d two-center CT excitons both localized on the simple Cu_2O_7 cluster and centered at the common oxygen site with the symmetry properties of O $2s$ and O $2p\sigma$ orbitals, respectively. The S- and P-type two-center d-d CT excitons in the tetragonal CuO_2 planes of 2D cuprates form large nanoscopic CT excitons with A_{1g}, B_{1g}, and E_u symmetry (or equivalently with S, D and $P_{x,y}$ symmetry, respectively) lovalized on the Cu_5O_{16} cluster (see Fig. 1). The minimal energy cost of the optically excited disproportionation or electron-hole formation in insulating cuprates is $2.0 - 2.5$ eV [2, 3]. However, the question arises, what is the energy cost for the thermal excitation of such a local disproportionation? The answer implies first of all the knowledge of relaxation energy, or the energy gain due to the lattice polarization by the localized charges. The full polarization energy R includes the cumulative effect of *electronic* and *ionic* terms, related with the displacement of electron shells and ionic cores, respectively [4]. The former term R_{opt} is due to the *non-retarded* effect of the electronic polarization by the momentarily localized electron-hole pair given the ionic cores fixed at their perfect crystal positions. Such a situation is typical for lattice response accompanying the Franck-Condon transitions (optical excitation, photoionization). On the other hand, all the long-lived excitations, i.e., all the intrinsic thermally activated states and the extrinsic particles produced as a result of doping, injection or optical pumping should be regarded as stationary states of a system with a deformed lattice structure.

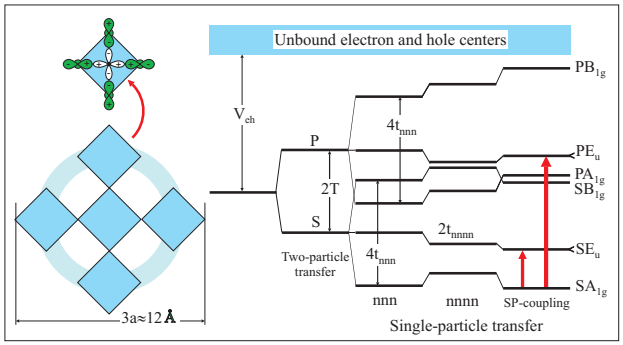


Fig. 1. Schematic of electronic structure and energy level scheme for a large nanoscopic tetragonal two-center d-d CT exciton with a step-by-step inclusion of two- and single-particle CT effects. Arrows point to an allowed electro-dipole intra-exciton transition

For the illustration of polarization effects in cuprates we apply the shell model calculations to look specifically at energies associated with the localized holes of Cu^{3+} and O^- in parent La_2CuO_4 compound. It follows from these calculations that there is a large difference in the lattice relaxation energies for O^- and Cu^{3+} holes. The lattice relaxation energy, $-\Delta R^\alpha_{th}$,

[1)] alexandr.moskvin@usu.ru

caused by the hole localization at the O-site (4.44 eV) appears to be significantly larger than that for the hole localized at the Cu-site (2.20 eV). This points to a strong electron-lattice interaction in the case of the hole localized at the O-site and could suggest that the hole trapping is more preferential in the oxygen sublattice. In both cases we deal with the several eV-effect both for *electronic* and *ionic* contributions to relaxation energy. Fig. 2 illustrates two possible ways the electron-lattice polarization governs the CT exciton evolution. Shown are the adiabatic potentials (AP) for the two-center ground state $M^0 - M^0$ configuration and excited $M^{\pm} - M^{\mp}$ CT, or disproportionated configuration. The Q coordinate is related

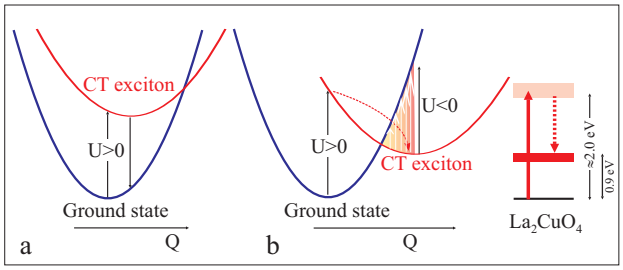


Fig. 2. Simple illustration of the electron-lattice polarization effects for CT excitons (see text for details.)

with a lattice degree of freedom. For lower branch of AP in the system we have either a single minimum point for the GS configuration (Fig. 2a) or a two-well structure with an additional local minimum point (Fig. 2b) associated with the self-trapped CT exciton. This "bistability" effect is of primary importance for our analysis. Indeed, these two minima are related with two (meta)stable charge states with and without CT, respectively, which form two candidates to struggle for a ground state. It is worth noting that the self-trapped CT exciton may be descibed as a configuration with negative disproportionation energy U. Thus one concludes that all the systems such as copper oxides may be divided to two classes: *CT stable systems* with the only lower AP branch minimum for a certain charge configuration, and bistable, or *CT unstable systems* with two lower AP branch minima for two local charge configurations one of which is associated with the self-trapped CT excitons resulting from self-consistent charge transfer and electron-lattice relaxation. Such excitons are the result of self-consistent charge transfer and lattice distortion with the appearance of the "negative-U" effect. Just recently, by measuring the Hall coefficient R_H up to 1000 K in La_2CuO_4 Ono *et al.*[5] have estimated the energy gap over which the electron and hole charge carriers are thermally activated to be 0.89 eV. It means the energy of the local disproportionation reaction with the creation of the relaxed bounded electron-hole pair can be substantially less than 0.89 eV that points to a dramatic CT instability of parent cuprate, especially, if remind of 2.0 eV to be a minimal energy of optical creation of CT exciton. Hence, cuprates are believed to be unconventional systems which are unstable with regard to a self-trapping of the low-energy charge transfer excitons with a subsequent nucleation of electron-hole droplets being actually the system of coupled electron CuO_4^{7-} and hole CuO_4^{5-} centers having been glued in lattice due to a strong electron-lattice polarization effects. It means that three types of CuO_4 centers $CuO_4^{5,6,7-}$ should be considered in cuprates on equal footing [6].

In summary, we emphasize an important role of self-trapped CT excitons in parent cuprates as candidate "relaxed excited states" to struggle for stability with ground state and natural nucleation centers for unconventional electron-hole Bose liquid [6] which phase state includes the superfluid. The CT self-trapping scenario is believed to provide a conceptual framework for an in-depth understanding of physics of cuprates and other strongly correlated oxides with a CT excitonic instability and/or mixed valence. For instance, the CT self-trapping does provide a physically clear explanation of unusual optical response of parent or heavily underdoped cuprates, including midinfrared absorption and photoinduced effects [7, 8].

The work was partially supported by RFBR grants Nos. 06-02-17242, 07-02-96047, and 08-02-00633.

References

1. F.C. Zhang and K.K. Ng, Phys. Rev. B **58**, 13520 (1998).
2. A.S. Moskvin, R. Neudert, M. Knupfer, J. Fink, and R. Hayn, Phys. Rev. B **65**, 180512(R) (2002).
3. A.S. Moskvin, J. Málek, M. Knupfer, R. Neudert, J. Fink, R. Hayn, S.-L. Drechsler, N. Motoyama, H. Eisaki, and S. Uchida, Phys. Rev. Lett. **91**, 037001 (2003).
4. A.L. Shluger and A.M. Stoneham, J. Phys.: Condens. Matter **5** 3049 (1993).
5. S. Ono, S. Komiya, and Y. Ando, Phys. Rev. **B 75**, 024515 (2007).
6. A.S. Moskvin, Low Temp. Phys. **33**, 234 (2007).
7. X. Wei, L. Chen, Z.V. Vardeny *et al.*, Physica C **162-164**, 1109 (1989).
8. J.F. Federici and Daniel M. Bubb, J. Superconduct.**14** 331 (2001).

Конкуренция сверхпроводящих спаривающих взаимодействий в допированных купратах

Ю. Н. Тогушова, Н. Н. Туан, Ч. В. Лыонг

Государственный педагогический университет, 394043, Воронеж, Россия

Сверхпроводящее спаривание с большим импульсом при отталкивательном взаимодействии допускает семейство антисимметричных и симметричных относительно инверсии импульса относительного движения пары решений уравнения самосогласования, если кулоновская константа связи не превышает значение, выше которого основным является диэлектрическое состояние. Зависимость спаривающего взаимодействия от допирования может приводить к фазовым переходам между сверхпроводящими состояниями с различной орбитальной и внутренней симметрией параметра порядка.

В квазидвумерных сильно коррелированных сверхпроводниках с относительно малой величиной энергии Ферми доминирует кулоновское отталкивание, поэтому параметр сверхпроводящего (SC) порядка существенно зависит от импульса и имеет линию нулей, пересекающую контур Ферми в нескольких точках [1]. В случае ненулевого импульса пары логарифмическая особенность в уравнении самосогласования формируется на части контура Ферми в пределах области кинематического ограничения, а рассеяние на фононах ограничивает малые передачи импульса в осциллирующем в реальном пространстве спаривающем взаимодействии, нарушая компенсацию вкладов областей, в которых параметр порядка имеет разные знаки, что способствует росту критической температуры [2].

Сингулярный вклад в нетривиальное решение уравнения самосогласования, формируемый некоторой окрестностью контура Ферми в области кинематического ограничения, найден способом, близким к приему Канторовича выделения особенности в несобственном интеграле [3]. Энергетический масштаб этой окрестности (предэкспонента энергетической щели) определяется минимумом регулярного вклада в параметр порядка. Перенормировка спаривающего взаимодействия сводит интегрирование в уравнении самосогласования к области, формирующей сингулярность.

Нетривиальное решение существует, если в спектре его ядра имеется хотя бы одно отрицательное собственное значение [1]. Если такое условие выполняется и для перенормированного ядра, то спаривающее отталкивание приводит к сверхпроводимости при условии, что характерная константа связи ограничена сверху, что отражает тот факт, что сильные внутрицентровые корреляции, запрещающие двукратное заполнение узлов, приводят к диэлектризации системы. Уменьшение константы связи приводит к переходу в SC состояние.

Кулоновское отталкивание доминирует в спаривающем взаимодействии в купратах, но наблюдаемый в этих соединениях необычный изотопический эффект и близость SC и антиферромагнитного диэлектрического состояний указывают на то, что фононный и парамагнонный механизмы существенно влияют на формирование SC порядка. Конкуренция механизмов спаривания объясняет наблюдаемые расширенные s и d симметрии параметра порядка в купратах с дырочным допированием и предсказывает возможность фазовых переходов с изменением симметрии SC параметра порядка в зависимости от температуры и уровня допирования, а также возможное различие симметрии в объеме и в приповерхностных слоях.

Параметр порядка, описывающий SC состояние пар, вырожден по отношению к преобразованиям симметрии купратной плоскости: его компоненты, соответствующие кристаллически эквивалентным импульсам, могут отличаться знаком.

При решении уравнения самосогласования использована ступенчатая аппроксимация спаривающего взаимодействия [4] в виде констант, соответствующих рассеянию внутри каждой из эквивалентных областей кинематического ограничения, а также между соседними и противоположными (вдоль диагонали зоны Бриллюэна) областями, как показано на рис. 1а для контура Ферми в виде дырочных карманов. Три константы описывают рассеяние вследствие электрон-фононного спаривания (определенного в узкой полосе вблизи контура Ферми), а еще три константы связаны с парамагнонным спариванием. Аналогично аппроксимировано и экранированное кулоновское отталкивание. Такое приближение подобно модели Толмачева, учитывающей кулоновское отталкивание при электрон-фононном спаривании. При спа-

ривающем отталкивании области кинематического ограничения разбиваются на подобласти, в которых параметр порядка имеет постоянный знак. Кулоновское спаривание описывается тремя константами связи, соответствующими рассеянию внутри и между этими подобластями (рис. 1b). При доминирующем кулоновском отталкивании линия нулей параметра порядка может считаться не зависящей от фононного и парамагнонного взаимодействий.

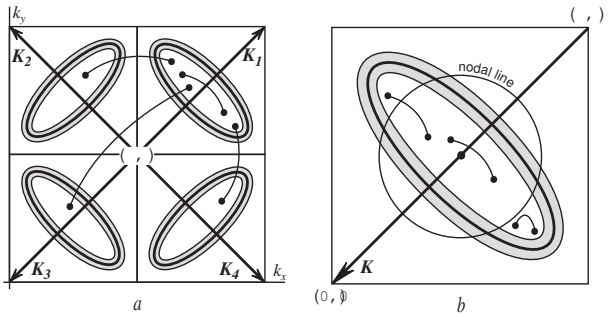


Рис. 1. Схемы рассеяния при спаривающем взаимодействии: (a) внутри и между областями кинематического ограничения; (b) внутри и между областями постоянного знака параметра порядка в пределах области кинематического ограничения.

Кристаллическая симметрия позволяет свести уравнение самосогласования к системе четырех алгебраических уравнений относительно средних значений параметра порядка внутри и вне области электрон-фононного притяжения по обе стороны от линии нулей. Внутри всей зоны Бриллюэна найдены четыре типа решения системы уравнений самосогласования с различной орбитальной симметрией, зависящие от соотношений между параметрами спаривающего взаимодействия. Внутри каждой области кинематического ограничения, соответствующей одному из кристаллически эквивалентных импульсов пары, имеет место либо антисимметричное (A), либо симметричное (S) решение, которые отражают внутреннюю симметрию спаривающего взаимодействия. Эти решения формируют s-волновую или d-волновую суперпозицию во всей зоне Бриллюэна, определяя симметрию параметра порядка по отношению к поворотам.

Для иллюстрации влияния соотношения между основными спаривающими взаимодействиями на симметрию параметра порядка введены константа w_0, описывающая совместный вклад кулоновского и парамагнонного спаривающих взаимодействий, а также константа V_0 электрон-фононного взаимодействия. На рис. 2a выделены области существования полученных решений на фазовой плоскости (w_0, V_0). Видно, что существуют три области с различной симметрией параметра порядка: 1) область сильных корреляций с доминирующим антисимметричным d-волновым (Ad) решением, 2) область промежуточных корреляций с доминирующим антисимметричным s-волновым (As) решением, и 3) область слабых корреляций с симметричным s-волновым (Ss) решением. При слабом парамагнонном спаривании симметричный d-волновой (Sd) порядок не возникает.

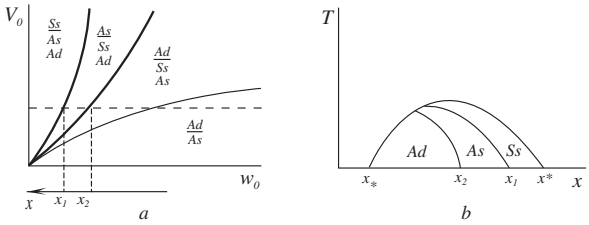


Рис. 2. (a) Распределение решений уравнения самосогласования на фазовой плоскости (w_0, V_0) (доминирующая симметрия выделена). Внизу показана зависимость w_0 от x. (b) Симметрия параметра порядка внутри SC купола. Разделяющие линии соответствуют фазовым переходам между различными SC фазами.

В зависимости от того, какое из возмущающих взаимодействий доминирует, наблюдается либо s-, либо d-симметрия параметра порядка [5]. Допирование x практически не влияет на электрон-фононную и кулоновскую константы взаимодействия, но существенно подавляет парамагнонную. Поэтому изменением x можно добиться изменения симметрии параметра порядка внутри сверхпроводящего состояния. С ростом x вклад парамагнонного взаимодействия уменьшается, и последовательно могут происходить два фазовых перехода (рис. 2b): от состояния с Ad симметрией (расширенная d-симметрия) к состоянию с As-симметрией (расширенная s-симметрия) и, наконец, к Ss-состоянию (анизотропная s-симметрия).

Список литературы

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).
2. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, Phys. Rev. B **76**, 174518 (2007).
3. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Ю.Н. Тогушова, С.В Шевцов, ЖЭТФ **126**, 672 (2004).
4. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev,Yu.N. Togushova, Phys. Lett. A **342**, 267 (2005).
5. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev,Yu.N. Togushova, V.L. Tran, Phys. Lett. A **372**, 3501 (2008).

О возможности большой сверхпроводящей щели в двумерном сверхпроводнике

И. Н. Жиляев[1)]

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Для двумерного проводника [1] предложено учесть макроскопические колебания решетки волны зарядовой плотности (ВЗП), их взаимодействие с электронами, не принадлежащими ВЗП и электрон-электронное (е-е) рассеяние. В отличие от модели БКШ постоянная во времени размазка вероятности заполнения одноэлектроннных состояний v_k^2 [2], как функции одноэлектронной энергии, необходимая для формирования коллективного сверхпроводящего состояния, получена не за счет энергии куперовского спаривания, а в результате учета указанных процессов. Эти же процессы обеспечивают в электронной системе формирование пар электронов с равными и противоположно направленными импульсами и антипараллельными спинами (далее: пары электронов). Оценка сверхпроводящей щели Δ для материала с параметрами, характерными для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), дает значение, сопоставимое с величиной Δ в ВТСП.

Несмотря на большое количество предложенных объяснений природы ВТСП, до сих пор нет общепринятого механизма. Как показывает эксперимент, высокие сверхпроводящие свойства ВТСП сохраняются вплоть до одного слоя [3], пэтому состояние электронной системы ВТСП в первом приближении можно рассматривать как двумерное. Задача рассмотрения двумерного случая осложняется тем, что электронная структура ВТСП неоднородна в каждом слое и сильно анизотропна. При этом масштаб неоднородности мал и сопоставим с величиной длины когерентности. Эти обстоятельства затрудняют построение точной теории. В сложившеся ситуации оправданы рассмотрения феноменологических моделей сверхпроводящего состояния двумерного проводника, обладающего чертами ВТСП.

Согласно модели БКШ, в сверхпроводящем основном состоянии пары электронов с противоположно направленными импульсами при взаимодействии с помощью виртуальных фононов формируют коллективное состояние, непрерывно переходя между индивидуальными электронными состояниями в некотором интервале энергии $\delta\varepsilon$ вблизи уровня Ферми. Для того чтобы такие процессы происходили, интервал должен содержать свободные состояния. В результате в основном сверхпроводящем состоянии вероятность заполнения одноэлектронных состояний v_k^2 как функция одноэлектронной энергии даже при температуре $T = 0$ не обрывается резко на уровне, соответствующем энергии Ферми E_F, как в нормальном металле, а размазана. Величина размазки по энергии $\delta\varepsilon$, согласно теории БКШ, численно близка Δ.

Чтобы избежать учета сложного влияния температуры на состояние электронной системы рассмотрим механизм возникновения размазки в основном нормальном состоянии электронной системы при температуре близкой к нулю. Пусть вначале имеется двумерный проводник с поверхностью Ферми в форме близкой к квадрату. Носители заряда вблизи уровня Ферми можно разделить на две группы. К первой группе отнесем носители заряда, имеющие параллельные друг другу скорости Ферми и находящиеся в пространстве импульсов на двух противоположных сторонах квадрата. Ко второй группе отнесем носители заряда, имеющие скорости Ферми перпендикулярные к скоростям Ферми носителей заряда первой группы и находящиеся на двух других противоположных друг другу сторонах квадрата. Пусть в нашем двумерном проводнике, как и в слоистом проводнике $TbTe_3$ с квадратной кристаллической решеткой [4], из электронов первой группы формируется ВЗП в виде длинных параллельных полос с периодом d. При этом две одинаковые симметрично расположенные энергетические щели ВЗП плавно меняются в зависимости от направления: от нулевой величины в нодальных направлениях до максимального значения между ними. В решетке ВЗП в виде полос в плоскости проводника в направлении поперек полос могут происходить оптические колебания. Основной вклад в них вносят электроны, имеющие по сравнению с ионами малую массу. Пусть вследствие е-е рассеяния электроны второй группы, не принадлежащие ВЗП (далее: электроны), могут попадать в первую группу в свободные состояния, не совпадающие со щелью. Считаем, что время е-е взаимодействия достаточно мало и рассеяние успевает произойти за время периода колебания. В то

[1)] zhilyaev@ipmt-hpm.ac.ru

же время частота е-е рассеяния меньше частоты колебаний. Из-за взаимодействия с колебаниями ВЗП (взаимодействие возможно, если в процессе колебаний решетки ВЗП ее скорость близка фермиевской скорости электронов), они будут менять свою энергию относительно уровня Ферми. В результате такого же е-е рассеяния электроны могут переходить и из первой группы в незанятые состояния второй группы. В результате электроны в обеих группах будут занимать не совпадающие с энергией Ферми состояния, в которых они могут находиться конечное время тем большее, чем ближе состояние к уровню Ферми (считаем, что электронная система находится в состоянии жидкости Ферми). В динамическом равновесии формируется размазка. Ввиду необходимости выполнения законов сохранения импульса и энергии при переходах из группы в группу электрон-электронное рассеяние будет происходить между электронами с противоположно направленными импульсами. Поскольку при взаимодействии электронов связь между ними наиболее эффективна в ситуации, когда их спины антипараллельны, размазка будет формироваться из пар электронов. В этой ситуации для формирования состояния БКШ в электронной системе не требуется какого-либо дополнительного согласования, а остается только включить куперовский механизм спаривания между электронами.

Оптические колебания решетки ВЗП вкупе с системой электронов являются плазменными колебаниями в неоднородной плазме. Масштаб их колебаний может быть только в окне между длиной свободного пробега и размером шероховатостей границ проводника, т.е. несколько десятков ангстрем. Примем для оценки, что оптические колебания ВЗП в нашем случае можно рассматривать как стоячие плазменные волны между стенками, находящимися на расстоянии $d = 25\ \dot{A}$, с длиной волны $\lambda = 2d$, вписывающейся в это окно. Пусть к тому же рассматриваемые нами оптические колебания решетки ВЗП реализуются одной модой, такой, что расстояние между узлами равно также $d = 25\ \dot{A}$. Рассмотрение в двумерном случае плазменных колебаний [5] такого малого масштаба приводит к наличию только одной частоты колебаний ω. Оценка для обычных в ВТСП плотностей заряда вблизи оптимального допирования $n = 5{\times}10^{21}$ см$^{-3}$ дает: $\omega = 2.8{\times}10^{15}$ рад/сек. Квантовому осциллятору, соответствующему стоячим плазменным колебаниям можно соотнести некоторое количество носителей заряда. Если принять для оценки, что $\delta\varepsilon$ определяется нулевой энергией E_0 квантового осциллятора, а осциллятору соответствует N штук носителей заряда, то можно положить $\delta\varepsilon \times N \cong E_0$. Возьмем в качестве N количество электронов, содержащихся в объеме $25 \times 25 \times 12\ \dot{A}^3$, приняв за толщину проводящего слоя 12 $\dot{A}$ - типичную величину параметра решетки поперек слоев в ВТСП. В результате найдем для $\delta\varepsilon \cong E_0/N = \hbar\omega/2N$ значение 400 К, сравнимое по величине с Δ в ВТСП.

В нашем случае плазменные колебания совместимы с БКШ состоянием. Пространственная амплитуда колебаний не превышают длину волны электронов в ВТСП, вследствие чего не происходит нарушения связи с фононами. Изменение энергии электронов за период мало по сравнению со щелью. Изменение импульса в течение периода колебаний мало по сравнению с фермиевским импульсом и также не разрушает парные состояния.

Работа была поддержана Программами “Квантовая макрофизика”, “Организация вычислений с использованием новых физических принципов”, “Квантовые наноструктуры”.

Список литературы

1. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
2. У. Харрисон, Теория твердого тела. М.: Мир (1972).
3. K. Saito and M. Kaise, Phys. Rev. B **57**, 11786 (1998).
4. A. Fang, N. Ru, J. R. Fisherer and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **99**, 046461 (2007).
5. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир (1985).

Секция P.
Физические свойства ВТСП-материалов и структур.

Переход от статического магнетизма к сверхпроводимости в купратах

А. Н. Лавров[1)]

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, Россия

Металлическое и сверхпроводящее состояние в ВТСП купратах возникает при зарядовом допировании исходных антиферромагнитных изоляторов. В данной работе рассматриваются возможные проявления зарядовых и спиновых текстур, образующихся в процессе допирования, в таких макроскопических свойствах купратов, как магнитная восприимчивость и электросопротивление.

Несмотря на два десятилетия активных исследований, механизм превращения антиферромагнитного (АФ) моттовского изолятора в высокотемпературный сверхпроводник (СП) при электронном или дырочном допировании остается невыясненным. В результате сильных межэлектронных корреляций, электронная система купратов должна перестраиваться при изменения концентрации носителей и может оказываться неустойчивой по отношению к дополнительному зарядовому и спиновому упорядочению [1]. Такая электронная "самоорганизация" может приводить к формированию в CuO_2 плоскостях как относительно однородного состояния с двухмерными АФ корреляциями, так и гетерофазного состояния, в котором сохраняются домены исходного изолятора, а допированные носители концентрируются на их границах [2] (Рис. 1). Однозначно определить состояние электронной подсистемы в купратах оказалось крайне сложным, - пространственные и временные флуктуации делают возможные *электронные* (в отличие от химических) неоднородности практически невидимыми для прямых методов исследования.

Косвенную информацию о возникновении спиновых и зарядовых сверхструктур можно попытаться получить из макроскопических магнитных и транспортных свойств. Проявлениями электронной самоорганизации могут быть спонтанно возникающая анизотропия сопротивления [3] и нелинейная проводимость (Рис. 2), явления, сходные со свойствами спиновых стекол и суперпарамагнетиков. Действительно, в случае волн зарядовой плотности (ВЗП) в квазиодномерных проводниках, наиболее убедительным доказательством их существования оказалась нелинейная проводимость, связанная с когеррентным скольжением ВЗП под действием сильного электрического поля [4].

О влиянии допировании на спиновую структуру можно судить по тому, как происходит подавление дальнего АФ порядка. В одном из наиболее

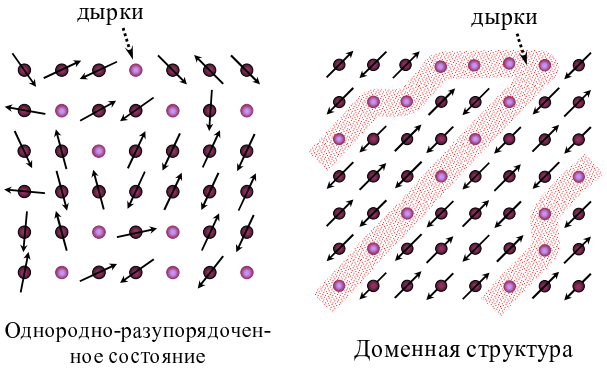


Рис. 1. Возможные сценарии распределения дырок и ориентации спинов в плоскостях CuO_2: Однородное распределение дырок и, соответственно, однородное разупорядочение исходной АФ структуры с сохранением двухмерных АФ корреляций (левая панель); гетерофазное состояние с концентрацией дырок на границах АФ доменов (правая панель).

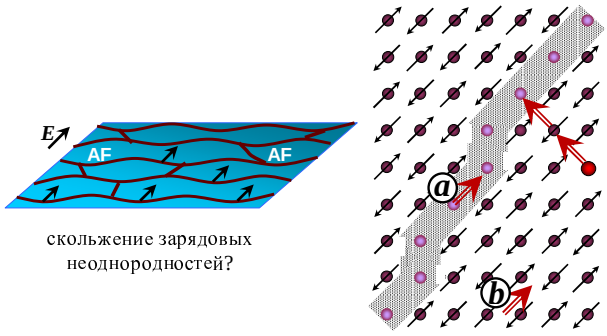


Рис. 2. Ожидаемые проявления гетерофазного состояния. Левая панель: когерентное скольжение зарядовых неоднородностей под действием сильного электрического поля. Правая панель: локальная анизотропия электронного транспорта в плоскостях CuO_2, которая может вызываться как анизотропией массы электронов для движения вдоль и поперек доменной границы (a), так и рассеянием носителей на АФ доменных границах (b).

[1)] lavrov@che.nsk.su

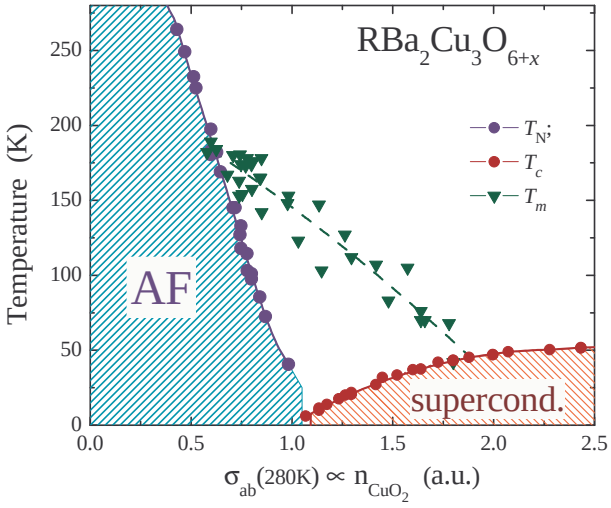


Рис. 3. Обобщенная фазовая диаграмма кристаллов $R\mathrm{Ba_2Cu_3O_{6+x}}$ (R = Lu, Tm, Y) [5], показывающая температуры антиферромагнитного и сверхпроводящего переходов, T_N и T_c, и температуру кроссовера в межплоскостной проводимости T_m. Проводимость вдоль плоскостей CuO_2, $\sigma_{ab}(280K)$, является хорошим параметром для характеризации концентрации дырок, поскольку в приведенном интервале допирований подвижность дырок практически не изменяется.

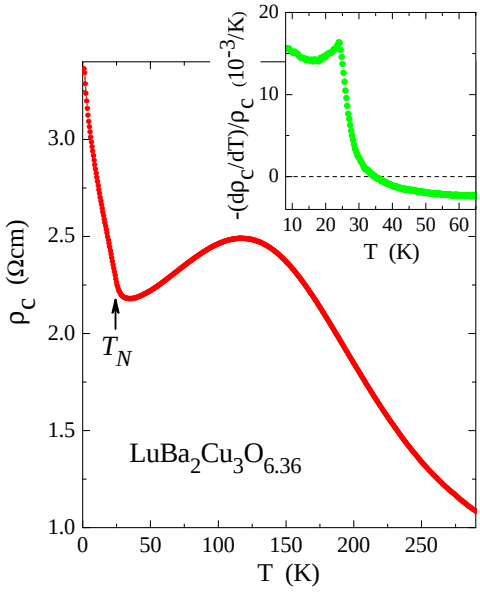


Рис. 4. Температурная зависимость межплоскостного сопротивления $\rho_c(T)$ монокристалла $\mathrm{LuBa_2Cu_3O_{6.36}}$ при уровне допирования, соответствующему переходу АФ-СП. Установление дальнего АФ порядка приводит к резкому росту ρ_c. Температура Нееля T_N определяется по положению пика в производной (вставка).

исследованных соединений $R\mathrm{Ba_2Cu_3O_{6+x}}$ (R - редкоземельный элемент) температура Нееля плавно снижается при допировании, но дальний АФ порядок сохраняется до уровня допирования $\sim$5-6 % – т.е., по крайней мере, до появления сверхпроводимости (Рис. 3). Соответственно, спиновое разупорядочение не является необходимым условием возникновения металлического и СП состояния. Следует подчеркнуть, что даже при уменьшении T_N в десятки раз от исходной $T_{N0} \approx 420$ K, переход в АФ состояние остается почти столь же резким, как и в исходном изоляторе (Рис. 4). Такое поведение сложно совместить с разупорядоченной спиновой структурой на Рис. 1, однако оно вполне согласуется с доменной картиной, в которой T_N определяется межплоскостным взаимодействием и просто пропорциональна средней площади 2D доменов.

Еще одной информативной особенностью является поведение межплоскостного сопротивления при АФ переходе. Если бы снижение T_N от исходной $T_{N0} \approx 420$ K до ≈ 24 K, как в примере на Рис. 4, было вызвано спиновой фрустрацией и уменьшением подрешеточной намагниченности в $\sim$20 раз, то и эффект АФ упорядочения на сопротивление вдоль оси c ослабевал бы с допированием и не превышал бы нескольких процентов для составов с низкими T_N. Однако, экспериментально наблюдается >50% увеличение сопротивление при охлаждении ниже T_N (Рис. 4), что указывает на незначительное уменьшение локальной подрешеточной намагниченности при допировании. Снижение T_N при дырочном допировании имеет, следовательно, иной механизм и наиболее естественно объясняется уменьшением размеров 2D АФ доменов.

Поскольку все купраты являются квази-2D системами с относительно слабыми межплоскостными взаимодействиями, их поведение при зарядовом допировании должно быть универсальным. Однако, в соединении $\mathrm{La_{2-x}Sr_xCuO_4}$, в отличие от $R\mathrm{Ba_2Cu_3O_{6+x}}$, дальний АФ порядок разрушается задолго до появления сверхпроводимости, а промежуточное состояние обычно описывают как спиновое стекло [6]. Могут ли купраты вести себя столь различно и действительно ли спиновая подсистема $\mathrm{La_{2-x}Sr_xCuO_4}$ формирует настоящее спиновое стекло после разрушения АФ порядка?

Особенностью магнитных взаимодействий в $\mathrm{La_{2-x}Sr_xCuO_4}$ является наличие слабой ферромагнитной (ФМ) компоненты, благодаря которой каждая АФ-упорядоченная область обладает слабым ФМ моментом [6]. Эта уникальная особенность позволяет манипулировать АФ доменами (создавать и двигать доменные границы), вызывая, в частности, переход в слабое ФМ состояние

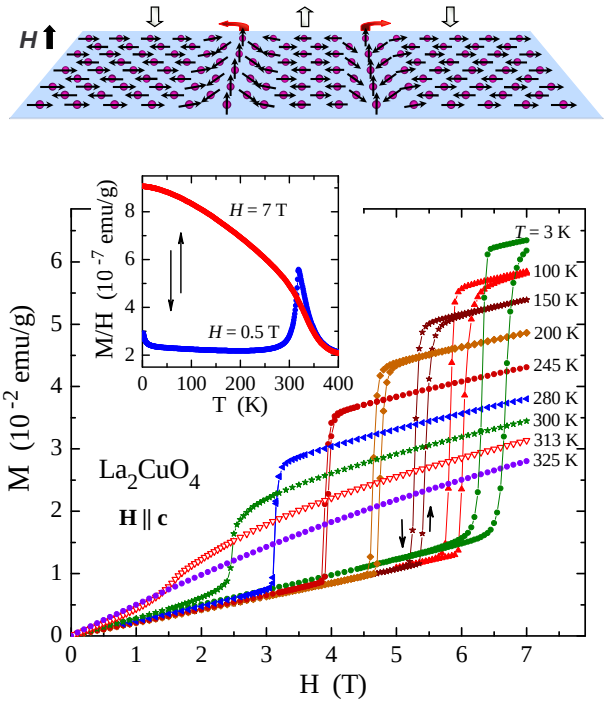


Рис. 5. Вызванный магнитным полем переход в слабое ФМ состояние в кристалле La_2CuO_4. На вставке показаны температурные зависимости намагниченности в АФ и слабом ФМ состояниях. Вверху схематически изображены спиновая структура CuO_2 плоскости, и образование и движение АФ доменных границ под действием магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Серыми стрелками показаны слабые ФМ моменты АФ доменов.

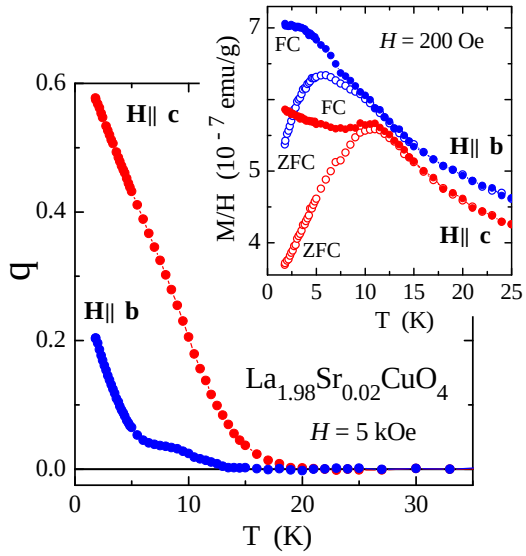


Рис. 6. Переход в состояние "спинового стекла" в $La_{1.98}Sr_{0.02}CuO_4$. q - "параметр порядка" определеный как $\chi(T) = \chi_0 + (1-q)C/(T+\Theta)$. Вставка: намагниченности, измеренные после охлаждении без поля (○) и в поле $H = 200$ Э (●).

(Рис. 5). Следует подчеркнуть, что образование и движение доменных границ происходит лишь при одной ориентации поля, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, в то время как при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ происходит плавное вращение спинов [7, 8].

Особенность магнитной структуры $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ можно использовать для выяснения, действительно ли при допировании формируется спиновое стекло. Измерения магнитной восприимчивости кристаллов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ в области допирования после разрушения дальнего АФ порядка действительно обнаруживают поведение, напоминающее спиновое стекло [6, 7]. Однако, температура "замерзания" спиновой подсистемы оказывается существенно зависящей от направления магнитного поля (Рис. 6), что не согласуется с традиционной концепцией спинового стекла [7]. Сравнение магнитных свойств исходного изолятора La_2CuO_4 и образцов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с различным уровнем допирования показывает, что наблюдающиеся эффекты магнитной необратимости связаны скорее не с формированием спинового стекла, а с пиннингом АФ доменных границ. Упрощая, можно сопоставить намагниченности, полученные при охлаждении в поле и без поля кристалла без дальнего АФ порядка (вставка на Рис. 6), с двумя магнитными состояниями (АФ и слабым ФМ) изолятора La_2CuO_4 (вставка на Рис. 5). Спиновая подсистема $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, следовательно, также как $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ при допировании формирует АФ доменную структуру.

Таким образом, поведение макроскопических свойств $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ свидетельствует, что подвижные дырки разбивают АФ порядок в CuO_2 плоскостях на домены и к моменту возникновения сверхпроводимости их электронная подсистема является существенно неоднородной.

Работа поддерживалась РФФИ (грант 05-02-16973) и интеграционным проектом СО РАН No.81.

Список литературы

1. Э. Л. Нагаев, Физика магнитных полупроводников, (Москва, Наука, 1979).
2. S. A. Kivelson *et al.*, Rev. Mod. Phys. **75**, 1201 (2003).
3. Y. Ando *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 137005 (2002).
4. R. M. Fleming *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1423 (1979).
5. A. N. Lavrov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5636 (1998).
6. M. A. Kastner *et al.*, Rev. Mod. Phys. **70**, 897 (1998).
7. A. N. Lavrov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 017007 (2001).
8. Y. Ando *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 247003 (2003).

Оптическая проводимость двухзонного сверхпроводника

П. И. Арсеев[1)], *С. О. Лойко, Н. К. Федоров*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

В рамках двухзонной модели сверхпроводника, являющейся обобщением стандартной модели БКШ на случай сложной кристаллической структуры, исследовано поведение оптической проводимости как функции частоты внешнего электромагнитного поля. Проведено сравнение рассчитанных при $T = 0$ зависимостей $\sigma(\omega)$ с результатами однозонных моделей с s- и d-симметрией параметра порядка. Показано, что поведение оптической проводимости как функции частоты существенно зависит от уровня допирования.

Результаты спектроскопических измерений для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), также как и другие экспериментальные данные в этой области, допускают интерпретацию в рамках разных подходов, не позволяя сделать однозначный выбор в пользу одного из них. Обзор последних исследований, связанных с электромагнитным откликом высокотемпературных сверхпроводников, приведен в работе [1]. Следует отметить, что экспериментальные данные обычно сравниваются с результатами однозонной модели типа БКШ с простым изотропным спектром зоны, а специфика ВТСП проявляется в выборе экзотического спаривающего взаимодействия между электронами. При этом реальный спектр ВТСП-соединений обычно не учитывается. В данной работе демонстрируется, что существенную роль в наблюдаемых свойствах высокотемпературных сверхпроводников играет анизотропия реального спектра, связанная с тем, что функции Блоха имеют более сложный вид из-за наличия нескольких атомов в элементарной ячейке. Основные электронные свойства купратных сверхпроводников связаны с наличием в них CuO_2-слоев и обусловлены, главным образом, движением и взаимодействием электронов на d-орбиталях Cu и p-орбиталях O. Учет переходов электронов между этими орбиталями приводит к многозонному описанию электронной системы CuO_2-плоскости, которое может быть упрощено, если оказывается существенной только область энергий вблизи химического потенциала [2]. В частности, при некотором реалистичном выборе параметров модели можно ограничиться учетом двух зон. В этом случае электронная система купратного сверхпроводника описывается гамильтонианом следующего вида [3]:

$$\begin{aligned} H_0 = &\sum_{\mathbf{k},\alpha} \xi_a(\mathbf{k}) a^+_{\mathbf{k},\alpha} a_{\mathbf{k},\alpha} + \sum_{\mathbf{k},\alpha} \xi_c(\mathbf{k}) c^+_{\mathbf{k},\alpha} c_{\mathbf{k},\alpha} + \\ &+ \sum_{\mathbf{k},\alpha} (W(\mathbf{k}) a^+_{\mathbf{k},\alpha} c_{\mathbf{k},\alpha} + h.c.) - \\ &- \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta_a a^+_{-\mathbf{k}\downarrow} a^+_{\mathbf{k}\uparrow} + h.c. \right) - \\ &- \sum_{\mathbf{k}} \left(\Delta_c c^+_{-\mathbf{k}\downarrow} c^+_{\mathbf{k}\uparrow} + h.c. \right) \end{aligned} \tag{1}$$

где $a^+_{\mathbf{k},\alpha}$ и $c^+_{\mathbf{k},\alpha}$ – операторы рождения электронов в состояниях с квазиимпульсом $\mathbf{k}$ и спином α в зонах a и c, соответственно, $\xi_a(\mathbf{k})$ и $\xi_c(\mathbf{k})$ – энергии электронов в соответствующих зонах, $W(\mathbf{k})$ – матричный элемент одночастичной межзонной гибридизации. Последние два слагаемых в (1) описывают взаимодействие между электронами в таких "затравочных" зонах. Они сразу записаны в приближении среднего поля. Введенные аномальные средние Δ_a и Δ_c определяются стандартным образом:

$$\begin{aligned} \Delta_a &= -U_a \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle a_{\mathbf{k}\uparrow} a_{-\mathbf{k}\downarrow} \rangle \\ \Delta_c &= -U_c \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \langle c_{\mathbf{k}\uparrow} c_{-\mathbf{k}\downarrow} \rangle \end{aligned} \tag{2}$$

где U_a и U_c – константы межэлектронного взаимодействия в зонах a и c. Поскольку для наших целей не имеет значения конкретный механизм, обусловливающий сверхпроводящее спаривание между электронами, для простоты предполагается, что реальное взаимодействие в обеих зонах можно описывать, как в уравнениях Горькова, точечным взаимодействием. Из-за симметрийных свойств матричного элемента гибридизации эффективные сверхпроводящие параметры порядка, возникающие в каждой из зон, являются сильноанизотропными функциями квазиимпульса. Сверхпроводимость в данной модели может суще-

[1)] ars@lpi.ru

ствовать даже в случае отталкивания между электронами в одной из зон при условии, что ширина этой зоны велика по сравнению с шириной другой зоны, в которой действует обеспечивающее появление сверхпроводимости межэлектронное притяжение. При этом, эффективные параметры порядка становятся знакопеременными функциями квазиимпульса, проявляя тем самым черты, характерные для симметрии d-типа в однозонных моделях.

В рамках диаграммной техники Келдыша для неравновесных процессов может быть получено следующее выражение для действительной части проводимости двухзонного сверхпроводника на частоте ω [4]:

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{lm}(\omega) = \frac{4e^2}{\omega}\int (n_\varepsilon - n_{\varepsilon+\omega})\mathrm{Sp}\left\{\frac{\partial\widehat{\xi}}{\partial k_l}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\widehat{G}''_{\varepsilon+\omega}\frac{\partial\widehat{\xi}}{\partial k_m}\widehat{G}''_{\varepsilon} + \widehat{F}''_{\varepsilon+\omega}\frac{\partial\widehat{\xi}}{\partial k_m}\widehat{F}''_{\varepsilon}\right)\right\}\frac{d^3k d\varepsilon}{(2\pi)^4} +$$
$$+\pi e^2 D^{(s)}_{lm}\delta(\omega) \qquad (3)$$

Здесь

$$D^{(s)}_{lm} = 16\int n_\varepsilon \mathrm{Sp}\left\{\frac{\partial\widehat{\xi}}{\partial k_l}\widehat{F}'_\varepsilon\frac{\partial\widehat{\xi}}{\partial k_m}\widehat{F}''_\varepsilon\right\}\frac{d^3k d\varepsilon}{(2\pi)^4},$$

$n(\varepsilon) = (\exp(\varepsilon/T)+1)^{-1}$ – распределение Ферми, $\widehat{\xi} = \begin{pmatrix} \xi_a & W \\ W^* & \xi_c \end{pmatrix}$, $\widehat{G'}(\widehat{F'})$ и $\widehat{G''}(\widehat{F''})$ – действительная и мнимая части опережающих нормальных (аномальных) матричных функций Грина в отсутствии внешнего поля $\widehat{G^A} = \begin{pmatrix} G^A_a & G^A_{ac} \\ G^A_{ca} & G^A_c \end{pmatrix}$ (и аналогичное определение для $\widehat{F^A}$).

Из Рис. 1 видно, что рассчитанные по формуле (3) зависимости для двухзонной модели, описываемой гамильтонианом (1) резко отличаются от результата Маттиса-Бардина [5], полученного в рамках модели БКШ, хотя исходное взаимодействие между электронами предполагалось изотропным. При этом проявляются качественные черты зависимостей, наблюдаемых экспериментально в высокотемпературных сверхпроводниках: конечное поглощение во всем интервале частот, минимум действительной части проводимости и резкий ее подъем в области малых частот. Кроме того, результаты вычислений свидетельствуют о том, что характер зависимостей сильно меняется с уровнем допирования (моделируемым здесь параметром ε_{c0}). Зависимость, свойственная сильноанизотропному параметру порядка d-типа, меняется на характерную для обычных сверхпроводников с параметром порядка s-типа. Такое поведение проводимости качественно согласуется с рядом экспериментальных данных для ВТСП.

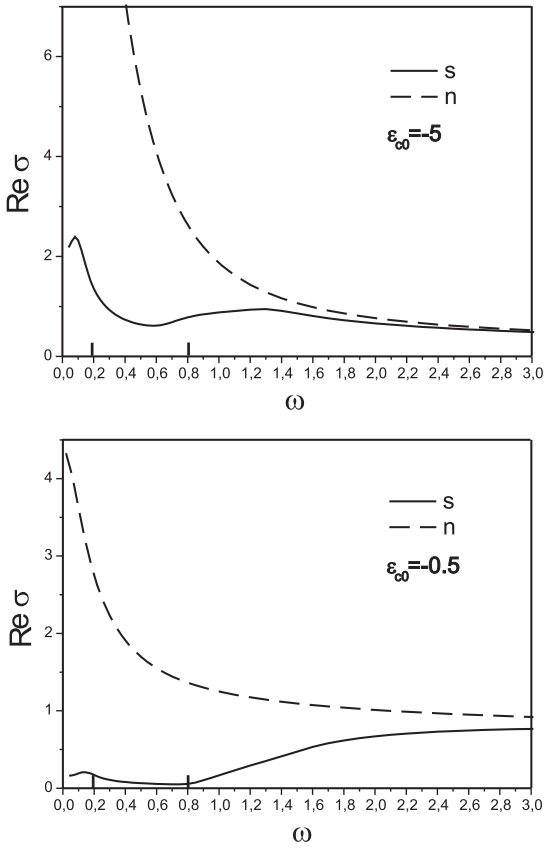


Рис. 1. Зависимость действительной части проводимости $\mathrm{Re}\,\sigma$ от частоты внешнего электромагнитного поля ω при температуре $T = 0$ для двух значений параметра ε_{c0}, моделирующего уровень допирования. Сплошная кривая соответствует сверхпроводящему состоянию, пунктирная – нормальному. На горизонтальной оси отмечены частоты, равные используемым при расчетах значениям параметров порядка в широкой ($|\Delta_a| = 0.18$) и узкой ($\Delta_c = 0.81$) зонах.

Работа поддержана грантом РФФИ и Президентской программой “Поддержка ведущих научных школ”.

Список литературы

1. D. N. Basov, T. Timusk, Rev. Mod. Phys., **77**, 721 (2005)
2. O. Jepsen, O. K. Andersen, I. Dasgupta et al., J. Phys. Chem. Solids **59**, 1718 (1998).
3. С. О. Лойко, Н. К. Федоров, П. И. Арсеев, ЖЭТФ, **121**, 453 (2002)
4. П. И. Арсеев, С. О. Лойко, Н. К. Федоров, Письма в ЖЭТФ, **87**, 350 (2008)
5. D. C. Mattis, J. Bardeen, Phys. Rev. **111**, 412 (1958)

De Haas-van Alphen oscillations in antiferromagnetic metals

V. V. Kabanov[1,2], *A. S. Alexandrov*[2,1]

[1] *Jozef Stefan Institute 1001, Ljubljana, Slovenia*
[2] *Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom*

Energy spectrum of electrons (holes) doped into a two-dimensional antiferromagnetic insulator is quantized in an external magnetic field of arbitrary direction. A peculiar dependence of de Haas-van Alphen (dHvA) magneto-oscillation amplitudes on the azimuthal in-plane angle from the magnetization direction and on the polar angle from the out-of-plane direction is found.

Quantum oscillations of magnetization and resistivity with the magnetic field are of a great experimental and theoretical value providing reliable and detailed Fermi-surfaces. Specifically interest in dHvA and SdH effects in almost two-dimensional (2D) Fermi-liquids has recently gone through a vigorous revival due to experimental discoveries of magneto-oscillations in a few high-temperature cuprate superconductors [1]. Their description in the framework of the standard theory for a metal has led to a small electron-like Fermi-surface area of a few percent of the first Brillouin zone and to a surprisingly low Fermi energy of about the room temperature [1], somewhat inconsistent with the first-principle (LDA) band structures and angle-resolved photoemission (ARPES) spectra of cuprates.

Here, using a tight-binding Hamiltonian we quantize the energy spectrum of electrons or holes moving on the anti-ferromagnetic (AF) background in a two dimensional lattice. We find a peculiar dependence of the magneto-oscillation amplitudes on the magnetic field direction, which could serve as a sensitive probe of the antiferromagnetic order in doped insulators.

The electronic spectrum $E(\mathbf{k})$, may be found by diagonalizing 4×4 Hamiltonian matrix, describing the motion of electrons in the presence of the AF long-range order:

$$\begin{pmatrix} t'_{\mathbf{k}} - \Delta\sigma_0 - \mu_B B_\parallel \sigma_z & \mu_B B_\perp \sigma_0 + t_{\mathbf{k}}\sigma_x \\ \mu_B B_\perp \sigma_0 + t_{\mathbf{k}}\sigma_x & t'_{\mathbf{k}} + \Delta\sigma_0 + \mu_B B_\parallel \sigma_z \end{pmatrix}, \quad (1)$$

where $t'_{\mathbf{k}} = \sum_{jj'} t_{jj'} \exp(i[\mathbf{k}\cdot(\mathbf{j}'-\mathbf{j})])$ is the hopping energy within one sublattice, $t_{\mathbf{k}} = \sum_{ij} t_{ij} \exp(i[\mathbf{k}\cdot(\mathbf{i}-\mathbf{j})])$ is the inter-sublattice hopping energy, and $\sigma \equiv \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ are the Pauli matrices. This matrix corresponds to the choice of the 4-dimensional vector in the spin and sublattice space at fixed $\mathbf{k}$. Here $B_\perp$ and $B_\parallel$ are transverse and longitudinal components of the magnetic field with respect to the lattice magnetization $\mathbf{n}$, Fig.1, σ_0 is the identity matrix, and μ_B is the Bohr magneton. There are two electron and two hole bands dispersed as

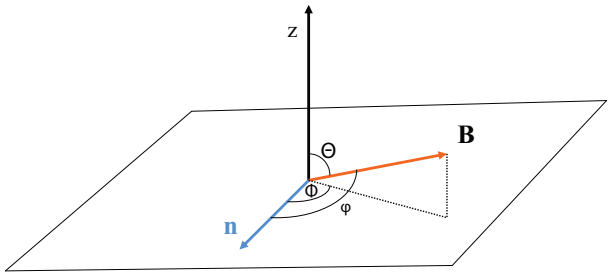


Fig. 1. The azimuthal in-plane angle, Φ, from the magnetization direction, $\mathbf{n}$, and the polar angle, Θ, of the magnetic field $\mathbf{B}$ from the out-of-plane direction.

$$E(\mathbf{k}) = t'_{\mathbf{k}} \pm [\Delta^2 + t_{\mathbf{k}}^2]^{1/2} \pm \mu_B \left[B_\parallel^2 + \frac{t_{\mathbf{k}}^2}{\Delta^2 + t_{\mathbf{k}}^2} B_\perp^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

in the lowest order with respect to the field, $\mu_B B \ll \Delta$. They are split by the external magnetic field into two subbands each with anysotropic g-factor, $g = 2[\cos^2(\phi) + \sin^2(\phi) t_{\mathbf{k}}^2/(\Delta^2 + t_{\mathbf{k}}^2)]$ depending on the angle ϕ between the field and the magnetization, Fig.1. At a relatively low doping with the Fermi energy, E_F near the top (bottom) of the valence (conduction) band, one can expand Eq.(2) in powers of t/Δ,

$$E(\mathbf{k}) \approx \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \pm \mu_B \left[B_\parallel^2 + \gamma^2(\mathbf{k}) B_\perp^2 \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Here $m_x^{-1} = 4a^2(2t^2/\Delta - t')/\hbar^2$, $m_y^{-1} = 4a^2 t'/\hbar^2$ are components of the effective mass tensor, a is the lattice constant, t and $t' > 0$ are nearest and nearest next neighbor hopping integrals, respectively, and the coefficient $\gamma(\mathbf{k})$ is small as $\gamma(\mathbf{k}) = \gamma k_x = 2\sqrt{2} t a k_x/\Delta \sim (E_F/\Delta)^{1/2} \ll 1$. Here k_x, k_y are deviations of the wave vector perpendicular and parallel to the antiferromagnetic Brillouin zone boundary, respectively, and the energy of the extremum point is taken as zero.

The orbital quantization of the spectrum, Eq.(2), is readily obtained via the Peierls substitution, $\mathbf{k} \Rightarrow -i\nabla + e\mathbf{A}$ with the vector potential $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ in Eq.(2). In the lowest order with respect to E_F/Δ we can use the effective mass approximation, Eq.(3), which yields the conventional Fock-Landau levels split by the longitudinal field. Now the oscillating part of the magnetization, $\tilde{M}$, is calculated following the standard route by applying the Poisson summation:

$$\tilde{M} = \sum_{r=1}^{\infty} M_r \sin \frac{2\pi r F}{B}. \qquad (4)$$

Here

$$M_r = A_r(\Theta) \cos\left[\frac{\pi r (m_x m_y)^{1/2} \tan(\Theta)\cos(\Phi)}{m_e}\right] \qquad (5)$$

is the amplitude of r-harmonic with

$$A_r(\Theta) = (-1)^{r+1} \frac{eE_F \cos(\Theta)}{2\pi^2 \hbar dr} \times R_T\left(\frac{2\pi^2 r k_B T}{\hbar\omega\cos(\Theta)}\right) R_D\left(\frac{2\pi r \Gamma}{\hbar\omega\cos(\Theta)}\right), \qquad (6)$$

$F = (m_x m_y)^{1/2} E_F/e\hbar\cos(\Theta)$ is the fundamental frequency of oscillations, $R_T(z) = z/\sinh(z)$ and $R_D(z) = \exp(-z)$ are conventional temperature and Dingle reduction factors, Γ is the scattering rate, m_e is the free electron mass, d is the inter-plane distance, and Φ is the azimuthal in-plane angle from the magnetization direction, Fig.1. Both angles Θ and Φ in Eq.(5) are changing in the interval $0 \leqslant \Theta, \Phi \leqslant \pi/2$.

As follows from Eq.(5) the essential anisotropy of the g-factor causes a strong dependence of the oscillation amplitude on the azimuthal in-plane angle of the field from the magnetization direction, which is absent in ordinary non-magnetic layered metals. The novel dependence on Φ and Θ, Eq.(5), is extremely pronounced at low temperatures, as also shown in Fig.2 for some fixed azimuthal angles.

One can readily generalize our results to any shape of the Fermi surface, and calculate corrections to amplitudes and fundamental frequencies of higher order in E_F/Δ and in the magnetic field by applying the Lifshits-Kosevich quasi-classical approximation. Within the approximation dHvA frequencies $F_\pm$ are determined by the extremal cross-section areas, $S_\pm^{ext}$ of two spin-split electron (or hole) Fermi surfaces, $F_\pm = \hbar S_\pm^{ext}/2\pi e = F \pm \alpha B + \beta B^2 \pm \epsilon B^3$[2]. Here the second term describes the Zeeman splitting of the bands with the anysotropic g-factor. It does not shift the frequency but affects the amplitude. The third term describes a small shift of the fundamental frequency, F, depending on the magnetic field. The last term describes a small field-dependent correction to the g-factor.

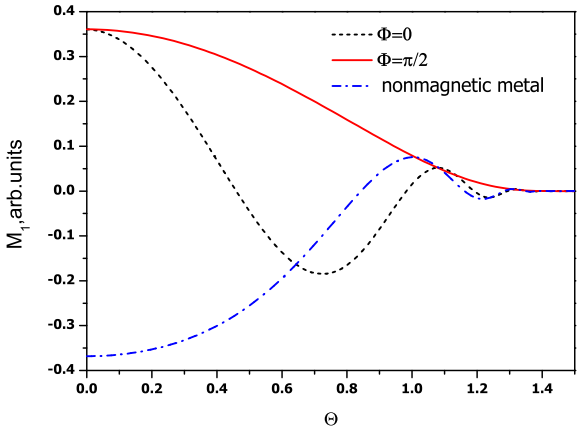


Fig. 2. dHvA first-harmonic amplitude as a function of the polar angle, Θ, for two different azimuthal in-plane angles, Φ, in a layered antiferromagnet compared with the Φ-independent first harmonic amplitude in a nonmagnetic layered metal at $T = 0$, $2\pi\Gamma = \hbar\omega$, $\gamma k_F = 0.1$, and $(m_x m_y)^{1/2} = m_e$.

In summary, we have derived the energy spectrum of electrons (holes) doped into a two-dimensional antiferromagnetic insulator in terms of all-neighbours hopping integrals of nonmagnetic lattice, Eq.(2), and quantized it in the external magnetic field of arbitrary direction [3]. The peculiar dependence of dHvA/SdH magneto-oscillation amplitudes on the azimuthal in-plane angle from the magnetization direction and on the polar angle from the out-of-plane direction is found [3], which could be instrumental as a sensitive probe of the antiferromagnetic order in doped Mott-Hubbard, spin-density wave (SDW), and conventional band-structure insulators.

References

1. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D.LeBoef, J. Levalois, J.-B. Bonnemaison, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, L. Taillefer, Nature **447**, 565 (2007).
2. V.P. Mineev and K.V. Samokhin, Phys. Rev. B, **72**, 212504 (2005).
3. V.V. Kabanov A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B, **77**, 132403 (2008).

Intrinsic Josephson Effect in Bi-2212 Nanosteps on Cryogenically Cleaved Surfaces

Ya. G. Ponomarev[1)], *M. G. Mikheev*

Moscow State University, Moscow 119991, Russia

Intrinsic tunneling spectroscopy studies of high-temperature superconductors (HTSC) are overviewed. Facts are presented evidencing the strong electron-phonon interaction and the scaling of a superconducting gap and a critical temperature in Bi-2212 nanosteps on cryogenically cleaved surfaces. A sharp extra structure in the current-voltage characteristics (CVC's) of Bi-2212 nanosteps is attributed to the presence of the extended van Hove singularity (EVHS) close to the Fermi level in slightly overdoped and slightly underdoped samples.

We have studied the intrinsic Josephson effect (IJE) in natural nanosteps (with a height from 1.5 to 30 nm) which are always present on cryogenically cleaved surfaces of Bi-2212 single crystals. A clear gap structure have been observed in the current-voltage characteristics of stacks of S-I-S junctions (nanosteps) fabricated in $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$ crystals using a break junction technique. Due to a high normal resistance of stacks ($R_n \sim 10^2$ Ohm per contact) and a limited number of contacts n ≤ 15 the range of bias voltages at $T = 4.2$ K has been expanded well above the "gap" voltage V_{gn} without significant overheating of contacts. The value of V_{gn}, corresponding to a steep rise of a quasiparticle current j_{qp} , is well described by a relation: $V_{gn} = n(2\Delta/e)$, where the gap parameter $\Delta_{4.2K} = (26 \pm 0.5)$ meV for samples close to the optimal doping ($T_c = 92 \pm 2$ K). For slightly overdoped and slightly underdoped samples a sharp extra structure in the CVC's of Bi-2212 nanosteps was observed, which we attribute to the presence of the extended van Hove singularity (EVHS) close to the Fermi level. According to Abrikosov [1] a high transition temperature T_c in HTSC occurs due to the presence of an extended van Hove singularity (EVHS) near the Fermi level. In Abrikosov's model, optical phonons with small wave vectors play the leading role in pairing. A strong electron-phonon coupling in HTSC was confirmed by the effect of generation of optical phonons by AC Josephson current, by photoemission spectroscopy data, by studies of the isotope effect, and the effect of renormalization of the quasiparticle density of states. In the present investigation interaction between AC Josephson current and Raman-active phonon modes in the entire range of phonon frequencies (up to 20 THz), including the apex oxygen mode with the energy close to 80 meV, was observed. It has been found that the structure in CVC's of Bi-2212 Josephson junctions related to generation of optical phonon modes can be observed for both underdoped and overdoped single crystals, with the doping level having only a negligible effect on the frequency of the main phonon modes. This means that the electron-phonon coupling in BSCCO does not change significantly over the entire region where superconductivity exists. At the same time we have not observed any structure which could be related to the "magnetic resonance" mode whose energy is expected to change significantly on doping. Thus the role of magnon modes in pairing is questionable. It is well established that the transition temperature T_c varies with p according to a parabolic law. At the same time there is a conflicting information about a doping dependence of a superconducting gap Δ. We have used the data of tunneling, intrinsic tunneling and Andreev spectroscopies to derive the dependence of the superconducting gap Δ on the impurity hole concentration p in Bi-2212. In all cases the superconducting gap $\Delta(T = 4.2\,\mathrm{K})$ was found to scale with the transition temperature T_c in the entire doping range (the ratio $2\Delta/kT_c$ is close to 7).

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project no. 08-02-00935).

References

1. A. A. Abrikosov, Physica C **341-348**, 97 (2000).

[1)] ponomarevy@mail.ru

О сосуществовании магнитных и сверхпроводящих корреляций в высокотемпературных сверхпроводниках

Л. А. Боярский[1)], *А. Г. Блинов*

Институт неорганической химии СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 3
Новосибирский госуниверситет, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Проблема псевдощелевого состояния в сильно коррелированных системах, прежде всего, в сверхпроводящих купратах, на протяжении многих лет будоражит умы исследователей. При изучении псевдощелевых состояний сразу же возникло несколько ключевых вопросов. Первый из них относится к природе этих состояний. Обсуждались две основные идеи — возникновение нескоррелированных куперовских пар выше точки перехода в сверхпроводящее состояние, или же образование специфических "магнитных" состояний, связанных с диэлектрическим антиферромагнитным состоянием исходного, стехиометрического соединения. Этот первый вопрос, на наш взгляд, достаточно убедительно, с опорой на многочисленные эксперименты, решен в пользу упомянутого магнитного происхождения псевдощели в спектре. К тому же псевдощелевые состояния были обнаружены в системах, не имеющих сверхпроводящей фазы вовсе. Мы ранее упоминали уже о подобной фазе в разбавленных сплавах Cr–V [1].

Второй и третий вопросы связаны с видом фазовой диаграммы температура (T) — уровень допирования (x) купратных ВТСП. Является ли кривая $T^*(x)$ действительно кривой, разграничивающей две различные фазы, или же мы имеем дело с кроссовером? И, наконец, упомянутая кривая заканчивается при подходе к сверхпроводящей области, или же псеводощелевая фаза сосуществует со сверхпроводящей? Положительный ответ на последний вопрос напрямую подводит нас к возможности использования двухжидкостной модели (в той или иной ее интерпретации) для описания процессов, происходящих в купратах и родственных электронных системах.

В последнее время к решению описываемых проблем, наряду с уже ставшими обычными методами изучения (ARPES, эффект Холла), были привлечены новые экспериментальные методики. В частности, речь идет о ЯМР [2], исследовании осцилляций Шубникова–де Гааза [3], эффекте Керра [4].

К примеру, анализ измерений времени магнитной ядерной релаксации спинов меди [2] привел к выводу, что существует два вклада: один, зависящий только от уровня допирования, и второй — только от температуры. Первый связан, по мнению авторов, со сверхпроводимостью, а второй — с псевдощелью [5]. Строго говоря, такой подход не описывает двухжидкостное поведение системы внутри "сверхпроводящего колокола", поскольку как магнитная, так и сверхпроводящая компоненты зависят от двух переменных: температуры и кислородного индекса. Однако сам факт наличия подобного разделения механизмов релаксации, на наш взгляд, в достаточной мере многозначителен.

Исследование эффекта Керра [4] привело к двум важным выводам. Прежде всего, было показано, что имеет место сосуществование магнитной и сверхпроводящей фаз при низких температурах (этот же вывод следует и из анализа дегаазовских осцилляций [3]). Второй результат — доказано, что разрушение псевдощелевой фазы происходит путем фазового перехода, что согласуется с проведенными ранее измерениями удельной теплоемкости купратов в недодопированной области.

Возвращаясь к опытам по дегаазовским осцилляциям, следует заметить, что соответствующая картина не совпадает с "классической", хотя явное сходство имеется. Очевидно, что особенности поверхности Ферми в купратах, тем более, наличие фермиевских дуг, не могли не наложить свой отпечаток на результаты измерений. Подробную интерпретацию особенностей явления в купратах можно найти в статье [6].

Результаты упомянутых исследований подтверждают выводы о магнитном характере псевдощелевого состояния в недодопированных купратах. Показано, в частности, что псевдощелевая фаза сосуществует с фазой сверхпроводящей. Это означает, что и в рамках сверхпроводящей фазы в купратах имеются антиферромагнитные кластеры, обнаруженные в нормальной фазе еще в 80-х годах методом нейтронографии. В те же годы при участии авторов данного сообщения было показано, что в нормальной фазе недодопированных купра-

[1)] boy@che.nsk.su

тов магнетосопротивление содержит линейный по магнитному полю компонент, характерный для антиферромагнитного металла, магнитное упорядочение которого связано с образованием волн спиновой плотности (эти результаты описаны в [1]).

Любопытные соображения приведены в работе [7]. При переходе диэлектрик — металл в веществе образуются два фермиевских пакета — электронный и дырочный. Первый пакет несет ответственность за магнитные корреляции, а со вторым связан сверхпроводящий переход. На наш взгляд, вероятность такого разделения функций достаточно высока.

Каким образом происходят процессы при увеличении уровня допирования? При температуре, заведомо более высокой, чем T_c, разрушение антиферромагнитного диэлектрического состояния идентифицируется как фазовый переход диэлектрик — металл. Это сопровождается, по крайней мере, частичной делокализацией не только s-носителей, но и путем образования фриделевских виртуальных состояний $3d$ электронов. Вследствие имеющего место в металлической фазе рудерманн – киттелевского взаимодействия это явление приводит к образованию кластеров волн спиновой плотности. При этом видоизменяется поверхность Ферми (возникают так называемые "фермиевские дуги"), то есть возникает псевдощелевое состояние. Как показали опубликованные в последнее время экспериментальные работы, это состояние сохраняется и при более низких температурах, сосуществуя со сверхпроводимостью.

На фазовой диаграмме, в рамках рассматриваемой модели, имеется трикритическая точка и точка квантового фазового перехода при нуле температур. Существует ли вероятность экспериментального обнаружения и исследования поведения вещества вблизи этих точек? Ряд соображений приводит к мнению о сомнительности достижения этой цели. На наш взгляд (что, вообще говоря, доказано многочисленными экспериментами), купратные ВТСП представляют собой с химической точки зрения нестехиометрические и неоднородные соединения. Это означает, что в объеме образца всегда имеется некое случайное распределение концентраций. Именно это обстоятельство, в конечном счете, и приводит к возникновению фриделевских виртуальных уровней в зоне проводимости и образованию кластеров волн спиновой плотности, то есть псевдощелевой фазы. Что же касается исследования фазовопереходных явлений, то неоднородности, равно как и примеси, приводят к характерной "размазке" изучаемых кривых, что сильно искажает результаты измерений.

В высокодопированных образцах при разрушении сверхпроводящего состояния фазовый переход испытывают все носители заряда вблизи поверхности Ферми, а в недодопированных образцах в этом процессе участвует только часть носителей (фермиевские дуги). Очевидно, что особенности фазовых переходов слева и справа от трикритической точки должны быть различными. К сожалению, принципиальная неоднородность состояния образцов делает возможность экспериментальной проверки этой гипотезы почти невероятной.

Обобщая все изложенные факты, на наш взгляд, логично высказать предположение о применимости модифицированной двухжидкостной модели для описания поведения электронных систем в таких, на первый взгляд, различных веществах как сверхпроводящие купраты и антиферромагнитные металлы.

Последнее замечание. Ныне в литературе интенсивно обсуждается ситуация, связанная с открытием сверхпроводимости в четырехатомных соединениях на основе арсенида железа (см., напр., [8]). Температура сверхпроводящего перехода здесь (пока?) не превышает 52 К, однако, большинство явлений, наблюдаемых в купратных ВТСП, имеют место и здесь. Это относится и к наличию в недодопированных образцах псевдощели.

Работа поддержана Интеграционным проектом СО РАН № 81.

Список литературы

1. Л. А. Боярский. Сб. трудов Второй Межд. конф. ФПС'06. М: ФИАН. 2006. С.40.
2. L. P. Gor'kov and G. B. Teitel'baum, JETP Letters, **80**, 221 (2004).
3. N. Doiron–Leyraud et al, cond-mat/0707.4461, 5p.
4. Jing Xia et al, Phys. Rev. Lett, **100**, 127002 (2008), 4p.
5. L. P. Gor'kov and G. B. Teitel'baum, cond-mat/0801.1728, 8p.
6. Y. D. Drew, cond-mat/070801.3117, 6p.
7. Takao Morinari, cond-mat/0805.1977, 9p.
8. see for instance: Takafumi Sato et al, cond-mat/0805.3001, 4p.

Giant fluctuation Nernst effect in superconductors

M. N. Serbyn[1], *M. A. Skvortsov*[1], *A. A. Varlamov*[2], *V. Galitski*[3]

[1] *Landau Institute for Theoretical Physics, Chernogolovka, Moscow Region, 142432, Russia*
[2] *COHERENTIA-INFM, CNR, Viale del Politecnico 1, I-00133 Rome, Italy*
[3] *JQI and CNAM, Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD 20742-4111, USA*

A theory of the fluctuation-induced Nernst effect is developed for arbitrary magnetic fields and temperatures beyond the upper critical field line in a two-dimensional superconductor. First, we derive a simple phenomenological formula for the Nernst coefficient, which naturally explains the giant Nernst signal due to fluctuating Cooper pairs. The latter is shown to be large even far from the transition and may exceed by orders of magnitude the Fermi liquid terms. It is argued that the magnitude and the behavior of the Nernst signal observed experimentally in disordered superconducting (SC) films can be well understood on the basis of SC fluctuation theory.

A series of recent experimental studies have revealed an anomalously strong thermomagnetic signal in the normal state of the HTS and disordered SC films. In the pioneering experiment [1], Xu *et al.* observed a sizeable Nernst effect in the $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ compounds up to 130 K, well above the transition temperature, T_c. This and further similar experiments on the cuprates have sparked theoretical interest in the thermomagnetic phenomena. Theoretical approaches to the anomalously large Nernst-Ettingshausen effect currently include models based on the proximity to a quantum critical point, vortex motion in the pseudogap phase, as well as a SC fluctuation scenario(see references in [1, 2]. While the two former theories are specific to the cuprate superconductors, the latter scenario should apply to other more conventional SC systems as well. Very recently, a large Nernst coefficient was observed in the normal state of disordered SC films [2]. These SC films are likely to be well-described by the usual BCS model and, hence, the new experimental measurements provide an indication that the SC fluctuations are likely to be the key to understanding the underlying physics of the giant thermomagnetic response.

We start with a qualitative discussion of the Nernst-Ettingshausen effect. Consider a conductor in the presence of a magnetic field, H_z, and electric field, E_y, directed along the z- and y-axes respectively. The charged carriers subject to these crossed fields acquire a drift velocity $\overline{v}_x = cE_y/H_z$ in the x-direction. The latter would result in the appearance of a transverse current $j_x = ne\overline{v}_x$. When the circuit is broken, no current flows, and the drift of carriers is prevented by the spacial variation of the electric potential: $\nabla_x\varphi = -E_x = (nec/\sigma)(E_y/H_z)$, where σ is the conductivity. Due to electroneutrality, this generates the spacial gradient of the chemical potential: $\nabla_x\mu(n,T) + e\nabla_x\varphi = 0$, which corresponds to the appearance of the transverse temperature gradient $\nabla_x T = \nabla_x\mu(d\mu/dT)^{-1}$ along the x-direction. Hence, the Nernst coefficient can be expressed in terms of the full temperature derivative of the chemical potential:

$$\nu_N = \frac{E_y}{(-\nabla_x T)H_z} = R_\square\beta^{xy}/H = \frac{\sigma}{ne^2c}\frac{d\mu}{dT}. \qquad (1)$$

The simple form of Eq. (1), which to the best of our knowledge has not appeared previously in the literature, suggests that in order to get a large Nernst signal, *a strong temperature dependence of the chemical potential of carriers is required*. This can be achieved in the vicinity of the superconducting transition where a new type of carriers (fluctuating Cooper pairs) appears besides the normal electrons. These excitations are unstable, have the characteristic lifetime of order $\tau_{\rm GL} = \pi/8(T - T_c)$, and form an interacting Bose gas with a variable number of particles. In two dimensions, their concentration is $n^{(2)}_{\rm c.p.}(T) = (mT_c/\pi)\ln[T_c/(T - T_c)]$ [3]. In the vicinity of T_c, the chemical potential of fluctuating Cooper pairs can be found by identifying its value in the Bose distribution to give $n^{(2)}_{\rm c.p.}(T)$ above. This leads to $\mu^{(2)}_{\rm c.p.}(T) = T_c - T$. Since $d\mu^{(2)}_{\rm c.p.}/dT = -1$, the fluctuation contribution to the Nernst signal exceeds parametrically the Fermi liquid term. In a weak field: $\nu^{(2)}_{N({\rm fl})} \sim [mc(T - T_c)]^{-1}$

The general microscopic calculation of fluctuation Nernst signal based on diagrammatic account of quantum fluctuations, is straightforward but very cumbersome. However, one can identify nine qualitatively different regions of the phase diagram (Fig. 1), where the asymptotic behavior has a simple analytical form. The corresponding nine asymptotes are presented below.

We start by discussing *the classical regime close to the critical temperature* T_c: The regions I, II, III in Fig. 1 are characterized by $\epsilon = \ln(T/T_c) \ll 1$ and $\tilde{h} = H/\widetilde{H}_{c2}(0) \ll 1$; $\widetilde{H}_{c2}(0) = 4cT_c/\pi eD$ is the lin-

early extrapolated value of the upper critical field, and D is the diffusion coefficient. These are domains in which only classical AL fluctuations are important and the DOS contribution is less singular. One can see that the result of microscopic theory for the fluctuation contribution to the Nernst coefficient coincides with the above qualitative estimate.

In the limit of vanishingly small magnetic fields $\tilde{h} \ll \epsilon$ (region I):

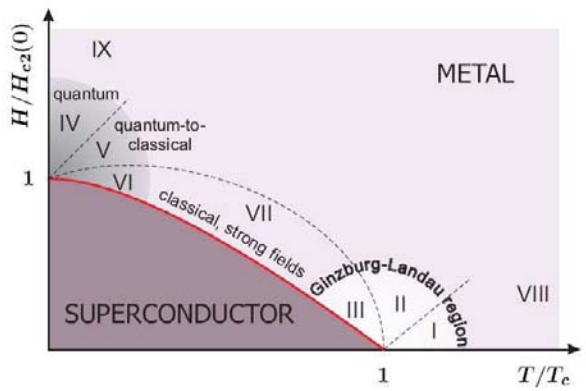
$$\beta_{\rm I}^{xy} = \beta_0 \frac{\tilde{h}}{3\epsilon} = \beta_0 \frac{\pi e D H}{12 c (T - T_c)}, \qquad \tilde{h} \ll \epsilon \ll 1. \quad (2)$$

In the limit $\epsilon \ll \tilde{h}$ (region II), and close to the transition line, at $\tilde{h} + \epsilon \ll \tilde{h}$ (region III):

$$\beta_{\rm II}^{xy} = \beta_0 \left[1 - (\ln 2)/2\right], \qquad \epsilon \ll \tilde{h} \ll 1; \quad (3)$$

$$\beta_{\rm III}^{xy} = \beta_0 \frac{\tilde{h}}{\epsilon + \tilde{h}} = \beta_0 \frac{H_{c2}(T)}{H - H_{c2}(T)}, \qquad \epsilon + \tilde{h} \ll \tilde{h} \ll 1. \quad (4)$$

Now we turn to the *quantum regime close to the upper critical field* $H_{c2}(0) = \pi c T_c / 2\gamma e D$ (regions IV, V, VI in Fig. 1), where $\gamma = 1.78\ldots$ is the Euler constant. Here the role of fluctuation magnetization M^z currents [3] becomes crucial: the $1/T$ divergence of the $\beta_{\rm M}^{xy} = cM^z/T$ exactly cancels the divergent contribution originating from all diagrams for Nernst signal calculated in Kubo formalism. This cancelation is absolutely necessary in order to satisfy the third law of thermodynamics. As a result, the total coefficient $\beta_{\rm IV}^{xy}$ remains finite in the limit or zero temperature. The exact analytical expression at $t = T/T_c \ll 1$ and $\eta = (H - H_{c2}(t))/H_{c2}(t) \ll 1$ is quite lengthy. We present below only the asymptotic expressions in the regions IV, V, VI.



Different asymptotic regions for the fluctuation Nernst coefficient on the $H - T$ phase diagram.

In the purely quantum limit of vanishing temperature and away from $H_{c2}(0)$ ($t \ll \eta$, region IV), β_{xy} is *negative*:

$$\beta_{\rm IV}^{xy} = -\frac{2\beta_0 \gamma t}{9\eta} = -\frac{\beta_0 \pi c T}{9 e D [H - H_{c2}(0)]}, \qquad t \ll \eta \ll 1. \quad (5)$$

This change of sign in thermoelectric response is similar to negative magnetoresistance in the quantum fluctuation transport for the usual electrical conductivity in the vicinity of $H_{c2}(0)$. The sign change is due to the DOS contribution being numerically larger than the positive AL term.

In the *quantum-to-classical crossover region*, where H tends to $H_{c2}(t)$ but remains limited as $t^2/\ln(1/t) \ll \eta \ll t \ll 1$ (region V), the coefficient β_{xy} becomes positive: $\beta_{\rm V}^{xy} = \beta_0 \ln(t/\eta)$. Near $H_{c2}(t)$ ($\eta \ll t^2/\ln(1/t) \ll 1$, region VI), we find: $\beta_{\rm VI}^{xy} = 8\beta_0 \gamma^2 t^2 / 3\eta$.

We also address the full classical region *just above the transition line*, which covers a wide range of temperatures and magnetic fields ($\eta \ll 1$, region VII). In this region we obtain

$$\beta_{\rm VII}^{xy} = \frac{\beta_0}{\eta} \left[1 + \frac{h}{4\gamma t} \frac{\psi''(1/2 + h/4\gamma t)}{\psi'(1/2 + h/4\gamma t)}\right], \qquad \eta \to 0, \quad (6)$$

with $h = H/H_{c2}(0)$. Close to T_c, Eq. (6) matches Eq. (4), while in the limit $T \to 0$ it matches the result obtained in region YI, provided that $\eta \ll t^2/\ln(1/t)$. We note that in deriving Eq. (6), the Landau quantization of the Cooper pair motion was crucial.

Finally, we address the "non-singular" *region far from the transition line* (regions VIII and IX in Fig. 1). The Nernst signal in this region is convergent and decreases nearly as a power law when increasing T and H:

$$\beta_{\rm VIII}^{xy} = \beta_0 \frac{eDH}{6\pi c T \ln(T/T_c)}, \qquad (1, h) \ll t; \quad (7)$$

$$\beta_{\rm IX}^{xy} = \beta_0 \frac{\pi c T}{12 e D H \ln[H/H_{c2}(0)]}, \qquad (1, t) \ll h. \quad (8)$$

In summary, we have developed a complete microscopic theory of the fluctuation Nernst effect in a two-dimensional superconductor. Our results provide a natural explanation for a large Nernst signal observed in SC films and are in good quantitative agreement with the experimental data of Herve Aubin group [2] and probably should be relevant to cuprates.

References

1. Z. A. Xu, et. al., Nature (London) **406**, 486 (2000).
2. A. Pourret, et. al., Phys. Rev. **B 76**, 144502 (2007).
3. А.А.Варламов, А.И.Ларкин, Теория флуктуаций в сверхпроводниках. Добросвет, Москва, (2007).

Анизотропия вихревой структуры и транспортных свойств в монокристаллах YBCO-124

Л. Я. Винников[1)], *Д. Э. Бойнагров, В. Н. Зверев, И. С. Вещунов*

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московской обл., 142432, Россия

J. Karpinski

Solid State Physics Laboratory, ETH 8093 Zurich, Switzerland

Вихревая решетка высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_4O_8$ исследовалась в базисной плоскости на монокристаллических образцах методом декорирования в интервале полей 40-600 Э. Обнаружена анизотропия вихревой решетки ("сжатие" правильной гексагональной ячейки вихрей в плохо проводящем направлении a в $\sim$1,3 раза не зависящее от поля). Измеренная анизотропия удельного электросопротивления ρ_a/ρ_b при температурах от T_c до комнатной составила $16 \div 9$. Обсуждаются возможные причины расхождения наших измерений с литературными данными.

Монокристаллы высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $YBa_2Cu_4O_8$ обладают заметной анизотропией свойств в базисной плоскости (ab), обусловленной расположением кислорода в двойных цепочках вдоль оси b орторомбической кристаллической структуры [1, 2, 3]. Интерес к этому соединению связан с изучением влияния на сверхпроводимость свойств в нормальном состоянии, поскольку эти монокристаллы одновременно стехиометричны, недодопированы и не двойникуются в отличие от $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [4, 5, 6, 7].

В настоящей работе исследуется вихревая структура в базисной плоскости монокристаллов $YBa_2Cu_4O_8$ с помощью высокоразрешающего метода декорирования дисперсными магнитными частицами [9, 10]. Монокристаллы выращивались из пересыщенного Y-Ba расплава под давлением кислорода 400 бар и температуре 1000° С [11]. Для электрических измерений использовался образец в форме тонкой прямоугольной пластины с размерами $1.2 \times 0.6 \times 0.05$ мм^3, боковые грани которой были параллельны кристаллографическим осям. Оси a и b лежали в плоскости пластины, при этом ось b была расположена вдоль ее длинной стороны. На углах образца (см. вставку на рис. 1) были изготовлены омические контакты. В эксперименте измерялись величины $R_a = V_{13}/J_{24}$ и $R_b = V_{12}/J_{34}$, из которых по методу Монтгомери вычислялись компоненты a и b тензора электросопротивления. По нашим измерениям анизотропия ρ_a/ρ_b удельного сопротивления в плоскости (ab) при комнатной температуре составляет примерно 8 и монотонно возрастает при понижении T, достигая 16 в области сверхпроводящего перехода. Эти значения оказались заметно выше тех, что были получены в работах [6, 8].

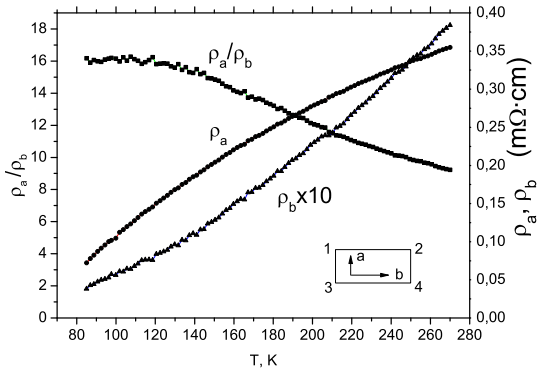


Рис. 1. Зависимость отношения удельных сопротивлений вдоль кубических направлений в базисной плоскости от температуры

Как показали наблюдения на 7 исследованных кристаллах $YBa_2Cu_4O_8$, вихревая структура состоит из доменов ("зёрен"), в которых плотноупакованные ряды вихревой решетки расположены одинаковым образом относительно осей монокристалла. Такие области разделены пунктиром на рис. 2а. На вставках рис. 2а показаны соответствующие Фурье-образы для каждого домена, а на рис. 2б совместный Фурье-образ от трех доменов. Обратим внимание, что плотноупакованные ряды вихрей в доменах (I и II) близки к направлению [100], в котором вихревая решетка "вытянута", в то время как в домене III , аналогичное направление повернуто на 90°.

[1)] vinnik@issp.ac.ru

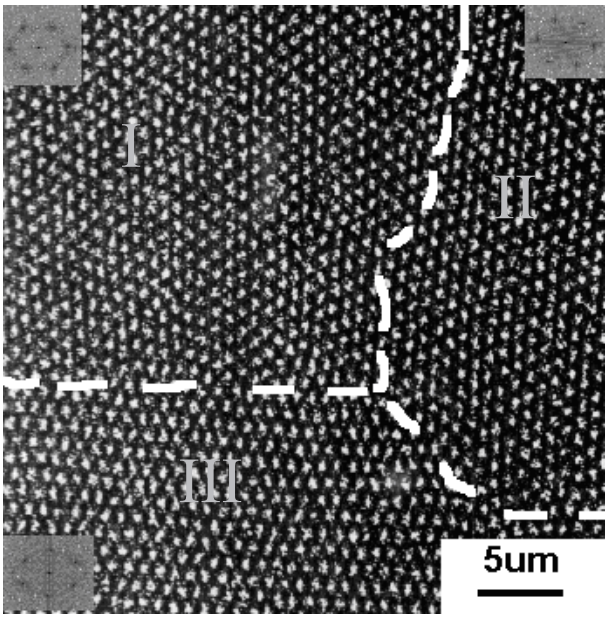


Рис. 2а. Доменная вихревая структура в базисной плоскости монокристалла YBa2Cu4O8 в магнитном поле 41Э. На вставках Фурье -образ в произвольном масштабе для каждого домена.

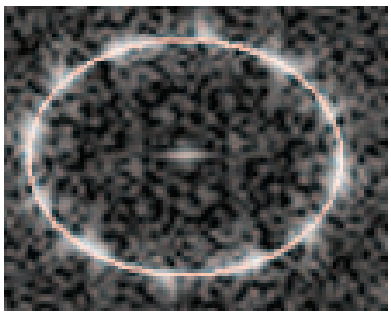


Рис. 2б. Фурье-образ в произвольном масштабе от всех доменов.

На рис. 2б хорошо видно, что Фурье максимумы от разных доменов лежат на одной эллиптической кривой. Как показали измерения, соотношение полуосей составляет $\eta = 1,26 \pm 0,1$ на разных участках образца и для разных кристаллов не зависит от магнитного поля вплоть до 600 Э.

Если интерпретировать эти наблюдения как следствие анизотропии глубины проникновения (λ_a и λ_b – глубины проникновения в направлениях [100] и [010], соответственно), то обнаруживается значительное расхождение с литературными данными [1-6]. Так, по данным работы [6] глубины проникновения составляют, соотвественно, λ_b=200 нм и λ_a =80 нм [6],а отношение удельных сопротивлений ρ_a/ρ_b =3,3 при температуре 75 К [8]. Расхождение с нашими экспериментальными данными может быть обусловлено различием эффективных масс в тензорах, определяющих анизотропию транспортных свойств, и тензоре, определяющем анизотропию сверхпроводящих параметров.

Возможной причиной существования доменной структуры является коллективный пиннинг [12] на слабых точечных центрах, приводящий к нарушению дальнего порядка в вихревой структуре [13].

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований ОФН РАН и РФФИ 07-02-00174.

Список литературы

1. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis, P. Wachter, J. Less-Common Metals, **164/165** , 20-30 (1990).
2. J. Schoenes, J. Karpinski, E. Kaldis, J. Keller, P. de la Mora, Physica C166 , **145-150** (1990).
3. B. Bucher, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Physica C167, **324-334** (1990).
4. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis and P. Wachter, Phys. Rev. Lett., **70**, 2012 (1993).
5. Kuan Zhang, D. A. Bonn, S. Kamal et al, Phys. Rev. Lett. **73**, 2484 (1994).
6. D. N. Basov, R. Liang, D. A. Bonn, et al, Phys. Rev. Lett., **74**, 598 (1995).
7. В. Н. Молчанов, М. К. Бломберг, М. Ю. Мерисало и др. Письма в ЖЭТФ, **66**, 502 (1997).
8. J. Schoenes et al. Phys. Rev. B, **48**, 16869 (1993).
9. U. Essmann, H. Träuble, Phys. Lett. A, **54**, 596 (1967)
10. L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, L. A. Gurevich, The Real Structure of high-Tc Superconductors, vol. **23** , Springer Series in Materials Science (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg) edited by V. Sh. Shekhtman, 89 (1993)
11. J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki et al, J. Less-Comm. Met. **150**, 129 (1989).
12. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP, **38**, 854 (1974).
13. A. I. Larkin, Sov. Phys. JETP, **31**, 784 (1970).

Magnetic field, temperature and frequency dependence of complex conductance of ultrathin $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films

V. A. Gasparov[1)]

Institute of Solid State Physics RAS, 142432, Chernogolovka, Moscow district, Russian Federation

E. Zhukova, A. Voronkov, B. Gorshunov

Prokhorov General Physics Institute RAS, Moscow, Russian Federation

Q. Li

Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

We report the magnetic field, temperature and frequency dependencies of the complex sheet conductance, $\sigma(\omega,T)$, 1–3 unit cell (UC) thick $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films sandwiched between semiconducting $Pr_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-x}$ layers. Experiments have been carried out at frequencies from 2 MHz up to 250–500 GHz. We revealed the maximum $Re\sigma(\omega,T)$ which sharply shift to higher temperatures with increasing ω. The dependence of $H_{c2}(T)$ is exponential close to T_c, with a break in a slope at the Berezinski- Kosterlitz-Thouless (BKT) temperature T^{dc}_{BKT}, due to the vortex-antivortex pair unbinding, and linear below because the Abrikosov vortex formation. We have compared our experimental results with the extended dynamic theory for the T^{ω}_{BKT} transition and found that the research explored the dynamics of bound vortex-antivortex pairs with short separation lengths.

Many studies provide evidence supporting two dimensional (2D) XY, i.e., Berezinskii–Kosterlitz–Thouless (BKT - type ordering [1, 2]) effects in HTSC single crystals and thin films (see references in [3]). However, Repaci *et al.* [4] have pointed out that a precondition [5] for the BKT transition to occur in a superconductor, i.e. the sample size $L_s < \lambda_{eff}$, (here $\lambda_{eff} = 2\lambda^2/d$ is the effective penetration depth and d is the film thickness), is not satisfied even in YBCO films as thin as 1-UC thick. It was shown, from the study of *dc* I–V curves that free vortices exist even at low temperatures, indicating the absence of the BKT transition at *dc*. Minnhagen [6] suggested that although the usual BKT transition is not present when $L_s < \lambda_{eff}$, it is still possible to observe the BKT transition–like response at high frequencies from the bound pairs which have vortex separation length $\xi^+ < \lambda_{eff}$. According to this theory, the electromagnetic response of a 2D superconductor is dominated by those bound pairs that have $\xi^+ \sim l_\omega$, where $l_\omega = (14D/\omega)^{1/2}$ is the vortex diffusion length and D is the vortex diffusion constant. Our preliminary study [3] have shown that it is possible indeed to detect the response of vortex-antivortex pairs with short separation lengths at radio, RF (2 MHz–1 GHz), and microwave, MW (30 GHz), frequencies in the ultra thin YBCO films, even though the usual BKT transition is not present. Here, we report the recent study of the magnetic field, frequency and temperature dependencies of the complex sheet conductance, $\sigma(\omega,T)$, of 1- to 3-UC thick YBCO films sandwiched between semiconducting $Pr_{0.6}Y_0.4Ba_2Cu_3O_{7-x}$ layers in the frequency range from few MHz up to 500 GHz.

[1)] vgasparo@issp.ac.ru

A multi target pulsed-laser ablation system with a computer controlled laser triggering and target exchange system was used for deposition of epitaxial ultrathin $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films sandwiched between semiconducting 100 Å buffer and 50 Å cover layers of $Pr_{0.6}Y_{0.4}Ba_2Cu_3O_{7-x}$ on atomically flat and well-lattice-matched (100) $LaAlO_3$ substrates.[3] The $\sigma(\omega,T)$ at RF in thin films was investigated employing a single coil self inductance technique. Here $\sigma(\omega,T) = \sigma_1(\omega,T) - i[\omega L_k(\omega,T)]^{-1}$, where $\sigma_1(\omega,T)$ is the dissipative component of the sheet conductance and $L_k(\omega,T) = \mu_0\lambda^2/d$ is the sheet kinetic inductance. A detailed description of the analysis of the data and the evaluation of the real, ReM(T), and imaginary, ImM(T), parts of the mutual inductance between a coil and a film, M(T), as well as the high frequency conductivity, has been given elsewhere.[3] The measurements in the THz frequency range are performed using a coherent source interferometer in the spectral range between 200 GHz and 500 GHz in order to investigate the amplitude of the transmission through the film. A detailed description of the measurement technique, the analysis of the spectra, and the evaluation of the THz conductivity, has been given elsewhere. [7]

In Fig. 1, we plot $\omega Re\sigma(T)$ at 8 MHz, $\Delta Q^{-1}(T)/Q_0^{-1}(4.2K)$ determined from MW data

(30 GHz) [3], dc resistivity and THz conductivity for 3–UC sample. As we can see, the T^{ω}_{BKT} value, determined as the maximum position of the losses, largely increases as the frequency raises from 8 MHz to 30 GHz and slightly increases at THz range. Even larger shift of T_{BKT} was observed in 1-UC film and no shift was detected in a 2000 Å thick YBCO film.

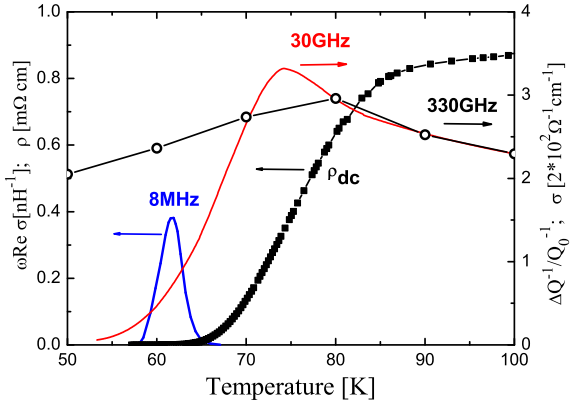


Fig. 1.(Color online) Temperature dependence of *dc* $\rho(T)$ (squares), $\omega Re\sigma(T)$ at 8 MHz (blue line), $\Delta Q^{-1}(T)/Q_o^{-1}(4.2\ K)$ at 30 GHz (red line) and THz conductivity (black points) as well for a 3–UC film.

The observed high frequency response is dominated by those pairs with $\xi^+ \sim l_\omega$.[6] At temperatures below T^{ω}_{BKT}, the dissipation is proportional to the number of such vortex-antivortex pairs, which grows gradually with T up to T^{ω}_{BKT}. At the higher temperature side, $T > T^{\omega}_{BKT}$, σ_1 decreases with increasing T ($\sigma_1 \sim 1/(n_f\mu)$), where n_f is the density of free vortices and μ is the vortex mobility.[6] Dissipation is largest when the correlation length ξ^+ becomes equal to $l_\omega(T)$ which determines the BKT transition temperature $T^{\omega}_{BKT} \sim (\omega)^{1/2}$ at a given frequency. However, we found rather small increase of the maximum position of $\sigma_1(T)$ at THz range which means limitation of this scenario at very high frequencies.

Fig. 2 shows the temperature dependence of $H_{c2}(T)$ of 1 UC thick YBCO film at different magnetic field perpendicular to the sample plane. This behavior is due to destroy of BKT transition by small magnetic field. This is clear from the $log(H_{c2})$ vs T plot shown on the right side of this figure. We can see the break in slope of $H_{c2}(T)$ at almost the same temperature as a break on $L_k^{-1}(T)$ [3], proven the determination of T^{dc}_{BKT}. Recently it was observed that the critical behavior of magnetization for 2D superconducting layers in a perpendicular magnetic field near the BKT transition is rather complex. [8] The

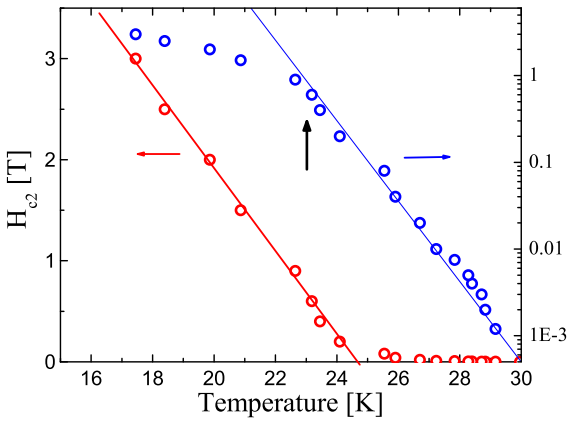


Fig. 2.(Color online) Temperature dependence of the upper critical magnetic field in linear (left Y axe) and logarithmic (right Y axe) scales for 1UC film.

full analysis of $H_{c2}(T)$ dependence will be published elsewhere.

In summary, we report several results of high frequency conductivity of ultra thin YBCO films which are in qualitative agreement to the prediction of the dynamic theory of vortex-antivortex pairs with short separation lengths. The unbinding of the vortex pairs were observable at high frequencies even though a *dc* BKT transition is absent in the samples.

This work was supported by the RAS Programs: New Materials and Structures (Grant 4.13) and "Quantum macrophysics".

References

1. L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1971); ibid **34**, 610 (1972).
2. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973); Prog. Low Temp. Phys. B **7**, 373 (1978).
3. V. A. Gasparov , G. Tsydynzhapov , I. E. Batov and Qi Li, J. Low Temp. Phys. **139**, 49 (2005).
4. J. M. Repaci , C. Kwon , Qi Li *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 9674 (1996).
5. M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, Phys. Rev. Lett. **42**, 1165 (1979).
6. P. Minnhagen, B. I. Halperin, D. R. Nelson *et al.*, Phys. Rev. B **23**, 5745 (1981); P. Minnhagen, Rev. Mod. Phys. **59**, 1001 (1987).
7. A. V. Pronin , B.P. Gorshunov , A. A. Volkov *et al.*, JETP **82**, 790 (1996); A. V. Pronin, M. Dressel, A. Pimenov *et al.* Phys. Rev. B **57** 14416 (1998).
8. V. Oganesyan, D. A. Huse, and S. L. Sondhi, Phys. Rev. B **73**, 094503 (2006).

Power-low Disribution of the Flux Avalanches in a Josephson Medium

O. V. Gerashchenko[1)]

B. P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina 188300, Russia

Avalanche flux penetration dynamics has been experimentally observed in a Josephson medium, a granular high-T_c superconductor, with slowly increasing an external magnetic field. The observed voltage spikes are associated with the stepwise penetration of the field into the superconductor and obey the power-law size distribution. The results directly confirm the hypothesis of self-organized criticality in such a system. But details of fluctuation dynamics in the self-organized critical state of such system is not clear completely.

Granular high-T_c superconductors are known to be strong-pinning multiply-connected Josephson media that can be described by the critical state concept (see, e.g., [1, 2]), proposed for ordinary type-II superconductors by Bean [3].

According to Ginzburg in Ref. [4], the main parameter of a Josephson medium is the ratio of the characteristic granule area to the Josephson vortex area:

$$V = \frac{a^2}{\lambda_{eff}^2}, \quad \lambda_{eff}^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\mu_{eff}\, j_c a}, \qquad (1)$$

where μ_{eff} is the effective permeability of the Josephson medium, j_c is the critical current density. The continual approach of the critical state is valid for the case $V \ll 1$. Taking $j_c = 10^6\,\mathrm{A/m^2}$, $\mu_{eff} = 0.5$, and $a = 10\,\mu$m, we obtain $V \approx 2$. Thus, criterion (1) is violated. Physically, this implies that each elementary loop formed by adjacent granules serves as a discrete pinning center for the flux quanta. Therefore, strong pinning is an intrinsic property of the system. In this case, continuum equations are inapplicable and the Josephson medium is described by the equations with marked discreteness that are equivalent to those describing the system with self-organized criticality (SOC) [5]. Structurally, the critical state combines a large number of metastable critical states through which the system walks. An external perturbation drives the systems out of one such metastable critical state and generates a dynamic process (avalanches). The avalanches may be either small or large, involving the whole system, but both are induced by equally small perturbations. This behavior was called self-organized criticality, which manifests itself in a power-law size distribution of aches.

Ginzburg [4] showed that the self-organized critical state in the low-field electrodynamics of the Josephson medium appears from Maxwell's and Josephson equations, and, consequently, the avalanche dynamics is an intrinsic property of the system.

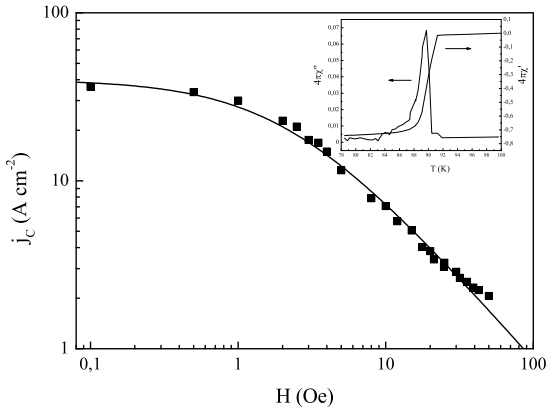


Fig. 1. Critical current density versus the external magnetic field at $T = 78\,\mathrm{K}$. The insert shows the real (right) and imaginary (left) components of the magnetic permeability of the sample.

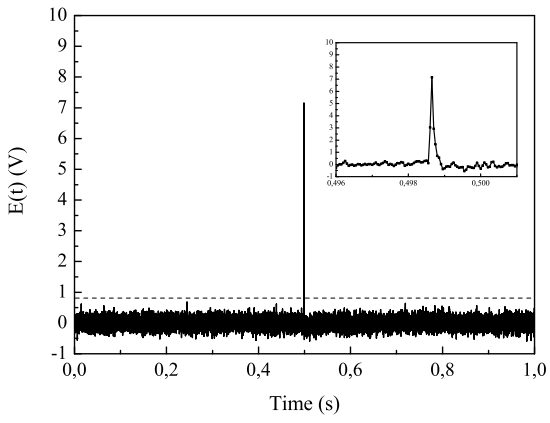


Fig. 2. A record in which the flux jump is observed. The dash line indicate the signal cutoff level. The insert presents the shape of a voltage spike in detailed time scale. The field ramping rate $1.13 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{Oe/s}$, which corresponds to one flux quantum Φ_0 per second.

[1)] gerashch@pnpi.spb.ru

Thus, the appearance of a self-sustaining critical state (according to the Bean model [3]) and the characteristic scaling avalanche dynamics (according to the Bak model [5]) are the main attributes of the self-organized critical state in hard superconductors. Thus, the experimental study of the flux dynamics particularly in a Josephson medium with strong internal pinning on discrete Josephson loops, which is exemplified by a granular high-T_c superconductor, is of supreme importance for the confirmation of the self-organized critical state in such a system [6].

The pickup coil study was carrier out on the $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ceramic prepared by the standard procedure. An external magnetic field was generated by the coil with a self-made high-accuracy integrating current source, which provided an accurate long-term linear field sweep. The measurements were performed in at liquid nitrogen temperature.

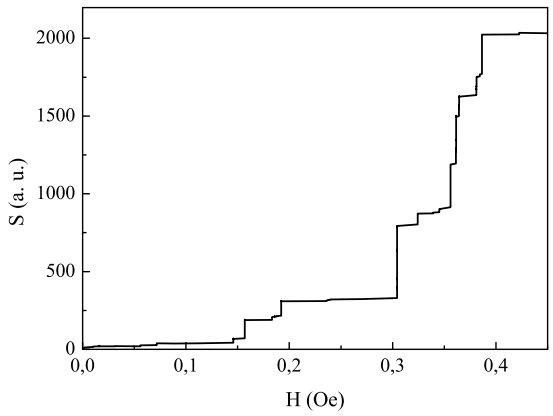


Fig. 3. Accumulated amplitude of voltage spikes at the field ramping rate $13\,\Phi_0/s$. The record time is 3600 s.

The accumulation time was as long as several hours, depending on the time constant of the current source, and the rate of the flux variation in the sample was down to one quantum Φ_0 per second. Before each measurement, the sample was warmed up with a subsequent zero-field cooling.

The jumps of the flux penetrating into the sample were detected as short unipolar spikes of the voltage induced in the pickup coil. The apparatus allows us to observe avalanches of at least 100 flux quanta, which is coobtained by Field et al. [7].

Fig. 1 shows the dependence of critical current density versus the extenal magnetc field and indicates that the range of low-field electrodynamics, wher the critical current is field-independed and the Bean model is applicable, is $H < 1$ Oe.

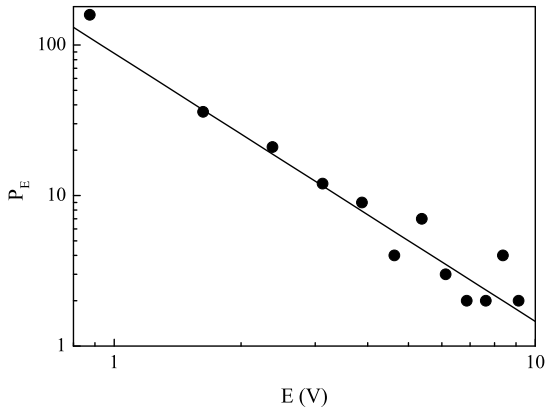


Fig. 4. Amplitude distribution of voltage spikes. The slope of the linear fit is $k = -1.8$.

Fig. 2 presents a record of spike voltage in which the flux jump is observed. The fragment of the accumulated amplitude of spikes $S \sim \sum E_i$, where E_i is the induced voltage exceeding the threshold value equal to five standard deviations, is shown in Fig. 3. The quantity S is proportional to the flux that has entered the sample. Obviously, the flux jumps of the random amplitude are observed.

Fig. 4 presents the amplitude distribution of the voltage spikes. The flux penetration is seen to occur in the form of jumps that obey a power-law amplitude distribution $P_E \sim E^k$, where $k = -1.8 \pm 0.2$.

In summary, such a scaling behavior is direct evidence of the existence of the self-organized critical state in the Josephson medium.

This work was supported by the RFBR (grant N 08-02-00314-a), and by the Division of Physical Sciences RAS (programs "Macrophysics" and "Strongly Correlated Electrons in Semiconductors, Metals, Superconductors, and Magnetic Materials").

References

1. E. B. Sonin, JETP Lett. **47**, 496 (1988).
2. J. R. Clem, Physica C **50**, 153 (1988).
3. C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
4. S. L. Ginzburg, JETP **79**, 334 (1994).
5. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A **38**, 364 (1988).
6. O. V. Gerashchenko, JETP Lett. **86**, 470 (2007).
7. S. Field et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 1206 (1995).

Отрицательное тепловое расширение монокристаллов La_2CuO_{4+x} в диэлектрической и сверхпроводящей фазах при низких температурах

А. И. Головашкин[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

И. Б. Крынецкий

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

А. П. Русаков, Д. А. Шулятев

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

Выполнены измерения теплового расширения при низких температурах в монокристаллах La_2CuO_{4+x} с разным содержанием кислорода. Аномальное (отрицательное) расширение обнаружено как в диэлектрическом, так и в ВТСП образцах. Найдена анизотропия теплового расширения.

Ранее для ВТСП систем были обнаружены два главных явления в тепловом расширении при низких температурах (НТ): отрицательный коэффициент расширения и аномально сильное влияние магнитного поля на него. Причем в этой области температур отсутствовал явный структурный фазовый переход. Такое сильное влияние поля на при отсутствии фазового перехода указывает на то, что аномалия обусловлена каким-то электронным упорядочением, которое разрушается магнитным полем. В системе La_2CuO_{4+x} можно получить как диэлектрическую, так и ВТСП фазу при небольшом изменении состава по кислороду. Поэтому эта система очень удобна для выяснения вопроса о природе вышеуказанных аномалий теплового расширения. В частности, обусловлены ли эффекты отрицательности коэффициента теплового расширения и сильного влияния поля на него переходом образца в сверхпроводящее состояние. Кроме того, эта система - одна из наиболее простых ВТСП систем, содержащая всего один слой CuO_2 в элементарной ячейке, поэтому представляло интерес провести измерение при НТ именно на ней.

Монокристаллы La_2CuO_{4+x} приготовлены двумя методами: методом выращивания из раствора в расплаве, давшим диэлектрические образцы, и методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом, давшим сверхпроводящие (СП) образцы с повышенным содержанием кислорода [1]. Измерение теплового расширения $\Delta L/L$ проводилось дилатометрическим методом с чувствительностью порядка 5×10^{-7}.

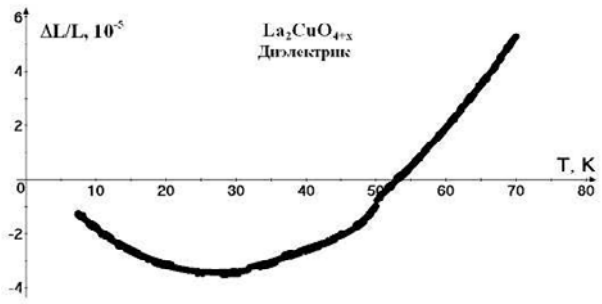


Рис. 1. Зависимость $\Delta L/L$ для диэлектрического образца La_2CuO_{4+x} в области температур T=7-70 K.

На рис. 1 показана зависимость $\Delta L/L$ для диэлектрического образца La_2CuO_{4+x} в области температур $T = 7-70$ K. Для этого образца измерение магнитной восприимчивости показало отсутствие СП фазы до $T = 4.2$ K. На рис. 2 приведены результаты для ВТСП монокристалла La_2CuO_{4+x} в плоскости "ab" (кривая 1) и вдоль оси "c" (кривая 2). На вставке показан переход в СП состояние, измеренный по магнитной восприимчивости.

В результате проведенных исследований было показано, что аномалия теплового расширения наблюдается в диэлектрическом образце La_2CuO_{4+x}, т.е. явление в данном случае не обусловлено сверхпроводящим состоянием. Этот вывод согласуется с нашими данными для образца $La_{1.9}Sr_xCuO_4$ [2], где эффект наблюдался при $T > T_c$ и было обнаружено аномально сильное влияние магнитного поля на тепловое расширение. Совокупность этих данных указывает на электронную природу аномальности теплового расширения в La_2CuO_{4+x} при НТ.

[1)] golov@sci.lebedev.ru

Для ВТСП образца обнаружена значительная анизотропия теплового расширения.

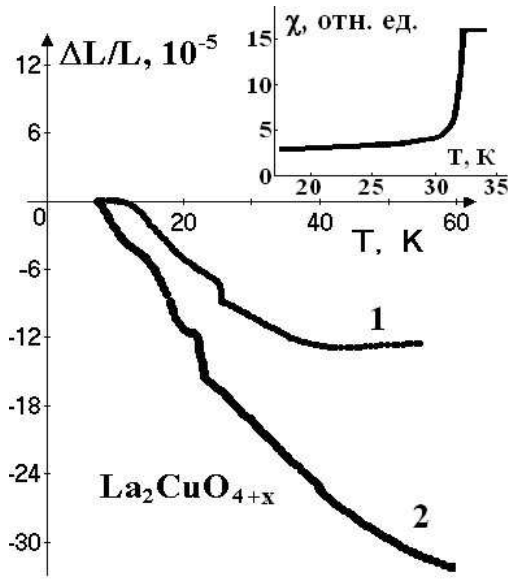


Рис. 2. Зависимость $\Delta L/L$ для ВТСП монокристалла La_2CuO_{4+x} в плоскости "ab" (кривая 1) и вдоль оси "c" (кривая 2). На вставке показан переход в СП состояние, измеренный по магнитной восприимчивости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН и Миннауки.

Список литературы

1. D. Shulyatev, et al., J. Crystal Growth, **198-199**, 511 (1999).
2. Н. В. Аншукова и др., Письма в ЖЭТФ, **71**, 550 (2000).

Исследование пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик в ВТСП-системе $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ с помощью магнитооптического метода

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина[1)], *А. М. Цховребов*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Л. С. Успенская

Институт физики твердого тела РАН Черноголовка, Россия

Пространственно-неоднородное состояние сверхпроводник-диэлектрик визуально наблюдалось в ВТСП системе $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ($T_c \simeq 30$ K) с помощью магнетооптического (МО) метода. Появление пространственно-неоднородной фазы было обнаружено вблизи 21 K, в соответствии с результатами более ранних исследований [1], где наблюдались аномальные гальвано-магнитные характеристики $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ при температурах ниже $T^* \simeq 17$ K. Все аномальные явления были объяснены переходом из однородной сверхпроводящей фазы в пространственно неоднородное состояние сверхпроводник-диэлектрик (ПНССД). Магнитооптические (МО) исследования показали, что кристалл $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ведет себя как однородный сверхпроводник в интервале температур 21-30 K. Неоднородность состояния проявляется при температурах ниже $T \simeq 21$ K в виде фрагментации магнитооптического изображения, отражающего локальные неоднородности магнитной проницаемости образца. Характерный размер неоднородностей - десятки микрон, а их амплитуда увеличивается с понижением температуры вплоть до 13.5 K - наинизшей температуры, достигавшейся в наших экспериментах.

В наших более ранних работах [1, 2] был обнаружен ряд аномальных свойств системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в сверхпроводящем состоянии. В первую очередь это 1) восстановление резистивного состояния при температурах ниже сверхпроводящего перехода, зависящее от величины рабочего тока и магнитного поля; 2) нелинейные свойства - "диэлектричекий" рост сопротивления при температурах ниже критической, зависящий от величины рабочего тока и магнитного поля, причем значение сопротивления может превышать величину остаточного сопротивления выше критической температуры на несколько порядков; 3) подавление "диэлектрического" роста сопротивления магнитным полем одновременно с подавлением сверхпроводимости; 4) гистерезис вольт-амперных характеристик, зависящий от температуры и магнитного поля; 5) немонотонная температурная зависимость критического тока, определенного из ВАХ, с максимумом при $T^* = 17$ K; 6) положительная кривизна температурной зависимости критического магнитного поля $H_{C2}(T)$, определенного из резистивных переходов, во всем исследованном интервале температур вплоть до относительной температуры $T/T_C = 0.08$, без намеков на насыщение; 7) свойства образца аналогичны свойствам множественной 3-d джозефсоновской сети. Подобные аномальные проявления наблюдались также в системах BaPbBiO [3], SrKBiO [4] и NdCeCuO [5]. Все перечисленные аномалии удалось объяснить с помощью модели ПНССД, предложенной в [6], согласно которой при определенных условиях системе оказывается выгодным перейти в состояние, характеризующееся одновременно двумя щелями: диэлектрической и сверхпроводящей, промодулированными в пространстве в противофазе и взаимообуславливающими друг друга. При этом транспорт через диэлектрические области осуществляется путем джозефсоновского туннелирования. Факт перехода в (ПНССД) объясняет все перечисленные выше аномалии за исключением положительной кривизны $H_{C2}(T)$. Последнее можно объяснить, если предположить, что ПНССД, возникнув при T^*, меняется при дальнейшем понижении температуры, например, меняются амплитуды или периоды модуляций сверхпроводящей и диэлектрической щелей. В [2] мы сообщали о визуализации пространственно неоднородной фазы с помощью магнитооптики. В данной работе приведены результаты исследования данного состояния МО методом [7]. В МО-методе контраст изображения создается составляющей магнитного поля, перпендикулярной наблюдаемой поверхности образца. В экспериментах использовалась как параллельная, так и перпендикулярная поверхности образца ориентация внешнего магнитного поля

[1)] zherikh@sci.lebedev.ru

H. В случае перпендикулярного поля наблюдается усредненная по объему конфигурация магнитного потока, проникающего в образец. При параллельной ориентации поля, если оно достаточно слабо, и не проникает в сверхпроводящие области, огибая их, на границе сверхпроводящих и нормальных областей появляются искажения направления поля, и, как следствие, возникает перпендикулярная поверхности составляющая H, которая и приводит к появлению контраста. Эксперимент проводился в двух режимах: охлаждение в слабом постоянном внешнем магнитном поле и введение магнитного поля при постоянной температуре. Монокристаллы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ были выращены по методике. МО исследования показали, что в интервале температур 21-30 K монокристалл $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ведет себя как однородный сверхпроводник. При = 21 K появляется контраст МО изображения (рис. 1a), свидетельствующий о возникновении локальных неоднородностей магнитной проницаемости, т.е. о неоднородности сверхпроводящих свойств. С понижением температуры расслоение усиливается, что отчетливо видно на рис. 1b, где приведены профили яркости МО изображения при различных температурах вдоль определенной линии, указанной на рис. 1a. По мере охлаждения до 13.5 K - самой низкой температуры в наших экспериментах, амплитуда модуляции яркости увеличивается. Т.е. с понижением температуры растет амплитуда модуляции локальной восприимчивости или иначе амплитуда модуляции локальных сверхпроводящих свойств, что согласуется с моделью ПНССД. Период модуляции - порядка десятков микрон, остается неизменным. На рис. 2 приведены температурные зависимости захваченного после введения $H = 190$ Э магнитного поля, усредненного вдоль соответствующих линий, указанных на рис. 1a. Магнитный поток практически не захватывается в однородной сверхпроводящей фазе ($>$ 21 K). В ПНССД мы наблюдаем захват потока, который усиливается с понижением температуры. Некоторые зависимости M(T) имеют немонотонный характер (рис. 2), что можно объяснить следующим образом: захваченный магнитный поток распределяется неравномерно и место локализации захваченного потока зависит от температуры.

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01167-a.

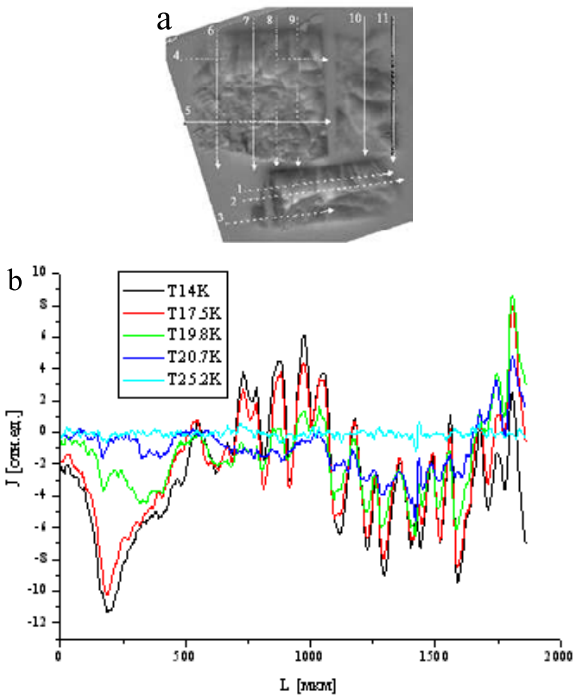


Рис. 1. a - МО изображение монокристалла $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ в $\parallel$ поле $H = 27$ Э при $T = 17.5$ K, b - профили яркости МО изображений, при различных температурах в $\parallel$ поле $H = 27$ Э.

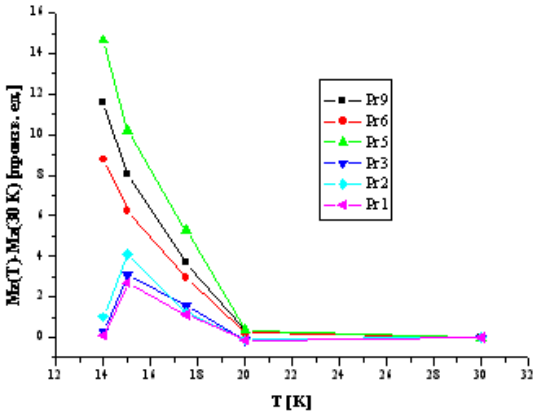


Рис. 2. Усредненное вдоль профиля значение захваченного магнитного поля в образце.

Список литературы

1. Н. В. Аншукова et al., ЖЭТФ **97**, 1635 (1990).
2. L. N. Zherikhina et al., Physica C **451**, 388 (2003).
3. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, ФТТ **26**, №5, 1374 (1984).
4. D. C. Kim et al., Physica C , br 364-365, 278 (2001).
5. А. И. Головашкин et al., "ВТСП система $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-Y}$", Труды ФПС08, (2008).
6. А. А. Горбацевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токатлы, Письма в ЖЭТФ **54**, 736 (1990).
7. L. S. Uspenskaya et al., Physica C **390/2**, 127 (2003).

Природа пика магнитосопротивления в слоистых сверхпроводниках

С. Г. Зыбцев

Институт Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова, 125009 Москва, Россия

Исследованы угловые зависимости магнитосопротивления субмикронных мостиков слоистого сверхпрповодника $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (BSCCO). При малых отклонениях магнитного поля H от плоскости ab (<1 градуса) и ориентации $H \perp a, I$, ток $I \| a$, обнаружен центральный пик сопротивления. При отклонении от ориентации $H \perp a, I$ в плоскости ab пик резко размывается, и в ориентации $H \| a, I$ пик трансформировался в слабый центральный минимум с двумя максимумами. Пик объясняется движением джозефсоновских вихрей поперек слоев и пиннингом на абрикосовских вихрях.

Одной из отличительных особенностей слоистых ВТСП является их высокая анизотропия вдоль оси с. Параметр анизотропии $\gamma = \xi_\| / \xi_\perp$ может достигать 100 и выше. Такие сверхпроводники можно рассматривать как набор двухмерных сверхпроводящих слоев, разделенных джозефсоновскими переходами. Двухмерная природа делает картину резистивного состояния ВТСП намного ярче и многообразной. В нулевом магнитном поле температурные флуктуации приводят к рождению двухмерных (в одном слое) пар вихрь-антивихрь, которые могут разрываться под действием тока и приводить к диссипации. Смешанное состояние ВТСП также значительно отличается от традиционных сверхпроводников. В параллельных полях диссипация определяется движением джозефсоновских вихрей. В перпендикулярных магнитных полях абрикосовский (трехмерный) вихрь представляет собой связку из двухмерных вихрей, которые могут под действием флуктуаций вырываться из кора и вносить вклад в диссипацию. В наклонных полях решетка вихрей представляет собой ступенчатую структуру, состоящую из джозефсоновских вихрей и двухмерных вихрей. Одной из особенностей слоистых ВТСП является наблюдение вблизи T_c нулевой аномалии - пика сопротивления в параллельных полях $H \| ab$ [1, 2]. Малое отклонение магнитного поля от плоскости ab приводит к резкому падению сопротивления, затем к его росту. Аномальное поведение заключается в том, что для сверхпроводников с малой анизотропией рост перпендикулярной компоненты магнитного поля $\delta H \perp ab$ всегда приводит к росту сопротивления. Было предложено несколько объяснений, одно из которых относилось к фазовому переходу в присутствии сильных двухмерных флуктуаций: от мобильной вихревой фазы - газ к менее мобильной фазе - твердое [1]. Другое объяснение [2] было связано с движением поперек слоев под действием силы Лоренца джозефсоновских вихрей. Вблизи T_c движение носило характер прыжковой проводимости, что подтверждалось на эксперименте нелинейной зависимостью высоты пика от тока. Чтобы исключить первое объяснение, было решено провести угловые измерения магнитоспротивления на субмикронных мостиках с размером <1 мкм$<\lambda$ (λ - глубина проникновения магнитного поля) [3], в которые может войти один или несколько абрикосовских вихрей. Мостики изготавливались из BSCCO вискеров толщиной ~ 0.15 мкм и шири-

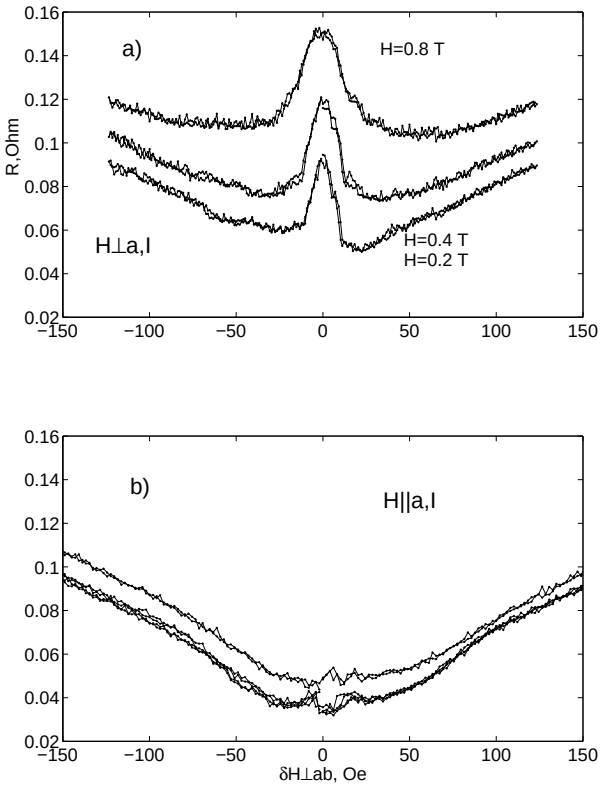


Рис. 1. Зависимость сопротивления от перпендикулярной компоненты магнитного поля при температуре $T = 60\ K$.

ной 10-20 мкм. Транспортные угловые измерения проводились в криостате с внешнем вращающимся магнитным полем (до 1.5 Тл). Встроенный внутренний электромагнит позволял вводить перпендикулярную компоненту магнитного поля $\delta H \perp ab$, что равноценно отклонению параллельного магнитного поля на малые углы. На рис. 1 приведены зависимости сопротивления мостика при разных параллельных H от $\delta H \perp ab$. В лоренцевской конфигурации $H \perp a, I$ (рис. 1a) виден четкий нулевой пик сопротивления. По амплитуде (в относительных единицах) пик на порядок превосходит пик для объемных кристаллов [1] и в 2 раза уже по углу. Это говорит не в пользу механизма вихревых фазовых переходов. Далее, при отклонении от лоренцевской конфигурации пик сопротивления резко уменьшается, и в параллельной ориентации (рис. 1b) $H \| a, I$ пик преобразуется в слабый центральный минимум с двумя максимумами. Нетрудно предположить, что последнее является суперпозицией резкого минимума от перпендикулярной компоненты и размытого центрального максимума. Центральный максимум является следствием неидеальности мостика (в нашем случае это микросужение). На рис. 2 показан центральный максимум сопротивления в поле 0.2 Тл в более подробном масштабе. Видна четкая периодическая структура с периодом ~ 3.5 Э. По порядку величины это соответствует краевому барьеру для вхождения абрикосовских вихрей. Т.е. пик образуется вхождением 2-3 абрикосовских вихрей. Такое аномальное отрицательное магнитосопротивление может быть только из-за пиннинга джозефсоновских вихрей на абрикосовских. Вблизи температуры перехода из-за сильных флуктуаций джозефсоновские вихри в лоренцевской конфигурации могут двигаться поперек слоев, появляется начальная диссипация, затем при добавлении перпендикулярной компоненты в мостик начинают входить абрикосовские вихри, из-за пиннинга джозефсоновских вихрей на абрикосовских диссипация резко уменьшается, а затем возрастает с увеличением числа абрикосовских вихрей благодаря обычному вязкому течению потока. Похожее взаимодействие джозефсоновских и абрикосовских вихрей наблюдалось в структурах с протеканием тока поперек слоев [4].

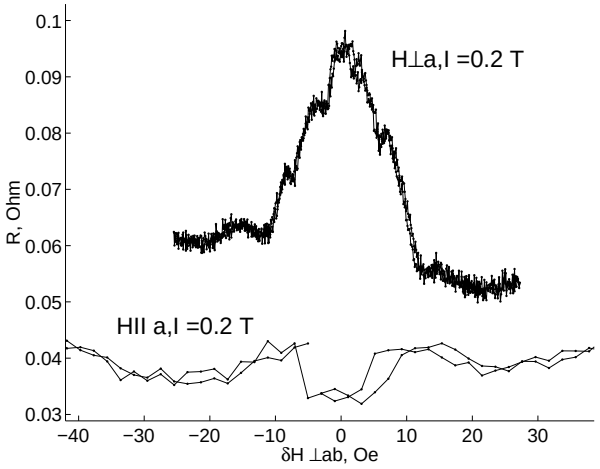


Рис. 2. Зависимость сопротивления от перпендикулярной компоненты в параллельном поле 0.2 Тл.

Работа поддержана грантами РФФИ № 06-02-72551-НЦНИЛ-а. Автор благодарен Латышеву Ю. И. за обсуждение результатов и Орлову А. П. за помощь в эксперименте.

Список литературы

1. S. Aukkaravittayapun, P. J. King, Yu. I. Latyshev, R. M. Bowley, Physica C **227**, 196 (1997).
2. P. Chaparalla et al., Phys. Rev.**53**, 5818 (1996).
3. S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii, I. G. Gorlova, Yu. I. Latyshev, V. N. Timofeev, Jornal of Physics Conference Series **43**, 643 (2006).
4. Yu. Latyshev and A. Volkov, Physica C **182**, 47 (1991).

Electron transport in oxide superconducting heterostructure with manganite interlayers

Y. V. Kislinskii [1)], *G. A. Ovsyannikov* [1,2], *P. V. Komissnskiy* [1,3], *K. Y. Constantinian* [1], *A. V. Shadrin* [1], *I. V. Borisenko* [1].

[1] *Institute of Radio engineering and Electronics, Mokhovaya 11-7, Moscow 125009, Russia*
[2] *Chalmers University of technology, Geteborg S 41296, Sweden*
[3] *Darmstadt University, Darmstadt, Germany*

Electrical conductivity of oxide heterostructures based on $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ with a manganite interlayer $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ or $LaMnO_3$ were investigated. The upper electrode was composed from Au и Nb films. Experimentally observed features in differential conductance versus voltage are discussed taking into account density of states in manganite interlayer and interfaces.

Hybrid superconducting structures with magnetic active layers are interesting for fundamental physics and applications due to pissibility create π junctions, opportunities of changing their properties by weak external magnetic field, for many other resons. However, superconducting structures with antiferromagnetic interlayers (AF) are less investigated, than superconductor - ferromagnetic (F) Josephson junctions. Recently, L. Gorkov and V. Kresin [1] considered critical current for superconducting structures with AF layer and predicted unusual dependency of critical currents in small magnetic field. We have observed Josephson effect in superconducting heterostructures with AF interlayers : $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ [2].

In present work we investigate structures with antiferromagnetic insulator interlayer $LaMnO_3$ (LMO) and ferromagnetic interlayer $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ (LCMO). YBCO, the interlayer $5 \div 20$ nm in thickness t, were deposited in-citu. The LCMO have insulator - metal transition at Curie temperature $T_C \approx 250$ K. Temperature dependences $R(T)$ for LMO film and for YBCO/LMO/Au/Nb heterostructure are shown in Fig. 1. Resistivity of LMO fillm increases with decrease of temperature (Fig. 1).

Resistance of structure drops at $T = 90$ K due to YBCO superconducting transition and at $T = 9$ K due to the Nb transition. Resistivity of LMO at $T = 4.2$ K exceeds level of $\rho = 10^3\ \Omega \cdot cm$, and an estimation of surface resistance of the structure YBCO/LMO/Au/Nb gives $R_N S \geqslant 10^{-3}\ \Omega \cdot cm^2$ for LMO with $t = 10$ nm. However, we observe smaller resistance: $R_N S \approx 10^{-4} \Omega \cdot cm^2$. Thus, the LMO/Au interface contributes the main part into the total resistance of structure. A conductance dip was observed in $\sigma(V)$ in YBCO/LMO/Au/Nb structures (Fig. 2) with a half-width of 1 mV is caused by density of states in interlayer. An asymmetry in σ(V)curve could be explained by magnon assisted Andreev reflection [3].

[1)] yulii@hitech.cplire.ru

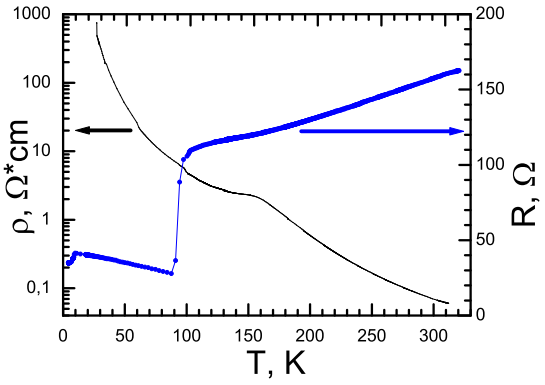


Fig. 1. Resistance vs. temperature for YBCO/LMO/Au/Nb is shown by points. $t = 10$ nm, $S = 400\ \mu m^2$. ρ(T) of 60 nm LMO film – solid line.

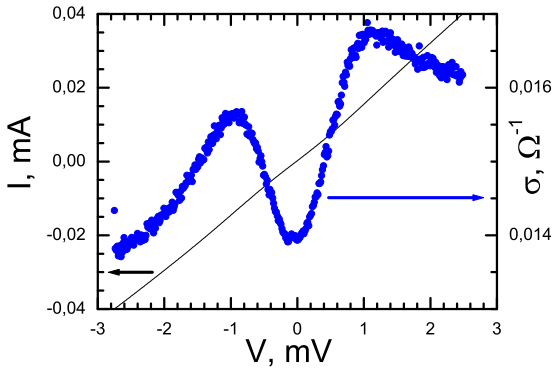


Fig. 2. I-V curve for structure $S = 900\ \mu m^2$, $t = 6$ nm – solid line. Differential conductance $\sigma(V)$ is shown by points.

The $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ film has metallic conductivity below T_C (Fig. 3).

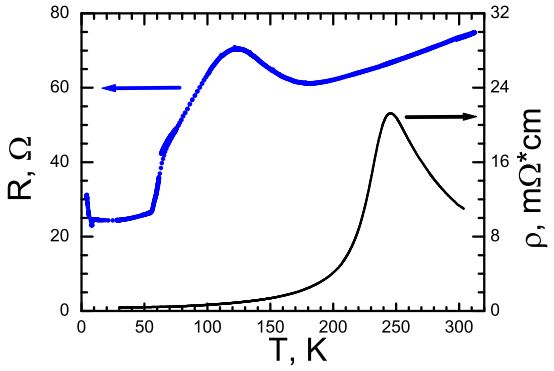


Fig. 3. $\rho(T)$ for 100 nm LCMO film – solid line. R(T) for structure with $t = 10$ nm LCMO and $S = 1000\ \mu m^2$ – points

Resistivity of LCMO $\rho \leqslant 1\ m\Omega \cdot cm$ at $T = 4.2$ K. For thickness $t = 10$ nm it give $R_N S \approx 10^{-9}\ \Omega \cdot cm^2$ of structure. Experimental $R_N S \approx 10^{-4}\ \Omega \cdot\ cm^2$ is much larger due to a barrier between layers. Resistance maximum at $T = 120$ K was 10 Ω is due to ρ of LCMO interlayer. For thin LCMO films with $t = 10$ nm resistance showed $\rho \approx 10^2 \div 10^3\ \Omega \cdot cm$ at temperatures $100 \div 200$ K [4]. For thin films a reduction of T_C was reported, that is consistent with our experimental data (see Fig. 3).

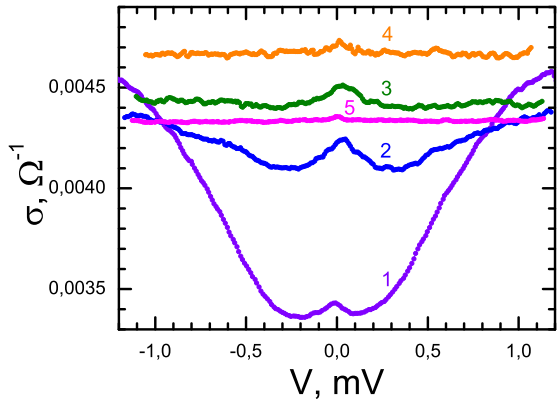


Fig. 4. Differential conductivity of YBCO/LCMO/Au/Nb, $t = 20$ nm, $S = 900\mu m^2$. The numbers 1-5 indicate measurement temperature: 4, 6, 10, 22, 49 K correspondingly.

The I-V curves of YBCO/LCMO/Au/Nb were nonlinear (Fig. 4). We have observed conductance minima in $\sigma(V)$ dependencies for LCMO structures, of 1.5 mV in width. Zero bias conductance peak 0.2 mV in half width was detected for structures with LCMO interlayer. The peak exists in wide temperature range: $1 \leqslant T \leqslant 50$ We have calculated transparency of order $D = 10^{-5}$ for LCMO/Au interface for LCMO $\rho = 1 m\Omega \cdot cm$, taking carrier mean free path in LCMO $l = 10$ nm, and $R_N S \approx 10^{-4}\ \Omega \cdot cm^2$.

The work was partially supported by: RFBR project 08-02-00487, by Program of Support for Leading Scientific Schools – project 5408.2008.2, Programs of Physics Department of RAS, Russian Ministry of Education and Science, EU project NMP3-CT-2006-033191, programs AQDJJ and THIOX of ESF, and the ISTC project 3743.

References

1. L. P. Gorkov, V. Z. Kresin, Physica C, **103** (2002).
2. P. V. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 017004 (2007).
3. G. Tkachov, E. McCann, V. I Fal'ko, Phys. Rev. B **65**, 024519 (2001).
4. M. Bibes, S. Valencia, L. Balcells, Phys. Rev. B **66**, 134416 (2002)

Количество кислорода в цепочечных плоскостях в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ - характеристика степени структурного разупорядочения

Л. Г. Мамсурова[1)], *К. С. Пигальский*

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

Проведен анализ результатов рентгеновского и мёссбауэровского исследований ВТСП $YBa_2Cu_{3-x}{}^{57}Fe_xO_y$ ($x = 0.015$, $T_c \approx 91.5$ K) для образцов с различными средними размерами кристаллитов $\langle D\rangle$ в микронном и субмикронном диапазонах. Изучены закономерности в изменениях решеточного параметра $\boldsymbol{c}$ и заселенности кислородных позиций в цепочечных плоскостях CuO_δ при уменьшении $\langle D\rangle$. Выявлены условия, при которых средние координационные числа для атомов меди и ^{57}Fe в позициях Cu(1) оказываются эквивалентными. Это позволило из мёссбауэровских данных получить корректную оценку для количества кислорода δ в плоскостях CuO_δ, которое превышает количество мобильного кислорода в мелкокристаллических образцах. Показано, что увеличение δ сопровождается сжатием кристаллической решетки вдоль оси $\boldsymbol{c}$, при этом зависимость $\boldsymbol{c}(\delta)$ оказывается аналогичной той, что известна для равновесных образцов, если ее экстраполировать в область $\delta > 1$.

Рентгеновские и мёссбауэровские исследования [1, 2] показали, что по мере уменьшения размеров кристаллитов $\langle D\rangle$ до субмикронных значений в ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ ($y \approx 6.92$, $T_c \approx 92$ K) изменяются параметры элементарной ячейки и увеличивается количество кислорода δ в цепочечных плоскостях CuO_δ (по сравнению с количеством мобильного кислорода) за счет его перераспределения из других плоскостей. Это свидетельствует о существовании в мелкокристаллических образцах структурного разупорядочения, причиной которого являются неравновесные условия, с необходимостью использующиеся при синтезе образцов.

В настоящей работе устанавливается количественная взаимосвязь между решеточным параметром $\boldsymbol{c}$ и кислородным параметром δ в мелкокристаллических образцах, а также рассматривается вопрос корректности определения параметра δ из мёссбауэровских данных. С этой целью проводится анализ результатов рентгеновских и мёссбауэровских исследований образцов $YBa_2Cu_{3-x}{}^{57}Fe_xO_y$ ($x = 0.015$), отличающихся размерами кристаллитов ($0.4 \le \langle D\rangle \le 2$ мкм) и степенью равновесности условий синтеза. Для всех образцов (кроме 3-х): $T_c \approx 91.5$ K, $y \approx 6.92$.

Показано, что по мере уменьшения решеточного параметра $\boldsymbol{c}$ происходят существенные изменения в кислородной координации позиций Cu(1), занятых ^{57}Fe. Из Рис. 1 видно, как изменяются интенсивности компонент мёссбауэровских спектров ($S_{\mathrm{D}i}$) при уменьшении $\boldsymbol{c}$. Данные компоненты соответствуют 4-м симметричным квадрупольным дублетам D1 ($\Delta \approx 2$), D2 ($\Delta \approx 1.1$), D3 ($\Delta \approx 0.6$) и D4 ($\Delta \approx 1.6$), где Δ – квадрупольное расщепление в мм $\cdot$ с$^{-1}$. Опираясь на известные, соответствующие данным дублетам, кислородные $n-$кратные координации железа, находящегося в узлах Cu(1), воз-

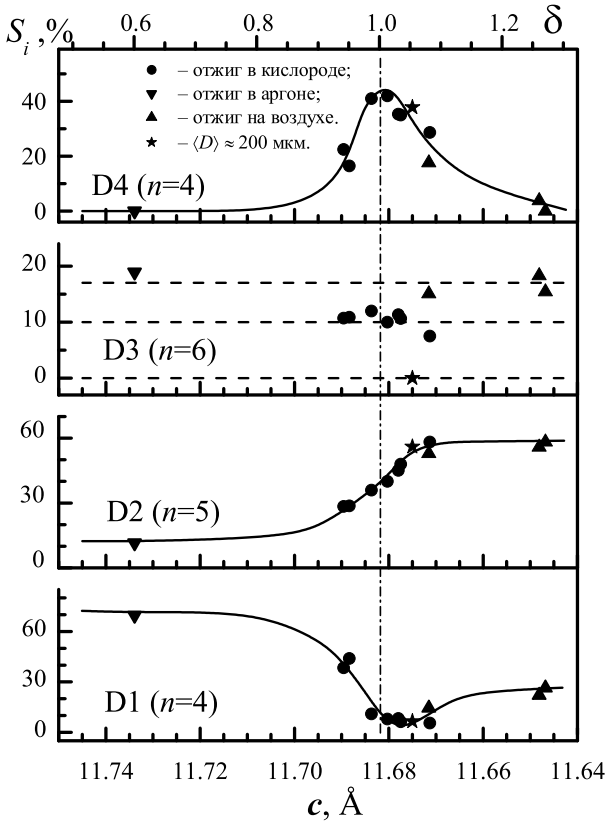


Рис. 1. Зависимость относительных площадей компонентов мёссбауэровских спектров от решеточного параметра $\boldsymbol{c}$.

[1)] mamsurova@chph.ras.ru

можно рассчитать среднее координационное число атомов железа: $\langle k\rangle^{\mathrm{Fe}} = \sum n_{\mathrm{D}i} \cdot S_{\mathrm{D}i}$, и сравнить его со средней координацией атомов меди $\langle k\rangle^{\mathrm{Cu}}$ в тех же позициях Cu(1) в равновесных образцах (Рис. 2).

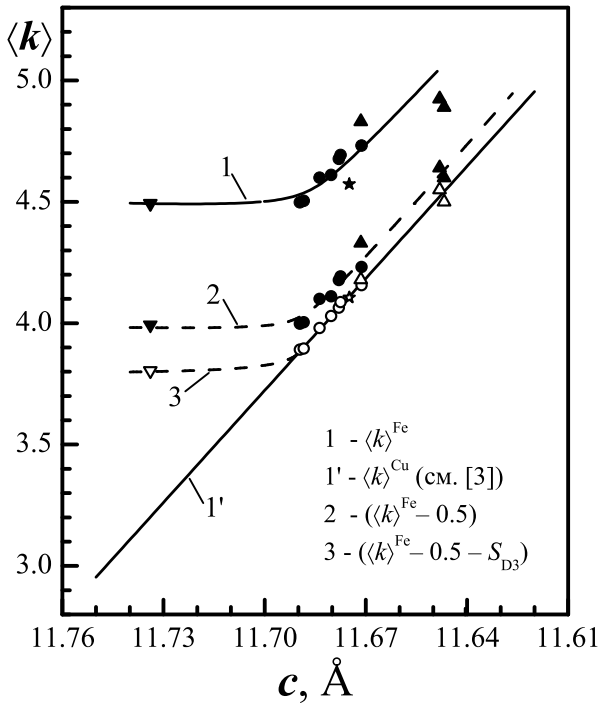


Рис. 2. Зависимость от решеточного параметра $\boldsymbol{c}$ среднего координационного числа атомов в позициях Cu(1).

Показано,что при определенных условиях координационные числа атомов железа и меди оказываются соответствующими одной и той же зависимости $\langle k\rangle(\boldsymbol{c})$. Это происходит лишь в случае существенного заселения позиций O(5) в плоскостях CuO_δ, а также соответствующего учета излишнего, захваченного железом, кислорода. Выявлено, что количество излишнего кислорода зависит от зарядового состояния меди и от степени упорядочения кислорода по цепочкам Cu(1) – O(4), а его источником может быть как атмосфера, так и окружение ближайших атомов меди. Установлено, что именно последний источник формирует компоненту D3, соответствующую 6-ти кратной октаэдрической координации [2O(1)+2O(4)+2O(5)], не свойственной атомам меди в рассматриваемом соединении, но характерной для атомов железа в исходном Fe_2O_3. Рассмотрены возможные причины для реализации компоненты D3, которые, как оказалось, связаны с условиями синтеза образцов.

В результате вычитания из значений $\langle k\rangle^{\mathrm{Fe}}$ излишнего, захваченного железом, кислорода, а также апикальных атомов O(1) было рассчитано количество кислорода δ в плоскостях CuO_δ:

$$\delta = [(\langle k\rangle^{\mathrm{Fe}} - 0.5 - S_{\mathrm{D3}}) - 2]/2.$$

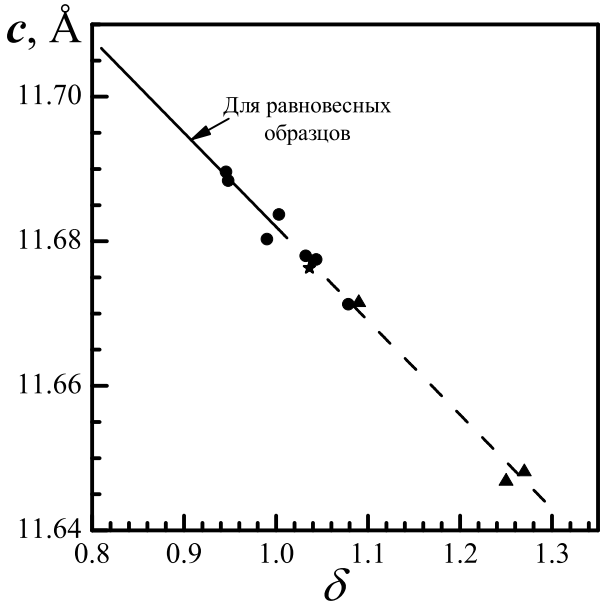


Рис. 3. Зависимость решеточного параметра $\boldsymbol{c}$ от количества кислорода δ в цепочечной CuO_δ-плоскости (в расчете на элементарную ячейку).

На Рис. 3 приведена зависимость $\boldsymbol{c}(\delta)$ в сравнении с известной зависимостью [3] для равновесных образцов, для которых δ равно количеству мобильного кислорода $(y-6)$. Из Рис. 3 видно, что мелкокристаллические образцы с $y \approx 6.92$, действительно, имеют повышенное содержание кислорода δ в CuO_δ-плоскостях. Кроме того, видно, что полученные значения $\boldsymbol{c}(\delta)$ хорошо соответствуют зависимости $\boldsymbol{c}(\delta) = 12.592 - 0.13(6+\delta)$, установленной в [3] для равновесных образцов, что свидетельствует о том, что решеточный параметр $\boldsymbol{c}$ определяется лишь количеством кислорода в CuO_δ-плоскостях, независимо от причины, по которой он там оказался. Это означает, что по значению параметра $\boldsymbol{c}$ возможно количественно определять величину параметра δ (без проведения мёссбауровских измерений), а отличие δ от значения $(y-6)$ является мерой степени структурного разупорядочения.

Список литературы

1. А. А. Вишнев, Е. Ф. Макаров, Л. Г. Мамсурова и др. ФНТ **30**, 373 (2004).
2. E. F. Makarov, L. G. Mamsurova, K. S. Pigalskiy et al. Physica C **415**, 29 (2004).
3. Ch. Krüger, K. Conder et al. J. Solid State Chem. **134**, 356 (1997).

Типы сегментов поверхности Ферми страйп-фаз купратов

М. Я. Овчинникова[1)]

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН Москва, 119334, Россия

В рамках метода среднего поля исследованы зоны страйп-структур дырочно допированной модели Хаббарда. Показано, что для страйпов, параллельных связям, поверхность Ферми состоит из сегментов открытой поверхности и границ дырочных карманов в диагональной области квазиимпульсов. Сегменты первого типа обязаны квази-одномерным зонам состояний, локализованных на доменных стенках. Обсуждается соответствие зон наблюдаемым в фотоэмиссии и возможное влияние двух типов носителей на зависимость константы Холла от температуры и допирования. Показано, что в бислойных моделях возможно формирование электронных карманов даже при дырочном допировании.

Многие свойства нормального состояния недодопированных (UD) купратов связывают [1] с формированием страйп-фаз - спиновых и зарядовых структур, наблюдаемых по положению магнитных пиков в рассеянии нейтронов. Новый импульс к обсуждению свойств нормального состояния дали измерения продольной и холловской проводимости UD купратов в сильных магнитных полях, подавляющих сверхпроводимость. Обнаруженная в [2, 3] смена знака константы Холла $R_H(T)$ при $T \to 0$ и квантовые магнитные осцилляции в $YBa_2Cu_3O_{6+y}$ (Y123) и $YBa_2Cu_4O_8$ (Y124) указывали на появление электронных карманов в дырочно-допированных соединениях. Возникает вопрос, могут ли страйп-фазы быть причиной появления такого рода сегментов поверхности Ферми (ПФ). В [4] принципиально такая возможность подтверждена, но в очень грубой модели, в которой влияние страйпов описывалось внешним периодическим потенциалом. В отличие от двух хаббардовских зон однородного антиферромагнитного состояния, в случае периодической структуры с n_c центрами в элементарной ячейке, имеется n_c зон, сечения которых на уровне Ферми дают сегменты ПФ разного типа.

В настоящей работе в рамках метода среднего поля исследованы зоны и ПФ периодических страйп-структур t-t'-t"-U модели Хаббарда с параметрами $U/t = 4$, $t' = -0.3t$, $t'' = 0.15t$ при допировании $x \geq 0.05$. Периоды структур, т.е. расстояния l между доменными стенками (в единицах постоянной решетки), варьировались в пределах $l = 7 \div 4$ в соответствии с наблюдаемой линейной зависимостью от допирования параметра несоизмеримости $\delta = 1/2l = x$ при $x < 1/8$ и насыщением этой зависимости $\delta = 1/8$ при $x > 1/8$. Параметрами порядка в самосогласованном расчете служили зарядовые и спиновые плотности $2l$ узлов элементарной ячейки структуры. Поверхности Ферми и интенсивности, с которыми разные сегменты ПФ проявляются в разрешенной по углу фотоэмиссии (ARPES), визуализуются картами плотности состояний $D(k, \omega)$ и спектральной плотности $A(k, \omega)$ на плоскости $k = (k_x, k_y)$ при $\omega = 0$ [5].

На рис. 1 приведены типичные ПФ и ее «видимые» сегменты для структуры с $l = 4$ и с центрированными на узлах доменными стенками при допировании $x = 0.15$. ПФ относятся к страйпам, параллельным оси y. Показано, что открытые ПФ относятся к квази-одномерной (1D) зоне состояний, локализованных на доменных стенках. Замкнутые сегменты ПФ относятся к дырочному карману. При уменьшении допирования от $x = 0.2$ для структур с $l = 4$ происходит сужение дырочных карманов и длины Ферми-дуги в узельном направлении. При $x = 1/8$ дырочные карманы исчезают и остаются лишь сегменты квази-1D зон, «видимые» вдоль линий $(k_x, \pi/4)$, $\pi/4 < k_x < \pi$. Такие 1D зоны с полным подавлением фотоэмиссии из узельной области наблюдались в соединении $La_{1.28}Nd_{0.6}Sr_{0.12}CuO_4$ [6], для которого доказано существование статических страйп-структур. Переход от 2D к 1D типу электронной структуры с

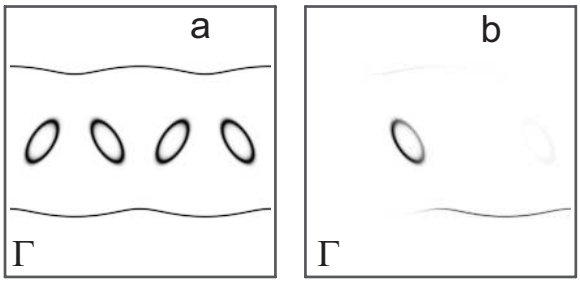


Рис. 1. Поверхности Ферми и их «видимые» сегменты для структуры $l = 4$ при допировании $x = 0.15$ на картах (a) плотности состояний $D(k, \omega = 0)$ и (b) спектральной плотности $A(k, \omega = 0)$ в I квадранте зоны Бриллюэна.

[1)] movchin@chph.ras.ru

исчезновением дырочных карманов объясняет поведение константы Холла [7].

Для структур с периодами $l = 5, 6, 7$, реализуемыми в области $0.05 < x < 0.125$ при $T \to 0$ [1], допирование $x = 1/2l$ близко к допированию, при котором возникает Ферми дуга в узельном направлении. Изменение температуры при фиксированном периоде структуры мало меняет зоны и ПФ, так что наблюдаемые температурные зависимости константы Холла и длины Ферми дуги нельзя объяснить в рамках одной структуры. Предположение о росте среднего периода страйпов $\bar{l}(T)$ с ростом T позволило бы объяснить их. Рост $\bar{l}$ уменьшает плотность доменных стенок и концентрацию локализованных на них дырок. При фиксированном допировании это влечет за собой открытие дырочных карманов, увеличение Ферми-дуги и положительного вклада в константу Холла. Предположение о зависимости $\bar{l}(T)$ согласуется с наблюдаемой температурной зависимостью параметра несоизмеримости, особенно явной в области перехода между тетрагональной и орторомбической фазой в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$(LSCO) [8]. Отсутствие в ARPES спектрах LSCO квази-1D сегментов ПФ, возможно, связано с нерегулярностью страйпов, с неоднородностью и многоструктурностью LSCO [9].

Результаты, полученные для периодических структур, могут быть полезны при интерпретации двухкомпонентности эффективной концетрации холловских носителей вида $n_H = n_0(x) + n_1(x)\exp(-E(x)/kT)$ [9]. Концентрация $n_0(x) = x$ первого типа носителей, выживающих при $T \to 0$, совпадает с концентрацией $n_h = 1/2l = x$ дырок, локализованных на доменных стенках при отсутствии дырочного кармана. Второй тип носителей обязан активации дырок из узельной области до появления дырочного кармана, а с ростом температуры - дырок 2D зон из области ван-хововской сингулярности, расположенной ниже уровня Ферми в UD купратах.

В исследованных однослойных страйп-моделях 2D-зоны с энергиями выше квази-1D зон хотя и не пересекают уровня Ферми, но приближаются к нему в точках $M_y = (0, \pi)$. Т.е. система близка к открытию электронных карманов в антиузельных областях. Поскольку квантовые магнитные осцилляции наблюдались в бислойных купратах Y123, Y124 [2, 3], были рассчитаны ПФ страйп-структур бислойных моделей с антифазно синхронизованными страйпами слоев. Межслойное взаимодействие описывалось расщеплением нулевых зон $\Delta = t_z(\cos k_x - \cos k_y)^2/2$ стандартного вида. Из рис. 2 видно, что к расщепленным сегментам ПФ 1D-зон добавляются границы электронных карманов в антиузельных областях для связывающей зоны. Эволюция сечений спектральной плотности $A(k, \omega)$ с изменением ω (см. рис. 2b) подтверждает электронный характер этих карманов. Их площадь составляет 1.5% от площади магнитной зоны Бриллюэна, что сопоставимо с величиной 2.3%, извлекаемой из наблюдаемого периода магнитных осцилляций [2, 3]. В отличие от нулевого бислойного расщепления, расщепление 1D зон структуры слабо зависит от положения k вдоль большой дуги Ферми. Поиск анизотропии в спектрах ARPES недвойниковых Y123, Y124 помог бы прояснить ситуацию.

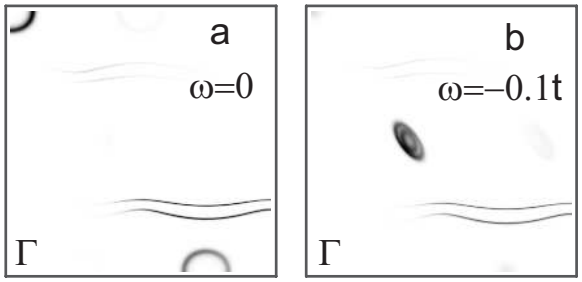


Рис. 2. (a) Сегменты ПФ для бислойной страйп-структуры с $l = 4$, $x = 0.125$ и $t_z = 0.35t$ на карте $A(k, \omega = 0)$ в I квадранте зоны Бриллюэна. (b) Карта $A(k, \omega)$ при $\omega = 0.1t$).

Список литературы

1. S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin et al., Rev.Mod.Phys. **75**,1201 (2003).
2. F. F. Balakirev, J. B. Betts, A. Migliori, et al., Nature **424**, 912 (2003).
3. N. Doiron-Leyraud, C. Proust, D. LeBoeuf et al., Nature **447**,565 (2007).
4. A. J. Millis and M. R. Norman, arXiv: cond-mat/0709.0106.
5. М. Я. Овчинникова, ЖЭТФ **127**, 120 (2005).
6. T. Noda, H. Eisaki and S. Uchida, Science **286**, 286 (1999).
7. X. J. Zhou, P. Bogdanov. S. A. Kellar et al., Science, **286**, 268 (1999).
8. M. Fujita, Y. Goka, K. Yamada et al., Phys.Rev.B **70**, 104517 (2004).
9. L. P. Gor'kov and G. B. Teitel'baum, Phys.Rev.Lett. **97**,247003 (2006); arXiv: cond-mat/0801.1728.

Тип носителей и эффект резистивных переключений в гетероструктурах нормальный металл - ВТСП

Н.А. Тулина [1)], *А.С. Прокофьев*

Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия

А.П. Менушенков, А.А. Иванов

Московский инженерно- физический институт, 115409, Москва, Россия

Роль типа носителей оказалась нетривиальной в проблеме ВТСП и сегодня активно исследуется как теоретически [1, 2], так и экспериментально. Родительскими соединениями ВТСП являются моттовские антиферромагнитные диэлектрики - представители сильно коррелированных электронных систем (СКЭС). Допирование катиона и изменение стехиометрии по кислороду переводит систему в металлическое состояние со сверхпроводящим переходом. Большинство представителей ВТСП дырочнодопированные (ДД) соединения [3], $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$, $Pr_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$ а также висмутаты $Ba_{1-x}K_xBiO_{3-y}$ и $Ba_{1-x}Pb_xBiO_{3-y}$. являются немногочисленными представителями электроннодопированных (ЭД) соединений среди ВТСП [3]. Фазовые диаграммы ДД и ЭД отличаются - область существования сверхпроводящего состояния в ЭД системах более узкая. И это может быть связано с тем, что уровень Ферми в ДД ВТСП попадает в широкую зону, а в ЭД - в узкую [4]. Известна важная роль кислорода в формировании сверхпроводимости и типа носителей в ВТСП.

Традиционным методом исследования типа носителей является метод измерения эффекта Холла Эффекты резистивных переключений (ЭРП) (или колоссального электросопротивления) в структурах на основе сильнокоррелированных электронных систем оказались чувствительными к типу носителей и явились своеобразным методом контроля или выявления типа носителей в таких системах как ВТСП и легированные манганиты [5]. Недавно [6] нами была обнаружена инверсия ЭРП в гетеропереходах нормальный металл - монокристалл $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_{3-y}$. Эффект проявляется в том, что в гетероконтактах : монокристалл ВТСП / нормальный металл в условиях сильной токовой инжекции при определенной полярности электрического поля происходит изменение фазового состава поверхностного слоя ВТСП. В результате реализуются метастабильные высокорезистивные (HRS) и низкорезистивные (LRS) состояния гетероконтака. Как можно заключить из исследований электронной спектроскопии [7], на поверхности монокристаллов ВТСП существует деградированный по кислороду слой (толщиной порядка $5-10$ нм). Это вызывает изменение зарядового состояния этого слоя и изменяет резистивные и сверхпроводящие свойства этого поверхностного слоя. В следствие этого гетероконтакт нормальный металл/монокристалл ВТСП, выполненный на такой поверхности, имеет достаточно высокое сопротивление, которое определяется этим поверхностным слоем. Такой гетероконтакт и является базисным объектом для наблюдения эффектов резистивных переключений. В этой работе мы исследовали эффект резистивных переключений в пленочном гетеропереходе $Nd_{1.75}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$/Ag. Пленки $Nd_{1.75}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$, были получены методом импульсного лазерного напыления. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины $SrTiO_3$ (100), (010) И (001), размерами 5×10 мм^2. По данным рентгеноструктурных исследований пленки являются эпитаксиальными с ориентацией плоскости поверхности (001), (010) и (001) соответственно. Степень разориентации доменов кристаллитов в пленках была меньше $0,3$ градуса. Толщина плёнки для различных образцов менялась от 300 до 500 нм. Пленки отжигались для получения максимальной стехиометрии в инертной атмосфере либо в среде кислорода. Перед нанесения базовых контактов для измерения электросопротивления, поверхность чистилась в аргоновой плазме. На "as grown" наносились контрэлектроды из серебра или палладия. Тем самым формировалась структура $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$/ деградированная поверхность пленки/Ag. Роль буферного слоя из деградированной прослойки для наблюдения ЭРП сегодня является предметом обсуждений в ряде работ [5,8-15].

Сопротивление пленок, ориентированных вдоль плоскости $< ab >$, аппроксимируется квадратичной зависимостью от температуры, которая

[1)] tulina@issp.ac.ru

характерна для $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$ в оптимально допированном состоянии. Пленки, ориентированные вдоль плоскостей $< ac >$ и $< bc >$, демонстрируют более сложное температурное поведение.

На рис.1 показан примеры ВАХ гетеропереходов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$/Ag на основе пленок оптимально отожженных (треугольные точки) и отожженых в кислороде (звёздочки). На вставке к рисунку показаны примеры температурной зависимости метастабильных резистивных состояний гетероконтаков: высокорезистивного HRS и низкорезистивного LRS состояний. Ожидалось, что ЭРП в $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-y}$ по знаку будет соответсвовать ЭД системе, как, например, в $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_{3-y}$. Как видно из рисунка ВАХ гетероконтакта демонстрирует переключения из одного состояния метастабильного состояния "on"(включенное) в другое "off" (выключенное). Хотя эффект менее значителен по величине, чем в гетероконтактах на базе других соединений ВТСП [5,8-15], полярность переключения в пленках оптимально отожженных характерна для электроннодопированных ВТСП [6]: переключения в высокорезистивную метастабильную фазу происходит, когда монокристалл ВТСП находится при отрицательном потенциале относительно нормального электрода. В этом случае поле тока ($E = J \times \sigma$) направлено к поверхности в отличие от переключений, наблюдаемых в дырочнодопированных соединениях. В пленках, отожженных в кислороде, ЭРП по знаку характерен ДД системам. Этот факт может быть объяснен тем, что в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$ существует два типа носителей электроны и дырки, это подтверждается работами [16, 17], соотношение таких носителей можно регулировать стехиометрией по кислороду. Предполагается, что в и процессе резистивных переключений меняется стехиометрия кислорода в поверхностном слое [5]. Таким образом, данная работа демонстрирует возможность изменять тип носителей в $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$.

Данная работа была поддержана Программой РАН "Свойства конденсированных сред", Программой РАН "Новые материалы и структуры", РФФИ грант 08-02-00759-а.

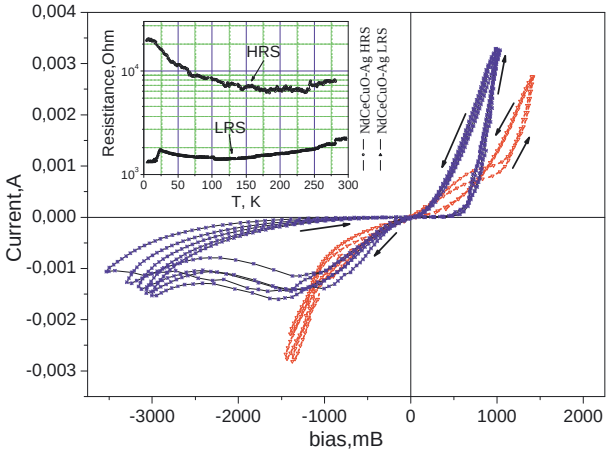


Рис. 1. Примеры ВАХ гетеропереходов $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-}$/Ag на основе пленок оптимально отожженных (треугольные точки) и отожженных в кислороде (звёздочки). Стрелками показано направления развертки напряжения. На вставке к рисунку показаны примеры метастабильных резистивных состояний гетероконтаков: высокорезистивного HRS и низкорезистивного LRS состояний.

Список литературы

1. M. Aichhorn, E. Arriconi, Europhysics Let. **72**, 117 (2005).
2. P. Fournier, E. Maiser and R.L. Greene , "Current Research Issues for the Electron-Doped Cuprates"Springer US (2006).
3. M.L. Kulic, Physics Reports **338**, 1 (2000).
4. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo, Physics Reports **344**, 1 (2001).
5. Н.А. Тулина, Успехи физических наук **177**, 1231, (2007).
6. Н.А. Тулина ,Л.А. Клинкова, ЖЭТФ **132**, 268 (2007).
7. N.A. Tulina, A.M. Ionov, A.N. Chaika , Physica C **366/1**, 23 (2001).
8. N.A. Tulina, et al., Physica C **385**, 563 (2003).
9. A. Baikalov et al, Applied Phys. Let. **83**, 957 (2003).
10. S. Tsui, A. Baikalov et al, Applied Phys. Let. **85**, 317 (2004).
11. A. Odagawa et al. Phys.Rev.B **70**,224403 (2004).
12. M.J. Rozenberg, I.H. Inoue, M.J. Sanchez, Phys.Rev.Let. **92**, 178302 (2004).
13. Richard Fors et al., Phys.Rev.B **71**, 045305 (2005).
14. M. Quintero, P. Levy, A.G. Levya, M.J. Rozenberg, Phys.Rev.Let. **98**, 116601 (2007).
15. Y.B. Nian, J. Sreozier, N.J. Wu, X. Chen, A. Ignatiev, Phys.Rev.Let. **98**, 146403 (2007).
16. W. Jiang et al., Phys.Rev.Let. **73**, 1291 (1994).
17. S.N. Mao et al., Applied Phys. Let. **66**, 2137 (1995).

Макроскопические вихревые "капли" в монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$

Л. С. Успенская[1)]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

А. Л. Рахманов

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

С помощью магнитооптической методики визуализации магнитного потока наблюдается формирование макроскопических "капель" вихревой материи в монокристаллах BSCCO. Эти капли накачиваются низкочастотным переменным магнитным полем в местах пересечения линейных дефектов. Размеры капли растут с числом циклов переменного поля. Когда поток в капле достигает критической величины, капля сдвигается вдоль дефекта вглубь образца, а на ее месте начинает накачиваться новая капля. В результате в образце возникает цепочка таких вихревых капель. Анализ магнитостатической энергии системы объясняет происхождение эффекта.

При определенных условиях равномерное на макроскопических масштабах проникновение магнитного потока в сверхпроводники второго рода нарушается различного типа неустойчивостями (скачками магнитного потока, макротурбулентностью, дендритной неустойчивостью, образованием так называемых твистеров и т.д.). Сверхпроводники, в которых такие неустойчивости наблюдаются, условия возникновения неустойчивостей и их механизмы весьма различны. Однако, мы можем утверждать, что явления самоорганизации, то есть, формирование нестационарных и неоднородных макроскопических вихревых структур, является общим свойством сверхпроводников второго рода и обусловлено сильным взаимодействием вихрей Абрикосова между собой и с дефектами кристаллической структуры.

Здесь мы описываем наблюдение нового типа самоорганизующейся структуры вихревой материи в монокристаллах ВТСП $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (Bi2212) – формирование макроскопических "капель" вихрей в низкочастотном поперечном поле [1]. Наблюдения проводились магнитооптическим методом (МО) визуализации распределения магнитного потока при температурах от 12 до 90 K в поперечном магнитном поле с амплитудой H_a до 1000 Э и частотой ω до 10 kHz. Образцы представляли собой высококачественные монокристаллы Bi2212 толщиной около 30 мкм вдоль оси **c** и размером около 3 мм в плоскости **ab**. При 12 K$< T <$ 30 K распределение магнитного поля в пластинах типично для сверхпроводника с однородным критическим током. При $T >$ 30 K, пиннинг в Bi2212 резко падал и магнитный поток заполнял образец за время нарастания поля. Как обычно в монокристаллах Bi2212, в пластинах имелось несколько планарных дефектов, параллельных оси **c**, проявляющихся при медленном намагничивании как слабые связи, по ним поток проникает на большую глубину и легче выходит. Однако при циклическом намагничивании слабым полем H_a (поле проникает в образец только вблизи его граней и вдоль планарных дефектов), при условии, что фронт проникновения находится вблизи точки пересечения двух планарных дефектов (или вблизи пересечения планарного и объемного дефекта), при частотах выше 10 Гц, магнитный поток начинает аккумулироваться вблизи такой слабой точки. Возникает капля вихревой жидкости, которая "дышит" при осцилляциях внешнего поля и при этом магнитная индукция в капле и ее размер растут со временем ("дыхание" капель происходит из-за смены направления экранирующих токов при изменении знака поля). Когда размер капли превышает некий критический, то капля сдвигается вдоль дефекта вглубь образца и там же начинает расти новая капля, противоположной полярности. В результате в образце возникает цепочка вихревых капель (см. рис. 1). Эффект воспроизводим и рост капель наблюдается на всех "слабых" точках кристалла. Накачка капель происходит, если фронт проникновения магнитного потока находится вблизи слабой точки, но не доходит до неё самой, т.е. если $H_{\min} < H_a < H_{\max}$. Амплитуды $H_{\max}$ и $H_{\min}$ зависят от T и ω, см. Рис. 2. Капли возникают при 12 K$< T <$ 30 K, рис. 3.

Из-за термоактивации некое количество вихрей оказывается захваченным в слабой точке при $x = x_0$, если положение фронта потока $x = x_1$ близ-

[1)] uspenska@issp.ac.ru

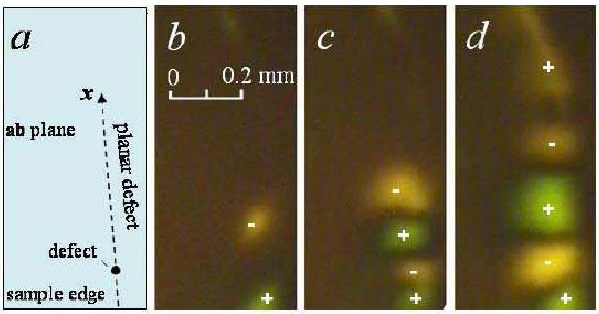


Рис. 1. Образование капель около дефекта; H_a = 250 Э, ω = 15 Гц, T = 18 K; (a) схема образца в плоскости **ab**, магнитное поле направлено вдоль оси **c**; (b)-(d) – эволюция структуры капель с ростом числа циклов внешнего поля. В областях (зеленых + и желтых −) магнитная индукция имеет разную полярность.

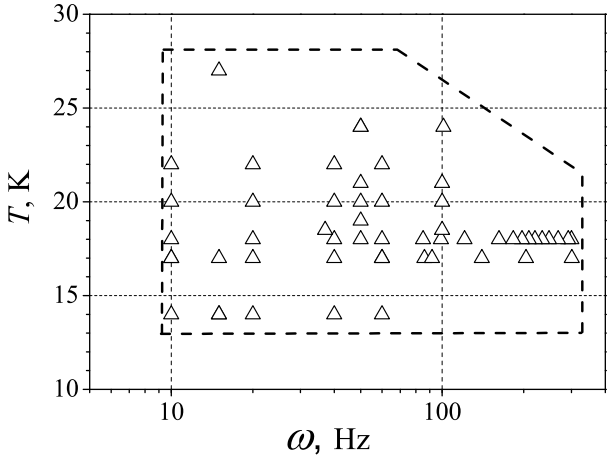


Рис. 3. Капли наблюдаются в области частот и температур внутри фигуры, показанной пунктиром на плоскости $\omega - T$.

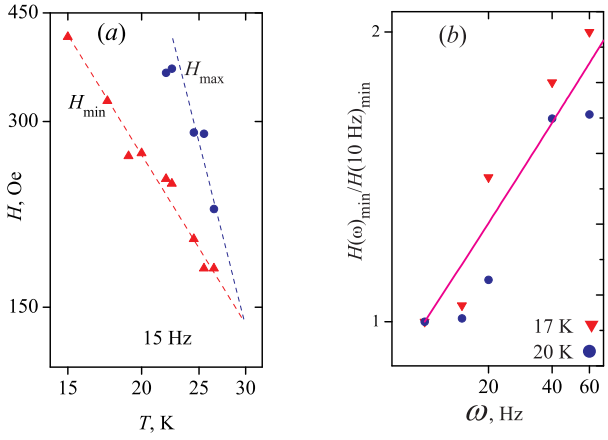


Рис. 2. (a) $H_{\max}$ (кружки) и $H_{\min}$ (треугольники) от T при ω = 15 Гц. (b) $H_{\min}$ от ω при T = 17 K (треугольники) и 20 K (кружки). Сплошная линия – теоретическая кривая.

ко к $x = x_0$. При изменении знака поля в образец входят "антивихри" и их фронт находится в той же точке x_1. Скорость термоактивации пропорциональна $\exp(-\Delta U/k_BT)$, где ΔU потенциальный барьер, являющийся суммой вкладов от сил пиннинга (U_p), сверхпроводящих токов (U_f) и (U_m) энергии рассеянного магнитного поля, возникающей из-за ненулевого размагничивающего фактора образца β. Анализ показывает, что только величина U_m существенна для описания роста макроскопических капель. Диамагнитный момент образца уменьшается с проникновением магнитного потока в его объем и, следовательно, $U_m < 0$. Значение U_m зависит от взаимной ориентации магнитной индукции $\mathbf{B}_{\text{in}}$ в капле и магнитной индукции $\mathbf{B}_{\text{out}}$ во фронте магнитного потока, движущегося вдоль дефекта при изменении внешнего поля. В частности, если $\mathbf{B}_{\text{in}}$ и $\mathbf{B}_{\text{out}}$ антипараллельны, то соответствующее распределение рассеянного магнитного поля около поверхности образца напоминает распределение поля вблизи доменной границе в магнетике. В этом случае при термоактивации небольшого числа вихрей из точки x_1 в точку x_0 магнитное поле изменяется в объеме с размером порядка $x_0 - x_1$ в направлении поперек поверхности образца. Если $\mathbf{B}_{\text{in}}$ и $\mathbf{B}_{\text{out}}$ параллельны, то изменение рассеянного поля происходит в объеме с поперечным размером порядка ширины образца. Следовательно, вклад в поверхностный барьер U_m меньше в случае, когда $\mathbf{B}_{\text{in}}$ и $\mathbf{B}_{\text{out}}$ параллельны, что приводит к накачке капель. Соответствующие вычисления подтверждают данный вывод.

Анализ наблюдаемого эффекта в рамках модели термоактивационного крипа магнитного потока позволяет объяснить причины, по которым накачка капель возможна лишь в определенном интервале температур, амплитуд и частот внешнего поля. В частности удается описать зависимость пороговых полей $H_{\max}$ и $H_{\min}$ от частоты, см. рис. 2(b).

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17166 и 06-02-16691.

Список литературы

1. L. S. Uspenskaya and A. L Rakhmanov, Phys. Rev. Lett. **100**, 137002 (2008).

Аномальная релаксации намагниченности в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вследствие кислородного упорядочения

Л.М. Фишер[1)], *А. В. Калинов, И. Ф. Волошин*

Всероссийский электротехнический институт, 12 Красноказарменная ул., 111250 Москва, Россия

В. А. Ямпольский

Институт радиофизики и электроники НАНУ, 12 ул. Акад. Проскура Str., 61085 Харьков, Украина

Измерена зависимость скорости релаксации намагниченности $S = -\mathrm{d}\ln M/\mathrm{d}\ln t$ от температуры T для образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. Обнаружено качественное изменение топологии кривой $S(T)$ в условиях, когда дефицит кислорода δ проходит через пороговую величину $\delta_{\rm th} \sim 0.37$. Для $\delta < \delta_{\rm th}$ ($T_c > 60$ K, T_c - критическая температура сверхпроводящего перехода), функция $S(T)$ имеет хорошо известный максимум при $T/T_c \sim 0.4$. Для $\delta > \delta_{\rm th}$ (при $T_c < 51$ K) этот максимум трансформируется в плато и появляется новый резкий максимум при $T/T_c \sim 0.1$. Пороговое значение кислородного дефицита $\delta_{\rm th}$ соответствует переходу образца из неупорядоченного в упорядоченное состояние кислородных вакансий. Мы рассматриваем изменение топологии кривой $S(T)$ как макроскопическую манифестацию этого перехода.

Как известно, логарифмическая скорость релаксации намагниченности $S = -\mathrm{d}\ln M/\mathrm{d}\ln t$, дает важную информацию об эффективной высоте энергетического барьера U, связанного со взаимодействием магнитных вихрей с неоднородностями (центрами пиннинга). В большом количестве экспериментов наблюдался ярко выраженный максимум в температурной зависимости скорости релаксации $S(T)$. Природа этого максимума связывается с наличием различных типов центров пиннинга [1]. Сильные центры играют определяющую роль в релаксации при высоких температурах и обеспечивают относительно малую скорость релаксации. Если образец намагничен при низких температурах, слабые центры также участвуют в пиннинге, что приводит к относительно высокой скорости релаксации, хотя параметр kT может быть малым. Таким образом скорость релаксации $S(T)$ должна быть чувствительной к внутренней структуре образца и к возможному фазовому расслоению в сверхпроводнике. Проблеме фазового расслоения и зарождению различных суперструктур в сильно коррелированных системах, в частности, в оксидных сверхпроводниках уделяют внимание многие исследовательские группы. Фазовое расслоение в компаундах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ может управляться концентрацией кислорода. Согласно ряду работ (см., например [3], переход кислородных вакансий в иттриевой системе в упорядоченное состояние происходит при $\delta \geq \delta_{\rm th} \simeq 0.37$. Известно, что дефицит кислорода приводит к понижению критической температуры T_c сверхпроводящего перехода [2]. На кривой $T_c(\delta)$ имеется плато при $T_c \approx 60$ K для $\delta = 0.3 - 0.4$. Это плато соответствует области перехода от состояния с неупорядоченным кислородом к упорядоченному состоянию, возможно в форме зарядовых, спиновых полос (страйпов) или других суперструктур. Для поиска и изучения сверхструктур исследователи используют разнообразные методы, включая малоугловое рассеяние нейтронов, туннельная и силовая спектроскопия, рентгеновская спектроскопия высокого разрешения. Представляет интерес изучить возможное влияние формирующихся сверхструктур на макроскопические свойства сверхпроводящих оксидов.

[1)] fisher@.vei.ru

В нашем эксперименте изучалась релаксация намагниченности на трех монокристаллах YBCO S1, S2, S3. Все монокристаллы были предварительно насыщены кислородом. Они имели критическую температуру $T_c \approx 92.5$ K, ширина сверхпроводящего перехода составляла примерно 0.5 K. Один из монокристаллов S2, который имел размеры $2 \times 1.5 \times 0.02$ мм^3, подвергался нескольким циклам термообработки с целью уменьшения содержания кислорода $(7 - \delta)$. Термообработка проводилась в контролируемой газовой смеси кислорода и гелия. Процесс отжига завершался быстрым охлаждением до комнатной температуры в той же газовой смеси. Дефицит кислорода оценивался по измерениям критической температуры T_c. Чтобы достичь хорошей температурной стабильности, был спроектирован специальный продувной криостат.

Основные результаты по релаксации были получены по измерениям релаксации остаточной намагниченности M. Внешнее магнитное поле включалось, затем увеличивалось до величины около

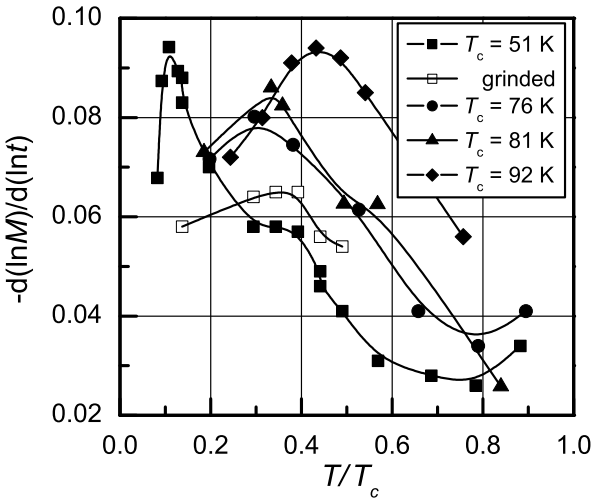


Рис. 1. Скорость релаксации для образца S2 с различным содержанием кислорода.

1 Т, а затем уменьшалось до нуля. Мы обнаружили, что зависимость $\ln M(\ln t)$ является почти линейной (отклонение не превышает 2%) для всех типов образцов при всех температурах. Скорость релаксации S в функции температуры T для насыщенных кислородом монокристаллов S1, S2 имеет выраженный максимум $S(T)$. Положение максимума по температуре для различных монокристаллов имеет место вблизи $T = 40$ К.

Наиболее интересные результаты были получены для образца S2 с различным содержанием кислорода. Эти результаты представлены на Рис. 1, где по оси абсцисс отложена приведенная температура T/T_c. Можно видеть, что кривые $S(T)$ для $T_c > 51$ К имеют упоминавшийся максимум. Все максимумы наблюдаются практически при одной и той же приведенной температуре $T/T_c \sim 0.4$. Это означает, что изменение концентрации кислорода не оказывает существенного влияния на распределение центров пиннинга в образце с $T_c > 51$ К. Однако кривая $S(T)$ претерпевает разительное топологическое изменение для образца с $T_c = 51$ К. Максимум при $T/T_c \sim 0.4$ трансформируется в плато и появляется новый резкий максимум при $T/T_c \sim 0.1$ ($T = 5.5$ К).

Такое поведение скорости релаксации достаточно необычно. Скорость релаксации значительно увеличивается в области гелиевых температур (максимум наблюдается при $T = 5.6$ К). Мы полагаем, что этот результат не случаен. Он отражает существенную перестройку в распределении кислородных вакансий. Именно для той области концентраций $\delta < \delta_{\rm th} \approx 0.37$ (или $T_c < 60$ К), где наблюдается новый максимум, образец $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ переходит от неупорядоченного состояния кислорода к упорядоченному. Базируясь на интерпретации [1] максимума функции $S(T)$, мы полагаем, что появление нового максимума демонстрирует наличие в образце новых слабых центров пиннинга. Роль таких центров могут играть, например, страйпы или другие пространственно протяженные объекты, наличие которых активно обсуждается в литературе. Действительно, протяженные дефекты, например границы двойникования, производят выраженный *guiding effect*. Такой пиннинг, препятствующий вихрям двигаться *поперек* дефекта, достаточно силен, но энергия активации для движения *вдоль* дефекта может быть весьма мала.

Для проверки предположения, что именно протяженные дефекты (сверхрешетка) обусловили появление нового максимума, мы размололи и измельчили образец S2 и получили пудру с тем же содержанием кислорода. тем самым исключив наличие протяженных центров пиннинга. В результате новый максимум при $T/T_c \sim 0.1$ в зависимости $S(T)$ исчез, а "старый" максимум при $T/T_c \sim 0.4$ по-прежнему сохранился (см. кривую со светлыми треугольниками на Рис. 1).

Таким образом, изучена зависимость скорости релаксации $S = -\mathrm{d}\ln M/\mathrm{d}\ln t$ от температуры для образцов YBCO с различным содержанием кислорода. Обнаружено качественное изменение топологии кривой $S(T)$ в том случае, когда дефицит кислорода δ проходит через пороговую величину $\delta_{\rm th}$. Для $\delta < \delta_{\rm th}$ ($T_c > 60$ К) функция $S(T)$ содержит хорошо известный максимум $S(T)$ при $T/T_c \sim 0.4$. В случае $\delta > \delta_{\rm th}$ этот максимум трансформируется в плато и появляется новый резкий максимум при $T/T_c \sim 0.1$. Пороговое значение дефицита кислорода $\delta_{\rm th}$ соответствует переходу системы из неупорядоченного в упорядоченное состояние кислородных вакансий. Мы рассматриваем изменение в топологии кривой $S(T)$ как макроскопическую манифестацию этого перехода.

Авторы признательны А.Л. Рахманову за полезные дискуссии. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 06-02-16774 а).

Список литературы

1. C. W. Hagen and R. Griessen, Phys. Rev. Lett. **62**, 2857 (1989).
2. J. D. Jorgensen, B. W. Veal, et al., Phys. Rev. B **41**, 1863 (1990).
3. R. J. Cava, B. Batlogg, et al., Nature (London) **329**, 423 (1987).

Взаимодействие линейных волн и движущихся решеток джозефсоновских вихрей в слоистых сверхпроводниках

В. В. Курин, А. В. Чигинев[1)]

Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Построена феноменологическая модель, описывающая движение решетки джозефсоновских вихрей в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), и взаимодействие движущихся вихрей с электромагнитными, плазменными, и фононными модами в слоистых ВТСП. В рамках данной модели проведен численный эксперимент по исследованию последовательности конфигурационных фазовых переходов в движущихся вихревых решетках, и процессов возбуждения фононных мод решетками джозефсоновских вихрей в слоистых ВТСП.

Интерес к исследованию движения решеток джозефсоновских вихрей в слоистых ВТСП обусловлен возможностью построения компактных генераторов электромагнитного излучения терагерцового диапазона на основе ВТСП, перспективой изучения волн в ВТСП методом джозефсоновской спектроскопии, а также возможностью исследования свойств сложных многосолитонных решений нелинейных систем уравнений, описывающих джозефсоновскую динамику слоистых ВТСП.

При своем движении вдоль слоев вихревая решетка возбуждает широкий спектр волн в слоистом ВТСП — электромагнитные, плазменные, фононные моды и т. д. Данные волны могут, в свою очередь, оказывать влияние на движущиеся джозефсоновские вихри, приводя к модификации формы вихрей и изменению их взаимного расположения в решетке. В настоящей работе путем численного моделирования проведено исследование процессов взаимодействия движущейся решетки с линейными волнами в системе.

Для исследования взаимодействия движущихся решеток джозефсоновских вихрей с линейными волнами была выведена система уравнений для джозефсоновской разности фаз θ_n, сверхпроводящего импульса p_n, и электрической индукции $\mathbf{D}$:

$$\dot{\theta}_n = E_{zn} - \eta\Delta_n D_{zn} - \eta\Gamma^{-1}\partial_x(D_{xn+1} - D_{xn}), \quad (1)$$

$$\dot{p}_n = E_{xn} - \eta\Gamma^{-2}\partial_x^2 D_{xn} - \eta\Gamma^{-1}\partial_x(D_{zn} - D_{zn-1}), \quad (2)$$

$$\dot{D}_{z_n} = \mu\partial_x^2\theta_n - \mu\Gamma\partial_x(p_{n+1} - p_n) - \sin\theta_n + j, \quad (3)$$

$$\dot{D}_{x_n} = -\mu\Gamma\partial_x(\theta_n - \theta_{n-1}) + \mu\Gamma^2\Delta_n p_n - \Gamma^2 p_n. \quad (4)$$

Учет нормальных электронов и фононов производится с помощью соотношения $\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E}$, где $\hat{\varepsilon}$ содержит вклады в восприимчивость от нормальных электронов и фононов:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{I} + 4\pi\hat{\chi}_q + 4\pi\hat{\chi}_{ph}. \quad (5)$$

Предложенная в настоящей работе модель содержит в себе в качестве предельных случаев рассмотренные ранее в литературе системы уравнений, описывающие магнитную связь между слоями [1], зарядовую связью [2], квазичастичный ток вдоль слоев [3], а также фононы, поляризованные поперек слоев [4]. Отметим также, что система уравнений (1), (2), (3), (4) фактически представляет собой гидродинамическую двухжидкостную модель анизотропного сверхпроводника, использованную в [5, 6].

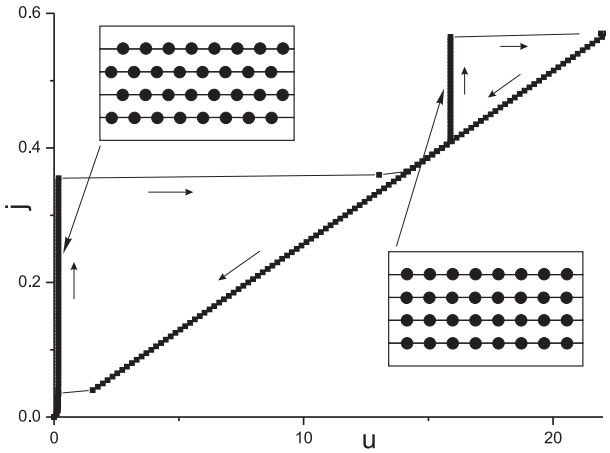


Рис. 1. ВАХ слоистого ВТСП с движущейся решеткой джозефсоновских вихрей. На вставках показаны взаимные расположения вихрей, соответствующие разным ступенькам.

В рамках выведенной нами модели с помощью численного моделирования были исследованы процессы возбуждения движущейся решеткой джо-

[1)] chig@ipm.sci-nnov.ru

зефсоновских вихрей волн различных типов в слоистых ВТСП. Были построены вольт-амперные характеристики (ВАХ) слоистых ВТСП с вихревой решеткой, движущейся под действием внешнего тока. Типичный вид ВАХ показан на рис. 1. Ступени на ВАХ связаны с совпадением скорости движущейся вихревой решетки с характеристическими скоростями свихартовских мод разной симметрии в ВТСП.

Левый на рис. 1 пик на ВАХ связан с совпадением скорости вихревой решетки с характеристической скоростью антисимметричной свихартовской моды в слоистом ВТСП. В области данного резонанса вихри образуют треугольную решетку. Амплитуда переменного электромагнитного поля в области данного резонанса является большой, и форма вихрей испытывает характерные искажения.

При увеличении внешнего тока происходит срыв с левой ступеньки на ВАХ на омическую ветвь. При этом вихри перестраиваются в прямоугольную решетку с малой амплитудой переменного электромагнитного поля. По мере дальнейшего увеличения внешнего тока, при достижении вихревой решеткой характеристической скорости симметричной свихартовской моды (см. рис. 1, правый пик на ВАХ), решетка остается прямоугольной, но амплитуда переменного электромагнитного поля, связанного с решеткой, резко возрастает. Данный режим движения вихрей характеризуется большой амплитудой электромагнитной волны, связанной с движущейся вихревой решеткой, и поэтому может быть применен для построения компактных источников терагерцовых волн.

На рис. 2 показан процесс резонансного возбуждения фонона движущейся вихревой решеткой. Видно, что компонента вектора поляризации испытывает резонансный рост вблизи значения внешнего тока, соответствующего движению вихревой решетки с частотой, близкой к частоте фонона. Вставка на рис. 2 демонстрирует фононный пик на ВАХ структуры, соответствующий увеличению затраты энергии внешнего источника на возбуждение фононной моды в системе.

Таким образом, взаимодействие джозефсоновских вихрей в ВТСП, движущихся под действием внешнего тока со свихартовскими волнами в системе приводит к тому, что вихри в решетке располагаются в соответствии с поперечной симметрией свихартовской моды. При этом возрастает амплитуда переменной составляющей электромагнитного поля волны, связанной с движущейся решеткой. Движущаяся решетка джозефсоновских вихрей, кроме того, возбуждает "мягкие" фононные моды в ВТСП.

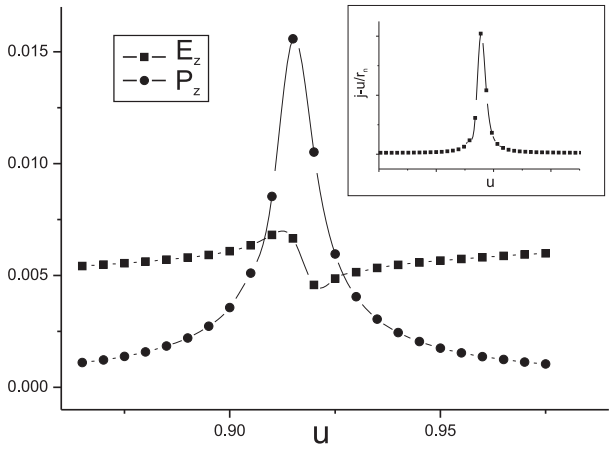


Рис. 2. Зависимость амплитуд переменных составляющих электрического поля и поляризации от внешнего тока вблизи частоты фонона. На вставке показан резонанс на ВАХ вблизи значения внешнего тока, соответствующего возбуждению фонона. Для удобства восприятия показана разность $j(u) - u/r_n$, где r_n — нормальное сопротивление структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16592-а), и программ РАН "Нелинейная динамика", "Квантовая макрофизика", "Проблемы радиофизики".

Список литературы

1. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pedersen, J. бAppl. Phys. **73**, 2411 (1993); L. N. Bulaevskii, M. Zamora, D. Baeriswyl, H. Beck, and J. R. Clem, Phys. Rev. B **50**, 12831 (1994).
2. T. Koyama and M. Tachiki, Phys. Rev. B **54**, 16183 (1996).
3. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **62**, R3616 (2000).
4. Ch. Helm, Ch. Preis, Ch. Walter, and J. Keller, Phys. Rev. B **62**, 6002 (2000).
5. В. В. Курин, А. В. Чигинев, Известия РАН: серия физическая **71**, с. 16 (2007).
6. A. V. Chiginev and V. V. Kurin, Supercond. Sci. Technol. **20**, S34-S37 (2007).

The estimation of coherence length for electron-doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ at various Ce content

N.G. Shelushinina[1)], *T.B. Charikova*, *G.I. Harus*, *O.E. Sochinskaya*

Institute of Metal Physics RAS, Ekaterinburg, Russia

A.A. Ivanov

Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia

Results of low-temperature upper critical field measurements for $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ single crystals with various x and nonstoichiometric disorder (δ) are presented. The coherence length of pair correlation ξ and the product $k_F\xi$, where k_F is the Fermi wave vector, are estimated. It is shown that for investigated single crystals parameter $k_F\xi \geq 100$ and thus phenomenologically NdCeCuO - system is in a range of Cooper-pair-based (BCS) superconductivity.

In the hole-doped cuprate high-T_c superconductors the size of the pairs, as estimated from the Ginzburg-Landau coherence length ξ, is only few times the lattice spacing [1] in contrast to ordinary superconductors where the pair size greatly exceeds the lattice spacing or the average distance between carriers. In view of short coherence length of high-T_c superconductors a situation close to compact bosons with Bose-Einstein (BE) condensation at T_c is conceivable. The evolution from BCS superconductivity to BE condensation through the increase of the coupling strength between fermions was studied by Nozieres and Schmitt-Rink [2] and it was concluded that the evolution is smooth.

In [3] convenient phenomenological parameter was selected to establish the crossover from BCS-superconductivity to BE condensation of composite bosons, namely, the product $k_F\xi$ of Fermi wave vector times the coherence length. Pistolesi et al. [3] argued that Cooper-pair-based superconductivity is stable against bosonization down to $k_F\xi = 2\pi$. The stabilization criterion $k_F\xi \geq 2\pi$ corresponding to the condition $\xi > \lambda_F$, with $\lambda_F = 2\pi/k_F$ being the electron wave length, should be regarded as an analog of the Ioffe-Regel criterion for transport in disordered systems.

It appears that for hole-doped high-T_c superconductors (series of La-, Y-, Bi- and Tl-systems) $k_F\xi \cong 10$ that are although in a BCS range but near the "instability" line $k_F\xi = 2\pi$ on the plot of T_c vs $T_F(= E_F/k)$ of Uemura et al. [4]. Our goal was to estimate a parameter $k_F\xi$ at electron-doped superconductor $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ with various Ce concentration.

In order to find ξ the low-temperature measurements of upper critical field B_{c2} on $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ single crystal films with various Ce concentration and nonstoichiometric disorder δ [5] in magnetic fields up to 9T ($B \parallel c$, $J \parallel ab$) and temperature range 1.8-40 K with SQUID-magnitometer MPMS XL of Quantum Design and by dc-current method in solenoid up to 12T from "Oxford Instruments" were carried out. In Fig.1 the dependencies of the resistivity ρ in CuO_2 - planes ($J \parallel ab$) on perpendicular magnetic field $B \parallel c$ are presented for optimally reduced films with $x =$ 0.14; 0.15; 0.18; 0.20 and an example of B_{c2} determination (for x =0.15 at T = 0.4 K) is shown.

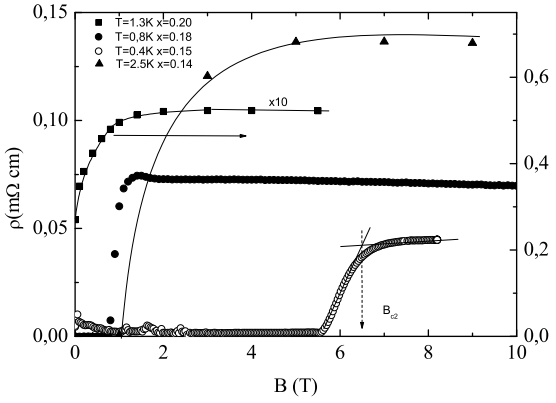


Fig. 1. Resistivity at CuO_2-planes ($J \parallel ab$) vs magnetic field ($B \parallel c$) for samples $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ with different Ce concentration at low temperatures. The lines are guides to the eye.

As it should be, obtained B_{c2} value is the higest for optimally doped sample with with $x = 0.15$. Using the relations between the coherence length and the upper critical field in the pure superconductor $2\pi B_{c2}\xi_0^2 = \Phi_0$ ($\xi \ll \ell$) and in so-called "dirty limit" $2\pi B_{c2}\xi\ell = \Phi_0$ ($\xi \gg \ell$) where ℓ is the elastic mean free path and the elementary flux quantum $\Phi_0 = \pi c\hbar/e$, the values

[1)] shel@imp.uran.ru

Table 1. The data for $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ optimally reduced films.

Samples	T_c,K	B_{c2}, T	$k_F \cdot 10^{-7}$, cm^{-1}	ℓ,Å	ξ_0,Å	ξ,Å	$k_F\xi$
x=0.14	11	2.0	8.6	-	127.6	-	109.0
x=0.15	21	6.9	9.2	56.3	68.6	83.6	76,5
x=0.18	6	1.5	6.4	39.1	148.0	560.0	358.4
x=0.20	<1.3	0.4	6.1	254.0	273.0	293.0	178.7

Table 2. The data for $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$ films with different nonstoichiometric disorder.

Samples	B_{c2}, T	$k_F \cdot 10^{-7}$, cm^{-1}	ℓ,Å	ξ_0,Å	ξ,Å	$k_F\xi$
Optimally reduced	6.9	9.2	56.3	68.6	83.6	76,5
Not optimally reduced	4.3	7.5	12.1	87.3	629.9	472.0
As grown	0.2	6.4	13.4	452.2	15609.5	960.0

of ξ_0 and ξ were estimated. The data for normal state in-plane resistivity and Hall coefficient were turned to account for determination of ℓ and $k_F = (2\pi n_s)^{1/2}$, n_s being the surface electron density. All the obtained parameters along with the $k_F\xi$ values are presented in Table 1 for optimally reduced samples with different Ce concentration and Table 2 for samples with x = 0.15 and different nonstoichiometric disorder.

It may be seen that for different samples of single crystals $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ with various Ce concentration and nonstoichiometric disorder parameter $k_F\xi \geq 100$ and thus this electron doped system is even more deep in the region of BCS-coupling than hole-doped cuprate systems [4]. The value of $k_F\xi$ ($\cong$ 75) is minimal for optimally reduced samples with x = 0.15, increases for underdoped (x = 0.14) or overdoped (x = 0.18 and 0.20) samples and strongly increases with an increase of nonstoichiometric disorder. Thus, using the universal (independent of the details of the interaction potential) phenomenological parameter $k_F\xi$ [3], we illustrate that investigated electron doped cuprate NdCeCuO-system doesn't cross the instability line of BCS-superconductivity $k_F\xi = 2\pi$ even for optimally doped and optimally reduced samples.

We are grateful to V.N.Neverov and I.V. Karskanov for experimental support. This work was done within RAS Programm (project N 01.2.006.13395) and with partial support of RFBR (N 07-02-00396).

References

1. M.Randeria in "Bose-Einstein condensation", Cambrige Univ.Press, 355 (1995).
2. P. Nozieres, S. Schmitt-Rink, J.Low.Temp.Phys. **59**, 195 (1985).
3. F. Pistolesi, G.C. Strinati, Phys.Rev.B **49**, 6356 (1994).
4. Y. J. Uemura et al., Phys.Rev.Lett. **66**, 2665 (1991).
5. T. B. Charikova, A.I. Ponomarev, G.I.Kharus et al., JETP **105**, 626 (2007).

Гистерезис магнитосопротивления гранулярных ВТСП. Механизм и универсальность полевой ширины гистерезиса

Д. А. Балаев,[1)] *А. А. Дубровский, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, Д. М. Гохфельд, Ю. С. Гохфельд, М. И. Петров*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Проведено целенаправленное исследование гистерезисной особенности магнитосопротивления R(H) гранулярных ВТСП классических составов (YBCO, BSCCO, LSCO) в широком диапазоне транспортного тока. Для всех систем обнаружено, что ширина гистерезиса ΔH (при условии R=const) не зависит от транспортного тока и является параметром, характеризующим внутригранульный пиннинг.

Известно, что гранулярные ВТСП демонстрируют гистерезисное поведение магнитосопротивления R(H) во внешнем магнитном поле [1]-[4]. Из возможных механизмов, приводящих к гистерезису R(H), можно указать либо захват магнитного потока в межгранульных границах, либо влияние потока, захваченного гранулами ВТСП, на межгранульную среду, либо суперпозицию указанных механизмов. В работе [4] был предложен способ для различения вкладов указанных механизмов. Он заключается в том, что полевая ширина гистерезиса R(H) ΔH пропорциональна захваченному магнитному потоку. В случае влияния пиннинга джозефсоновских вихрей в межгранульных границах, увеличение транспортного тока I, должно приводить к дополнительному срыву джозефсоновских вихрей и к зависимости ΔH от I. Если гистерезис R(H) обусловлен только влиянием потока, захваченного гранулами, то ΔH не зависит от I. В работе [4] исследовались гистерезисные зависимости R(H) композитов на основе ВТСП, которые являются модельными гранулярными ВТСП с искусственно ослабленными джозефсоновскими переходами. Показано, что ΔH для таких систем не зависит от I. С целью установления механизма формирования гистерезиса R(H) в "чистых" (некомпозитных ВТСП) исследованы гранулярные ВТСП классических составов $YBa_2Cu_3O_7$, $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$, и $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ (ниже обозначения - YBCO, BSCCO, и LSCO соответственно), приготовленные стандартной методикой твёрдофазного синтеза.

На рис.1, 2 приведены гистерезисные зависимости R(H) (использован стандартный четырёхзондовый метод, при измерениях образец находился в среде жидкого азота) образцов YBCO и BSCCO при T = 77.4 K. Полевая ширина гистерезиса, определяемая из зависимостей R(H) как $\Delta H(H_\downarrow) = H_\downarrow - H_\uparrow$ (индексы $\uparrow$ и $\downarrow$ обозначают ветви зависимости R(H)), когда поле возрастает или убывает соответственно), показана на рис.3, 4. В пределах точности экспериментальных данных влияния варьирования транспортного тока на полевую

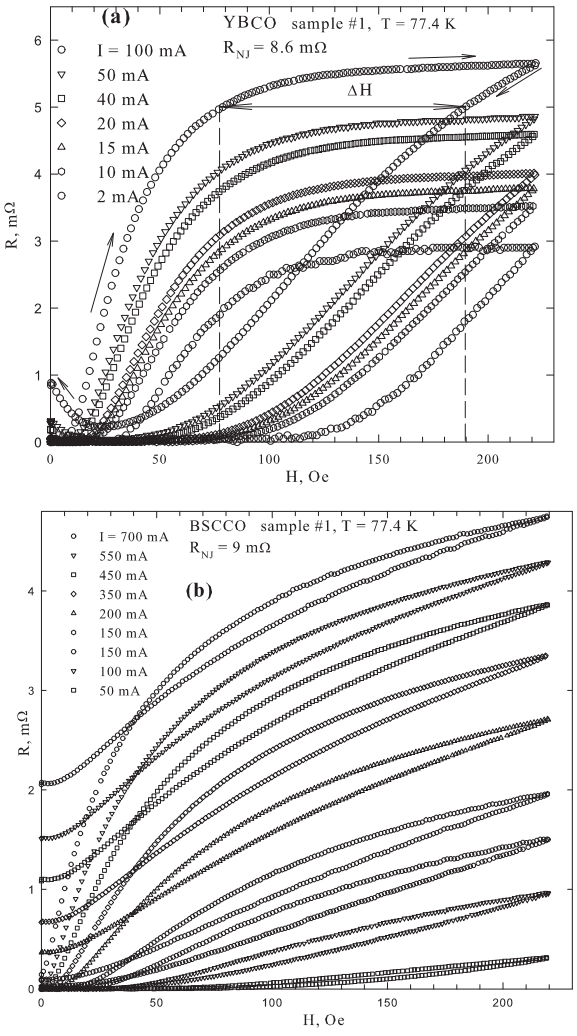


Рис. 1 Гистерезисные зависимости R(H) YBCO (a) и BSCCO (b) при различных значениях I.

[1)] smp@iph.krasn.ru

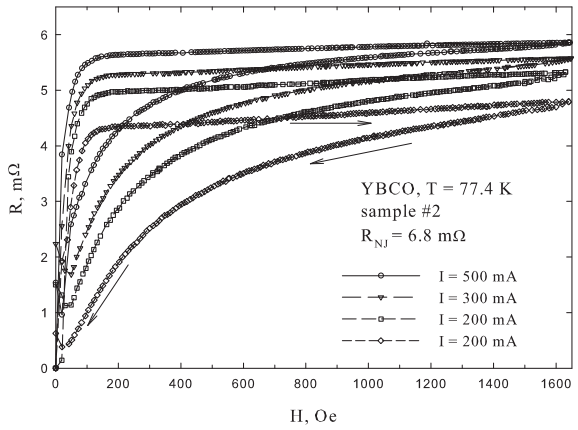


Рис. 2. Гистерезисные зависимости R(H) YBCO при различных значениях I.

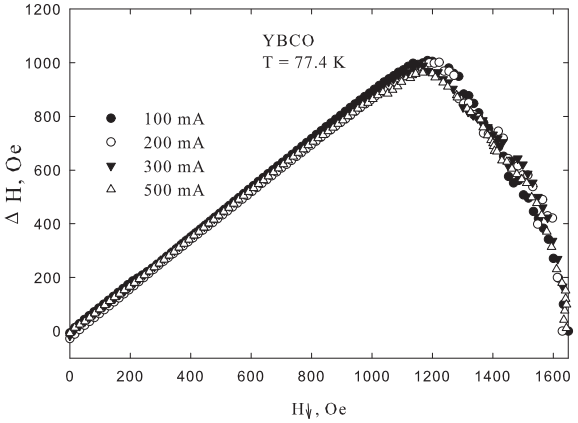


Рис. 4. Полевая ширина гистерезиса YBCO $\Delta H(H_\downarrow) = H_\downarrow - H_\uparrow$, определённая из данных рис.1 по условию R = const при различных значениях I.

ширину гистерезиса R(H) не обнаружено. Причём, измерения проведены при токе I как больше, так и меньше критического. На образце LSCO измерения проведены при температуре 4.2 K в $I = 30 \div 50$ мА ($I_C(4.2\ \mathrm{K}) \approx 300$ мА) до полей 6 кЭ, и в этом случае ΔH также не зависит от I (не показано).

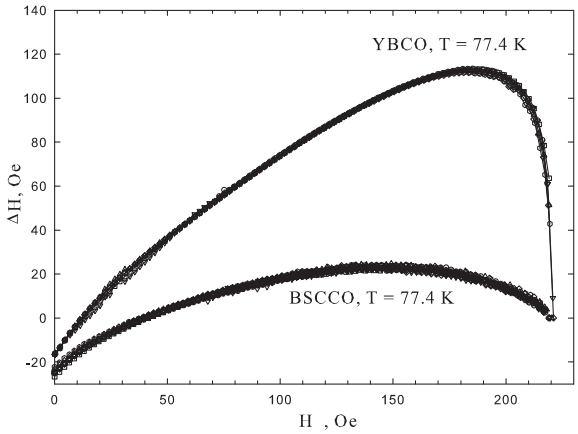


Рис. 3. Полевая ширина гистерезиса $\Delta H(H_\downarrow) = H_\downarrow - H_\uparrow$, определённая из данных рис.2 по условию R = const при различных значениях I.

Таким образом, независимость параметра $\Delta H(H_\downarrow)$ от транспортного тока наблюдается не только на ВТСП-композитах с ослабленными джозефсоновскими связями [4], а характерна и для гранулярных ВТСП с джозефсоновскими связями, сформированными "естественными" межгранульными границами. Обнаруженное поведение можно считать убедительным доказательством того, что гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярного ВТСП определяется в основном влиянием потока, захваченного в сверхпроводящих гранулах. Параметр $\Delta H(H_\downarrow)$ - полевую ширину гистерезиса R(H) можно считать до некоторой степени универсальным. Он определяется не только внешними условиями (температура, максимальное приложенное поле), но и внутригранульным пиннингом, поскольку ввиду того, что ΔH пропорциональна разнице намагниченностей прямого и обратного хода [4] (а значит и внутригранульному пиннингу).

Работа выполнена в рамках программы РАН "Квантовая макрофизика" и комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, а также частично поддержана ККФН, грант 18G011. Д. А. Б. и А. А. Д. благодарят Фонд Содействия Отечественной Науке.

Список литературы

1. Н. Д. Кузьмичев, Письма в ЖЭТФ **74**(5), 291 (2001).
2. J. P. Mune, F. C. Fonesca, R. Muccillo, R. F. Jardim, Phycica C **390**, 363 (2003).
3. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **48**(8), 1374 (2006).
4. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, ЖЭТФ **132**(6), 1340 (2007).

Транспортные свойства композитов Bi-ВТСП+Ag в окрестности порога перколяции

И. Л. Белозерова[1)]*, *Д. А. Балаев, А. Д. Васильев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия
**Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М. Ф. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия*

В настоящей работе описана технология синтеза сверхпроводящих композитов $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ + Ag низкой плотности с объемной долей Ag 20, 25 и 30 %. Плотность полученных образцов составляла $\sim$ 20 % от теоретической, что позволило создать текстурированные образцы методом одноосного прессования в жидкой среде. Проведен рентгеноструктурный анализ полученных образцов. Из рентгенограмм текстурированных композитов была определена степень текстуры. Для композитов с объемной долей Ag 20, 25 и 30% степень текстуры P = 0.98±0.01. Экспериментально исследованы транспортные свойства высокоплотных образцов $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ + Ag (с добавками ультрадисперсного серебра) с высокой степенью текстуры.

Наиболее перспективный путь увеличения плотности критического тока ВТСП – материалов связан с созданием композитов с однородно распределенными микровключениями несверхпроводящих фаз, совместимых с ВТСП [1]. Одним из наиболее перспективных элементов, применяющихся для создания таких фаз считается серебро [2].

С помощью метода "порошок в трубе" создаются ленточные провода на основе соединения $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ в серебряной оболочке. Доказано, что ВТСП и серебро в таких материалах не влияют друг на друга, т. к. площадь соприкосновения этих двух веществ мала. Взаимовлияние ВТСП и Ag, полученных твердофазным синтезом, до конца не изученная проблема. Композиты имеют площадь соприкосновения ВТСП и Ag гораздо большую (в сотни раз), чем материал, полученный методом "порошок в трубе". Поэтому целесообразно предположить, что в композитах это влияние (если оно есть) проявится ярче.

В настоящей работе нами были синтезированы композиты $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ + Ag (Bi-ВТСП +Ag) низкой и высокой плотности с объемной долей Ag 20, 25 и 30 %. Выбор содержания ингредиентов был сделан в окрестности порога протекания по несверхпроводящему компоненту. Теоретический порог протекания для трехмерной сети случайных связей равен 23,4 об. %. Выбранные значения 20, 25 и 30 об. % обеспечивают значения выше, ниже и примерно равно порогу протекания. Технология синтеза композита аналогична описанной в работе [3], однако мы внесли изменения. После первого этапа синтеза при температуре 800^0C в течение 24 часов прекурсор $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_1Cu_3O_{10}$ + $CaCO_3$ смешивали с порошком серебра (Ag) в нужных пропорциях и гомогенизировали. Из полученной шихты были спрессованы таблетки диаметром 20 и высотой 2-3 мм. Спекание образцов осуществлялось при температуре 820^0C в течение 400 часов. В результате были синтезированы композиты низкой плотности $\sim$ 20 % от теоретической с объемной долей Ag 20, 25 и 30 % , что позволило создать текстурированные образцы методом одноосного прессования в жидкой среде [4]. Пористые образцы были взяты в виде таблеток диаметром 30 мм и толщиной 4-4.5 мм. Эти таблетки были пропитаны этиловым спиртом. Далее таблетки подвергались прессованию в направлении оси симметрии таблетки при давлении до 180 МПа при комнатной температуре. Для выпаривания остатков спирта прессованные таблетки помещались в сушильный шкаф при T = 70^0C на 5 часов. После прессования таблетки значительно уменьшались в размере относительно исходного: – толщина – 0.9-1 мм, диаметр 30 мм (диаметр определяется размером прессформы). Далее прессованные таблетки отжигались при T = 820^0C в течение 25 часов. В результате были получены композиты высокой плотности $\sim$ 90 % от теоретической с объемной долей Ag 20, 25 и 30 %. На рис.1 представлена рентгенограмма композита Bi-ВТСП +Ag высокой плотности с объемной долей Ag 25 %.

Из анализа данных на рис. 1 доля низкотемпературной фазы Bi2212 составляет менее 5%. Для текстурированных композитов была определена степень текстуры также, как и в работе [4]. Для композитов с объемной долей Ag 20, 25 и 30% степень текстуры = 0.98±0.01. Такие высокие значения P (максимальное значение P составляет 1 для монокристаллов) характерны для керамик с высокой степенью текстуры. Детальный анализ рентгенограмм композитов показал отсутствие взаимо-

[1)] belozerova_Irik@mail.ru

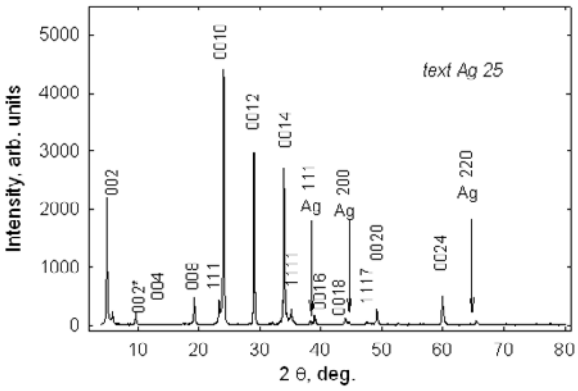


Рис. 1. Рентгенограмма композита Bi-ВТСП +Ag высокой плотности с объемной долей Ag 25 %.

влияния ВТСП и Ag на их структурные параметры.

Экспериментально исследованы транспортные свойства высокоплотных образцов Bi-ВТСП +Ag с высокой степенью текстуры. На рисунке 2 приведены зависимости удельного электросопротивления от температуры.

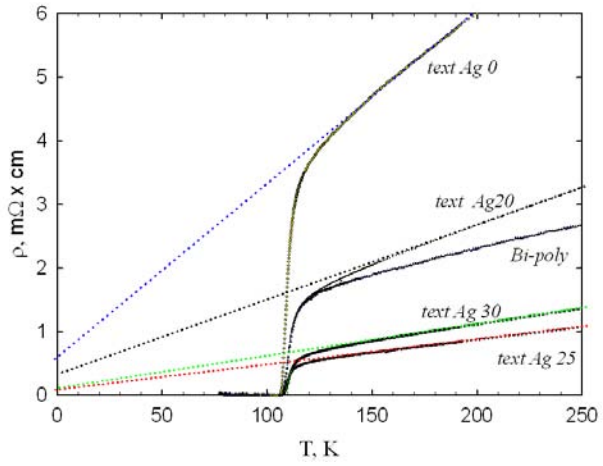


Рис. 2. Температурные зависимости удельного электросопротивления ρ(T) текстурированных композитов Bi-ВТСП +Ag, исходного текстурированного ВТСП и поликристаллического ВТСП того же состава.

Температура сверхпроводящего перехода T_c, практически одинакова для этих образцов и составляет ~ 107.2 K. Удельное электросопротивление ρ при 250 K наилучшее у образца с 25 об.% содержания серебра. Он же обладает наименьшим остаточным сопротивлением, полученным экстраполяцией к 0 K линейной части зависимости электросопротивления. На полученных образцах были проведены измерения вольт-амперных характеристик (рис. 3) при температуре жидкого азота.

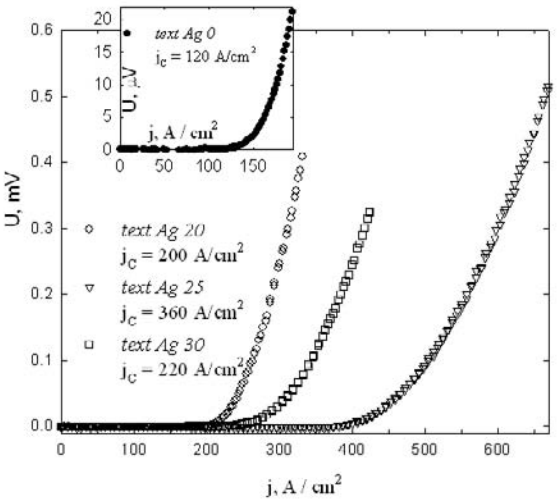


Рис. 3. Вольт – амперные характеристики образцов при 77 K.

Транспортный ток протекал вдоль плоскости таблетки, т.е. перпендикулярно c - оси кристаллитов $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$. Были получены следующие значения плотности критического тока. Для образца Bi-ВТСП + 0 об.% Ag $J_C^{a-b} = 120$ A/cm^2, для Bi-ВТСП + 20 об.% Ag $J_C^{a-b} = 200$ A/cm^2, Bi-ВТСП + 25 об.% Ag $J_C^{a-b} = 360$ A/cm^2, Bi-ВТСП + 30 об.% Ag $J_C^{a-b} = 220$ A/cm^2.

Таким образом, обнаружена оптимальная концентрация ультрадисперсного серебра в композите (25 об. %), при которой транспортные характеристики наилучшие. Взаимовлияние ВТСП и Ag на структурные параметры не обнаружено.

Работа выполнена при поддержке грантами Красноярского Краевого Фонда Науки 17G057 и 18G148

Список литературы

1. П. Е. Казин, Ю. Д. Третьяков, Успехи химии **72**, 962 (2003).
2. V. A. Maroni, M. Teplitsky, M. W. Rupich, Physica C **313**, 169 (1999).
3. K. Y. Song, M. S. Lee, Supercond. Sci. Technol. **19**, 1255 (2006).
4. М. И. Петров, Д. А. Балаев, И. Л. Белозерова и др. Письма в ЖТФ **33**, 52 (2007).

Механизм термического распада нестехиометрического соединения $YBa_2Cu_3O_{6.8}$

Ю.В. Блинова[1)], *Е.П. Романов, С.В. Сударева*

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, Россия

С.Г. Титова

Институт металлургии УрО РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Рентгенографически методом полнопрофильного анализа дифракционных линий установлено, что распад нестехиометрического соединения $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ при 200 ^{o}C на воздухе происходит в две стадии. На первой стадии возникает расслоение по кислороду на две фазы с различным содержанием кислорода. На второй стадии под действием упругих напряжений после 20-35 ч отжига происходит процесс разупорядочения тяжелых атомов Y, Ba, Ba, Y в направлении кристаллографической оси *c*.

$YBa_2Cu_3O_7$ (123) является основой ВТСП изделий второго поколения, для которых цена за 1 кА·м при промышленном производстве ниже, чем для меди. В связи с этим актуальной является проблема устойчивости структуры и свойств 123 при нормальных условиях, а также при повышенной температуре. Из работы [1] следует, что в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при отжиге (~200 ^{o}C) должно происходить расслоение по кислороду на две фазы: сначала – на две орто-фазы, обогащенную и обедненную кислородом по сравнению с исходным состоянием, затем, на более поздних стадиях, – на орто- и тетра-фазы.

В работе [2] при электронно-микроскопическом исследовании в плоскости (001) очень тонких монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ после отжига 200 ^{o}C на воздухе было показано, что распад действительно осуществляется путем расслоения по кислороду на две фазы с разными параметрами решетки. При этом матрица образца обедняется кислородом, степень ромбичности решетки $\gamma=(b\text{-}a)/(a+b)$ постепенно уменьшается, сверхпроводящие свойства ухудшаются. После 100 ч отжига в матрице с $\gamma\longrightarrow 0$ присутствуют в большом количестве частицы размером 10 нм и выше с повышенным содержанием кислорода и большой величиной γ.

При электронно-микроскопическом исследовании [3] крупных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ + 1.5 вес.% Ce после отжига 200 ^{o}C, 100 ч на воздухе (в плоскостях, содержащих ось *c*) была обнаружена стадия распада, сопровождающаяся разупорядочением атомов Y, Ba, Ba, Y в направлении оси *c*. Установлено, что процесс разупорядочения осуществляется с помощью образования пакетов из дефектов упаковки по плоскостям (001). Конечным результатом нарушения порядка в направлении оси *c* является образование кубической решетки.

Задачей настоящей работы было изучение механизма распада фазы 123 при 200 ^{o}C на воздухе с помощью рентгеноструктурного анализа.

В качестве объектов исследования были использованы керамические таблетки $YBa_2Cu_3O_{6.8}$, приготовленные с помощью стандартного твердофазного метода [4]. Они отжигались при 200 ^{o}C в течение 2, 4, 10, 20, 35, 100 ч на воздухе. Контроль содержания кислорода в образцах до и после отжига осуществляли методами иодометрического титрования и гравиметрии. Потери кислорода после отжига при 200 ^{o}C практически отсутствовали. Образцы исследовали рентгенографически с помощью высокочувствительного порошкового дифрактометра STADI-P STOE в излучении Cu $K_{\alpha 1}$.

Полнопрофильный анализ выполнен с помощью программного комплекса GSAS [5]. В качестве исходной использована модель решетки [6]. При анализе структуры предполагали, что общее содержание Y и Ba в процессе отжига не меняется, но возможно их перераспределение. Данные рассчитаны в предположении ромбической структуры для исходного состояния образца и ромбической структуры в сочетании с кубической (продукт разупорядочения тяжелых атомов) для образца после низкотемпературного отжига.

Изменения параметров ячейки О-фазы в зависимости от времени отжига показаны на рис. 1а. Обращает на себя внимание небольшая особенность при малых (2-4 ч) временах отжига, возможно, связанная с релаксационными процессами. Однако можно отметить взаимосвязь: уменьшение всех параметров решетки *a*, *b*, *c* в первые 2-4 ча-

[1)] jmll@imp.uran.ru

са отжига совпадает по времени с небольшим увеличением степени порядка в расположении атомов Y, Ba (рис. 1а, в). Возможно, некоторое повышение степени порядка обуславливает отмеченную особенность в поведении параметров решетки в самом начале отжига. Увеличение времени отжига свыше 35 ч приводит к резкому уменьшению разницы (b-a), связанному с уменьшением параметра b, и к росту параметра c (рис. 1а), что соответствует литературным данным [6] о поведении параметров ячейки при уменьшении содержания кислорода. Следовательно основная фаза с ромбической структурой обедняется кислородом при отжиге.

Из рис. 1в видно, что увеличение времени отжига свыше 20 ч приводит к резкому уменьшению n(Ba) – заполнения барием собственных позиций, то есть к разупорядочению Y и Ba, и к стабилизации при больших временах отжига (100 ч) величины n(Ba)$\sim$0.6. При полностью разупорядоченном состоянии атомов иттрия и бария n(Ba)=1/3, то есть полного разупорядочения матрицы после 100 ч отжига не достигается. Зависимости γ и n(Ba) от времени отжига имеют различный характер. Следовательно, параллельно идут два разных процесса – обеднение O-фазы кислородом и разупорядочение тяжелых атомов. Можно предположить, что возникновение кубической фазы также сопровождается перераспределением кислорода в пользу малых частиц $YBa_2Cu_3O_7$.

Независимо определенная ширина дифракционных линий (FWHM) демонстрирует немонотонный ход: при малом времени отжига, как и на всех остальных зависимостях, наблюдается слабая аномалия; увеличение времени отжига до 35 ч сопровождается ростом FWHM, дальнейший отжиг (100 ч) приводит к ее уменьшению почти до исходного состояния. Увеличение FWHM может быть связано в первую очередь с неоднородным состоянием материала: расслоение по кислороду, образование дефектов упаковки и фаз $Y_2Ba_4Cu_7O_x$ и $Y_2Ba_4Cu_8O_x$ на их основе. Другой причиной могут быть упругие напряжения, которые возникают между обедненной кислородом матрицей и включениями фазы с высоким содержанием кислорода. Уменьшение FWHM при больших временах отжига (100 ч) можно объяснить релаксацией упругих напряжений при перестройке структуры, сопровождающейся разупорядочением тяжелых атомов, появлением кубической решетки.

Таким образом, механизм распада соединения $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ при 200 ^oC (на воздухе) включает два процесса. Первый – расслоение по кислороду на две фазы с разными параметрами решетки – протекает непрерывно (вплоть до 100 ч отжига). Второй – разупорядочение тяжелых атомов Y, Ba, Ba, Y в направлении оси c в основном под действием упругих напряжений. Процесс разупорядочения начинается после $\sim$20-35 ч отжига, прогрессирует при дальнейшем отжиге и проявляется в образовании кубической фазы. Количество кубической фазы нарастает по мере отжига. После 100 ч отжига ее содержание начинает превышать содержание исходной фазы с ромбической структурой, степень ромбичности и содержание кислорода в которой линейно уменьшаются в процессе отжига.

Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.006 13392), при частичной поддержке грантов РФФИ № 06-03-33039а и НШ-5566.2006.3.

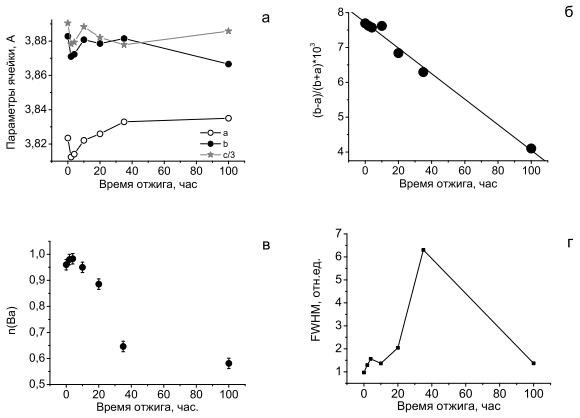


Рис. 1. Результаты полнопрофильного анализа дифракционных линий $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ в зависимости от времени отжига при 200 ^oC: а – параметры элементарной ячейки a, b и $c/3$; б – степень ромбичности $\gamma=(b\text{-}a)/(a+b)$; в – степень заполнения барием собственных позиций; г – относительная ширина на полувысоте дифракционных линий (значение FWHM в начале отжига принято за 1).

Список литературы

1. A. G. Khachaturyan, S. V. Semenovskaya, J. W. Morris, Phys.Rev.B, **37**, 2243 (1988).
2. S. V. Sudareva, E. I. Kuznetsova, T. P. Krinitsina et.al. Physica C, **331**, 263 (2000).
3. С. В. Сударева, Е. П. Романов, Т. П. Криницина и др. ФММ (2008), в печати.
4. Е. И Кузнецова, Т. П. Криницина, С. В. Сударева и др. ФММ **81**, 113 (1996).
5. A. C. Larson, R. B. Von Dreele, M. Jr. Lujan. GSAS – General crystal structure refinement program. Neutron Scattering Center. MS-H805. Los Alamos. USA. NM 87545. 1994.
6. J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas et.al. Phys. Rev. B. **41** 1863 (1990).

Влияние силы Лоренца на положение области с локально замороженным магнитным полем в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

А. А. Шабло, В. П. Коверя, С. И. Бондаренко[1)]

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, Украина

Исследованы особенности перемещения области с замороженным магнитным полем под действием транспортного тока через пластины керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Замораживание магнитного поля в керамике $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с низким значением плотности критического тока ($j_c < 100\,\text{А/см}^2$) свидетельствует, как правило, о четком разделении диапазона малых значений внешнего поля, когда оно замораживается в межгранульной джозефсоновской среде и диапазона относительно больших значений (> 100 Э), когда оно замораживается в самих гранулах [1]. При замораживании локального поля по ранее описанной методике [2] и пропускании транспортного тока (I_{tr}) через образец возникает сила Лоренца $\mathbf{F} \propto [\mathbf{I_{tr}} \times \mathbf{B_f}]$, воздействующая на область с замороженным магнитным полем (ЗМП) с индукцией $\mathbf{B_f}$, и способная перемещать ее по образцу [3]. Фиксируя параметры перемещения, можно получить сведения о силе пиннинга и вязкости движения магнитного потока в точке замораживания при различных значениях внешнего магнитного поля и для обоих режимов замораживания (FC и ZFC режимы). В данной работе внешнее поле находилось в диапазоне малых полей (25 Э), которое замораживалось в FC режиме. Диаметр области замораживания составлял 0.5 мм, все измерения выполнялись в жидком азоте. Нас интересовали следующие вопросы: 1) может ли перемещаться область с ЗМП при транспортном токе, меньшем критического? 2) как происходит процесс аннигиляции замороженных полей двух областей с противоположно направленным ЗМП при их сближении под действием силы Лоренца? 3) изменяется ли реакция области с ЗМП на воздействие силы Лоренца в зависимости от величины плотности критического тока образца керамики?

Перемещение области с ЗМП по образцу отслеживалось с помощью контроля положения максимума (или минимума) пространственного распределения ЗМП, которое считалось совпадающим с центром области. Распределение замороженного поля над образцом (H_f) измерялось с помощью миниатюрного феррозонда, относительно которого перемещался образец в виде тонкой (0.5 мм) керамической пластины с размерами $0.5 \times 5 \times 10$ мм.

[1)] bondarenko@ilt.kharkov.ua

Первый вопрос возник в связи с тем, что ранее нами наблюдалось [3] перемещение области с ЗМП только при $I_{tr} > I_c$ (I_c - критический ток образца). Как выяснилось, этот результат был следствием низкого пространственного разрешения используемого магнитного детектора, измеряющего ЗМП над поверхностью образца. После изготовления усовершенствованного феррозонда с улучшенным в несколько раз пространственным разрешением удалось установить, что область с замороженным потоком может перемещаться, начиная с транспортного тока, равного $0.7I_c$ (2 А).

При замораживании одинакового по величине, но противоположного по направлению поля в двух областях (с диаметром 0.5 мм) образца и при кратковременном (в течении нескольких секунд) пропускании транспортного тока в направлении, перпендикулярном к соединяющей их линии, эти области перемещаются навстречу друг другу в полном соответствии с направлением силы Лоренца в каждой из областей с ЗМП. Повторное пропускание данных импульсов тока приводит к дальнейшему уменьшению расстояния между экстремумами распределения ЗМП. Одновременно с уменьшением расстояния происходит уменьшение абсолютной величины максимума и минимума распределения ЗМП указанных областей (рис. 1). Видно, что при уменьшении расстояния между областями с ЗМП в 4 раза величина регистрируемого замороженного поля в точках экстремумов уменьшается в 10 раз. Уменьшение поля каждой из областей можно объяснить нарастающей по мере их сближения компенсацией замороженного тока, поддерживающего исходный ЗМП, мейсснеровским током, возбуждаемым замороженным потоком одной области в месте расположения другой. В результате, по мере сближения областей для одинакового перемещения областей требуется все больший ток I_{tr}. Можно ожидать, что полная аннигиляция макроскопических замороженных потоков произойдет после сближения центров областей с ЗМП на расстояние, сопоставимое с их диаметром.

Для ответа на третий вопрос сопоставлялось действие силы Лоренца на область с равным по величине локальным ЗМП в образцах с плотностью критического тока $j_c \approx 100\,\text{А/см}^2$ (такие образцы использовались при решении первых двух вопросов) и в образцах с $j_c = 0.5 \cdot 10^{-3}\,\text{А/см}^2$ с теми же геометрическими размерами. Ослабление критического тока образца достигалось его отжигом в воздушной атмосфере при температуре 400 С в течение двух часов. Если для первых образцов перемещение области с ЗМП наблюдалось, начиная от $I_{tr} = 0.7I_c$ до $I_{tr} = 3I_c$ (что соответствовало максимально допустимому току в 5 А через образец), то для вторых перемещение полностью отсутствовало во всем доступном диапазоне величин $I_{tr} = 0 - 5\,\text{А}$. В то же время пропускание транспортного тока различной величины приводило к некоторому уменьшению величины ЗМП (рис. 2).

Указанные особенности связаны с существенным ухудшением сверхпроводящих свойств не только межгранульных контактов, но и самих гранул. В частности, измерения критической температуры таких образцов показали ее снижение до 83 К. Соответственно уменьшается первое критическое поле керамики. В результате, можно предположить, что даже слабое внешнее поле замораживается в основном в гранулах керамики, где силы пиннинга вихрей Абрикосова значительно больше, чем пиннинг джозефсоновских и гипервихрей в межгранульном пространстве. При этом меньшая часть ЗМП, замороженная в данной сильно разреженной джозефсоновской среде керамики, может выходить из образца под действием все той же силы Лоренца, что ведет к уменьшению ЗМП.

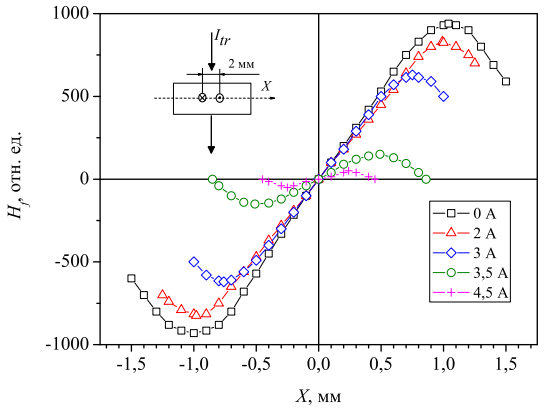


Рис. 1. Изменение распределения магнитного поля над двумя областями замораживания после пропускания через образец транспортного тока (I_{tr}) 2; 3; 3.5; 4.5 А (на вставке дана схема образца и начальное положение областей с ЗМП противоположного направления).

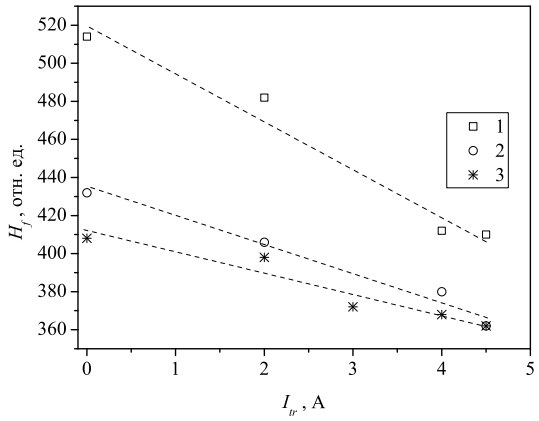


Рис. 2. Изменение величины ЗМП над эпицентром области замораживания после пропускания транспортного тока различной величины (для трех образцов керамики с $j_c \sim 10^{-3}$ А/см^2) .

Список литературы

1. Х. Р. Ростами, В. В. Манторов, В. И. Омельченко, ФНТ, **22**, 736 (1996).
2. С. И. Бондаренко, А. А. Шабло, Сборник расширенных тезисов 1-ой Международной конференции “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости”, 18-22 октября 2004г., Звенигород, Россия, стр.264.
3. С. И. Бондаренко, А. А. Шабло, В. П. Коверя, ФНТ, **32**, 825 (2006).

Сверхпроводящие свойства композитов на основе эпитаксиальных пленок $YBa_2Cu_3O_7$ с пространственно ориентированными наноразмерными включениями

О. В. Бойцова, А. Р. Кауль

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

С. В. Самойленков

Объединенный институт высоких температур РАН, ул. Ижорская, Москва, Россия

В настоящей работе всесторонне охарактеризованы полученные методом осаждения из газовой фазы тонкие эпитаксиальные плёнки $YBa_2Cu_3O_7$ с избытком Y_2O_3 на монокристаллических подложках $SrTiO_3$ (001). Методами рентгенофазового анализа, дифракции отраженных электронов, атомно-силовой микроскопии, сканирующей электронной и оптической микроскопии проведено подробное исследование выделений вторых фаз и рассмотрено их влияние на структуру и сверхпроводящие характеристики пленок. Также были изучены температурные зависимости намагниченности и электросопротивления для тонкопленочных композитов, вычислены значения T_c (около 90 К) и плотности критического тока: до $j_c(77\ K) = 2.9 \cdot 10^6$ А/см^2

Для практического использования сверхпроводников, безусловно, важно, чтобы материал имел возможно более высокие плотности критического тока(J_c) и величины критических магнитных полей. Для некоторых применений приемлемые значения J_c имеют порядок 10^6 А/см^2 и более в магнитных полях, превышающих 1 Тл. Иттрий-бариевый купрат хорошо зарекомендовал себя как сверхпроводящий слой в технологии изготовления длинномерных токонесущих изделий, применяемых в самых разных областях науки и техники (например, силовые кабели, трансформаторы, электромагниты). Улучшить токонесущую способность можно, в том числе, за счет введения в матрицу сверхпроводника микро- и нано-несверхпроводящих включений, являющихся центрами пиннинга. В данной работе обсуждается влияние Y_2O_3 на свойства ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$. В ходе работы методом MOCVD были получены тонкопленочные композиты на основе YBCO на монокристаллической подложке $SrTiO_3$ (001). Полученные образцы всесторонне охарактеризованы методами рентгенофазового анализа, дифракции отраженных электронов, атомно-силовой микроскопии, сканирующей электронной и оптической микроскопии. Совместный анализ этих данных свидетельствует об эпитаксиальном росте пленок $YBa_2Cu_3O_7$ с-ориентации. Поверхность образцов, содержащих избыток Y однородна, т.о. включения Y_2O_3 встроены в матрицу сверхпроводника. Рост фаз матрицы и включений сориентирован $(001)Y_2O_3||(00l)YBCO$, что соответствует минимальным значениям рассогласования параметров кристаллических решеток $YBa_2Cu_3O_7$ и Y_2O_3. Также для тонкопленочных композитов были изучены температурные зависимости намагниченности и электросопротивления. Характерная величина T_c составляет 88-90 К, при DT=1-2 К. По модели Бина вычислены значения плотности критического тока j_c (77 К, Н=100 Э), которые в зависимости от содержания фазы Y_2O_3 составили от 0.9 до $2.9 \cdot 10^6$ А/см^2 (толщина сверхпроводящего слоя 300 нм). Такие показатели близки к рекордным для эпитаксиальных ВТСП-пленок. Таким образом, показано, что стабилизированные эпитаксией в окружающей матрице YBCO наноразмерные включения оксида Y, образующиеся при сдвиге катионной стехиометрии 1:2:3 в сторону избытка Y_2O_3, приводят к усилению пиннинга магнитных флюксоидов. Интересно отметить, что при значительном избытке Y в пленках наблюдается рост фазы $YCuO_2$ в направлении (0001) перпендикулярном подложке, не нарушающий эпитаксиального характера сверхпроводящей матрицы. В дальнейшем нами будут исследованы потенциальные возможности такой фазы в образовании дефектов, пинингующих магнитные флюксоиды.

Резистивный переход поликристаллического ВТСП в магнитном поле. Роль эффективного поля в межгранульной среде

А. А. Быков[1)]

Сибирский Федеральный университет, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79, Россия

Д. А. Балаев, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, Россия

Приводятся результаты исследования влияния магнитной предыстории на резистивный переход гранулярного ВТСП $YBa_2Cu_3O_7$ в слабых магнитных полях. Обнаружено, что в условиях охлаждения в поле (FC) разрушение сети слабых джозефсоновских связей, образующихся на межкристаллитных границах, происходит при более низкой температуре, чем в условиях охлаждения в нулевом поле (ZFC) а затем приложения внешнего поля. Иными словами, в условиях FC энергия джозефсоновской связи больше, чем в случае ZFC, в то время как диамагнитный сигнал в режиме FC в несколько раз меньше, чем для ZFC режима, что находится в согласии с известными данными. Такое поведение объясняется в рамках развиваемой в настоящее время модели поведения гранулярного ВТСП во внешнем поле, в которой межгранульные границы находятся в эффективном поле, являющемся суперпозицией внешнего поля, и поля, индуцированного магнитными дипольными моментами ВТСП гранул.

Несмотря на то, что поликристаллы на основе ВТСП уже не относятся к ряду "недавно открытых" веществ, тем не менее, ряд особенностей резистивного состояния во внешнем магнитном поле в них остаётся невыясненным. Поэтому в последнее время наблюдается интерес к магниторезистивным эффектам в этих, казалось бы, изученных материалах [1-5]. Объяснение упомянутых выше эффектов, а также и самого резистивного отклика гранулярных ВТСП во внешнем поле, в том числе и уширение резистивного перехода, основывается на модели гранулярного ВТСП, которая развивается в последнее время [1-5]. В данном сообщении приводятся результаты исследования влияния различной магнитной предыстории на уширение резистивного перехода в магнитном поле гранулярного ВТСП.

На рис. 1a представлены типичные зависимости $R(T)$ поликристаллического $YBa_2Cu_3O_7$ (полученного стандартной методикой твёрдофазного синтеза), измеренные четырёхзондовым методом, $H \perp I$. Подобно большинству слабосвязанных сверхпроводников, эти зависимости имеют двухступенчатый характер: резкий скачок, соответствующий переходу сверхпроводящих гранул и плавный переход до температуры T_{C0} (при которой $R \approx 0$), уширяющийся в магнитном поле, который определяется переходом джозефсоновских связей. На рис. 1a измерения проведены для трёх случаев магнитной предыстории: 1 - zfc охлаждение в нулевом поле, затем прикладывается поле $H = 50$ Э; 2 - fc - охлаждение в поле $H = 50$ Э; fc($H = 0$) - охлаждение в

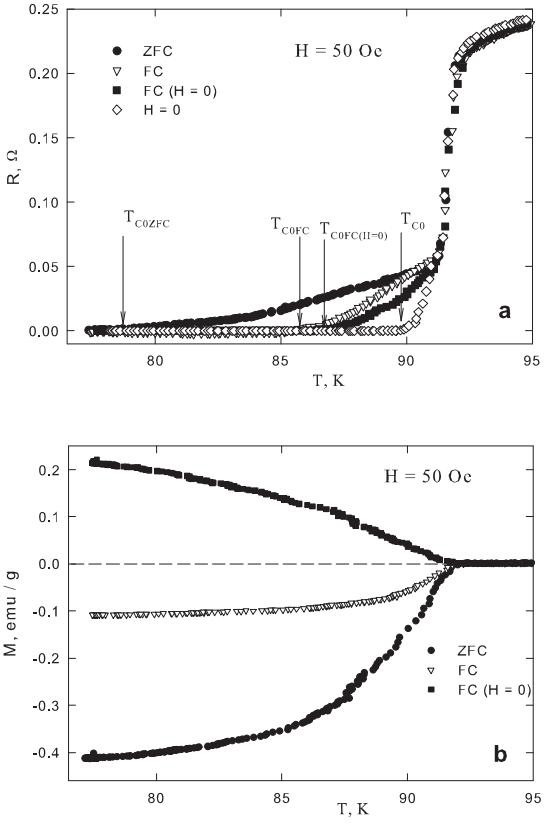


Рис.1. Резистивный переход поликристаллического $YBa_2Cu_3O_7$ в различных условиях магнитной предыстории (ZFC, FC, FC(H=0)) при $I = 10$ мА; указаны температуры T_{CO} при которых $R \approx 0$ - a. Температурные зависимости намагниченности этого же образца в тех же режимах - b.

[1)] redi87@bk.ru

поле $H = 50$ Э до $T = 77.4$ K, а затем поле уменьшалось до нуля. Видно, что при повышении температуры разрушение сети джозефсоновских переходов происходит раньше для случая zfc, иными словами $T_{C0ZFC} < T_{C0FC} < T_{C0FC(H=0)}$. Такое поведение характерно для исследованной области полей до 250 Э. В большинстве работ, посвящённых исследованию влияния внешнего поля на резистивный переход гранулярных ВТСП, зависимости $R(T)$ измерялись в условиях zfc (напр. [5-9]). Авторы не нашли в литературе результатов исследования зависимостей $R(T)$ гранулярных ВТСП в подобных режимах и объяснения результатов. С другой стороны, широко известно поведение намагниченности $M(T)$ в данных режимах. Зависимости $M(T)$ для исследованного образца приведены на рис. 1b. Они типичны для ВТСП: $M_{FC(H=0)} > 0, M_{FC} > M_{ZFC}$ (при температуре меньше температуры плавления абрикосовских вихрей в гранулах), что объясняется захватом потока.

Гранулярные ВТСП можно упрощённо представить как двухуровневую систему: ВТСП гранулы с большими значениями плотности критического тока I_{CG} (как правило, транспортный ток $I << I_{CG}$) и межгранульные границы, в которых перенос сверхтока происходит за счёт эффекта Джозефсона (для них I может быть одного порядка с критическим током). Вся диссипация во внешнем поле H происходит в подсистеме межгранульных границ. Межгранульные границы находятся в эффективном поле $B_{eff} = H + B_{ind}$, где B_{ind} - поле, индуцированное дипольными моментами ВТСП гранул. Оно пропорционально намагниченности M. При обычной геометрии эксперимента $H \perp I$ и условиях, когда $M < 0$, B_{ind} сонаправлено внешнему полю. Если $M > 0$, то B_{ind} направлено против внешнего поля ($B_{ind} < 0$). Это приводит к известному гистерезису $R(H)$ при $T = const$ [3-5]. Из трёх случаев (fc, zfc, fc(H=0)) поле в межгранульной среде B_{eff} максимально в условиях ZFC, $B_{effZFC} > B_{effFC}$, поскольку $B_{indFC} < B_{indZFC}(B_{ind} \sim M)$. В условиях fc(H=0) эффективное поле в межгранульной среде определяется только влиянием дипольных моментов гранул - $B_{effFC(H=0)} = B_{indFC(H=0)}$. Такое рассмотрение эффективных полей в межгранульной среде объясняет полученные результаты (рис. 1a). Разрушение джозефсоновских связей, на межгранульных границах поликристаллического ВТСП в магнитном поле определяется величиной эффективного поля в межгранульной среде. Наблюдаемое поведение зависимостей $R(T) : T_{C0ZFC} < T_{C0FC} < T_{C0FC(H=0)}$ подтверждает развиваемую модель гранулярного ВТСП [1-5].

В ряде работ [5-8] при обработке экспериментальных температурных зависимостей резистивного перехода в рамках моделей для слабосвязанных сверхпроводников, авторы обсуждают полевую зависимость потенциала пиннинга в джозефсоновской среде, извлечённую из экспериментальных данных по $R(T)$. Результаты, полученные в данной работе, свидетельствуют о том, что подобная интерпретация эксперимента не идентична результатам, полученным на монокристаллах [10], поскольку влияние поля, индуцированного дипольными моментами сверхпроводящих гранул значительно, и диссипация в межгранульной среде определяется величиной эффективного поля, которое есть суперпозиция внешнего и индуцированного полей.

Работа выполнена в рамках программы РАН "Квантовая макрофизика" №3.4 и комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, конкурса молодежных проектов СФУ, проект №6.

Список литературы

1. C. A. M. dos Santos, M. S. da Luz, B. Ferreira, A. J. S. Machado,**391**, 345 (2003).
2. P. Mune, F. C. Fonesca, R. Muccillo, R. F. Jardim, Phycica C **390**, 363 (2003).
3. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, ЖЭТФ, **132(6)**, 1875 (2007).
4. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ЖТФ, **78(№3)**, 36 (2008).
5. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, ФТТ, **50 (№6)**, 972 (2008).
6. A. C. Wright, K. Zhang, A. Erbil, Phys.Rev.B, **44**, 863 (1991).
7. C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar, Phys.Rev.B, **48**, 3388 (1993).
8. H. S. Gamchi, G. J. Russel, K. N. R. Taylor, Phys. Rev. B, **50**, 12950 (1994).
9. M. Ionesku, B. Winton, T. Silver, S. X. Dou, R. Ramer, Appl.Phys.Lett. **84**, 5335 (2004).
10. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, Phys. Rev. Lett, **61**, 1662 (1988).

Изменение наклона второго критического поля в электронных сверхпроводниках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с разной степенью беспорядка

Т. Б. Чарикова[1)], *Н. Г. Шелушинина, Г. И. Харус, О. Е. Сочинская*

Институт физики металлов УрО РАН, 620219 Екатеринбург, Россия

А. А. Иванов

Московский государственный инженерно-физический институт, 115410, Москва, Россия

Представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления монокристалла $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с x=0.14; 0.15 и разной степенью беспорядка (δ) в различных магнитных полях ($B \parallel c$, $J \parallel ab$) в интервале температур T = (1.8 ÷ 40) K. Показано, что существуют отличия в поведении зависимости наклона второго критического поля от параметра беспорядка в недолегированных образцах ($x = 0.14$) и в образцах с оптимальным легированием ($x = 0.15$). Такое различие может быть связано с изменением симметрии спаривания носителей в недолегированной и оптимально легированной областях электронного сверхпроводника.

Определение типа куперовского спаривания электронных систем высокотемпературных сверхпрповодников при изменении уровня легирования продолжает оставаться в центре внимания исследователей. Первые туннельные и микроволновые исследования (см. ссылки в обзоре [1]) свидетельствовали о существовании в электронных сверхпроводниках s-волнового спаривания. Исследования фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [2] указывают на реализацию в электронных сверхпроводниках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ анизотропного спаривания $d_{x^2-y^2}$ типа с нулями функции щели на поверхности Ферми. При таком типе спаривания введение нормальных примесей в систему должно приводить к быстрому разрушению сверхпроводимости. Однако, даже для сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с точно установленной d-волновой симметрией параметра порядка этого не наблюдается на эксперименте [3]. Сверхпроводимость разрушается, но не столь быстро. Другой возможный тип анизотропного спаривания - анизотропное s-спаривание, при котором имеют место нули функции щели на поверхности Ферми, но параметр порядка не меняет знак. В теоретических работах [4] было показано, что контролируемое введение немагнитных примесей (введение беспорядка) приводит к принципиальному различию в поведении плотности состояний на уровне Ферми для двух типов анизотропного спаривания. Изменение наклона верхнего критического поля $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ в зависимости от степени беспорядка в системе обсуждалось в работе [5], и было теоретически установлено, что в сверхпроводниках с d-спариванием величина наклона второго критического поля должна быстро уменьшаться с ростом степени разупорядочения, а в случае анизотропного s-спаривания наклон поля должен увеличиваться с ростом степени беспорядка.

Целью нашей работы было экспериментальное определение зависимости наклона верхнего критического поля, а также температуры сверхпроводящего перехода от степени беспорядка в электронном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$. В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления монокристаллов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ (недолегированная область) и с оптимальным уровнем легирования (x = 0.15), а также с разной степенью беспорядка (δ) в различных магнитных полях ($B \parallel c$, $J \parallel ab$) в интервале температур T = (1.8 ÷ 40) K.

Методом импульсного лазерного напыления [6] в МИФИ были синтезированы эпитаксиальные пленки $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (x = 0.14; 0.15) с ориентацией (001) - c-ось перпендикулярна подложке $SrTiO_3$. Пленки были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. Было изготовлено 5 видов образцов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с x = 0.14: оптимальный отжиг в вакууме (25 мин, T = 780^0C, p = 10^{-2} мм.рт.ст.); неоптимальный отжиг в вакууме (5 мин, 20 мин, 30 мин, 64 мин, T = 780^0C, p = 10^{-2} мм.рт.ст.) и 3 вида образцов $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x = 0.15$: без отжига; оптимальный отжиг в вакууме (60 мин, T = 780^0C, p = 10^{-2} мм.рт.ст.); неоптимальный отжиг в вакууме (40 мин, T = 780^0C, p = 10^{-2} мм.рт.ст.). Толщина пленок составляла 200 Å ($x = 0.14$) и 1200-

[1)] charikova@imp.uran.ru

2000 Å ($x = 0.15$) . Измерения температурной зависимости сопротивления проводились на SQUID-магнитометре MPMS XL (ИФМ УрО РАН) в магнитных полях до 9 Т.

Используя представления теории неупорядоченных 2D-систем [7], а также модель анизотропных сверхпроводников с сильным анизотропным примесным рассеянием [8, 9], удается рассмотреть относительную устойчивость электронного сверхпроводника $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ к разупорядочению. Параметром беспорядка в этой модели является величина $\gamma=\gamma_0+\gamma_1$, где γ_0 - параметр беспорядка, связанный с изотропным рассеянием, а γ_1 - с анизотропным. Из сопоставления данных рис.1 для $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ с теоретическими зависимостями (см.вставку на этом рисунке) мы получили оценку параметра анизотропного рассеяния электронов: $\gamma_1/\gamma_0 \cong 0.9$, то есть вероятности изотропного и анизотропного рассеяния электронов близки по величине. Полученные экспериментальные зависимости T_c/T_{c0} от параметра беспорядка γ/kT_{c0} в монокристаллических пленках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x = 0.15$ свидетельсьвуют об уменьшении критической температуры с ростом степени беспорядка в системе аналогично рассчитанной согласно [9] зависимости при $\gamma_1/\gamma_0 \cong 0.9$ в соответствии с оценкой из данных для $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$.

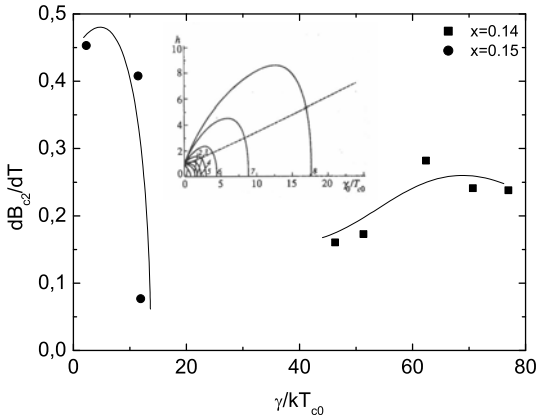


Рис. 1. Экспериментальная зависимость наклона верхнего критического поля от параметра беспорядка в монокристаллических пленках $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ и 0.15. На вставке - теоретическая зависимость нормированного наклона кривой верхнего критического поля $h=(dH_{c2}/dT)|_{T_c}/(dH_{c2}/dT)|_{T_{c0}}$ от параметра беспорядка [9]. Штриховая линия - для случая анизотропного s-спаривания, сплошные линии - для случая d-спаривания с анизотропным рассеянием для нескольких значений параметра γ_1/γ_0: 1 - $\gamma_1/\gamma_0 =$ 0.0, 2 - 0.4, 3 - 0.5, 4 - 0.6, 5 - 0.7, 6 - 0.8, 7 - 0.9, 8 - 0.95

Таким образом, экспериментально установлено, что в монокристаллах $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4+\delta}$ наклон верхнего критического поля падает с ростом степени беспорядка в системе, что характерно для систем с d-спариванием. Однако, уменьшение наклона $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ не является таким резким, как для систем с d-спариванием при изотропном рассеянии электронов. Возможно, одной из причин более плавного уменьшения наклона $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ является наличие в сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ сильного анизотропного примесного рассеяния с симметрией d-типа. Для монокристаллических пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с $x = 0.14$ мы наблюдали еще более слабую зависимость $(dB_{c2}/dT)|_{T_c}$ и T_c/T_{c0} от степени беспорядка, что может быть связано с несколько иной симметрией спаривания носителей вследствие сосуществования антиферромагнетизма и сверхпроводимости в Nd-системе при данном уровне легирования.

Авторы признательны М. В. Садовскому за полезные обсуждения, а также А. В. Королеву за помощь в проведении эксперимента. Работа выполнена по плану РАН (тема № г.р. 01.2.006 13395), при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00396).

Список литературы

1. G. Blumberg, A. Koitzsch, A.Gozar et al., Phys.Rev.B, **88**, 107002 (2002).
2. N. P. Armitage, D.H.Lu, C.Kim et al., Phys.Rev.Lett., **87**, 147003 (2001).
3. B. N. Goshchitskii, S. A. Davydov, A. E. Karkin et al., High Temperature Superconductivity/ Ed. by V. L. Aksenov, N. N. Bogolyubov, N. M. Plakida, World Scientific, Singapore 1990, p.104; J. Giapintakis, D.M. Ginsberg et al., Phys.Rev.B **50**, 15967 (1994).
4. R. Fehrenbacher and M. R. Norman, Phys.Rev.B **50**, 3495 (1994); L. S. Borkowski and P. J. Hirschfeld, Phys.Rev.B **49**, 15404 (1994).
5. А. И.Посаженникова, М. В. Садовский, Письма в ЖЭТФ **63**, 347 (1996).
6. A. A. Ivanov, S. G. Galkin, A. V. Kuznetsov et al., Physica C **180**, 69 (1991).
7. P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, Rev.Mod.Rhys. **57**, 287 (1985).
8. G. Haran and A.D. Nagi, Phys.Rev.B **54**, 15463 (1996).
9. A. I. Posazhennikova, M. V. Sadovskii, JETP **85**, 1162 (1997).

Особенности временной эволюции магнитосопротивления гранулярных ВТСП в постоянном магнитном поле

А. А. Дубровский,[1)] *Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Временная эволюция магнитосопротивления R(H) гранулярных ВТСП (композитов YBCO + CuO при T = 4.2 K и поликристалла YBCO при T = 77.4 K) в приложенных постоянных магнитных полях была изучена с целью прояснения механизмов гистерезисного поведения магнитосопротивления. Впервые обнаружено, что зависимость R(t) на прямой и обратной ветвях хода магнитосопротивления изменяет характер (от уменьшения до роста R со временем). Такое поведение объясняется моделью гранулярных ВТСП, где межгранульная среда находится в эффективном магнитном поле, являющемся суперпозицией приложенного поля и поля, индуцированного сверхпроводящими гранулами.

В отличие от известной релаксации намагниченности в ВТСП, временная эволюция электросопротивления гранулярных ВТСП в магнитном поле изучена недостаточно. Известно, что магнитосопротивление R(H) имеет гистерезисный характер [1]-[4], и после воздействия магнитного поля гранулярные ВТСП могут обладать ненулевым остаточным электросопротивлением, которое уменьшается (релаксирует) с течением времени [2],[4]. С другой стороны, временная эволюция электросопротивления в постоянном магнитном поле практически не изучена. Тем не менее, исследование временной эволюции электросопротивления в магнитном поле даёт дополнительное подтверждение механизмов гистерезисного поведения R(H).

Исследовались композиты YBCO + CuO [1] и "чистые" YBCO. Зависимости R(H) измерялись четырехзондовым методом, H ⊥ I. Поле разворачивалось со скоростью ∼ 300 Э/мин. После достижения H ≈ 3 кЭ поле стабилизировалось и измерялась временная эволюция электросопротивления R(t), затем H увеличивалось до ≈ 4.5 кЭ, в этой точке снова измерялась зависимость R(t). Затем H увеличивалось до H_{max} ≈ 7 кЭ и с той же скоростью уменьшалось. На обратном ходу поле снова стабилизировалось в точках ≈ 4.5 кЭ, ≈ 3 кЭ, ≈ 0.5 кЭ и 0 и в этих значениях поля измерялись зависимости R(t).

На рис.1 показаны гистерезисные зависимости R(H) образцов YBCO + CuO в токах 3 мА и 7 мА. Указателями на рис.1 обозначены точки измерения R(t). На рис.2 приведены зависимости R(t). Видно, что R уменьшается со временем на прямой ветви хода зависимости R(H) и на обратной ветви магнитосопротивления ниже точки минимума. Однако выше этой точки сопротивление увеличивается

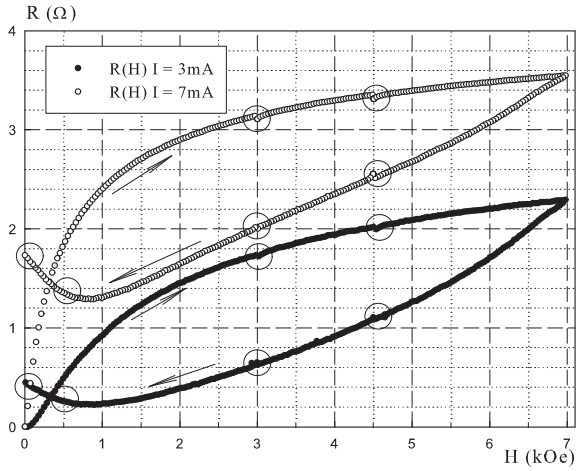


Рис. 1 Магнитосопротивление образца YBCO в транспортных токах I = 3 мА и I = 7 мА. Указателями помечены точки в которых измерялась эволюция сопротивления.

со временем. В координатах R, ln(t) экспериментальные данные линейны.

Гистерезис R(H) в случае возрастания и убывания поля определяется различными по знаку вкладами поля B_{ind} (индуцированным дипольными моментами ВТСП гранул) в эффективное поле в межгранульной среде B_{eff} = H + B_{ind}. При H ⊥ I B_{ind} сонаправлено внешнему полю в случае возрастания внешнего поля. В случае убывания внешнего поля дипольные моменты ВТСП гранул индуцируют поле, противоположно направленное внешнему; в полях, меньших точки минимума зависимости R(H), индуцированное поле преобладает над внешним [1]. Обнаруженный эффект объясняется влиянием релаксации (уменьшением по модулю) намагниченности (рис.3) отдельных сверхпроводящих гранул и, как следствие, временной эволюции B_{eff}. Диссипация (наблюдаемое падение на-

[1)] smp@iph.krasn.ru

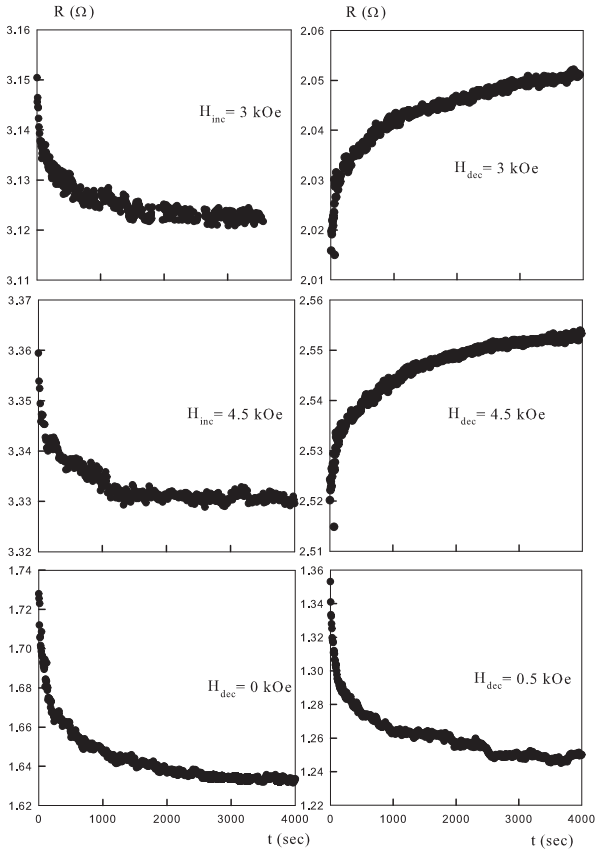


Рис. 2. Временная эволюция сопротивления образца YBCO + CuO в различных значениях приложенного магнитного поля.

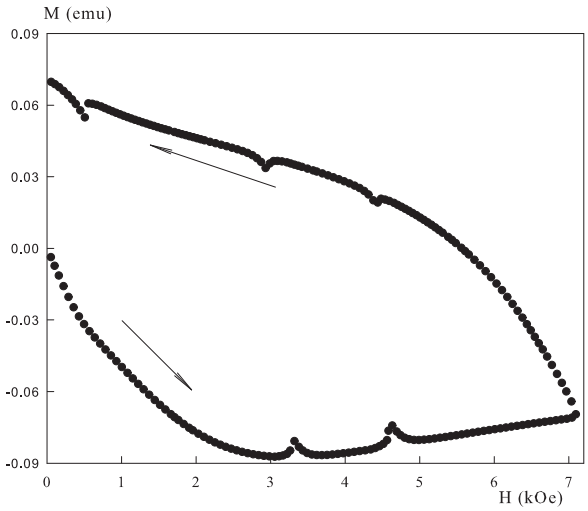


Рис. 3. Зависимость намагниченности от приложенного поля. Пики соответствуют точкам, в которых измерялась временная релаксация намагниченности.

пряжения) происходит именно в межгранульных границах. Следовательно, межгранульные границы можно рассматривать как "резистивный сенсор", реагирующий на изменение B_{eff}, и, следовательно, на изменение B_{ind} и намагниченности. Релаксация намагниченности в постоянном поле приводит к уменьшению вклада B_{ind} в B_{eff}, что объясняет наблюдаемый эффект, поскольку B_{ind} вносит разный вклад на прямой и обратной зависимостях магнитосопротивления.

Таким образом, в данной работе впервые обнаружена смена характера временной эволюции электросопротивления гранулярного ВТСП в постоянном внешнем магнитном поле. Обнаруженный эффект объясняется влиянием релаксации намагниченности отдельных сверхпроводящих гранул и, как следствие, временной эволюции эффективного поля в межгранульной среде. Межгранульные границы являются "резистивным сенсором", реагирующим на эффективное поле в межгранульной среде, т.е. на крип потока в сверхпроводящих гранулах.

Измерения R(H) и R(t) поликристаллического $YBa_2Cu_3O_7$ в полях до 250 Э при T = 77.4 K показали аналогичные результаты. Это подтверждает то, что обнаруженный эффект характерен не только композитам, а свойственнен гранулярным ВТСП.

Работа выполнена в рамках программы РАН "Квантовая макрофизика", комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, частично поддержана ККФН, грант 18G011, а также частично поддержана Фондом Содействия Отечественной Науке (Д.А.Б. и А.А.Д).

Список литературы

1. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, ЖЭТФ **132**(6), 1340 (2007).
2. L. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
3. I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y. S. Wang, Y. Y. Xue, and C. W. Chu, Phys. Rev. B **67**, 134506 (2003).
4. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, ФТТ **50**(6), 972 (2008).

Изучение облученных и отожженных пленок ВТСП методами РЭМ, АСМ и СТМ

С. В. Антоненко[1)], *О. С. Малиновская, С. М. Толкачева, В. А. Фролова*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

Приготовлены сверхпроводящие пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с помощью магнетрона на постоянном токе. Были выбраны пленки, критическая температура которых находилась в диапазоне 61 - 75 K, а $\Delta\ T_c$ менее 5 K. Одна из них была облучена ионами He^+ с энергией 1.2 МэВ дозой 4×10^{15} см$^{-2}$, а затем подверглась отжигу. Приготовленная, таким образом, пленка исследовалась на сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) "Умка", растровом электронном микроскопе (РЭМ) $Quanta - 3D$ и на зондовой нанолаборатории "Интегра Аура" в режиме атомно-силовой микроскопии (АСМ). Также был проведен рентгеноспектральный анализ пленок из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Полученная информация отражает механизм разрушения ВТСП пленок в процессе облучения.

Сверхпроводящие пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ были получены с помощью магнетрона на постоянном токе. Мишень, стехиометрического состава, распылялась в атмосфере аргон + кислород при давлениях 2 - 7 Pa на подложки из ZrO_2, нагретые до 880° C. Ток через мишень 0.52 - 0.56 A, напряжение 180 - 200 В, расстояние мишень - подложка 30 мм. После напыления напускался кислород, и проводилось медленное охлаждение подложек. Были выбраны пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ критическая температура которых находилась в диапазоне температур 61 - 75 K, а $\Delta\ T_c$ менее 5 K. Одна из них была облучена ионами He^+ с энергией 1.2 МэВ дозой 4×10^{15}см$^{-2}$, а затем подверглась отжигу. Приготовленная таким образом пленка исследовалась на СТМ "Умка" [1] и РЭМ $Quanta - 3D$. На рис. 1 представлено СТМ-изображение поверхности сверхпроводящей пленки.

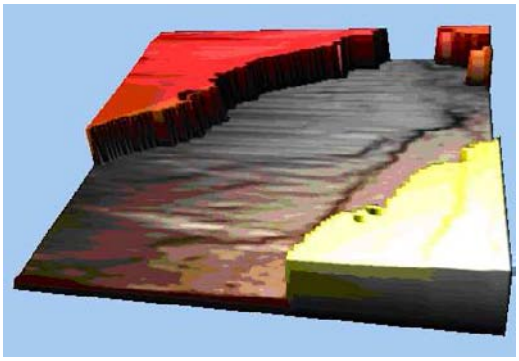


Рис. 1. Пленка $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Размер области $1.72 \times 1.72 \times 1.72$мкм^3.

Проведен рентгеноспектральный анализ пленок из высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Анализ структуры пленок и критической температуры позволил оценить общее число выбитых атомов (4×10^{-3}). Полученная информация отражает механизм разрушения ВТСП пленок в процессе облучения.

На данных рисунках явно видна граница зоны облучения. Анализ профилей и фотографий позволяет оценить объем повреждений и число выбитых атомов. Морфология поверхности внутри облученной части более однородная. Явно видно, что кристаллиты в облученной части образца меньших размеров, чем в необлученной области.

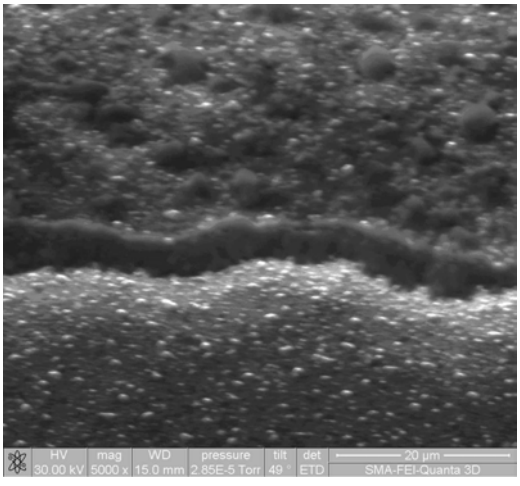


Рис. 2. РЭМ-изображение границы раздела облученной и необлученной областей ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Размер области 60×50мкм^2.

Проводились исследования на зондовой нанолаборатории "Интегра Аура" в режиме АСМ.

В основе работы АСМ лежит силовое взаимодействие между зондом и поверхностью, для регистрации которого используются специальные зондовые датчики, представляющие собой упругую

[1)]SVAntonenko@mephi.ru

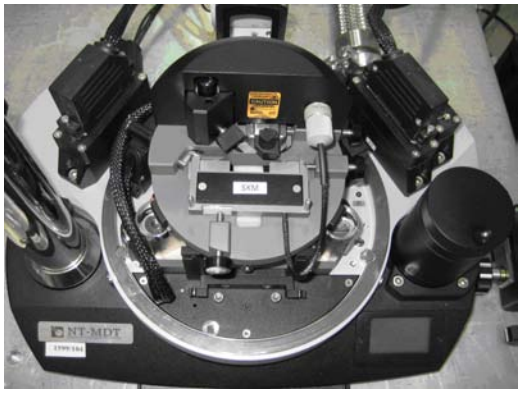


Рис. 3. Внешний вид сканирующего зондового микроскопа “Интегра Аура”.

консоль с острым зондом на конце. Сила, действующая на зонд со стороны поверхности, приводит к изгибу консоли. Регистрируя величину изгиба, можно контролировать силу взаимодействия зонда с поверхностью. Взаимодействие может быть токовым (за счет туннельного тока) или силовым [2].

Наилучшие изображения получились при использовании платиновых кантилеверов запыленных углеродными пленками с нанотрубками методом магнетронного распыления на постоянном токе. Использование таких модифицированных кантилеверов способствует более адекватному отображению реальных особенностей поверхности. Изучалась топография облученной и необлученной областей пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

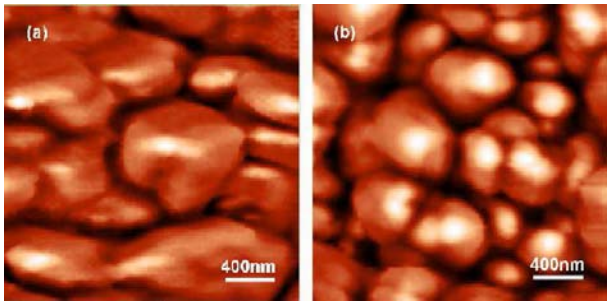


Рис. 4. Изображение поверхности пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: a) необлученная область; b) облученная область.

Изображения поверхности сверхпроводящей пленки, полученные в полуконтактном режиме, показаны на рис. 4. На необлученной области имеются кристаллиты б**о**льших размеров, чем объекты на облученной области. На рис. 5 изображены распределения фазового контраста, показывающие наличие кристаллитов на необлученной области и кластеров в виде мелких включений другого цвета на облученной области.

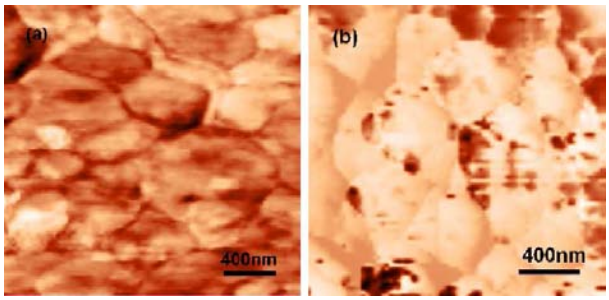


Рис. 5. Распределение фазы пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: a) необлученная область; b) облученная область.

Сравнение изображений облученных и необлученных участков пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, полученных с помощью РЭМ и АСМ, показало наличие на необлученной части кристаллитов размерами 1 - 3 мкм, а на облученной части 0.2 - 1 мкм. Это, по-видимому, обуславливается разрушением кристаллитов под действием облучения.

Список литературы

1. С. В. Антоненко, М. А. Горячев, С. М. Толкачева, Известия РАН. Серия физическая, **8**, 7 (2007).
2. В. Л. Миронов, “Основы сканирующей зондовой микроскопии”.

Влияние легирования на зонный спектр и значение T_c в бесцепочечных ВТСП

О. А. Мартынова, В. Э. Гасумянц[1)]

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты сравнительного исследования особенностей электронного транспорта и сверхпроводящих свойств в ВТСП висмутовой, таллиевой и ртутной систем. Определены параметры зонного спектра и системы носителей заряда в нормальной фазе, выявлены общие закономерности в трансформации зонного спектра под действием легирования. Сделаны выводы о характере и механизмах влияния параметров зонного спектра в нормальном состоянии на сверхпроводящие свойства бесцепочечных ВТСП в underdoped режиме.

Бесцепочечные ВТСП висмутовой, таллиевой и ртутной систем представляют собой особенно интересный объект с точки зрения исследования модификации их свойств при различных изменениях состава. Во-первых, для них технологически легко реализуемо получение образцов как с недостатком, так и с избытком кислорода, что дает возможность исследовать изменение свойств этих систем не тольков underdoped, но и в overdoped режиме. Во-вторых, наличие в рамках каждого из этих семейств фаз с различным числом слоев CuO_2 позволяет проследить за изменением свойств ВТСП при наращивании их числа.

Целью работы являлось проведение сравнительного исследования электронного транспорта в бесцепочечных ВТСП, анализ модификации параметров нормального состояния при легировании, выявление общих особенностей строения и трансформации зонного спектра в бесцепочечных ВТСП, а также связи параметров системы носителей заряда в нормальной фазе со сверхпроводящими свойствами.

Для анализа были использованы доступные в литературе данные о температурных зависимостях коэффициента термоэдс для образцов ВТСП систем Bi-2201, Bi-2212, Bi-2234, Tl-2212, Tl-2223, Tl-2234, Hg-1201, Hg-1212, Hg-1223 с различным уровнем и типом легирования.

Все экспериментальные зависимости $S(T)$ были проанализированы в рамках модели узкой зоны [1]. Это позволило для всех образцов определить основные параметры зонного спектра и системы носителей заряда: F - степень заполнения зоны электронами, W_D - полная эффективная ширина зоны, W_σ - ширина зоны "по проводимости") и b - степень асимметрии зоны.

Анализ полученных результатов позволил выявить общие особенности строения и модификации зонного спектра, характерные для всех бесцепочечных ВТСП. Для образцов, близких к optimally-doped составам, значения всех модельных параметров для различных систем является достаточно близкими друг к другу. Для всех систем характерно наличие слабой асимметрии проводящей зоны - $b = -(0.02 \div 0.05)$. Значения F составляют F=0.43÷0.48, значения W_D находятся в диапазоне W_D=50÷210 мэВ, а значения параметра $C{\equiv}W_\sigma/W_D$, характеризующего степень делокализации состояний, - в диапазоне C=0.2÷0.45. Увеличение числа слоев CuO_2 приводит к расширению зоны, при этом остальные параметры остаются практически неизменными.

Таким образом, значения параметров зонного спектра и системы носителей заряда для всех исследованных систем отличаются незначительно и близки к величинам, характерным для иттриевых ВТСП [2]. Это свидетельствует об общности принципиальных особенностей строения зонного спектра в ВТСП-соединениях различных систем и позволяет предположить, что наличие узкого пика в функции плотности состояний имеет важное значение для реализации эффекта высокотемпературной сверхпроводимости.

При переходе к underdoped составам происходит слабое изменение степени асимметрии проводящей зоны, существенное ее расширение, сопровождающееся ростом доли локализованных состояний, и увеличение степени заполнения. При переходе в overdoped режим значение F уменьшается, а значение W_D резко падает, что сопровождается существенным увеличением доли локализованных состояний и степени асимметрии проводящей зоны.

Анализ полученных результатов в сравнении с данными для иттриевых ВТСП [2] позволяет сделать вывод, что в underdoped режиме механизм модификации зонного спектра в ВТСП висмутовой, таллиевой, ртутной и иттриевой систем яв-

[1)] vgas@rphf.spbstu.ru

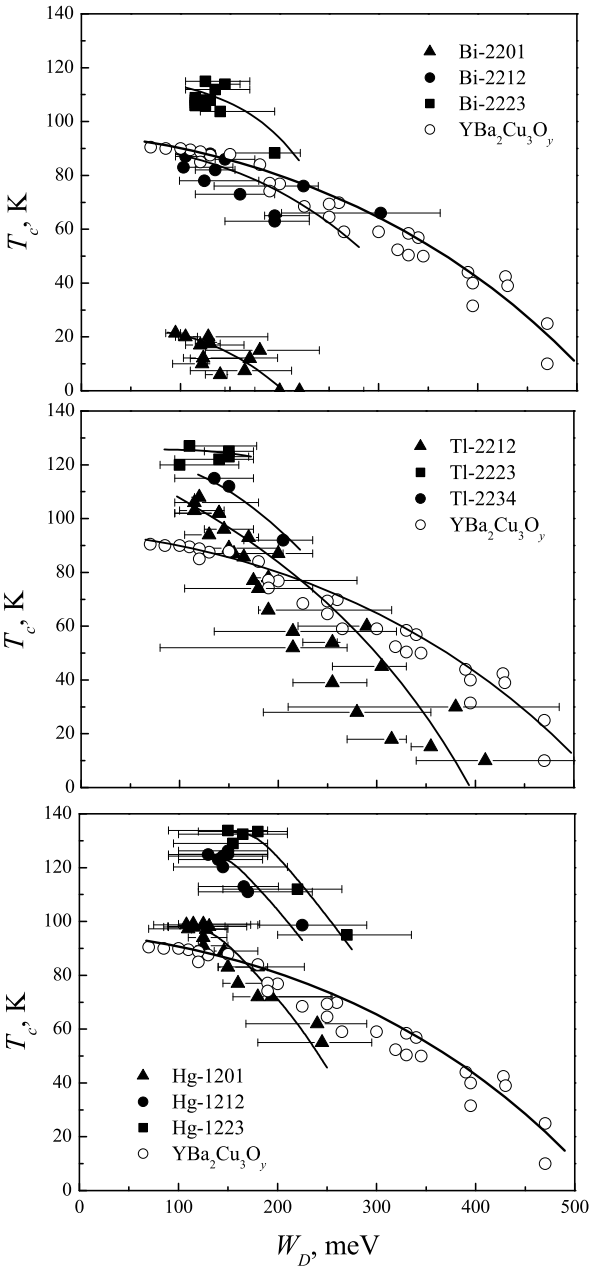


Рис. 1. Зависимость $T_c(W_D)$ в underdoped режиме для бесцепочечных ВТСП различных систем.

ляется одинаковым. Увеличение дефицита кислорода и/или уровня легирования приводят к росту степени разупорядочения решетки и, в соответствие с механизмом андерсоновской локализации состояний, расширению проводящей зоны, сопровождаемому ростом доли локализованных состояний. Данные для overdoped режима указывают на сильный рост разупорядочения, связанного с формированием большего числа структурных дефектов. Отметим, что согласно [3], наиболее значимым фактором, воздействующим на T_c таллиевых ВТСП в overdoped режиме, является резкий рост числа кислородных дефектов, что коррелирует с нашими результатами. В любом случае, модификация зонного спектра в underdoped и overdoped режимах вызвана реализацией различных механизмов.

В заключение, проанализируем связь между значениями T_c и W_D. Корреляционные зависимости $T_c(W_D)$ для исследованных систем в underdoped режиме приведены на рис. 1 (с погрешностями в определении значений W_D) совместно с данными для $YBa_2Cu_3O_y$ [2]. Видно, что независимо от типа легирования для каждой из фаз с различным числом слоев CuO_2 зависимость $T_c(W_D)$ имеет близкий к универсальному характер. Для каждой из систе при увеличении числа слоев CuO_2 эта зависимость равномерно смещается вверх, сохраняя свой вид. Это дает основание утверждать, что во всех ВТСП-системах параметры зонного спектра в нормальной фазе оказывают непосредственное влияние на значение T_c, а подавление сверхпроводимости в underdoped режиме происходит вследствие расширения проводящей зоны, вызывающего уменьшение значения функции плотноси состояний на уровне Ферми $D(\varepsilon_F)$. Скорость падения T_c при расширении зоны последовательно увеличивается при переходе от иттриевой системы к висмутовой и далее к таллиевой и ртутной (т.е. при увеличении максимального значения T_c для данной системы). Это позволяет предположить, что в системах с более высокими значениями T_c рост уровня легирования приводит, наряду с падением $D(\varepsilon_F)$, к более сильному уменьшению значения матричного элемента взаимодействия, ответственного за спаривание электронов.

Работа поддержана грантами Правительства Санкт-Петербурга в сфере научной и научно-технической деятельности и для аспирантов.

Список литературы

1. V. E. Gasumyants, V. I. Kaidanov and E. V. Vladimirskaya, Physica C, **248**, 255 (1995).
2. V. E. Gasumyants. In: Advances in Condensed Matter and Materials Research. Nova Science Publishers, New York, 2001, p. 135-200.
3. A. M. Hermann, H. M. Duan, W. Kiehl, and M. Paranthaman, Physica C, **209**, 199 (1993).

Вольт-амперные характеристики гранулярных сверхпроводников

Д. М. Гохфельд[1)], *Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН , 660036 Красноярск, Россия

Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) различных поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников. Для описания экспериментальных данных предложена модель для расчета ВАХ хаотической сети контактов. Оценены параметры исследуемых систем.

Металлооксидные поликристаллические материалы могут рассматриваться как хаотическая сеть слабых связей, образованных гранулами и межгранульными границами. Анализ транспортных свойств таких гранулированных сверхпроводников показывает, что эти свойства определяются не всеми гранулами, а кластерами, состоящими из многих гранул и межгранульных границ. При превышении транспортным током критического значения на образце появляется падение напряжения, при этом остаются сверхпроводящими не только гранулы, но и кластеры. Падение напряжения на образце происходит, таким образом, на границах между кластерами, а не на отдельных межгранульных границах. Размер и форма каждого отдельного кластера, а также число включенных в него гранул, зависит от величины транспортного тока, внешнего поля и температуры. Оценить число кластеров можно из сравнения экспериментальных характеристик гранулярных сверхпроводников с теоретическими зависимостями для одиночных слабых связей.

Известная "parallel path model" [1] позволяет описывать зависимости критического тока от поля. Для описания вольт-амперных характеристик (ВАХ) гранулированных сверхпроводников мы предложили модель в которой рассматривается параллельное соединение нескольких последовательных цепочек слабых связей. По-видимому, в исследуемых образцах рассматриваемые слабые связи образуются соседними кластерами через разделяющие их межгранульные границы. В рамках модели, ВАХ хаотической сети определяется через рассчитанные ВАХ отдельных слабых связей по формуле

$$V(I) = N_s \sum_i P_i V_i(I/N_p), \qquad (1)$$

где суммирование ведется по типичным слабым связям, входящим в усредненную цепочку, P_i это весовой коэффициент, определяющий вклад i-го типичной слабой связи в результирующую ВАХ, N_s это полное число последовательно соединенных слабых связей в типичной цепочке, N_p это число включенных параллельно цепочек в сети, $I/N_p = I_i$ - ток через i-ую типичную слабую связь, $V_i(I_i)$ это индивидуальная ВАХ i-ой типичной слабой связи.

Модель позволяет оценить общее число слабых связей в сети $N_s * N_p$, или любых составляющих сеть элементов если, они имеют нелинейные ВАХ.

Предложенный метод был использован для анализа экспериментальных характеристик контактов из высокотемпературных сверхпроводников различных типов (LSCO, YBCO, BSCCO) и композитов на их основе. В контактах на микротрещине, вследствие значительного уменьшения площади сечения через которую протекает ток, число N_p намного меньше, чем в объемных образцах. Для описания ВАХ типичных слабых связей использовалась модель [2] для переходов сверхпроводник – нормальный метал – сверхпроводник (SNS), рассматривающая андреевское отражение. Теория [2] позволяет вычислить ВАХ слабых связей с различной толщиной N слоя в различных температурах ниже T_c. Избыточный ток, аркообразные особенности, связанные с субгармонической щелевой структурой, участок отрицательного дифференциального сопротивления и токовый пик при малых напряжениях могут воспроизводиться на моделируемых ВАХ.

Мы описали экспериментальные данные с использованием предложенной модели последовательно и параллельно соединенных кластеров и упрощенного варианта теории [2], разработанного в работах [3]. На рис. 1 и 2 показаны некоторые ВАХ образцов. Наблюдается хорошее согласие вычисленных кривых с экспериментальными зависимостями V от I при использовании лишь двух (рис. 1) или одного (рис. 2) членов в сумме (2). Рис. 1 демонстрирует процедуру описания ВАХ по формуле (1). Кривые 1 и 2 на рис. 1 рассчитаны по модели [3]. Кривая 3 это их суперпозиция согласно формуле (1): $V(I) = N_s(P_2V_2(I/N_p) + P_2V_2(I/N_p))$. Правая ось на графиках в единицах eV/Δ для со-

[1)] gokhfeld@iph.krasn.ru

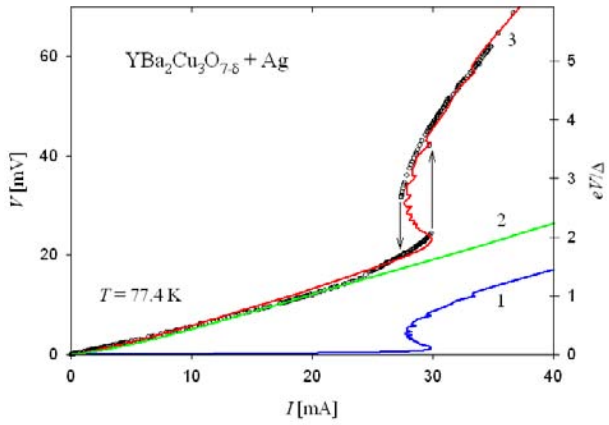


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика контакта на микротрещине композита YBCO+Ag. Эксперимент (точки) и вычисленные ВАХ (сплошные линии). Стрелки отмечают скачки напряжения. Кривая 1 ($N_p I_1(V_1)$) описывает гистерезисную особенность ВАХ. Кривая 2 ($N_p I_2(V_2)$) описывает начальный участок ВАХ. Кривая 3 это суперпозиция кривых 1 и 2.

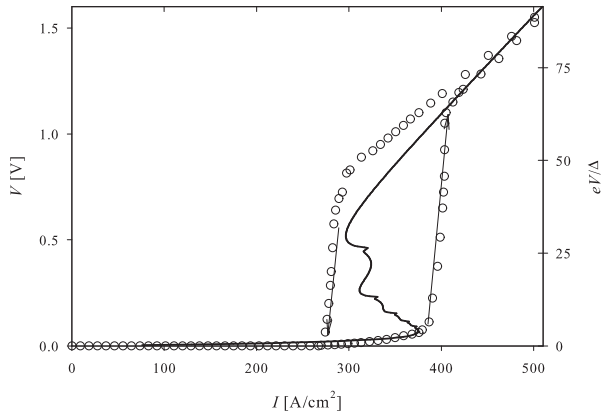


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика объемного контакта из композита 92.5 % YBCO+ 7.5 % $BaPbO_3$. Эксперимент (точки) и вычисленная ВАХ (кривая).

отнесения особенностей на ВАХ, вызванных андреевским отражением, с величиной энергетической щели сверхпроводника Δ.

Хорошее согласие рассчитанных кривых с экспериментальными ВАХ высокотемпературных сверхпроводников позволило оценить средние толщины межкристаллитных границ и число слабых связей, на которых происходит диссипация [4]. Число слабых связей, на которых происходит диссипация при использованных значениях измерительных токах, в контактах на микротрещине составляет всего 1-20 и до 1000 в объемных образцах. Предложенный подход объяснил, что наблюдаемый на некоторых образцах сдвиг особенностей, вызванных андреевским отражением, в область напряжений $V > \Delta/e$ происходит из-за последовательного соединения слабых связей.

Работа поддержана программой РАН "Квантовая макрофизика" 3.4 и интеграционной программой СО РАН 3.4.

Список литературы

1. D. C. van der Laan, J. Schwartz, B. ten Haken, M. Dhalle, H. J. N. van Eck, Phys. Rev. **B 77**, 104514 (2008).
2. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky, Phys. Rev. **B 42**, 3992 (1990).
3. D. M. Gokhfeld, Physica C **460-462**, 807 (2007), Supercond.Sci.Tech. **20**, 62 (2007).
4. D. M. Gokhfeld, D. A. Balaev, K. A. Shaykhutdinov, S. I. Popkov, M. I. Petrov Physica C **467**, 80 (2007).

Резистивность высокотемпературной сверхпроводящей керамики с учетом неоднородностей в виде пор

Л.П. Ичкитидзе [1)]

Московский институт электронной техники (Технический университет), 124498, Москва, Россия

М.В. Белодедов

Московский государственный университет печати, 127550, Москва, Россия

Для массивных и толстопленочных образцов керамического ВТСП-материала состава $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ определена фрактальная размерность границ между нормальной и сверхпроводящей фазами. Нормальными фазами считались неоднородности в виде фрактальных кластеров из открытых пор. Результаты (фрактальная размерность, ВАХ) качественно описаны моделью влияния фрактальных кластеров нормальной фазы на резистивность образцов керамических ВТСП-материалов.

Керамические ВТСП материалы имеют гранулярную структуру, и в них могут существовать неоднородности в виде пор закрытых или открытых. Поры в пространстве между гранулами могут объединяться в фрактальные нормальные кластеры. Сверхпроводящие гранулы объединяются в перколяционные сверхпроводящие бесконечные кластеры. При определенных условиях кластеры двух видов могут сосуществовать.

В настоящей работе исследуется влияние неоднородностей в виде фрактальных нормальных кластеров из открытых пор на резистивное состояние образцов керамического ВТСП-материала $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (Bi-2223). Объектами исследования служили массивные и толстопленочные образцы керамического ВТСП-материала Bi-2223. Они были получены согласно классической керамической технологии [1, 2] при одинаковых исходных условиях изготовления: температура отжига 850 °C, время отжига 40 ч. Массивные образцы прессовались в форме таблеток, а толстые пленки наносились методом шелкографии на поликристаллические подложки из MgO. На растровое изображение наносились предполагаемые траектории протекания сверхпроводящего тока, которые считались возможными сверхпроводящими кластерами. Последние состояли из гранул, между которыми существовали поры. Они объединялись между собой, создавая длинные каналы из открытых пор, т.е. нормальные кластеры. Открытые поры имели место, как в массивном, так и толстопленочном образцах и поверхность раздела между сверхпроводящими и нормальными кластерами сильно разветвлялась, поэтому считалось, что им свойственен фрактальный характер.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) измерялись стандартным четырехзондовым методом. Внешнее магнитное поле B_0 было перпендикулярно широким поверхностям образца и $B_0 \perp I$, где I - измерительный ток. Образцы имели геометрические размеры: массивные - длина (расстояние между потенциальными контактами) $l \sim 6.0$ мм, ширина $w \sim 1.5$ мм, толщина $d \sim 0.5$ мм; толстопленочные - $l \sim 3.0$ мм, $w \sim 0.5$ мм, $d \sim 0.1$ мм. Критические температуры массивных и пленочных образцов совпадали и имели значения $T_c \sim 105$ K. В настоящей работе предлагается метод определения фрактальной размерности D пористых керамических материалов в автоматическом режиме при обработке растровой фото электронной микроскопии. Этот метод определения фрактальной размерности реализован в среде Borland C++ Builder 5. Он отличается повышенной точностью и эффективностью вычисления D, по сравнению с методами, использованными в работах [3, 4]. Усредненные значения D получены: массивный образец ~ 1.47; толстопленочный образец ~ 1.73. Более высокие значения D в пленочном образце, чем в массивном, по-видимому, обусловлены технологическими обстоятельствами. Пленочные образцы более рыхлые, у них более развиты открытые поры, поскольку они изготавливались методом шелкографии (без применения пресса), а массивные образцы более плотные, у них менее развиты открытые поры, поскольку они изготавливались прессованием порошка. ВАХ исследованных образцов имеют характерный для керамических ВТСП нелинейный вид (рис. 1). На вставке приведены зависимости $\rho(I)$ для тех же образцов. Низкие значения $\rho < 0.5$ мОм·см свидетельствуют о нахождении образцов в начале резистивного состояния, поскольку в нормальном состоянии при темпера-

[1)] leo852@inbox.ru

туре $\sim$ 120 K они имеют удельные сопротивления $\rho_n \geq 2$ мОм·см. Дифференциальное сопротивление ($R_d = dU/dI$) существенно зависит от I. Оно дает дополнительную информацию о динамике магнитных вихрей. Особый интерес представляет начало резистивности, участок ВАХ вблизи критического тока, где становится заметным падение напряжения на образце, свидетельствующее о начале диссипации.

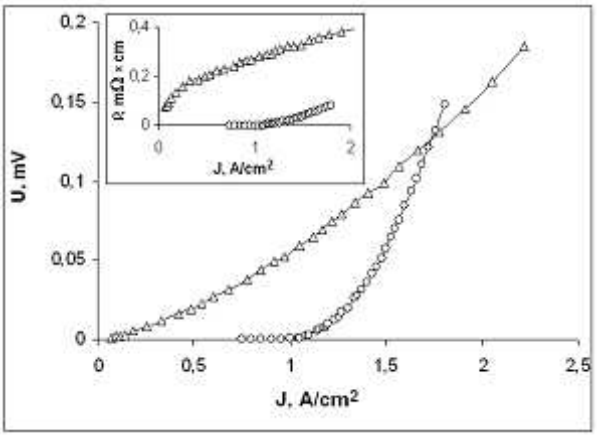


Рис. 1. ВАХ исследованных образцов: ○ - массивный образец; △ - толстопленочный образец. Вставка: зависимость $\rho(J)$.

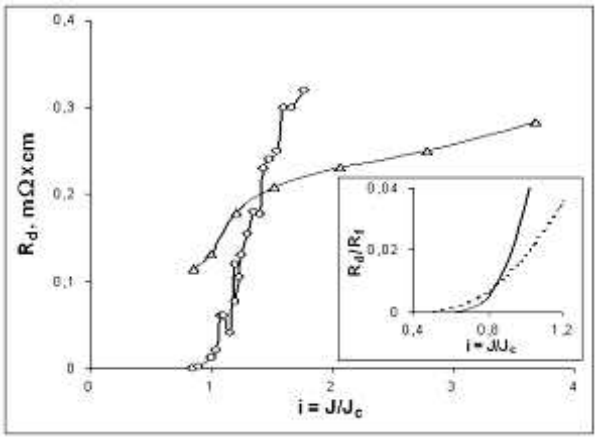


Рис. 2. Зависимость $R_d(i)$: ○ - массивный образец; △ - толстопленочный образец. Вставка: расчетные $R_d/R_f(i)$ по [5] при разных D: 1.73 - непрерывная линия; 1.47 - прерывистая линия

На рис. 2 даны экспериментальные кривые $R_d(i)$ для массивного и толстопленочного образцов, где $i = J/J_c$. Видны существенные отличия в поведении резистивности образцов в докритическом и закритическом состояниях, т.е. при $i < 1$ дифференциальное сопротивление принимает большее значение в массивном образце, чем в толстопленочном, а при $i > 1$ наоборот.

Анализируя результаты (рис. 1 и рис. 2), можно заключить, что образцы (массивные и толстопленочные), изготовленные из одного и того же ВТСП-материала состава $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ и имеющие одинаковую $T_c \sim 105$ K, существенно отличаются по фрактальной размерности границ между сверхпроводящей и нормальной фазами. Следует отметить, что при аналогичном соотношении удельных сопротивлений (вставка к рис. 1) характерно плавное изменение резистивности образцов в докритическом ($i < 1$), критическом ($i \approx 1$) и закритическом состояниях ($i > 1$). Особое поведение дифференциального сопротивления вблизи критического состояния ($i \sim 1$) описывается различными моделями, например влиянием неоднородностей в виде фрактальных кластеров нормальной фазы, когда на них закрепляются вихри Абрикосова [5]; низкополевой электродинамикой, когда в керамическом ВТСП-материале, как в джозефсоновской среде, образуются так называемые гипервихри и др. По-видимому, полученные нами экспериментальные результаты удовлетворительно описываются моделью, предложенной в [5], - влиянием фрактальных кластеров нормальной фазы на депиннинг в керамическом ВТСП-материале. Действительно, в сверхпроводниках изолированные кластеры нормальной фазы обеспечивают эффективный пиннинг, поскольку магнитный поток в этих кластерах захватывается и вихри не могут их покинуть, не пересекая окружающее сверхпроводящее пространство. В резистивном состоянии, далеком от начала критического состояния $i \gg 1$, магнитные вихри начинают срываться из-за того, что сила пиннинга на нормальных кластерах слабее силы Лоренца, создаваемой транспортным током. При этом пиннинг становится незначительным, т.е. депиннинг имеет перколяционный характер, при котором вихри движутся по случайно возникающим каналам транспорта.

Авторы признательны Балаеву Д. А. за полезные советы и Пузиркову Д. В. за помощь в компьютерной обработке результатов

Список литературы

1. L. P. Ichkitidze, Physica C **435**, 140 (2006).
2. B. P. Mikhailov, L. P. Ichkitidze et al., Inorganic Materials **39**, 749 (2003).
3. Д. А. Балаев et al., ФТТ **48**, 193 (2006).
4. С. Н. Кульков et al., Письма в ЖТФ **32**, 51 (2006).
5. Ю. И. Кузьмин, Письма в ЖТФ **30**, 29 (2004).

Сверхпроводящие и структурные характеристики вискеров Bi-2223, Bi-2212 и Bi-2201

М. В. Голубков, Ю. И. Горина, Г. А. Калюжная, В. В. Родин, Н. Н. Сентюрина, В. А. Степанов, С. Г. Черноок

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН 119991 Москва, Россия

Методом свободного роста в замкнутых газовых кавернах получены структурно совершенные сверхпроводящие вискеры соединений $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n-4}$ (n = 1, 2, 3). Вискеры Bi 2212 и Bi 2201 получены и исследованы в широкой области допирования по кислороду 76,5-85 K и 6-9 K, соответственно.

Вискеры Bi ВТСП широко исследуются в настоящее время, так как являются перспективными материалами для изучения фундаментальных физических свойств сверхпроводников с потенциальными возможностями применения в нанотехнологии [1].

Известны методы получения вискеров Bi-2212 длительным отжигом до 100 часов закаленной шихты в потоке O_2 или O_2+Ar в открытых системах при высоких температурах роста T_p 850-880°C [1]. В большинстве работ указывается на трудности получения такими методами однофазных вискеров Bi-2212, обладающих сверхпроводящими свойствами непосредственно после выращивания. О получении вискеров Bi-2223 и Bi-2201 известно мало.

В настоящей работе представлены результаты по выращиванию и свойствам вискеров и лент Bi ВТСП в замкнутых газовых ростовых объемах внутри раствора-расплава. Ранее этим методом нами были успешно получены высококачественные сверхпроводящие пластинчатые монокристаллы всех трех соединений Bi ВТСП [2].

Вискеры трех соединений Bi ВТСП непосредственно после роста обладали сверхпроводящими свойствами. На рис. 1 приведены экспериментальные кривые температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ для трех вискеров Bi-2223, Bi-2212 и Bi2201 [3].

Рентгенодифракционный анализ показал высокое структурное совершенство вискеров Bi-2212 и Bi-2201 непосредственно после роста, что позволило проводить структурные исследования по отражениям (0030), (0036) и (0038), максимально возможным в нашем методе измерения. Как правило, вискеры длиной до 1 мм состояли из одного-двух блоков с полушириной кривой качания ~0,1°, не превышающей инструментальное уширение (рис. 2).

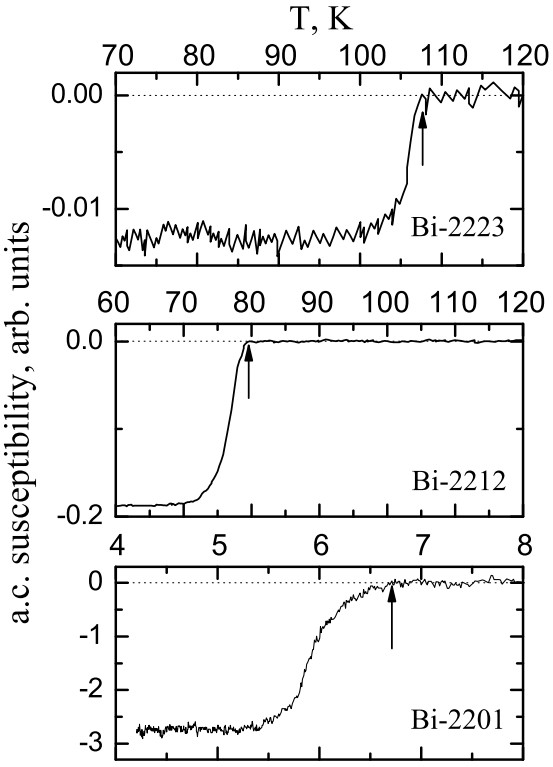


Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости для трех однофазных вискеров.

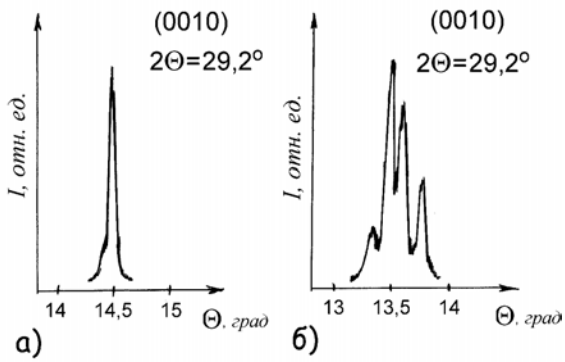


Рис. 2. Кривые качания одноблочного (а) и многоблочного (б) вискеров Bi-2212.

Условия роста в кавернах			Характеристики			
			До отжига		После отжига	
N	T_p °C	Vохл. °C/ч	T_C K	ΔT K	T_C K	ΔT K
Bi-2212						
1	840	0,25	85	1	-	-
2	840	0,2	84	2	78	10
3	840	0,25	82,5	2	80	6
4	835	0,3	83	4	83,5	3
5	835	0,2	79	5	85,5	2
6 [4]	880	-	76-108	-	-	-
7 [5]	870	-	82	-	-	-
Bi-2201						
8	845	0,2	7	1,5	8	1,5

В таблице приведены температура роста T_p, скорость охлаждения Vохл. и сверхпроводящие характеристики вискеров Bi-2212 и Bi-2201 непосредственно после выращивания, а также после их отжига в потоке кислорода (400°C, 5-15 мин). Для сравнения приведены данные работ по росту вискеров в открыых системах (п.п. 6-7 табл.) [4, 5]. Видно, что температура роста вискеров в кавернах существенно меньше, и это выгодно отличает рост в кавернах. Среднее время роста вискеров в кавернах ∼20 ч, что также существенно меньше, чем в приведенных работах, где рост проводили в течении 100 ч.

Из приведенных данных следует, что получены две группы образцов Bi-2212, различающиеся по своим сверхпроводящим свойствам. Вискеры, полученные при более высокой температуре роста ∼840°C и скорости охлаждения Vохл. 0,2-0,3°C/ч (п.п. 1, 2, 3 таблицы), имели узкие сверхпроводящие переходы с критической температурой $T_{Cmax} = 83 - 85$ K и шириной $\Delta T = 1 - 2$ K, как и пластинчатые монокристаллы, полученные в кавернах при той же T_p, но при меньшей Vохл.= $0,1 - 0,13$ °/ч [2]. Эти вискеры без дополнительной обработки превосходили по своим параметрам вискеры, известные по литературе [1]. Послеростовой отжиг этих образцов в кислороде привел к ухудшению их сверхпроводящих свойств: понижению T_C и увеличению ΔT.

При понижении температуры роста в условиях уменьшения парциального давления кислорода P_{O_2} в каверне, получали вискеры с меньшими T_C (п.п. 4-5 табл. для Bi-2212 и п.8 Bi-2201). Послеростовой отжиг таких вискеров в потоке кислорода привел к повышению T_C до значений 84-85 K и сужению перехода ΔT ∼2 K. Количественный микроанализ двух вискеров этой группы из одного процесса выращивания показал, что отжиг приводил к увеличению содержания кислорода от $O_{7,87}$ до $O_{7,96-8,00}$ на формулу $2212O_8$ при сохранении постоянного катионного соотношения до и после отжига Bi/Sr=1,37-1,38 и Sr/Ca=1,22-1,25.

В этих же образцах при дальнейшем увеличении времени отжига в кислороде T_C понизилась от 84 K до 79 K, что предположительно связано с перелегированием по кислороду. С нашей точки зрения, полученные данные говорят о том, что вискеры, полученные в кавернах в условиях пониженного P_{O_2} являются недолегированными по кислороду.

Систематические рентгенодифракционные исследования влияния отжигов на структуру вискеров Bi-2212 и Bi-2201 показали, что в вышеуказанных "мягких" условиях отжига интенсивность рефлексов (00ℓ) вырастает на 15-20%, расщепления блоков на более мелкие не происходит, напротив, отражения от блоков слегка сужаются, то есть кристаллическая структура совершенствуется.

Таким образом, найдены оптимальные условия роста вискеров Bi ВТСП в газовых кавернах и низкотемпературных отжигов, позволяющие получить сверхпроводящие структурносовершенные вискеры Bi-2212 и Bi-2201 в широкой области допирования по кислороду.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 07-02-00349) и НЦНИа (N 06-02-22001).

Список литературы

1. Badica P., Togano K., Awaji S. et al. Superconductors Sci. and Tech., v.19, p. R81-R99 (2006).
2. Ю. И. Горина, Г. А. Калюжная, Н. Н. Сентюрина, В. А. Степанов, С. Г. Черноок. Кристаллография, т.50, с.206-210 (2005).
3. Для вискера Bi-2223 были измерены только T_C и ΔT, так как размеры кристалла не позволили получить надежные рентгеновские данные подобно рис. 2.
4. S. Kishida, T. Hirao, S.-J. Kim et al. Physica C, v.362, p.195-199 (2001).
5. S.-J. Oh, S.-J. Kim, G.-S. Kim et al. J. of Korean Phys. Soc., v.48, p.1070-1073 (2006).

Пространственная дисперсия в полуклассической модели электропроводности сверхпроводников на высоких частотах

А. И. Головашкин, А. Л. Карузский[1)], *А. В. Перестороонин*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Обнаруженный на примере микрополосковых систем эффект сильного локального замедления фазовой скорости электромагнитной волны вплоть до значений, меньших фермиевской скорости электронов, открывает новые экспериментальные возможности для получения данных о свойствах носителей, механизме их спаривания, в том числе в ВТСП, на основе СВЧ исследований эффектов пространственной дисперсии. В работе впервые получены частотные зависимости электрической проводимости и диэлектрической проницаемости на основе полуклассических уравнений движения носителей с учётом пространственной дисперсии, которые позволяют проводить сравнительный анализ пространственных эффектов, наблюдающихся в металоксидных ВТСП, низкотемпературных сверхпроводниках (Nb) и нормальных металлах (Cu).

Явление сильного локального замедления фазовой скорости электромагнитной волны вплоть до значений, меньших фермиевской скорости электронов, обнаруженное на примере микрополосковых систем [1], открывает новые экспериментальные возможности для получения данных о свойствах носителей, механизме их спаривания, в том числе в ВТСП, на основе низкотемпературных СВЧ исследований эффектов пространственной дисперсии. Однако в случае металлов не известны простые выражения для электрической проводимости и проницаемости, которые позволили бы качественно и, возможно, даже количественно описать пространственную дисперсию. Такие, например, которые следуют (без учёта дисперсии) из модели Друде, позволяющей быстро получить наглядную картину и грубые оценки характеристик, более точное определение которых могло бы потребовать сложного анализа, характерного, в том числе, для описания эффектов пространственной дисперсии [2, 3]. Ниже представлена полуклассическая модель динамики носителей тока, описывающая нелокальные эффекты пространственной дисперсии за счёт рассмотрения наряду с зависимостями от частоты, также зависимостей от волнового числа или фазовой скорости падающей электромагнитной волны.

Возникновение эффектов пространственной дисперсии связано с зависимостью "свободного" движения частицы от значений поля на отрезках её траектории не слишком большой длины. Порядок величины этих длин определяется двумя механизмами: столкновениями, нарушающими свободное движение по траектории, и усреднением осциллирующего поля за время пролёта частицы по траектории [2]. В полуклассической модели [2, 3, 4] электрическая проводимость σ носителей тока с концентрацией n, зарядом e и массой m определяется ускорением, приобретаемым носителем в течение времени свободного пробега $\tau = l/v_F$ под влиянием электрического поля $E = E_0 e^{i\omega t}$, $dv/dt = eE/m - v/\tau$, где $v-$ дрейфовая скорость носителя; член v/τ эквивалентен силе вязкого трения при движении частицы в вязкой среде. В постоянном электрическом поле производная в левой части уравнения равна нулю и, пренебрегая размытием и изменениями формы поверхности Ферми можно полагать, что центр тяжести ограниченного ею объёма импульсного пространства сдвигается на величину mv, или, что эквивалентно, все носители в импульсном пространстве движутся с одним и тем же ускорением, стремясь к равновесной величине $e\tau E$, что соответствует плотности тока $j = env$.

Плотность создаваемого этим движением электрического тока $j = j_s + j_n$ в двухжидкостной модели сверхпроводника ($n = n_s(\theta) + n_n(\theta)$, $\theta = T/T_c$) определяется динамическими уравнениями

$$\frac{dj_n}{dt} = \frac{e^2 n_n(\theta)}{m} E - \frac{j_n}{\tau}\,; \qquad \frac{dj_s}{dt} = \frac{e^2 n_s(\theta)}{m} E\,, \quad (1)$$

в которых для учёта двух определяющих дисперсию механизмов следует рассматривать длину свободного пробега l, время τ и частоту рассеяния ω_k как комплексные величины. Тогда решением, например, первого из ур. (1) при $E = 0$ и комплексных параметрах

$$\widetilde{\tau} = \frac{\widetilde{l}}{v_F} = \frac{l'}{v_F} \pm i\frac{l''}{v_F} = \frac{1}{\widetilde{\omega}_k} = \frac{1}{\omega'_k \mp i\omega''_k} =$$
$$= \frac{\omega'_k \pm i\omega''_k}{(\omega'_k)^2 + (\omega''_k)^2} = \frac{\omega'_k}{(\omega'_k)^2 + (\omega''_k)^2} \pm$$
$$\pm\, i\frac{\omega''_k}{(\omega'_k)^2 + (\omega''_k)^2} = \frac{1}{\widetilde{k} v_F} = \frac{1}{(k' \mp ik'')v_F} \quad (2)$$

является выражение

[1)] karuz@sci.lebedev.ru

$j_n(\theta,r,t) = j_0(\theta,r)e^{-\widetilde{\omega}_k t} = j_0(\theta,r)e^{-\omega'_k t}(\cos\omega''_k t \pm i\sin\omega''_k t)$, (3)

в котором учитываются как столкновения (затухающая экспонента), так и влияние осциллирующего поля (периодический множитель) за время пролёта частицы по траектории. Для общности здесь и далее рассмотрены решения для двух знаков мнимых частей параметров рассеяния (2), причём нижний знак соответствует испусканию волны: подставляя в ур. (3) $j_0(\theta,r) = j_0(\theta)e^{i\kappa r}$, получим $j_n(\theta,r,t) = j_0(\theta)e^{-\omega'_k t}e^{i(\kappa r \pm \omega''_k t)}$ после выключения поля $E = E_0 e^{i(kr+\omega t)}$. Примечательно, что длина свободного пробега носителей тока в виде, аналогичном (2), $\widetilde{l} = v_F(\tau^{-1} - i\omega)$ уже использовалась ранее [3, 5] для описания пространственных эффектов при рассмотрении добавки к поверхностному импедансу из-за рассеяния электронов от шероховатой поверхности.

Уравнения движения (1) для комплексного рассеяния (2) принимают вид

$$\frac{dj_n}{dt} = \frac{n_n(\theta)}{n}\frac{1}{\lambda_0^2\mu_0}E - \widetilde{\omega}_k j_n;\ \frac{dj_s}{dt} = \frac{n_s(\theta)}{n}\frac{1}{\lambda_0^2\mu_0}E \pm i\omega''_k j_s, \quad (4)$$

где $\lambda_0 = \sqrt{m/(\mu_0 n e^2)}$, $\omega_p = c/\lambda_0 = (\lambda_0\sqrt{\mu_0\varepsilon_0})^{-1}$, и определяют проводимость из выражения $j = \widetilde{\sigma}(\theta,\omega,k)E$ для $j = j_0(\theta,r)e^{i\omega t}$ в виде

$$\widetilde{\sigma}(\theta,\omega,k) = \sigma'_n(\theta,\omega,k) - i(\sigma_s(\theta,\omega,k) + \sigma''_n(\theta,\omega,k)). \quad (5)$$

Дифференцируя j в ур. (4) и перенося члены, содержащие j в левую часть, $i\omega j_n + \widetilde{\omega}_k j_n = (n_n(\theta)/n\lambda_0^2\mu_0)E$ и $i\omega j_s \mp i\omega''_k j_s = (n_s(\theta)/n\lambda_0^2\mu_0)E$, получим

$$j_n = \frac{(n_n(\theta)/n)}{\lambda_0^2\mu_0}\frac{1}{\omega'_k + i(\omega \mp \omega''_k)}E = \frac{(n_n(\theta)/n)}{\lambda_0^2\mu_0}\frac{\omega'_k - i(\omega \mp \omega''_k)}{(\omega'_k)^2 + (\omega \mp \omega''_k)^2}E;$$

$$j_s = \frac{(n_s(\theta)/n)}{\lambda_0^2\mu_0}\frac{-i}{\omega \mp \omega''_k}E, \quad \text{откуда} \quad (6)$$

$$\widetilde{\sigma}_n(\theta,\omega,k) = \frac{n_n(\theta)}{n}\varepsilon_0\omega_p^2\left[\frac{\omega'_k}{(\omega'_k)^2 + (\omega \mp \omega''_k)^2}\right] - i\frac{n_n(\theta)}{n}\varepsilon_0\omega_p^2\left[\frac{\omega \mp \omega''_k}{(\omega'_k)^2 + (\omega \mp \omega''_k)^2}\right];$$

$$\widetilde{\sigma}_s(\theta,\omega,k) = -i\,\sigma_s(\theta,\omega,k) = -i\frac{n_s(\theta)}{n}\varepsilon_0\omega_p^2\left[\frac{1}{\omega \mp \omega''_k}\right]. \quad (7)$$

Абсолютная проницаемость следует из уравнений Максвелла: $\widetilde{\varepsilon}_a = \widetilde{\varepsilon}_p\,\varepsilon_0 - i\,\widetilde{\sigma}/\omega$, что соответствует

$$\varepsilon'_a = \mathrm{Re}\,\widetilde{\varepsilon}_a = \varepsilon'_p\,\varepsilon_0 + \frac{n_s(\theta)}{n}\varepsilon_0\left[\frac{\omega_p^2}{-\omega^2 \pm \omega\omega''_k}\right] + \frac{n_n(\theta)}{n}\varepsilon_0\left[\frac{\omega_p^2\,(\omega \mp \omega''_k)}{(-\omega)\left[(\omega'_k)^2 + (\omega \mp \omega''_k)^2\right]}\right];$$

$$\varepsilon''_a = -\mathrm{Im}\,\widetilde{\varepsilon}_a = \varepsilon''_p(\theta,\omega,k)\,\varepsilon_0 + \frac{n_n(\theta)}{n}\varepsilon_0\left[\frac{\omega_p^2\,\omega'_k}{\omega\left[(\omega'_k)^2 + (\omega \mp \omega''_k)^2\right]}\right], \quad (8)$$

где $\widetilde{\varepsilon}_p = \varepsilon'_p - i\varepsilon''_p$ –относительная диэлектрическая проницаемость решётки (связанных зарядов).

Использование комплексных параметров (2) приводит к появление возможности смены знака $\mathrm{Im}\,\widetilde{\sigma}$ с индуктивного "–" на ёмкостной "+" и, соответственно, к появлению ещё одной, кроме ω_p, характерной частоты ω''_k, допускающей такую же смену знака $\mathrm{Re}\,\widetilde{\varepsilon}_a$ при $\omega < \omega''_k$. Длина волны электромагнитного излучения $\lambda = 2\pi/k$ играет роль одной из длин, определяемых механизмами, нарушающими свободное движение по траектории: характерной длины l'' усреднения осциллирующего поля за время пролёта частицы по траектории [2]. В микрополосковых замедляющих системах фазовая скорость электромагнитной волны $v_{ph} = \omega/k$ может уменьшаться до значений, меньших фермиевской скорости электронов v_F [1], и, согласно соотношениям (2), $\omega = v_{ph}k = v_{ph}2\pi/\lambda$ становится меньше $\omega''_k = v_F/l'' = v_F 2\pi/\lambda = v_F k$. Для сверхпроводящего компонента в двухжидкостной модели изменение знака действительной части диэлектрической проницаемости должно сопровождаться бесконечным возрастанием абсолютной величины ε'_a и прохождением через точку разрыва (ур. (8)). Однако нелинейные свойства сверхпроводящего состояния, а именно наличие критического тока (см. (6)), устраняют расходимость в точке разрыва за счёт перехода сверхпроводника в нормальное состояние. Для нормальных металлов разрыв сглаживается за счёт наличия затухания (ω'_k в ур. (7) и (8)). Полученные на основе полуклассических уравнений движения носителей частотные зависимости электрической проводимости и диэлектрической проницаемости позволяют анализировать экспериментальные данные о свойствах носителей, механизме их спаривания, в том числе в ВТСП, с учётом пространственной дисперсии.

Работа поддержана РФФИ (06-02-17391).

Список литературы

1. Н. А. Волчков, В. А. Дравин, А. Л. Карузский, В. Н. Мурзин, А. В. Перестороннин, А. П. Черняев. Известия РАН, сер. физическая, **71**, 1124 (2007).
2. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. "Теоретическая физика, т. X. Физическая кинетика", М.: Наука, 151 (1979).
3. Ф. Ф. Менде, А. И. Спицын. "Поверхностный импеданс сверхпроводников", Киев: Наукова думка, 240 (1985).
4. A. B. Pippard, Adv. Electron. **6**, 1 (1954).
5. Л. А. Фальковский, ЖЭТФ, **60**, 838 (1971).

Зависимость величины T_c оксидов ряда $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ от параметров элементарной ячейки

Л. А. Клинкова[1)]

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, 142432, Россия

Охарактеризованы три группы матричных оксидов $Ba_mBi_{m+n}O_y$ по типу искажения перовскитоподобной кубической структуры и в соответствии с этим три группы производных ряда $Ba_mBi_{m+n}O_y$ сверхпроводящих оксидов $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$. Показана зависимость T_c членов гомологического ряда $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ от параметров и структуры элементарной ячейки, приводящая к различию характера зависимости T_c от величины магнитного поля.

Сверхпроводящие оксиды KBaBiO являются модельным объектом для изучения природы сверхпроводимости в оксидных сверхпроводниках. Родоначальником сверхпроводящих оксидов $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ [1] является гомологический ряд оксидов $Ba_mBi_{m+n}O_y$ с перовскитоподобной структурой [2]. Этот ряд на фазовой диаграмме BaO-$BiO_{1.5}$ занимает область от 50 до 80 мол.% $BiO_{1.5}$.

Оксиды ряда $Ba_mBi_{m+n}O_y$ по степени искажения кубической структуры делятся на три группы. К первой группе с явно выраженной орторомбичностью относятся оксиды (Ba:Bi) 8:9, 6:7, 4:5, 7:9, 3:4, 5:7, 2:3, 5:8 и 3:5. Ко второй группе с тетрагональной структурой относятся оксиды 4:7, 6:11, 1:2, 4:9 и 2:5. Третью группу с псевдокубической структурой составляют оксиды 3:8, 4:11 и 1:3. Все оксиды ряда $Ba_mBi_{m+n}O_y$ характеризуются индивидуальной сверхструктурой [3]. Эта сверхструктура возникает из-за наличия своеобразно упорядоченной блочной структуры. Сами блоки состоят из простейших перовскитовых ячеек, в которых соотношение Ba- и Bi-плоскостей отвечает формульному составу оксида. Оксиды первой группы имеют четко выраженную слоистую структуру. У оксидов третьей группы когерентно сращенные блоки создают изотропную структуру.

Сверхпроводящие оксиды $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ по величине T_c также составляют три группы со значениями T_c, равными 28-35 K (K:Ba:Bi=2:5:7, 1:2:3, 3:5:8, 2:3:5), 17-25 K (3:4:7, 5:6:11, 1:1:2) и 4.2-11 K (5:4:9, 3:2:5, 5:3:8, 7:4:11). Зависимость $T_c = f(K/Bi)$ имеет вид кривой с тремя максимумами (рис. 1). Для каждой группы максимум отвечает, соответственно, составу 1:2:3, 1:1:2 и 3:2:5. Эти составы включают матричные оксиды ($Ba_nBi_{m+n}O_y$) 2:3, 1:2 и 2:5, структура которых состоит из единичных ячеек. Добавление дополнительных Ba-, Bi-плоскостей в структуру ячейки уменьшает величину T_c. Сверхпроводимость в объеме ячейки достигает максимального значения $T_c = 35$ K при явно выраженной слоистости, а именно в оксиде 1:2:3. В структуре оксида 2:5:7 ($T_c = 28$ K) присутствует одна ячейка 1:2:3 и ячейка состава 1:3:4. Вторая ячейка не является сверхпроводящей. В ряду $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ увеличение соотношения K/Bi в объеме ячейки приводит к пилообразному понижению величины T_c.

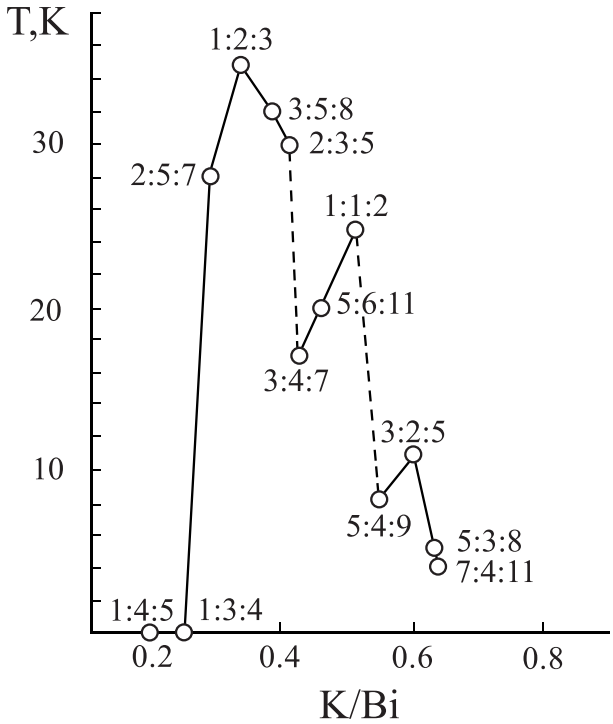


Рис. Зависимость T_c для ряда оксидов $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ от соотношения K- и Bi-плоскостей в объеме элементарной ячейки (K/Bi).

При увеличении значения K/Bi с 0.33 в 1:2:3 до 0.50 в 1:1:2 величина средней степени окисления Bi возрастает от 4.35 до 4.50. Однако не эта вели-

[1)] klinkova@issp.ac.ru

чина является определяющей. Главным выступает структурный фактор. По мере увеличения значения K/Bi структура оксидов становится все более мелкодоменной. В оксиде 4:11 размер блоков не превышает 5a×5a (при a≈4.3 Å это 21.5 Å).

При замене параметра K/Bi на отношение $Bi^*/\sum(K, Ba, Bi)$, где K,Ba,Bi - число соответствующих плоскостей в объеме ячейки, Bi^* - число Bi-плоскостей, прилегающих к K-плоскости с одной стороны, а с другой стороны к Ba-плоскости, характер зависимости величины T_c для каждой группы оксидов сохраняется. Вероятно, за сверхпроводимость ответственен именно этот вид Bi-плоскостей, а Ba-плоскости, прилегающие к Bi^*-плоскостям, оказывают положительное влияние на величину T_c в объеме ячейки.

Изменение характера зависимости T_c от величины магнитного поля в оксидах состава 1:2:3 не линейное как у ВТСП, а у 3:2:1 линейное по теории БКШ [4] обусловлено отличием в структуре этих двух оксидов. В оксиде 1:2:3 двумерная слоевая структура [5], в оксиде 3:2:5 – мелкоблочная - трехмерная структура.

Формирование оксидов $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ по интеркалированному механизму предполагает наличие расплава или раствора в расплаве, в котором существовали бы ионы матрицы и интеркалянта. При добавлении KOH в расплав $BaO\text{-}BiO_{1.5}$, состав которого соответствует области кристаллизации одного из оксидов $Ba_mBi_{m+n}O_y$, формируются несверхпроводящие оксиды состава $KBa_{m-1}Bi_{m+n}O_y$ [6]. Эти оксиды при дополнительном отжиге в кислороде разлагаются на сверхпроводящий оксид и Bi_2O_3.

Вероятно, в расплаве существуют кластерные ионы со структурой оксида ряда $Ba_nBi_{m+n}O_y$, в которых имеется нескомпенсированный отрицательный заряд между сдвоенными Bi-плоскостями, провоцирующий внедрение положительного иона калия [7]. Так формируется зародыш оксида ряда $KBa_{m-1}Bi_{m+n}O_y$, например:

$$K^+ + (Ba_4Bi_7^{+3.14}O_{15.5})^{-1} \rightarrow KBa_4Bi_7^{+3.14}O_{15.5}.$$

В условиях электролиза в раствор–расплаве KOH-$Ba(OH)_2$-Bi_2O_3 ионы $(K_2Ba_5Bi_7^{+4.29}O_{21.5})^{-1}$ разряжаются на аноде с образованием кристаллического зародыша:

$$(K_2Ba_5Bi_7^{+4.29}O_{21.5})^{-1} - e \rightarrow \rightarrow K_2Ba_5Bi_7^{+4.29}O_{21} + 0.25O_2.$$

Зародыши когерентно сращиваются друг с другом, формируя кристалл, обладающий сверхпроводящими свойствами.

Калий, внедряясь между сдвоенными слоями висмута, делает ячейку “изотропной” (без сдвоенных Bi-плоскостей). Однако слоевой характер структуры сохраняется.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов МНТЦ 3357 и РФФИ №08-02-01082.

Список литературы

1. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журнал неорганической химии, **46**, 715 (2001).
2. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журнал неорганической химии, **44**, 2081 (1999).
3. V. I. Nikolaichik, S. Amelinckx, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii, O. I. Lebedev, G. Van Tendeloo, J. Solid State Chemistry, **163**, 44 (2002).
4. Г. Э. Цыдынжапов, А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин, В. Н. Зверев, Д. В. Шовкун, Н. В. Барковский, Л. А. Клинкова, Письма в ЖЭТФ, **83**, 473 (2006).
5. L. A. Klinkova, M. Uchida, Y. Matsui, V. I. Nikolaichik, N. V. Barkovski, Phys. Rev. B, **67**, 140501(R) (2003).
6. Л. А. Клинкова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журнал неорганической химии, **45**, 1605 (2000).
7. Л. А. Клинкова, Н. В. Барковский, С. А. Зверьков, Д. А. Гусев, Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **7**, 1437 (1994).

Об интеркалированной природе сверхпроводящего оксида $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$

Л. А. Клинкова[*1)], *В. И. Николайчик*[**], *Н. В. Барковский*[*]

[*]*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, 142432, Россия*
[**]*Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская область, 142432, Россия*

Изложена гипотеза об интеркалированной природе сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_y$. Основанием послужило исследование фазового состава и кинетики реакций в системах BaO-CuO_x и BaO-CuO_x-Y_2O_3 комплексным методом.

Представления о химической природе высокотемпературных сверхпроводящих соединений (ВТСП) важны с точки зрения классификации этих оксидов, интерпретации их сверхпроводящих свойств и поиска ВТСП с более высокими T_c.

При оценке химической природы ВТСП мы исходили из следующих гипотез: 1) Сверхпроводящие оксиды составляют единый гомологический ряд в системе A-B-O [1] и по химической природе являются интеркалированными соединениями. Роль матрицы (хозяина) выполняют оксиды, в структуре которых присутствуют сдвоенные слои A или B, а роль интеркалянта (гостя) – ионы другого элемента. 2) Матричные ионы в расплаве представляют собой кластеры с катионным соотношением, соответствующем оксидам ряда $A_{m+n}B_mO_y$–$A_mB_{m+n}O_y$. Эти кластерные ионы имеют размер 10-50 Å. Знак заряда кластерного иона противоположен знаку иона-интеркалянта.

Для осуществления процесса интеркаляции необходим выбор состава расплава и температуры. Оба параметра определяются областью кристаллизации матричного оксида. Важным условием является концентрация интеркалянта в расплаве, количество которого отвечает за долю образующегося ВТСП.

Представление об областях кристаллизации матричных оксидов дает фазовая диаграмма. Фазовая диаграмма системы BaO-CuO_x построена нами методами визуального политермического (ВПА), рентгенофазового (РФА), дифференциально-термического (ДТА), термогравиметрического (ТГА), химического (ХА), локального рентгеноспектрального анализов (ЛРСА) и методом электронной дифракции (ЭД) совместно с элементным анализом (ЭА) в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ).

Данная диаграмма имеет существенные отличия от известных фазовых диаграмм BaO-CuO_x [2]-[6]. Первой особенностью является дискретность области кристаллизации. Границы областей отвечают составам (Ba:Cu) 24:25, 12:13, 7:8, 5:6, 4:5, 3:4, 5:7 и 3:5, а сами оксиды составляют гомологический рад $Ba_mCu_{m+n}O_y$, где $m = 1, 2\ldots$; $n = 1$, со структурой $BaCuO_2$. Протяженность по температуре каждой области достаточно узкая и составляет 10-30°C. Вторая особенность состоит в отсутствии поля кристаллизации оксида $BaCuO_2$. Оксид такого катионного состава обнаружен в расплаве при перитектическом плавлении наиболее тугоплавкого оксида состава 24:25. Третья особенность заключается в отсутствии явно выраженной эвтектики между $BaCuO_2$ и CuO. В исследуемой системе имеется протяженная область 73-78 мол.% CuO с пониженной температурой плавления образца (940°C).

Оксиды ряда $Ba_mCu_{m+n}O_y$ плавятся по перитектическому механизму с образованием более тугоплавкого оксида этого ряда и оксида $BaCu_2O_2$ с тетрагональной структурой. По данным ЭА были обнаружены единичные частицы с тетрагональной структурой с отклонением от стехиометрического состава Ba:Cu=1:2. На рентгенограммах образцов закаленных от зон кристаллизации и расплава присутствует оксид CuO. Это дает основание предположить существование в расплаве реакции диссоциации:

$$2BaCu_2O_2 + 0.25O_2 \rightarrow Ba_2Cu_3O_{3.5} + CuO. \quad (1)$$

Оксиды с тетрагональной структурой существуют в расплаве, по всей вероятности, в виде кластерных ионов, в которые внедряются ионы иттрия. Такие кластеры подобно $BaCu_2O_2$ имеют сдвоенные Cu-плоскости. Эти плоскости состоят из ионов меди в степени окисления +1. Кластеры имеют заряд –3, возможно сосредоточенный внутри двойного слоя, и втягивают находящийся в расплаве ион иттрия Y^{+3}:

$$(Ba_2Cu_3^{+1}O_5)^{-3} + Y^{+3} \rightarrow YBa_2Cu_3^{+1}O_5. \quad (2)$$

[1)]klinkova@issp.ac.ru

Присутствие ионов иттрия в расплаве смещает равновесие реакции (1) вправо. Процесс заканчивается полным вступлением иттрия в реакцию (2). Следствием является образование кристалла $YBa_2Cu_3^{+1}O_5$. Кристалл не обладает сверхпроводящими свойствами. При охлаждении до ~ 450°C на воздухе изменяется степень окисления меди по схеме:

$$YBa_2Cu_3^{+1}O_5 + 0.75O_2 \rightarrow YBa_2Cu_3^{+2}O_{6.5}. \qquad (3)$$

При дальнейшем отжиге в кислороде ($P(O_2) = 100$ кПа) при $\sim$ 400°C кристалл последовательно обогащается кислородом:

$$YBa_2Cu_3^{+2}O_{6.5} + 0.125O_2 \rightarrow YBa_2Cu_3^{+2.17}O_{6.75}, \quad (4)$$

$$YBa_2Cu_3^{+2.17}O_{6.75} + 0.125O_2 \rightarrow YBa_2Cu_3^{+2.33}O_7. \quad (5)$$

В оксидах $YBa_2Cu_3O_{6.75}$ и $YBa_2Cu_3O_7$ медь находится в двух степенях окисления и именно эти оксиды имеют ромбическую структуру и обладают сверхпроводящими свойствами с $T_c = 60$ и 92 K.

Так как в расплаве сосуществуют другие кластеры тетрагональной структуры, то образование зародышей иного катионного состава идет по аналогичной схеме. Далее происходит когерентное сращивание кристаллитов и формирование кристалла с размером доменов $\sim$30 и 50 Å. Возможно, что интеркалированные иттрием члены этого ряда также обладают сверхпроводящими свойствами с иными T_c и для выявления их нужны особые условия отжига или роста. Нельзя исключить и присутствие в кристалле матричных оксидов. Те и другие могут обуславливать химическую неоднородность кристалла, выявляемую при анализе в туннельном микроскопе в виде областей с различной плотностью электронных состояний [7].

Анализ условий получения оксида $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ показывает, что кристаллы его формируются в условиях, далеких от равновесных, но всегда в присутствии жидкой фазы. В вакууме в неравновесных условиях горения стехиометрической смеси из Y_2O_3, BaO_2 и CuO половина продукта $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ образуется при 830-970°C в течение одной минуты [8].

На воздухе из стехиометрического расплава кристаллы $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ формируются при 940°C в течение 3 мин [9]. При малой концентрации иттрия в смеси BaO-CuO (Y:Ba:Cu=0.04:1:2.2) синтез $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ наблюдается при 880-890°C после 2 ч отжига [10]. При 900°C увеличивается количество расплава и иттрий покидает матрицу. Присутствие его в оксиде значительно снижается или вообще отсутствует.

Таким образом, необычайно высокая скорость синтеза $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$ в присутствии расплава или раствора в расплаве, подвижность интеркалянта относительно матрицы подтверждают гипотезу об интеркалированной природе сверхпроводящего $YBa_2Cu_3O_{6.5+\delta}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов МНТЦ 3357 и РФФИ №08-02-01082, 08-08-00462, 08-08-00524.

Список литературы

1. Л. А. Клинкова, Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **6**, 1 (1993).
2. R. S. Roth, K. L. Davis, J. R. Dennis, Adv. Ceram. Mat., **2**,**3b** (spec. issue), 303 (1987).
3. Y. A. Chang, K.-C. Hsieh, Phase Diagrams of Ternary Copper-Oxygen-Metal Systems (American Society for Metal, Metals Park, Ohio, USA) (1989).
4. Л. А. Клинкова, И. В. Сойкина, И. И. Зверькова и др., Изв. АН СССР, Неорганические материалы, **25**, 2033 (1989).
5. В. И. Шитова, Г. А. Микиртичева, О. Г. Чигарева и др., Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **2**, 59 (1989).
6. А. А. Жохов, Ж. Д. Соколовская, Г. К. Баранова и др., Сверхпроводимость: физика, химия, техника, **3**, 2799 (1990).
7. D. J. Derro, E. W. Hudson, K. M. Lang et al., Phys. Rev. Lett., **88**, 097002 (2002).
8. А. Г. Пересада, А. С. Рогачев, М. Д. Нерсесян и др., О механизме самораспространяющегося высокотемпературного синтеза в системе Cu-BaO_2-Y_2O_3-O_2, Препринт ИСМ АН СССР (1990).
9. B. J. Chen, M. A. Rodrigues, S. T. Misture et al., Physica C, **217**, 367 (1993).
10. Л. А. Клинкова, И. В. Сойкина, И. М. Романенко, Журнал неорганической химии, **35**, 446 (1990).

Релаксация индукции при импульсном намагничивании сверхпроводников

А. А. Картамышев, Е. П. Красноперов[1)], *Ю. Д. Куроедов*

РНЦ "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия

О. Л. Полущенко, Н. А. Нижельский

МГТУ им. Баумана, 105005 Москва, Россия

При импульсном намагничивании сверхпроводника индукция со временем может как возрастать, так и убывать. В не полностью намагниченном состоянии скорость релаксации может быть малой вследствие компенсации магнитных потоков. При больших амплитудах поля скорость релаксации также мала из-за индуктивного разогрева и последующего охлаждения сверхпроводника.

Синтез монодоменных ВТСП [1, 2] открыл возможности создания безобмоточных постоянных магнитов. Особый интерес представляет импульсное намагничивание [3], поскольку это дает заметный выигрыш энергии. Сверхпроводники имеют известный недостаток, связанный с крипом магнитного потока. В теории (см. [4]), токи и соответствующая намагниченность снижаются логарифмически со временем $J = J_{c0}[1 - kT/U_0\ \ln(t/t_0)]$. Здесь U_0 - высота потенциального барьера для движения флюксоидов, J_{c0} – начальный критический ток. Магнитную релаксацию характеризуют величиной $S = -d\ln J/d\ln t$.

В работе исследовано намагничивание квази монокристаллических дисков Y-Ba-Cu-O импульсным полем при $T = 78$ K и изучена релаксация при различных уровнях намагничивания. Квизи монокристаллы Y-Ba-Cu-O изготовлены методом направленной кристаллизации из перитектического расплава в изотермическом режиме с использованием длинномерной затравки Gd-Ba-Cu-O [5]. Образец представлял собой пару дисков диаметром 15 мм и высотой 11 мм каждый, зазор между ними 1 мм. Кристаллографическая ось с совпадала с осью вращения дисков. Импульс поля представлял собой полусинусоиду длительностью около 10 мс. Перед каждым импульсом поля образец отогревался выше 120 K, и затем вновь охлаждался (ZFC) до $T = 78$ K. Во вставке на рис. 1 показана зависимость локальной магнитной индукции $B_0(H_a)$ от однократного действия импульсного поля амплитудой H_a. В центре дисков индукция остается нулевой, пока $\mu H_a < 1.7$ Тл. При дальнейшем увеличении H_a индукция растет, достигает максимума, и затем резко снижается. Зависимость $B_0(H_a)$ сходна с полученной в [3] для Sm-Ba-Cu-O. Снижение индукции при $\mu H_a > 2.7$ Тл связано с уменьшением J_c из-за нагрева сверхпроводника. С помощью дифференциальной термопары измерена температура в центре диска. Зависимость $T_{max}(H_a)$ отмечена символами ▼, относящимися к правой оси ординат вставки на рис. 1. За счет теплопроводности в плоскости (ab), характерное время изменения температуры в образце $\tau = R^2/D_h = 5$ с, где $D_h = 0.1$ см^2/с – коэффициент тепловой диффузии [6]. Время τ в 500 раз больше длительности импульса (10 мс), поэтому незатухающие токи и захваченный поток формируются при повышенной температуре. Сверхпроводящий ток J в нагретом состоянии ниже критического при $T = 78$ K на величину

$$J_c(78) - J(T) = |\partial J_c/\partial T| \cdot \Delta T \qquad (1)$$

При $H_a > 5$ Тл перегрев в центре образца $\Delta T > 2.7$ K. В этой области температур из данных по изотермическому намагничиванию $dB_{tr}/dT \approx -0,11$ Тл/K. Ожидаемое снижение индукции на 0.3 Тл соответствует эксперименту.

Для различных уровней намагничивания исследована релаксация индукции. На рис. 1 приведены нормированные значения $B(t)/B(0)$ для характерных состояний, отмеченных во вставке знаком ($\star$ и номерами 1 – 4).

Время отложено в логарифмическом масштабе. Верхняя кривая на рис. 1 ($\mu H_a = 2.4$ Тл) относится к случаю "не донамагниченного" состояния, когда максимум индукции находится между центром и краем цилиндрического образца. В этом случае $B(t)$ увеличивается со временем, скорость крипа – отрицательна и равна $S = -0.037$. Вблизи максимума намагниченности зависимость $B(t)$ немонотонная, и относительные изменения $\Delta B(t)/B(0)$ весьма малы. На рис. 2 приведена скорость релаксации S в зависимости от амплитуды намагничива-

[1)] kep@isssph.kiae.ru

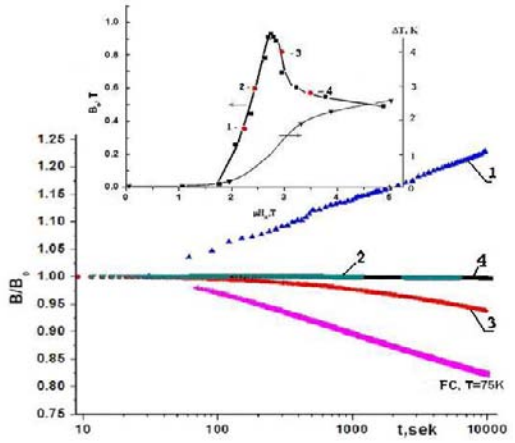


Рис. 1. Релаксация нормированной индукции при разных амплитудах поля: 1(△) – H_a = 2.4 Тл, 2(▽) – H_a = 2.7 Тл, 3(●) – H_a = 3.2 Тл, 4(■) – H_a = 3.7 Тл. Нижняя кривая - релаксация после FC при T = 75 К. Во вставке зависимость индукции (● и ■ – левая ось) и температуры (▼ – правая ось) от амплитуды намагничивающего поля.

ющего поля при T = 78 К. Для немонотонных зависимостей, S определялась на интервале 10^3–10^4 с. При небольших амплитудах поля, индукция со временем растет, и $S < 0$. С увеличением μH_a, скорость релаксации уменьшается по модулю, затем S меняет знак. В области наибольших значений B_0 ($\star$ 3 на рис. 1) скорость релаксации положительна ($S > 0$) и максимальна. С ростом амплитуды $\mu H_a > 3$ Тл скорость релаксации снижается вместе с уменьшением B_0, и при $\mu H_a > 3.8$ Тл, S <10^{-3}. Можно показать, что при изотермическом намаг-

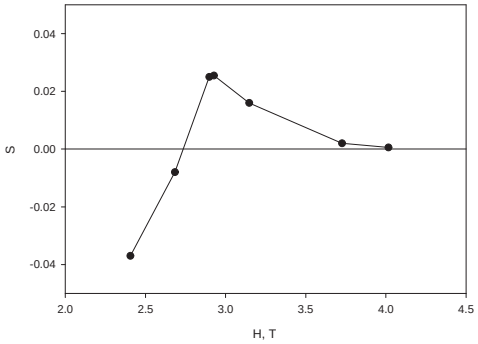


Рис. 2. Скорость релаксации индукции S при различных амплитудах поля.

ничивании (FC или ZFC), если внешнее поле выключено, индукция в центре всегда уменьшается со временем, $S > 0$. При импульсном намагничивании наблюдается немонотонная зависимость $S(H_a)$ (рис. 2), которая объясняется неоднородным нагревом сверхпроводника импульсом поля. Из-за медленной диффузии поля, температура в центре меньше, чем на периферии, и экранирующие токи возникают на фоне этой неоднородности. Из вставки на рис. 1 следует, что при $\Delta\mu H_a \approx 1$ Тл скачек температуры $\Delta T \approx 1$ К. Когда сверхпроводник охладится до T = 78 К, то экранирующие токи оказываются ниже критических, $J < J_c(78)$. Известно, что снижение температуры замороженного состояния экспоненциально уменьшает S [2]. По этой причине, захваченные токи в нагретых областях релаксируют медленнее после охлаждения, чем в холодных. Таким образом, если мгновенная температура имела радиальное распределение $\Delta T(r)$, то $S(r)$ имеет подобное распределение, но с экспоненциальным фактором.

Рассмотрим поз. 1 на рис. 1. В этом случае нагрев в центре образца менее 0,5 К, а на его краю $\Delta T > 2$ К, поскольку поле 2 Тл заведомо проникло внутрь сверхпроводника. В центральной области $dB/dr > 0$, скорость релаксации существенно выше, чем на периферии, и индукция со временем возрастает. С ростом H_a уменьшается размер центральной области, где $dB/dr > 0$, и увеличивается ее температура. В этих условиях рост $B(t)$ за счет центральной области компенсируется снижением индукции за счет периферии, и наблюдаемая скорость релаксации становится малой. В поле $\mu H_a \approx 2.7$ Тл во всем сечении сверхпроводника $dB/dr < 0$, и затухание токов вызывает только уменьшение B_0. Поскольку нагрев центральной области не велик, то скорость релаксации индукции наибольшая. С ростом амплитуды поля, увеличивается температура, при которой осуществляется захват потока, и соответственно снижается плотность экранирующих токов по сравнению с $J_c(78)$. Увеличивающаяся разность $J_c(78) - J(T)$ объясняет снижение скорости релаксации с ростом амплитуды поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 06-08-01422.

Список литературы

1. M. Tomita, M. Murakami, Nature **421**, 517 (2003).
2. G. Krabbes et al., *High Temperature Superconductor Bulk Materials*, (WILEY-VCH, 2006).
3. Y. Yanagi et al., Supercond. Sci. Technol. **13**, 839 (2005).
4. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, A. Shaulov, Rev. Mod. Phys. 68, 911 (1996).
5. N.A. Nizhelskiy, O.L. Poluschenko, V.A. Matveev, Supercond. Science and Technol. **20**, 81–86 (2007).
6. H. Fujishiro et al., Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 4965 (1994).

Аномалии теплового расширения в диэлектрической фазе монокристалла $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$

И.Б. Крынецкий[1)]

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119899 Москва, Россия

А.И. Головашкин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

А.П. Русаков

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

Измерено тепловое расширение при низких температурах (НТ) в монокристаллическом диэлектрическом образце $Bi_2Sr_{1.18}La_{0.82}CuO_{6.25}$. Показано, что и в диэлектрической фазе ВТСП системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ наблюдается область аномального (отрицательного) теплового расширения. Найдено также сильное влияние магнитного поля $H = 4.25$ Тл на эту аномалию. Результаты указывают на наличие в системе сверхструктурного электронного упорядочения, чувствительного к магнитному полю.

Система $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ является одной из простейших ВТСП систем, поскольку содержит одну плоскость CuO_2 в элементарной ячейке. Ранее [1] наша группа наблюдала аномалии теплового расширения и большое влияние на них магнитных полей при НТ в области малых x, т.е. в образцах с высокими T_c. Объяснение эффекта было связано с выигрышем энергии системой при переходе в сверхпроводящее (СП) состояние [2]. При росте температуры T системе для сохранения оптимальных параметров (и соответственно выигрыша энергии) выгоднее сжиматься в некотором интервале температур. Магнитное поле уменьшает критические параметры СП состояния и подавляет эффект. Однако в ряде СП составов этой системы аномалии теплового расширения были найдены при $T > T_c$. Это предполагает наличие других механизмов, определяющих появление аномалий. Для выяснения этого вопроса нами было измерено тепловое расширение $\Delta L/L$ при НТ монокристаллического диэлектрического образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6.25}$ с $x = 0.82$, полученного методом [3]. Измерения выполнены дилатометрическим методом с чувствительностью $\sim 5 \times 10^{-7}$ в полях $H = 0$ и $H = 4.25$ Тл. Результаты показаны на рис. 1. На рис. 2 для сравнения приведены наши данные для СП образцов [1].

Видно, что для диэлектрического образца коэффициент теплового расширения отрицателен в области $T \lesssim 20$ К. Наблюдается также аномально сильное влияние магнитного поля на α, на порядки превышающее влияние поля в обычных материалах (при отсутствии структурного или магнитного фазового перехода). Это указывает на существование электронного сверхструктурного упорядочения в системе, чувствительного к Н. Причем это упорядочение отлично от СП упорядочения и также должно приводить к выигрышу энергии, сохранению оптимальных параметров при росте T и аномальному расширению.

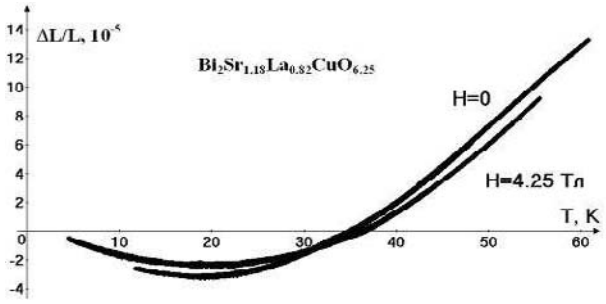


Рис. 1. Тепловое расширение $\Delta L/L$ при НТ монокристаллического диэлектрического образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6.25}$ ($x = 0.82$) в полях $H = 0$ и $H = 4.25$ Тл.

Такое электронное упорядочение в исходной диэлектрической фазе может играть важную роль и в повышении T_c при легировании.

Новые данные, полученные для системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ (а также для систем La_2CuO_{4+x} и $Ba_{1-x}K_xBiO_3$), о наблюдении аномалий теплового расширения, как в диэлектрической, так и в ВТСП фазах, могут свидетельствовать

[1)]krynets@plms.phys.msu.ru

об общности сверхструктурного электронного упорядочения во всех ВТСП системах.

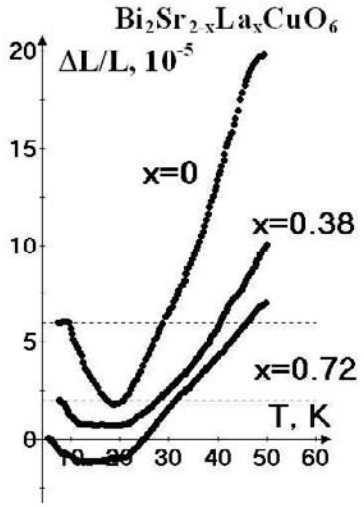


Рис. 2. Тепловое расширение $\Delta L/L$ при НТ для СП образцов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с $x = 0$, $x = 0.38$ и $x = 0.72$ в нулевом магнитном поле (нулевые линии сдвинуты для удобства).

Авторы благодарят A.Krapf (Humboldt-Universitat, Institut fur Physik, Berlin, Germany) за предоставление образцов, В.П.Мартовицкого за проведение рентгеновского анализа.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН и Миннауки.

Список литературы

1. Н. В. Аншукова и др. ЖЭТФ **129**, 1043 (2006).
2. Ю. В. Копаев и др. Доклад на New3SC-5 (Chungking, China, 11-16 June 2004).
3. R. Manzke et al. Phys. Rev. B **63**, 100504(R) (2001).

Оптическое правило сумм в сильно коррелированных системах

Н. А. Кулеева[1)], *Э. З. Кучинский, И. А. Некрасов, М. В. Садовский*

Институт Электрофизики УрО РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

Обсуждается проблема возможного "нарушения" оптического правила сумм (ОПС) в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии в сильно коррелированных электронных системах. DMFT+Σ приближение применяется к двум типичным моделям: модели "горячих точек" для псевдощелевого состояния и примесной модели Андерсона – Хаббарда. Показано, что общее правило сумм Кубо для изолированной зоны удовлетворяется для обеих моделей. В тоже время, оптический интеграл, вообще говоря, зависит от температуры и характерных параметров модели, таких как ширина псевдощели, корреляционная длина, примесное рассеяние, что ведет к "нарушению" ОПС, которое может наблюдаться на эксперименте.

В 1957г. Кубо [1] было показано, что ОПС для системы электронов имеет вид:

$$\int_0^\infty Re\sigma(\omega)d\omega = \frac{\omega_{pl}^2}{8} \qquad (1)$$

где $\omega_{pl}^2 = \frac{4\pi ne^2}{m}$ – плазменная частота, а n – полная плотность электронов.

Однако, в эксперименте не имеют дело с бесконечной областью частот. Если ограничиться интервалом частот порядка ширины зоны проводимости и пренебречь межзонными переходами, ОПС сводится к *однозонному* правилу сумм Кубо [1]:

$$W = \int_0^\infty Re\sigma(\omega)d\omega = \frac{\pi e^2}{2}\sum_{\mathbf{p}} \frac{\partial^2 \varepsilon_p}{\partial p_x^2} n_p \qquad (2)$$

где ε_p –"затравочная" дисперсия определяемая эффективным однозонным гамильтонианом, n_p – функция распределения по импульсам, которая определяется *взаимодействующей* запаздывающей электронной функцией Грина $G^R(\varepsilon, \mathbf{p})$ [2]:

$$n_p = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon n(\varepsilon) ImG^R(\varepsilon, \mathbf{p}) \qquad (3)$$

где $n(\varepsilon)$ – обычная функция распределения Ферми.

Из (2,3) видно, что в *однозонном* правиле сумм, оптический интеграл W, вообще говоря, не является константой. Зависимость W от температуры T и от других параметров исследуемой системы, называется "нарушением" ОПС и активно изучается экспериментаторами [3].

Нашей целью является как проверка ОПС (2) для динамической проводимости, рассчитанной в DMFT+Σ приближении, в двумерной модели "горячих точек" [5] и в примесной модели Андерсона-Хаббарда [6], так и расчет зависимости оптического интеграла W от основных параметров этих моделей [7].

[1)] strigina@iep.uran.ru

Приближение обощенного динамического среднего поля (DMFT+Σ) [4], получается из стандартной теории DMFT с помощью добавления к локальной собственно-энергетической части DMFT $\Sigma(\varepsilon)$ дополнительного вклада $\Sigma_{\mathbf{p}}(\varepsilon)$, вообще говоря, зависящего от импульса, что дает эффективный метод вычисления как одночастичных [4], так и двухчастичных свойств [5]. Вклад $\Sigma_{\mathbf{p}}(\varepsilon)$ определяется нелокальными динамическими корреляциями индуцированными флуктуациями ближнего порядка (антиферромагнитными (SDW) или зарядовыми (CDW)) [4] либо беспорядком [6].

Для расчета $\Sigma_{\mathbf{p}}(\varepsilon)$ в двумерной модели "горячих точек" [4] для электрона движущего в случайном поле псевдощелевых флуктуаций (статических и гауссовых) с доминирующим вектором рассеяния из узкой окрестности $\mathbf{Q} = (\pi/a, \pi/a)$ (a –параметр решетки), мы используем рекурентную процедуру [4], которая описывается с помощью двух главных физических характеристик псевдощелевого состояния: Δ и κ. Δ характеризует энергетический масштаб (ширину псевдощели), а $\kappa = \xi^{-1}$ –обратная корреляционная длина SDW (CDW) флуктуаций ближнего порядка.

При вычислении оптического интеграла W мы использовали данные для проводимости, полученные в DMFT+Σ приближении путем расчета двухчастичных свойств с учетом вершинных поправок [5], тогда как правая часть (2) вычислялась с помощью одночастичного рекуррентного соотношения для $\Sigma_{\mathbf{p}}(\varepsilon)$ и самосогласованной DMFT+Σ схемы [4]. Все вычисления проделаны для спектра в модели сильной связи для квадратной решетки с учетом интеграла переноса между ближайшими t и вторыми ближайшими t' соседями.

На Рис. 1 представлены типичные данные для действительной части проводимости (концентрация электронов $n = 0.8$) для различных величин хаббардовского взаимодействия U. Оптический интеграл W не является константой (Рис. 2): рост U

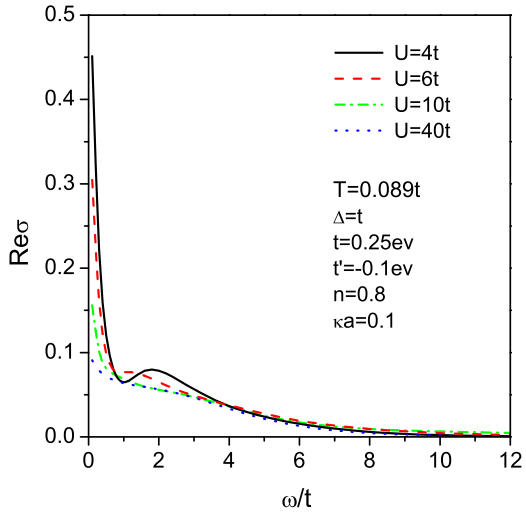


Рис. 1. Действительная часть оптической проводимости для сильно коррелированных систем в псевдощелевом состоянии в DMFT+Σ приближении для различиных значений U. Все параметры приведены на рисунке. Проводимость дана в единицах $\sigma_0 = \frac{e^2}{\hbar}$.

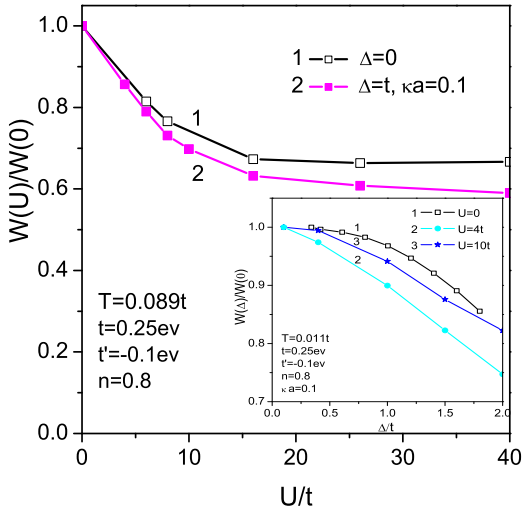


Рис. 2. Зависимость нормированного оптического интеграла от хаббардовского взаимодействия U в псевдощелевом состоянии. Все параметры приведены на рисунке. На вставке – зависимость от ширины псевдощели Δ .

ведет к уменьшению W (в соответствии с подавлением псевдощелевых аномалий [5]). Аналогичным образом, увеличение ширины псевдощели Δ (см. вставку на Рис. 2) также ведет к заметному уменьшению W. Кроме того, было показано, что W фактически не зависит от корреляционной длины, а зависимость от температуры квадратичная и весьма слабая [2]. Из Таблицы I видно, что *однозонное* правило сумм (2) выполняется в пределах точности численных расчетов.

Таблица I: Проверка выполнение ОПС в модели "горячих точек". Зависимость от U. W в единицах $\frac{e^2}{\hbar}t$.

U	$\frac{\pi e^2}{2}\sum_{\mathbf{p}}\frac{\partial^2\varepsilon_p}{\partial p_x^2}n_p$	$W=\int_0^\infty Re\sigma(\omega)d\omega$
$U=4t$	0.456	0.408
$U=6t$	0.419	0.387
$U=10t$	0.371	0.359
$U=40t$	0.323	0.306

Также в данной работе было изучено выполнение ОПС в примесной модели Андерсона-Хаббарда [7]. Сильные корреляции учитывались с помощью DMFT, тогда как влияние беспорядка было рассмотрено в рамках самосогласованной теории локализации для металлического состояния и в фазе андерсоновского диэлектрика. Было показано, что ОПС выполняется в пределах численной точности, оптический интеграл W существенно зависит от величины беспорядка, кулоновского взаимодействия, температуры [7].

Работа поддержана грантами РФФИ, программами РАН "Квантовая макрофизика" и "Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах", Президентской программой для молодых кандитатов наук.

Список литературы

1. R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan **12**, 570 (1957).
2. A. Toschi, M. Capone, M. Ortolani, P. Calvani, S. Lupi and C. Castellani, Phys. Rev. Lett. **95**, 097002 (2005); A. Toshi, M. Capone. Phys. Rev. B **77**, 014518 (2008).
3. D. N. Basov and T. Timusk, Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
4. M. V. Sadovskii, I. A. Nekrasov, E. Z. Kuchinskii, Th. Prushke, V. I. Anisimov, Phys. Rev. B **72**, 155105 (2005).
5. E. Z. Kuchinskii, I. A. Nekrasov, M. V. Sadovskii, Phys. Rev. B **75** 115102 (2007).
6. E. Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, M. V. Sadovskii, ЖЭТФ **133**, 670 (2008).
7. E. Z. Kuchinskii, N. A. Kuleeva, I. A. Nekrasov, M. V. Sadovskii, ЖЭТФ **134**, 2 (2008).

Магниторезистивное определение верхнего критического поля высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Н. Д. Кузьмичев[1)]

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия

М. А. Васютин

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия

А. И. Головашкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Предложен достаточно простой и надежный метод определения верхнего критического магнитного поля H_{c2}, основанный на магниторезистивных измерениях. Для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при температуре жидкого азота этим методом получено $H_{c2} = 150$ kOe.

Определение критических параметров различных образцов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) имеет большое практическое значение. В традиционных методах определения верхнего критического поля H_{c2} в ВТСП, как правило, требуются сильные магнитные поля (~100 T) [1] и дорогостоящее оборудование. В настоящей статье предлагается достаточно простой и надежный метод определения H_{c2}, основанный на магниторезистивных измерениях.

В настоящей работе изучены зависимости сопротивления моно- и поликристаллов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от величины постоянного магнитного поля H при температуре жидкого азота. Исследования проводились четырехконтактным методом в магнитном поле, создаваемом соленоидом. Измерения выполнены на постоянном и переменном токе по методике, развитой в [2-4]. Найдено, что при возрастании напряженности магнитного поля сопротивление образцов R остается равным нулю до определенного значения поля $H = H_{01}$, неодинакового для монокриталлических и поликристаллических образцов (рис. 1, 2). Далее наблюдается резкий рост R до некоторого максимального значения при $H = H_m$, после чего сопротивление уменьшается и, пройдя через минимум, опять возрастает (рис. 1).

На монокристаллах виден лишь рост R (рис. 2), что связано с высокими значениями характерных H для монокристаллов. При уменьшении H у всех образцов наблюдается ярко выраженный гистерезис: сопротивление резко уменьшается до нуля при $H = H_{02} > H_{01}$. При дальнейшем уменьшении H до нуля сопротивление поликристаллов опять возрастает, что объясняется захватом магнитного потока

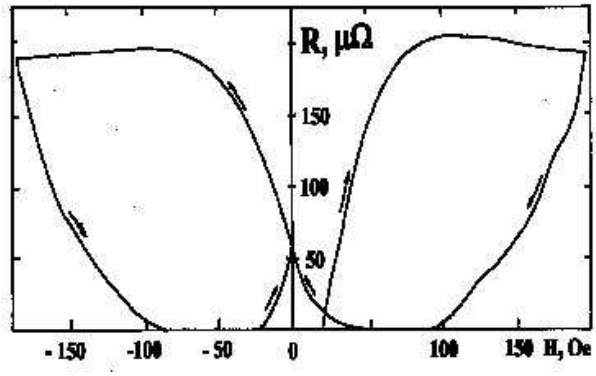


Рис. 1. Магнитополевая зависимость сопротивления поликристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на постоянном токе 100 mA при температуре жидкого азота. Стрелками показано направление изменения магнитного поля ($H_{01} \approx 20$ Oe, $H_m \approx 100$ Oe).

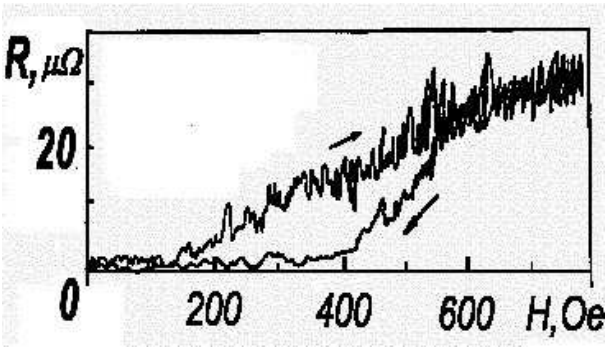


Рис. 2. Магнитополевая зависимость сопротивления монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на переменном токе частотой 40 kHz, силой 10 mA при температуре жидкого азота. Стрелками показано направление изменения магнитного поля ($H_{01} \approx 150$ Oe).

[1)] kuzmichevnd@rambler.ru

[2-5]. Отсутствие сопротивления в малых магнитных полях можно объяснить тем, что проникновение поля в образец не сопровождается образованием джозефсоновских вихрей в межгранулярной области или абрикосовских вихрей в гранулах поликристалла. Джозефсоновские вихри в поликристаллах и абрикосовские вихри в монокристаллах появляются в образцах, начиная с поля H_{01}. При $H < H_{01}$ в поликристаллах возможно образование гипервихрей, которые при $H > H_{01}$ трансформируются в вихри Джозефсона [4].

Для монокристаллов наблюдаемое поле $H_{01} = H_{c1}$ (первое критическое магнитное поле). При $H > H_{01}$ вихри, перемещаясь по образцу, вызывают появление сопротивления, увеличивающегося с ростом их числа при усилении поля. Резкие скачки на кривой R(H) (рис. 2) вызваны, по-видимому, срывом пучка вихрей с центров пиннинга.

В поликристаллах дальнейшее увеличение H приводит к возрастанию числа джозефсоновских вихрей и к значительному росту вязкости вихрей. Это сопровождается дальнейшим уменьшением сопротивления образца. Наложение процессов уменьшения сопротивления и увеличения абрикосовских вихрей в гранулах ведет к появлению минимума на зависимости R(H).

Наличие гистерезиса и резкое уменьшение сопротивления с уменьшением поля объясняется быстрым уменьшением числа джозефсоновских или абрикосовских вихрей в образцах, вызванным сменой знака изменения магнитного потока. Используя модель термоактивированного течения магнитного потока [6], можно связать дифференциальное удельное магнитосопротивление монокристаллов r с верхним критическим полем: $dr/dH = r_n/H_{c2}$ (где r_n - удельное сопротивление монокристалла в нормальном состоянии). Линейная зависимость R(H) в определенных областях поля позволяет просто определить один из наиболее важных критических параметров - H_{c2}. Для исследованных нами монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при температуре жидкого азота получим $H_{c2} = 150$ kOe. Для поликристаллов такая оценка приводит к определению некоторого поля $H_{c2J} = 500$ Oe, связанного с джозефсоновскими переходами.

Работа поддержана РФФИ, РАН и Миннауки.

Список литературы

1. А. И. Головашкин. Краткие сообщения по физике, ФИАН, Москва. Спец. выпуск, 1991 г.
2. М. А. Васютин и др. Препринт №85, ФИАН, Москва. 1990 г.
3. М. А. Васютин и др. Деп. ВИНИТИ. №4716-В90. 1990 г.
4. Н. Д. Кузьмичев. ФТТ **43**, 1934 (2001).
5. Д. А. Балаев и др. Труды 2-ой Международной конференции ФПС'06, с. 223 (2006).
6. В. В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука. 1982.

Lifetime of Paramagnon-like Excitations in the Temperature - Doping Index Phase Diagram of Copper Oxide Superconductors

I. A. Larionov[1)]

Kazan State University, Kazan 420008, Russia

We consider a theory for a doped two-dimensional Heisenberg antiferromagnetic system in the paramagnetic state which is valid for all wave vectors through the Brillouin zone. The deduced regions of long lifetime [$T \lesssim 400(1-4x)$ K] and "overdamped" [$T \gtrsim 700(1-4x)$ K] paramagnonlike excitations in the temperature (T)-doping index (x) phase diagram from plane oxygen nuclear spin-lattice relaxation rate $^{17}(1/T_1)$ data in up to optimally doped $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ provide the regimes for the spin wave concept and the "overdamped" mode and resemble the enigmatic pseudogap closure temperatures.

Plane copper oxide high-temperature superconductors (high-T_c) are the *doped* S=1/2 two dimensional Heisenberg antiferromagnetic (2DHAF) systems. In the carrier free regime, the elementary excitations are spin waves [1, 2, 3], magnons in the quasiparticle language. Thus, we consider the doped 2DHAF systems in terms of paramagnon-like excitations and discuss its evolution with doping.

We consider the t-J Hamiltonian [4] known as the minimal model for the electronic properties of high-T_c cuprates and take the expression for static spin susceptibility as *derived* within the t-J model in [5],

$$\chi(\mathbf{k}) = \frac{4|c_1|}{Jg_-(g_+ + \gamma_{\mathbf{k}})}, \qquad (1)$$

that has the same structure as in the isotropic spin-wave theory [6]. The parameter g_+ is related to correlation length ξ via the expression $\xi = 1/(2\sqrt{g_+ - 1})$, J is the superexchange constant, c_1 is the spin-spin correlation function and $\gamma_{\mathbf{k}} = (1/2)(\cos k_x + \cos k_y)$,

The plane oxygen nuclear spin-lattice relaxation rate $^{17}(1/T_1)$ has three contributions:

$$^{17}(1/T_1) = {}^{17}(1/T_1)_{sw} + {}^{17}(1/T_1)_{Korr} + {}^{17}(1/T_1)_{Diff}. \qquad (2)$$

The contribution from spin-wavelike excitations is given by

$$^{17}\left(1/T_1\right)_{sw} = \frac{2k_BT}{\omega_0} \sum_{|\mathbf{k}|>1/\xi_{eff}} {}^{17}F(\mathbf{k})^2\chi''_L(\mathbf{k},\omega_0), \qquad (3)$$

where ω_0=2$\pi\times$52 MHz ($\ll T, J$) is the measuring NMR frequency at 9 Tesla. The wave vector dependent hyperfine form factor for plane ^{17}O sites is given by $^{17}F(\mathbf{k})^2$=$2C^2(1+\gamma_{\mathbf{k}})$, with C=2.8$\times10^{-7}$ eV [7].

The contribution from itinerant holes, of Korringa type, $^{17}(1/T_1)_{Korr}$=K_KT, grows with doping x and is the adjustable parameter. The spin diffusive contribution (small wave vectors $\mathbf{k} < 1/\xi$) may be calculated from general physical grounds, namely, the linear response theory, hydrodynamics, and fluctuation-dissipation theorem [8] (see also Ref. [9]),

$$^{17}(1/T_1)_{Diff} = \frac{^{17}F(0)^2k_BTa^2\chi(\mathbf{k}=0)}{\pi\hbar D}\Lambda, \qquad (4)$$

where Λ=$[1/(4\pi)]\ln[1 + D^2/(\omega_0^2\xi^4)]$, where $D \approx 2.5J$ is the spin diffusion constant.

The spin-wavelike dispersion, renormalized by interactions, is given by the relaxation function [10]

$$\omega_{\mathbf{k}}^{sw} = 2\int_0^\infty d\omega\ \omega\mathcal{F}(\mathbf{k},\omega), \qquad (5)$$

where the integration over ω in Eq. (5) has been performed analytically and exactly [11]. We assume the Lorentzian form of the imaginary part of the dynamic spin susceptibility,

$$\chi''_L\left(\mathbf{k},\omega\right) = \frac{\chi\left(\mathbf{k}\right)\omega\Gamma_{\mathbf{k}}}{[\omega-\omega_{\mathbf{k}}^{sw}]^2+\Gamma_{\mathbf{k}}^2} + \frac{\chi\left(\mathbf{k}\right)\omega\Gamma_{\mathbf{k}}}{[\omega+\omega_{\mathbf{k}}^{sw}]^2+\Gamma_{\mathbf{k}}^2}, \qquad (6)$$

for $\mathbf{k}$ around the AF wave vector (π,π). We accept to the leading order the cubic temperature dependence[12] for the damping of spin-wavelike excitations $\Gamma_{\mathbf{k}} = \Gamma_rT^3\eta_{\mathbf{k}}$, where the wave vector dependence is given by $\eta_{\mathbf{k}} = \sqrt{\langle\omega_{\mathbf{k}}^2\rangle - (\omega_{\mathbf{k}}^{sw})^2}$.

The plane oxygen $^{17}(1/T_1)$ has been fitted by Eq. (2) with two adjustable parameters: K_K and Γ_r. The importance of $^{17}(1/T_1)_{Korr}$ and $^{17}(1/T_1)_{Diff}$ in $^{17}(1/T_1)$, in contrast with plane copper $^{63}(1/T_1)$, is due to the filtering of the (π,π) contribution by the plane oxygen hyperfine form factor. In general, the damping grows with doping x, as it should. It should be emphasized that the increase of $^{17}(1/T_1)$ with temperature is caused by the increase of the damping, $\Gamma_{\mathbf{k}}$. The low T region of lightly damped paramagnon-like excitations, where the data may be explained by

[1)] igor.Larionov@ksu.ru

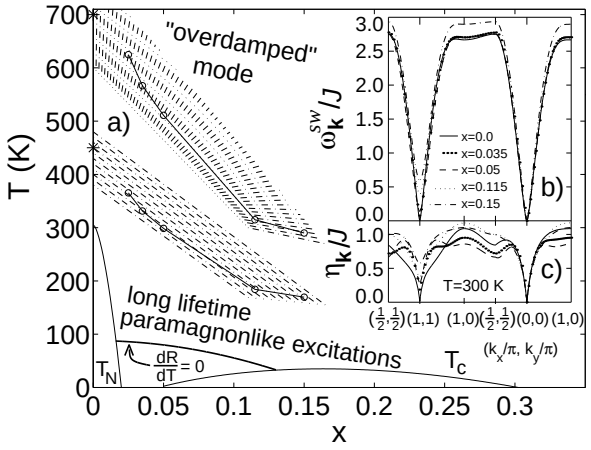


Fig. 1. (a) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ phase diagram. Solid curves show the Neel temperature (T_N), the superconducting dome (T_c), and dR/dT=0 curve indicates the gradual crossover from insulating to metallic behaviour from resistivity measurements [1]. Lower and upper shaded lines with circles have been extracted from $^{17}(1/T_1T)$ data with the conditions $\Gamma_r T^3$=0.2 and $\Gamma_r T^3$=1, where Γ_r is given in Table I, may be approximated by $T \approx 400(1-4x)$ and $T \approx 700(1-4x)$, respectively, and separate the regions of lightly damped, damped, and overdamped paramagnonlike excitations. The asterisks mark approximately the corresponding temperatures as extracted from the data analysis [13] for $Sr_2CuO_2Cl_2$; (b) $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$ dispersion and (c) damping function $\eta_{\mathbf{k}}$ *versus* $\mathbf{k}$.

the theory that neglects the damping [9], is quantified through the relation $\Gamma_r T^3 < 0.2$.

Figure 1(a) shows the temperature (T)-doping index (x) phase diagram with the spin-wavelike damping regimes deduced from plane oxygen nuclear spin-lattice relaxation rate $^{17}(1/T_1)$ data. Recently, Stock *et al.*[14] reported the evidence for spin waves from NS studies of underdoped $YBa_2Cu_3O_{6.35}$ with T_c=18 K, where the magnetic excitations are very similar to that of carrier free 2DHAF systems. These observations, together with the undoubtful evidence for disappearance of AF spin excitations in the overdoped regime [15], show that AF spin excitations in the overall doping range of copper oxide high-T_c emanate from those of the parent insulator, i.e., the spin waves.

The wavevector dependence of spin-wavelike dispersion $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$ and damping $\eta_{\mathbf{k}}$ is shown in Figs. 1(b) and 1(c), respectively, for various doping levels. Both $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$ and $\eta_{\mathbf{k}}$ show negligible temperature dependence below $T<J/2$ except the region around (π,π). The dispersion of $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$ remains approximately the same and the wave vector dependence of the damping function, $\eta_{\mathbf{k}}$, possesses visible changes with doping. We emphasize that below $T \approx 400(1-4x)$ K, where $\Gamma_r T^3 < 0.2$, the damping $\Gamma_{\mathbf{k}}$ is much smaller compared with $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$, thus the spin-wavelike excitations are indeed well defined (long lifetime). Above $T \approx 700(1-4x)$ K, where $\Gamma_r T^3 > 1$, the damping, $\Gamma_{\mathbf{k}}$, is compatible with $\omega^{sw}_{\mathbf{k}}$, and grows further with T and x thus providing the "overdamped" mode region [16].

In summary, we presented a theory for plane oxygen nuclear spin-lattice relaxation $^{17}(1/T_1)$ and deduced the regions of long lifetime [$T \lesssim 400(1\text{-}4x)$ K] and "overdamped" [$T \gtrsim 700(1\text{-}4x)$ K] paramagnonlike excitations in the temperature (T)-doping index (x) phase diagram in up to optimally doped $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

It is a pleasure to thank P. Fulde and numerous colleagues for discussions and hospitality at MPI-PKS, Dresden, Germany. This work was supported by RFBR Grant No.06-02-17197a.

References

1. M. A. Kastner et al., Rev. Mod. Phys. **70**, 897 (1998).
2. S. Chakravarty, B. I. Halperin, and D. R. Nelson, Phys. Rev. B **39**, 2344 (1989).
3. M. Takahashi, Phys. Rev. B **40**, 2494 (1989).
4. P. W. Anderson, Science **235**, 1196 (1987); G. Baskaran, Z. Zou, and P. W. Anderson, Solid State Commun. **63**, 973 (1987).
5. A. Yu. Zavidonov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **58**, 12486 (1998).
6. A. Sokol, R. R. P. Singh, and N. Elstner, Phys. Rev. Lett. **76**, 4416 (1996).
7. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, Phys. Rev. B **42**, 167 (1990); Y. Zha, V. Barzykin, and D. Pines, Phys. Rev. B **54**, 7561 (1996).
8. Dieter Forster, *Hydrodynamic Fluctuations, Broken Symmetry, and Correlation Functions*, Frontiers in Physics, Vol. **47**, (Benjamin, Reading, MA, 1975).
9. I. A. Larionov, Phys. Rev. B **69**, 214525 (2004).
10. U. Balucani, M. H. Lee, and V. Tognetti, Phys. Rep. **373**, 409 (2003).
11. I. A. Larionov, Phys. Rev. B **76**, 224503 (2007).
12. P. Kopietz, Phys. Rev. B **41**, 9228 (1990); S. Tyc and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **42**, 2096 (1990).
13. K. R. Thurber et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 171 (1997).
14. C. Stock et al., Phys. Rev. B **73**, 100504(R) (2006); C. Stock et al., Phys. Rev. B **75**, 172510 (2007).
15. S. Wakimoto et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 247003 (2007).
16. P. Prelovsek, I. Sega, and J. Bonca, Phys. Rev. Lett. **92**, 027002 (2004); I. Sega, P. Prelovsek, and J. Bonca, Phys. Rev. B **68**, 054524 (2003); D. K. Morr and D. Pines, Phys. Rev. Lett. **81**, 1086 (1998); Phys. Rev. B **61**, R6483 (2000).

Towards the Theory of Isotope Effect of the London Penetration Depth in Cuprates

I. E. Lyubin, M. V. Eremin[1)]

Kazan State University, Kazan 420008, Russia

I. M. Eremin

Max-Plank Institute fur Physik komplexer Systems, Dresden D-01187, Germany
Kazan State University, Kazan 420008, Russia

H. Keller

Physik-Institute der Universitat Zurich, Zurich CH-8057, Switzerland

The expressions for the superfluid density have been discussed in both week and strong coupling approaches. The numerical calculations of temperature and isotope composition dependencies have performed for a number of High-T_c compounds. The tight-binding parameters and corresponding Fermi surfaces are taken in accord to the available photoemission data.

In a weak-coupling approach the kinetic energy of carriers in the external vector potential A is written as $(p - \frac{e}{c}A)^2/2m$. It this case the superfluid density is calculated as follow [1]

$$\lambda_L^{-2}(T) = \lambda_L^{-2}(0)\times \\ \times \left(1 - 2\int_\Delta^\infty \Big(-\frac{\partial f(E)}{\partial E}\Big)\frac{E}{(E^2 - |\Delta_k|^2)^{1/2}}dE\right). \quad (1)$$

Here $E_k = \sqrt{(\epsilon_k - \mu)^2 + |\Delta_k|^2}$ are the energy of Bogolyubov's quasiparticles and $\epsilon_k = t_k \approx \frac{(hk)^2}{2m}$.

According to ARPES data (see ref. [2]) the energy dispersion of carries in layered cuprates can be nicely fitted using the expression

$$\epsilon_k = 2t_1(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4t_2 \cos k_x a \cos k_y a + \\ + 2t_3(\cos 2k_x a + \cos 2k_y a) + \ldots, \quad (2)$$

In presence of an external vector potential A the hopping integrals are renormalized in the follow way

$$t_{ij} \to t_{ij} \exp\left[-i\frac{e}{\hbar c}\int_{R_i}^{R_j} \mathbf{A}d\mathbf{s}\right] \approx t_{ij}\left[-i\frac{e}{\hbar c}A_x R_{ij}^x\right]. \quad (3)$$

Calculating the kinetic energy variation in a magnetic field and comparing the result with classical formula $\delta H_{kin}^{(1)} = -\frac{1}{c}A_q^x j_x(-q) + h.c.$ we deduce the expression for the electrical current density $j_x(-q)$ as follow

$$j(q) = -\frac{e}{2\hbar}\sum_k \Big[\frac{\partial \epsilon_k}{\partial k_x} + \frac{\partial \epsilon_k}{\partial (k_x + q_x)}\Big] a_{k,\sigma}^+ a_{k+q,\sigma}. \quad (4)$$

Then using the London's equation $j(q = 0) = -\frac{c}{4\pi\lambda^2}A_{q=0}$ we had arrived expression for superfluid density

$$\frac{1}{\lambda^2} = 4\frac{e^2}{ch^2}\sum_k \frac{\partial \epsilon_k}{\partial k_x}\left[\frac{|\Delta_k|^2}{E_k^2}\frac{\partial \epsilon_k}{\partial k_x} - \frac{(\epsilon_k - \mu)}{2E_k^2}\frac{\partial |\Delta_k|^2}{\partial k_x}\right]\times \\ \times \left[\frac{1}{E_k} - \frac{\partial}{\partial E_k}\right]\tanh\left(\frac{E_k}{2k_B T}\right). \quad (5)$$

It is in agreement with obtained before in Ref. [3]. There are a number of differences in Eq. (5) and Eq. (1) that we would like to point out. In contrast to Eq. (1) the paramagnetic current contribution to Eq. (4) strongly depends on temperature. In expression (1) this is the first term in brackets and, as one can see easily is temperature independent. In addition, there are differences in the behavior of the diamagnetic contributions, too.

Part of our numerical calculations are displayed in Fig. 1. The superconducting gap was introduced phenomenologically as follow

$$\Delta_k(T) = \frac{\Delta_0}{2}(\cos k_x a - \cos k_y a)\times \\ \times \tanh\left(1.76\sqrt{\frac{T_c}{T} - 1}\right). \quad (6)$$

The isotope coefficient $\alpha_\Delta = 0.0248$ has been taken according to experimental data [4] ${}^{18}\Delta_0 = {}^{16}\Delta_0\Big(1 - \alpha_\Delta\frac{\Delta m}{m}\Big)$. Calculations were done in assumptions that all hopping integrals are change under substitution of ${}^{18}O$ by ${}^{16}O$ and yields ${}^{18}t = {}^{16}t\Big(1 - \alpha_t\frac{\Delta m}{m}\Big)$, where the isotope coefficients is extracted as $\alpha_t = 0.3545$.

[1)] Mikhail.Eremin@ksu.ru

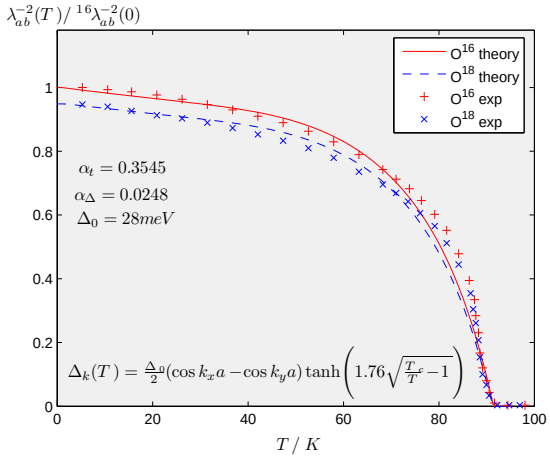


Fig. 1. Calculated temperature evolution of the penetration depth in $YBa_2Cu_3O_{6.98}$. Symbols are experimental points from Ref. [4], solid curves denote our calculations as obtained from Eq. (4). The hopping parameters were taken as in Ref. [5].

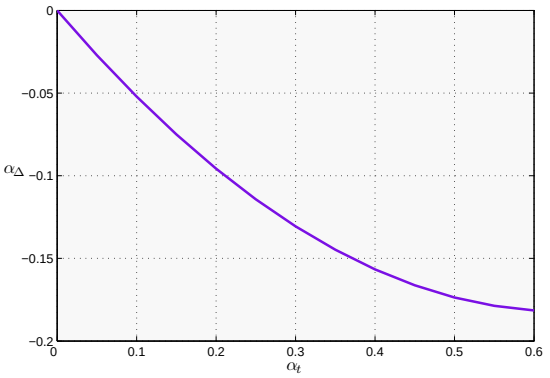


Fig. 2. Isotope coefficient for the energy gap versus α_t, when paring potential in Eq. (6) is independent from isotope mass.

Next, let us discuss the problem how to explain the *positive* isotope shift of α_Δ if one accepts the idea about renormalization of hopping integrals. To make situation clearly we have performed a solution of BSC integral equation:

$$\Delta(k) = \frac{1}{N}\sum V(k-k')\frac{\Delta(k')}{E(k')}\tanh\left(\frac{E(k')}{2k_BT}\right) \quad (7)$$

Part of our calculations are displayed in Fig.2. Pairing potential was taken as follow $V(q) = 2J(\cos q_x a + \cos q_y a)$. In displayed variant pairing potential $V(q)$ was considered as independent from oxygen mass. As one can sees the calculated isotope coefficient α_Δ is indeed *negative*. However its value small enough and can be easily reversed to *positive* one by phone mediated interaction entering in pairing interaction, including density-density [6] and superexchange [7] parts.

Finally, it has to be mentioned that there is an additional hypostatical possibility to get the positive contribution to isotope coefficient α_Δ, assuming formation of special type polarons in Cu-O planes. Such kind possibility was discussed in papers [6], in context of Jahn-Teller polaron formation in HTSC.

Conclusions:

1. Main reason of the isotope effect originates from renormalisation of hopping parameters.
2. Isotope effect on penetration depth, related to the superconducting energy gap shift, is relatively small.
3. The deviation of calculated values from the experimental points near T_c can be attributed to the temperature dependence of the hoping integrals, because in HTSC they are renormalized by the spin-spin correlation functions [8, 9].
4. The role of phone mediated interaction entering in pairing interaction has been increased with respect to believed before.

This work is partially supported by the Swiss National Science Foundation, Grant IB7420-110784 and the Russian Foundation for Baltic Research, Grant N 06-0217197-a.

References

1. M. Tinkham, Introduction to Superconductivity, McGraw-Hill, New York, 1996.
2. A. Damascelli, Z. Hussin, Z.X. Shen, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).
3. D. E. Sheehy, T. P. Davis, M. Franz, Phys. Rev. **B70**, 054510 (2004).
4. R. Khasanov, A. Shengelaya, K. Conder et al., Phys. Rev. **B70**, 054510 (2006).
5. M. R. Norman, Phys. Rev. **B75**, 184514 (2007).
6. A. Bussmann-Holder, H. Keller, A. R. Bishop et al., Europhys Lett. **72**, 423 (2005).
7. M. V. Eremin, I. M. Eremin, I. A. Larionov et al. JETP Lett. **75**, 395 (2002).
8. N. M. Plakida, R. Hayn, J. L. Richard, Phys. Rev. **B51**, 16599 (1995).
9. M. V. Eremin, A. A. Aleev, I. M. Eremin, JETP **106**, 752 (2008).

Влияние межслоевого туннелирования на электронную структуру двухслойных купратов

И. А. Макаров, С. Г. Овчинников[1)]

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

В данной работе на примере двухслойного соединения $YBa_2Cu_3O_7$ описывается способ учета многослойности в купратах. Связь между слоями CuO_2, осуществляющаяся за счет туннелирования носителей из одного слоя в другой, учитывается посредством теории возмущений. Как результат сравнения зонных структур, построенных для одно- и двухслойных купратов, а также исследования двумерной поверхности Ферми делается заключение о том, что основным следствием включения перескоков между CuO_2 плоскостями является расщепление квазичастичных зон. Полученное расщепление зависит от волнового вектора в плоскости $\mathbf{k}_{||}$ по причине зависимости от последнего межслоевого интеграла перескока.

На сегодняшний день одной из принципиальных проблем в области высокотемпературной сверхпроводимости является объяснение зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние от числа слоев CuO_2 в купратах. Из экспериментов известно, что T_c возрастает с увеличением числа слоев до трех, где и достигает максимума, затем же начинает спадать. Теории, описывающей подобное поведение, пока нет. Поэтому логично было бы попробовать исследовать нормальную и сверхпроводящую фазы в купратных соединениях с учетом многослойности. В настоящей работе рассматривается только нормальная фаза.

Для нашего исследования был выбран характерный двухслойный купрат $YBa_2Cu_3O_7$. В качестве элементарной ячейки принимается кластер, состоящий из одной CuO_3-пирамиды, связь же с другой пирамидой рассчитывается так же, как и связь с другими ячейками в плоскости при переходе к решетке, то есть по теории возмущений. Малая величина параметра перескока позволяет нам воспользоваться этим приближением. Базис образован пятью орбиталями в каждой CuO_3-пирамиде: d_x, d_z, b, a, p_z, где b, a – линейные комбинации орбиталей кислорода b_{1g} и a_{1g} симметрии соответственно.

Строго говоря связь между слоями осуществляется опосредовано через перекрытие орбиталей плоскостей с атомами иттрия, находящимися в межслоевом пространстве. Но в результате перенормировки эта связь сводится к перекрыванию исключительно между плоскостными орбиталями. Причем в плоскости наибольшей величиной перекрытия обладают s-орбитали меди, но так как они не участвуют в динамике носителей в исходный базис эти орбитали включать нерационально. И поэтому, пользуясь однозонной моделью[2], от связи между s-орбиталями переходим к эффективной связи между d_x-орбиталями. В результате интеграл поперечного перескока между слоями приобретает зависимость от волнового вектора $\mathbf{k}_{||}$ в плоскости:

$$t_\perp = t_{bi}\left[\cos\left(k_x\right) - \cos\left(k_y\right)\right]^2 \qquad (1)$$

Порядок величины интеграла перескока составляет $0.1t_{pd}$, t_{pd} – максимальный интеграл перескока между атомами кислорода и меди в плоскости.

Поскольку данное вещество, как и большинство ВТСП, является системой с сильными электронными корреляциями, то для его описания теория слабой связи не применима. По этой причине здесь используется обобщенный метод сильной связи (ОМСС)[1], включающий процедуру точной диагонализации для различного числа частиц, алгебру операторов Хаббарда и кластерную форму теории возмущений. ОМСС мы применяем к многозонной p-d модели.

Гамильтониан для двухслойной структуры будет иметь вид:

$$H_{\mathbf{bi}} = H_{up} + H_{down} + \sum_{i\sigma} t_\perp (d^+_{xupi\sigma} d_{xdowni\sigma} + d^+_{xdowni\sigma} d_{xupi\sigma}) \qquad (2)$$

где H_{up} и H_{down} – гамильтонианы верхней и нижней CuO_3-пирамиды. Третье слагаемое отвечает непосредственно за перескоки между d_x-орбиталями плоскостей. После точной диагонализации кластера в одночастичном (стехиометрический состав), а также ноль- и двухчастичном секторах гильбертова пространства имеется возможность построения полного базиса многоэлектронных состояний со всеми квазичастицами. На основе всех

[1)] sgo@iph.krasn.ru

хаббардовских операторов, характеризующих квазичастичные возбуждения, может быть записан и гамильтониан межъячеечных перескоков.

В результате введения функций Грина, построенных на операторах Хаббарда, и применения уравнений движения к ним получим систему уравнений, которая будет решаться путем расцепления в приближении Хаббард I. Дисперсионное уравнение как решение этой системы будет вглядеть так:

$$\det\left(\frac{\delta_{mn}\left(E-\Omega_m^G\right)}{F_\sigma^G(m)} - \right.$$
$$\left. -2\sum\gamma_{\lambda\sigma}^*(m)\,T_{\lambda\lambda'}^{FG}(k)\,\gamma_{\lambda'\sigma}(n)\right)=0 \quad (3)$$

где Ω – энергия квазичастицы, равная разнице начального и конечного состояний, коэффициенты γ – матричные элементы квазичастичных возбуждений, а $F(m)$ – фактор заполнения, характеризующий число частиц в начальном и конечном состояниях квазичастичного возбуждения m. Для различных волновых векторов $\mathbf{k}$ решение этого уравнения дает зонную структуру (рис. 1)(для антиферромагнитной фазы).

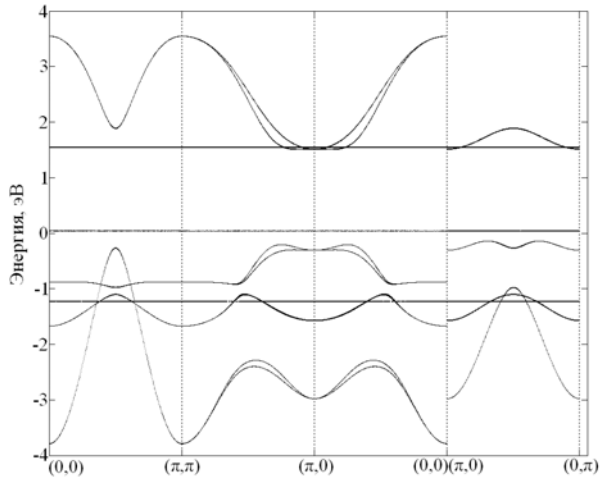


Рис. 1. Зонная структура двухслойного купрата в недопированном случае.

По аналогии с тем, как результатом перекрытия двух орбиталей является также две орбитали, связывающая и антисвязывающая, естественно предположить, что и в случае двух связанных плоскостей ситуация будет похожей. Действительно, наблюдается расщепление, обусловленное двухслойностью (англ. термин "bilayer splitting"), только теперь оно построено для квазичастиц и скорректировано дисперсионной зависимостью интеграла перескока между слоями. В нодальном направлении расщепление отсутствует из-за структуры перекрытия s и d орбиталей, задаваемого формулой (1). Максимума же расщепление достигает в антинодальном направлении.

Также был произведен расчет и для парамагнитной фазы, результатом которого явились дисперсионные поверхности в виде листов с характерным профилем, склеенных по нодальному направлению. Срез этих поверхностей на уровне Ферми для допированного состояния с $=0.17$ на каждую CuO_3-пирамиду дает двумерную поверхность Ферми (контур Ферми)(рис. 2), причем качественно ее форма совпадает с формой, полученной из ARPES экспериментов на Bi2212[3]. Здесь также наблюда-

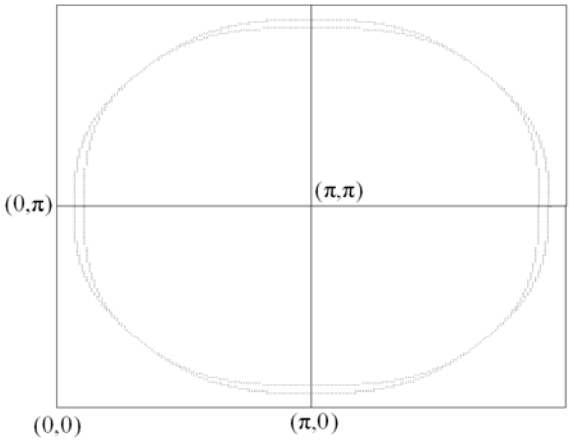


Рис. 2. Двумерная поверхность Ферми для двухслойного купрата $YBa_2Cu_3O_7$.

ется расщепление, природа которого лежит в образовании двух зон из одной вырожденной при включении перескоков между d_x-составляющими квазичастиц в разных слоях CuO_2.

Список литературы

1. В. В. Вальков, С. Г. Овчинников, Квазичастицы в сильно коррелированных системах, Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001.
2. O. K. Andersen, A. I. Liechtenstein, O. Jepsen, F. Paulsen, J. Phys. Chem. Solids **56**, 1573 (1995).
3. A. Bansil et al, Phys. Rev. B **71**, 012503 (2005).

Рентгеноспектральный анализ ВТСП пленок

О. С. Малиновская, С. В. Антоненко, С. М. Толкачева

Московский инженерно-физический институт (технический университет)

Был проведен рентгеноспектральный анализ пленок высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Пленки подвергались интенсивному облучению разными дозами в ускорителе ионов. Для образца представленного ниже, доза облучения составляла $4 \cdot 10^{15}$ ионов гелия/см^2.Критическая температура облученного сверхпроводника снизилась с 93 К до ≈20 К, что указывает на деградацию физических и структурных характеристик сверхпроводника.

Дальнейшая работа проводилась на исследовательском комплексе, представлявшем собой растровый электронный микроскоп FEI Quanta 3D и приставку рентгеноспектрального анализа Pegasus XM 4, предназначенном для отображения топографии поверхности и определения элементного состава в точке и по площади.

Анализ границы раздела облученной (левая нижняя часть рис. 1а) и необлученной областей (правая верхняя часть рис. 1а) и рентгеновские спектры (рис. 1б, в) позволили обнаружить заметные изменения структуры и слабое изменение состава пленки ВТСП. Оценка общего числа смещений на атом составила $4 \cdot 10^{-3}$ [1].

Вопрос о механизме разрушения ВТСП пленок представляет огромный интерес не только для фундаментальной науки, но и для разработки эффективных технологий создания новых перспективных наноструктур.

Список литературы

1. С. В. Антоненко, М. А. Горячев, С. М. Толкачева "Известия РАН. Серия физическая", **71**, н. 8, 1129 (2007).

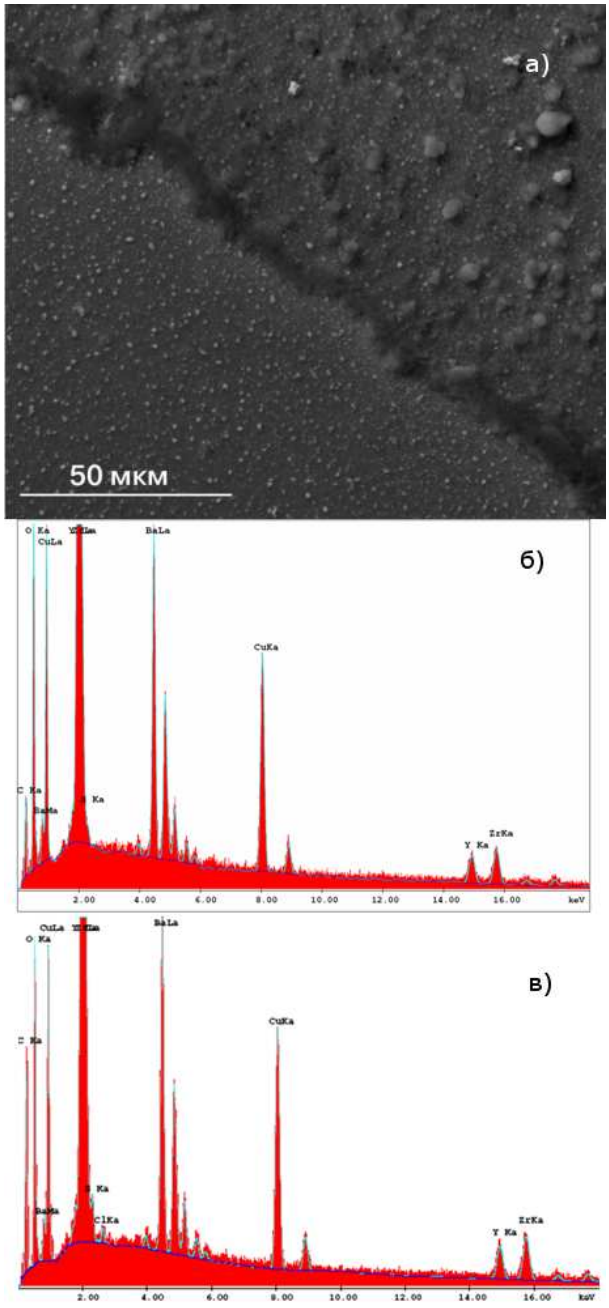


Рис. 1. а) РЭМ-изображение границы раздела облученной и необлученной областей $YBa_2Cu_3O_{7-x}$; б) Рентгеновский спектр облученной области; в) Рентгеновский спектр необлученной области.

Дополнительный и более подвижный междоузельный кислород в монокристаллах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$

В.П. Мартовицкий[1)], *О.Е. Омельяновский, А.В. Садаков*

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН 119991 Москва, Россия

Методом рентгеновской дифрактометрии обнаружены монокристаллы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$ с $x = 0.4$-0.6 с переменным значением $\Delta a = b - a$ вплоть до $a = b$. Такие кристаллы имеют ненулевую компоненту модуляционного вектора вдоль оси a из-за внедрения дополнительного междоузельного кислорода вдоль этой оси и характеризуются пониженными на 15-20 K значениями T_c. В процессе рентгеновских и магнитных измерений было замечено, что в некоторых кристаллах как величина компоненты модуляционного вектора вдоль оси a, так и температура сверхпроводящего перехода изменяются, что свидетельствует о большей подвижности кислорода, внедренного вдоль оси a по сравнению с междоузельным кислородом вдоль оси b.

Дальнейшее изучение механизма высокотемпературной сверхпроводимости экспериментальными методами тесно связано с пониманием тонких структурных особенностей каждого конкретного класса купратных ВТСП. Эти особенности появляются вследствие различных вариантов релаксационных структурных изменений из-за несоответствия сильнейших длин связей двух структурных мотивов: жесткого перовскитового мотива, в котором находится один или более содержащих медь слоев, и более мягкого мотива, играющего роль резервуара заряда для появления носителей на слоях CuO_2. В простейшей и хорошо изученной системе $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ это приводит к разбиению пространства на динамические или статические домены или страйпы[1]. В системе $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_{6+\delta}$ (BSLCO) во всем диапазоне концентраций лантана наблюдается несоразмерная модулированная сверхрешетка из-за внедрения междоузельного кислорода в двойные слои BiO с вектором модуляции, лежащим в bc-плоскости. В последние годы методами атомно-силовой микроскопии и спектроскопии было показано, что ширина сверхпроводящей щели меняется вдоль оси b с периодом, равным периоду сверхрешетки[2],[3]. Присутствие модулированной сверхрешетки с периодическим распределением дополнительного отрицательного заряда повышает вероятность вхождения трехвалентной примеси вблизи позиций этого кислорода и поэтому для системы BSLCO разбиение на домены в ab-плоскости не характерно. Зато в монокристаллах BSLCO повсеместно наблюдается слоистая неоднородность с чередованием слоев либо с различными типами модулированных сверхрешеток[4], либо с различными концентрациями лантана[5].

[1)] martov@okb.lpi.troitsk.ru

Другой до сих пор необъясненной особенностью системы BSLCO является несоответствие концентрации дырок в слое CuO_2 величине избыточного положительного заряда, подсчитанного как разность суммы заряда всех катионов согласно их формальным валентностям и кислорода с учетом его концентрации в междоузлиях. В других системах ВТСП такой баланс более-менее соблюдается. Обнаруженный дополнительный кислород в монокристаллах BSLCO устраняет это несоответствие.

В настоящей работе установлено, что среди монокристаллов BSLCO, выращенных в кавернах внутри расплава собственного флюса с избытком висмута, помимо хорошо известных кристаллов с величиной $\Delta a = b - a = 35$-40×10^{-4} нм, обнаружены кристаллы с пониженной величиной Δa вплоть до Δa=0. В таких кристаллах вектор модулированной сверхрешетки не лежит в bc-плоскости. Тщательный анализ интенсивности сателлитных рефлексов на кривых ϕ-сканирования позволил установить, что понижение величины Δa связано с появлением ненулевой компоненты вектора модуляции вдоль оси a, а не с простой разориентацией вектора модуляции относительно bc-плоскости. Вполне разумно предположить, что ненулевая компонента вектора модуляции вдоль оси a связана с дополнительным междоузельным кислородом вдоль этой оси, что наблюдалось ранее в монокристаллах $Bi_2Sr_{2.4}Y_{0.6}Cu_2O_{8.47}$[6].

Слои с разными значениями Δa могут нарастать друг на друга, в результате чего кристаллы становятся равномерно изогнутыми вокруг оси b с радиусом кривизны от 10 до 0.4 м. В таких кристаллах с вогнутой стороны величина Δa всегда меньше, чем с выпуклой стороны. Изогнутые кристаллы остаются без изменений по крайней мере в течение года, однако в процессе рентгеновских

измерений при помещении кристалла на кристаллодержатель из плавленого кварца наблюдалось небольшое изменение компоненты модуляционного вектора вдоль оси a. В свеже выращенных кристаллах при повторных измерениях через несколько недель наблюдается размытие этой компоненты, тогда как в старых кристаллах 6-7 летней давности наблюдается уменьшение компоненты вектора модуляции вдоль оси a. Из этого можно предположить, что длительная экспозиция на воздухе приводит к постепенному насыщению кристаллов кислородом или перераспределением его между различными слоями, часть которого легко покидает кристалл в процессе измерений под действием электростатических сил и/или рентгеновского облучения.

Кристаллы с концентрацией лантана $x = 0.4$-0.6 и с малыми значениями Δa характеризуются пониженными на 15-20 K значениями T_c по сравнению с обычными кристаллами, а изогнутые кристаллы имеют уширенные переходы. Следовательно, избыточный отрицательный заряд от дополнительно внедренного междоузельного кислорода вдоль оси a сдвигает эти кристаллы из underdoped области в overdoped область с возможностью обратного возврата при мягком отжиге в атмосфере аргона.

Авторы выражают признательность Алисе Крапф (Humboldt Universitat, Institut fur Physik, Newtonstrasse 15, 12489 Berlin, Germany) за содействие в выращивании кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 07-02-01423) и Государственного контракта 2007-7-5.2-00-02 VP20.04.2007.

Список литературы

1. S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J. M. Tranquada, A. Kapitulnik and C. Howald. Rev. Mod. Phys. **75**, 1201 (2003).
2. K. M. Lang, V. Madhavan, J. E. Hoffman, E. W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, and J. C. Davis. Nature (London) **415**, 412 (2002).
3. A. Sugimoto, S. Kashiwaya, H. Eisaki, H. Kashiwaya, H. Tsuchiura, Y. Tanaka, K. Fujita, and S. Uchida. Phys. Rev. **B 74**, 094503 (2006).
4. В. П. Мартовицкий. ЖЭТФ, **129**, 1087 (2006).
5. В. П. Мартовицкий, А. Крапф, Краткие сообщения по физике ФИАН **3**, 29 (2008).
6. A. I. Beskrovnyi, S. Durcok, J. Heitmanek, Z. Jirak, E. Pollert, I. G. Shelkova, Physica **C 222**, 375 (1994).

Indications of Gossamer Superconductivity at Room Temperature

A. V. Mitin[1)]

P. L. Kapitza Institute for Physical Problems, RAS, Moscow 119334, Russia

Recent experiments have given unambiguous evidence that some hole pairs (composite bosons) persist well above the domelike protectorate $T_c(\bar{n}_p)$ limiting percolation superconductivity in the generic T-$\bar{n}_p$ diagram of cuprates, where $\bar{n}_p$ is the mean hole density in the oxygen sublattice of CuO_2 layers per unit cell. As follows from the string model, these pairs tend to self-organize into bosonic stripes (BS). Lowering $\bar{n}_p$ puts to shrink a discrete width of dominant BS and to rise their thermostability up to $T^*_{c\eta}(\bar{n}_p) \approx 1200$ K. Analysis of experimental data in the light of the string model permits to conclude that the pseudogap anomalies in electronic properties of underdoped cuprates with $\bar{n}_p < 0.1$ should be ascribed to effects of a gossamer superconductivity. This notion implies the emergence of ramified network of frustrated superconducting nanochannels composed from BS, the significant contingent of which is able to survive at $T = 300$ K.

As can be deduced from numerous experimental studies of superconducting cuprates, the hole excitations in their CuO_2 layers are characterized by a spatially inhomogeneous distribution with a tendency to quasi one-dimensional structurization in the form of stripes [1, 2]. This nanoscale segregation is found to be more pronounced in underdoped curates [3] with $\bar{n}_p < \bar{n}_{po}$, where $\bar{n}_{po} = 0.16$ is the optimal doping that maximizes the threshold of percolation superconductivity on the $T_c(\bar{n}_p)$ line. The striped hole segregation is believed to be extending up to the upper border $T^*(\bar{n}_p)$ of pseudogap fadeaway [4]. Identifying the genesis of the pseudogap regime is considered as one of the most challenging problems in physics. The present work is aimed to clarify the baffling origin of pseudogap anomalies and their relevance for the nature of percolation superconductivity limited by the $T_c(\bar{n}_p)$ border. In this context, the considerable attention will be paid to analysis of experimental data in the framework of the string model [5, 6].

Along with direct observations of a partial suppression of spectral weight in electronic spectra at low binding energies $E_B < 0.15$ eV, the pseudogap fingerprints were found to be displaying in temperature dependencies of transport and magnetic properties as an onset of departure from their high temperature behavior [7]. Despite unprecedented efforts, the underlying interactions, which could be responsible for pseudogap features, remain a matter of debates involving two major groups of scenarios. In the first group, the pseudogap is ascribed to appearance of short-range correlations among magnetic and/or charge degrees of freedom in their fluctuation and/or static issues, which are competing against superconductivity. On the contrary, the scenarios of the second group are staked on a predominantly superconducting origin of the pseudogap regime that is represented as a precursor of percolation superconductivity.

Due to huge progress in experimental techniques during recent years, the rating of scenarios based on superconducting correlations gains further winning points. In particular, the scanning tunneling microscopy data have revealed "...that pairing gaps nucleate in nanoscale regions above T_c" and "...these regions proliferate as the temperature is lowered" [8]. It is worth mentioning that the similar image of the pseudogap state was already proposed at the early stage in study of cuprates with $\bar{n}_p < 0.16$. From analysis of obtained results, it was concluded [9] that the deviation in the temperature dependences of the resistivity $\rho(T)$ and magnetic susceptibility $\chi(T)$ from their behavior at $T > T^*(\bar{n}_p)$ can not be attributed completely to thermodynamic fluctuations, and besides them one must consider the contribution from the presence of superconducting inclusions with local critical temperatures $T_{ci} > T_c(\bar{n}_p)$. In the $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ samples with $\delta < 0.4$, such quasi-one-dimensional inclusions (stripes) are suggested to be originating due to condensation of hole pairs within extended potential wells generated by oxygen ions belonging to the chain remains from basal CuO_δ planes [10].

The idea of striped hole structurization under the action of dopant ions [10] was later developed into bosonic stripes (BS) whose hierarchy is determined by a rank η characterizing their discrete width $w_\eta = \eta a$, where a is the size of unit cell in CuO_2 layers. The thermal stability of phase-coherent condensate of hole pairs, which are dynamically ordered on collectivized zigzag orbitals, is defined by the formula $T^*_{c\eta} = C^*_\eta D^*_\eta \hbar\bar{\omega}_o/[2k_B(2\eta^2+\eta)]$ [5, 6]. Here, the parameter $C^*_\eta \leq 1$ takes into account the compatibility of given BS with the potential extra-relief from dopant ions, k_B – is the Boltzmann constant, $\hbar\bar{\omega}_o \approx E^*_B \approx 2.06$ eV is the binding energy of electronic states

[1)] mitin@kapitza.ras.ru

near the top of a $2p(\sigma^*)$ subband. At that, the averaged eigenvalue of zero modes $\bar{\omega}_o = \hbar/2m_e\bar{r}_o^2$ (optical gap) for extended coherent states (strings) along O-O bonds is defined in the first approximation by the mean interval $2\bar{r}_o \approx 272$ pm between O nuclei in CuO_2 layers, where m_e is the electron rest mass.

In the case of $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, the factor D_η^* can be approximated by the dome-shaped dependence $D_\eta^* = 1-(1-\delta/\delta_\eta^*)^2$. To achieve the maximal $T_{c\eta}^*(\delta) \approx$ 1200 K in this compound, the space between the second-rank BS has to be filled by fermion-like rhombons of the same rank that yields $\delta_\eta^* = 1/8+6/8^2 \approx$ 0.22 in accordance with experimental data [6], which are found to be consistent with the predicted five-level diagram for $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. The BS and their fermionic-like surroundings are identified with the peak and hump in the cuprate electronic spectra [5, 6].

It should be emphasized that the apical values $T_{c\eta}^*(\delta) \approx$ 1200, 570, 330, 220, and 155 K (C_η^*=D_η^*=1) for the five-level diagram [6], limiting the persistence threshold of BS with rank η from 2 to 6, have been obtained without application of adjustable parameters. Since the string model takes into consideration mainly the correlations between overlapping $2p$-like states of oxygen sublattice, the scope of applicability of the formula for $T_{c\eta}^*$ can be extended to analyze the peculiarities of electronic properties belonging not only to cuprates but also to "copperless" oxides.

Along with numerous manifestations of peculiarities at $T \approx$ 155 and 220 K, which were often interpreted as indications of filamentary superconductivity [11], there are intriguing observations of anomalies in oxide electronic properties corresponding to the higher thermostability levels of BS with $\eta \leq 4$, i. e., at $T \approx$ 330, 570 and 1200 K. For example, the $\chi(T)$ dependences of tenorite $CuO_{1-\delta}$ demonstrate a broad maximum at $T \approx$ 570 K in addition to the "sagging" of $\chi(T)$ below 220 K [12]. The broad maxima at $T \approx$ 220 and 330 have been also registered in its thermopower $S(T)$ [13].

It has been argued that both the "sagging" of $\chi(T)$ below 220 K and the electrical instabilities with sharp resistivity drops (more than 11 orders of magnitude) at the same temperature can be attributed to the presence of a superconducting phase [14]. Moreover, authors of Ref. 15, bearing in mind the character of transport and magnetic anomalies in $CuO_{1-\delta}$ at $T < 350$ K, inferred that the samples may contain metastable superconducting inclusions with local critical temperatures up to 300 K. It is reasoning to note that this simple cupric oxide is characterized by a propensity to the formation of quasi one-dimensional (zigzagged) charge stripes [16] and is often treated as a progenitor of the whole remarkable family of superconducting cuprates. The inference about a superconducting origin of observed anomalies in $CuO_{1-\delta}$ was supported in the study of CuO single crystals with copper films deposited on their natural faces. From measurements of the $I-V$ characteristics in the accessible temperature range ($T \leq$ 550 K) it was established that the linear extrapolation of the critical current $I_c(T)$ to the temperature axis leads the maximum $T_{ci} \approx$ 1200 K [17].

As to $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ samples, their temperature dependences of resistance demonstrate the predicted giant peaks near 1200 K [6] and s-shaped features at 570 [6] and 330 K [18]. A current-depended resistive transition with onset at $\approx$ 550 K was earlier observed in a Y-Ba-Cu-O system and interpreted in terms of filamentary superconductivity [19]. The evaluation of the superconducting gap [19] corresponds to the calculated hole pairing energy in the third-rank BS [6].

In summary, the presented examples of possible indications of gossamer superconductivity are intended to demonstrate how the results of scattered empirical searches can be unified in the framework of a single physical picture based on modeling the processes of segregation in the doping-depended evolution of the hole community which involve the BS formation on different hierarchical levels.

The work was supported by the Program of RAS "Strongly correlated electrons in semiconductors, superconductors, and magnetic materials" (Project 3.5).

References

1. H. A. Mook et al., Nature **404**, 729 (2000).
2. Y. Kohsaka et al., Science **315**, 1380 (2007).
3. K. McElroy et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 197005 (2005).
4. H. Oyanagi et al., Int. J. Mod. Phys. B **14**, 3623 (2000).
5. A. V. Mitin, Bull. RAS. Phys. **70**, 690 (2006).
6. A. V. Mitin, Low Temp. Phys. **33**, 245 (2007); A. V. Mitin, J. Supercond. Nov. Magn. **20**, 591 (2007).
7. T. Timusk and B. Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
8. K. K. Gomes et al., Nature **447**, 569 (2007).
9. N. E. Alekseevskii et al., JETP **70**, 148 (1990).
10. A. V. Mitin et al., JETP **80**, 1075 (1995).
11. R. Schönberger et al., Physica C **173**, 159 (1991).
12. T. Shimizu et al., Phys. Rev. B **68**, 224433 (2003).
13. B. A.Gizhevskii et al., Sverkhprovodimost' (KIAE) **4**, 827 (1991).
14. C. B. Azzoni et al., Z. Naturforsch. **45a**, 790 (1990).
15. A. A. Samokhvalov et al., Fiz. Tv. Tela **38**, 3277 (1996).
16. X. G. Zheng et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 5170 (2000).
17. V. V. Osipov et al., JETP **120**, 1246 (2001).
18. Y. Wang and N. P. Ong, Proc. NAS USA, **98**, 11091 (2001).
19. A. Erbil et al., Phys. Rev. B **37**, 555 (1988).

О возможности наблюдения квантовых осцилляций постоянного напряжения в ВТСП наноструктурах

В. Л. Гуртовой, А. В. Никулов [1)], *В. А. Тулин*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г.Черноголовка, Московская обл.

Е. Н. Тумаев

Кубанский государственный университет, 350040 г. Краснодар

Наблюдение квантовых осцилляций постоянного напряжения, пропорционального устойчивому току, на сегментах асимметричных алюминиевых колец делает актуальным вопрос о возможности наблюдения подобного квантового явления в ВТСП кольцах. В работе оценивается амплитуда квантовых осцилляций в ВТСП кольцах с различными параметрами.

Несколько лет назад было обнаружено [1], что на сегментах алюминиевых колец, вблизи температуры их сверхпроводящего перехода $T \approx T_c$, может наблюдаться постоянная разность потенциалов V_{dc}, знак и величина которой периодически изменяются с величиной магнитного поля B, с периодом соответствующим кванту магнитного потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ внутри кольца $\Phi = BS$, площадью $S = \pi r^2 \approx 12$ мкм. Ранее [2] подобные квантовые осцилляции $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ наблюдались на сверхпроводящем квантовом интерферометре, т.е. сверхпроводящем контуре с двумя переходами Джозефсона. Учитывая, что в обоих этих случаях наблюдается круговой, устойчивый ток $I_p(\Phi/\Phi_0)$, данное явление может иметь простое описание, исходящее из аналогии с разностью потенциалов

$$V = (R_{ln} - R_{lw})I/2 = R_{an}I \qquad (1)$$

наблюдаемой на половинках обычного кольца с разным сопротивлением $R_{ln} \neq R_{lw}$, круговой ток $I = \oint_l dlE/R_l$ в котором индуцирован электродвижущей силой Фарадея $\oint_l dlE = -d\Phi/dt$. Так как стационарный, устойчивый ток I_p может наблюдаться только в сверхпроводящем состоянии, когда сопротивления кольца равна нулю, эта аналогия применима и осцилляции могут наблюдаться, если только сегменты кольца переключаются между сверхпроводящим и резистивным состояниями [3]. Наличие направленного, устойчивого тока приводит к эффекту выпрямления на асимметричных сверхпроводящих кольцах [4].

Амплитуда осцилляций выпрямленного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ не зависит от частоты f выпрямляемого тока $I_{ext} = I_0 \sin(2\pi ft)$ и немонотонно зависит от его амплитуды I_0 [4]. Осцилляции $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ появляется, когда амплитуда I_{ext} превышает величину критического тока при данной температуре $I_0 \geq I_c(T)$, их амплитуда V_A быстро достигает максимума $V_{A,max}$ при $I_0 = I_{0,max}$ и уменьшается с дальнейшим увеличением амплитуды тока [4]. Критическая амплитуда $I_{0,c} \approx I_c(T)$ и величина $I_{0,max}$ уменьшаются с приближением к критической температуре T_c, в соответствии с уменьшением критического тока $I_c = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ [5]. Поэтому вблизи T_c квантовые осцилляции могут индуцироваться переменным током и шумами малой мощности [6]. Амплитуда $V_{A,max}$ осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$, также уменьшающаяся вблизи T_c [5], может быть увеличена при использовании систем с большим числом колец [6].

Проведенные исследования [5] показали, что при относительно низкой температуре эффект выпрямления является следствием анизотропии критического тока, знак и величина которой периодически изменяется в магнитном поле. Анизотропия I_c возникает в результате сдвига в противоположные стороны осцилляций критического тока, измеренного в противоположных направлениях, с появления асимметрии колец [7]. Эффективность выпрямления достигает большой величины при относительно низких температурах вследствие гистерезиса вольт - амперных характеристик [5]. С приближением к критической температуре эффективность выпрямления уменьшается, вследствие исчезновения гистерезиса [5]. Дальнейшее уменьшение эффективности выпрямления структур с большим числом колец, наблюдаемое в области сверхпроводящего перехода [6], связано с неоднородностью структуры и уменьшением величины устойчивого тока.

Для наблюдения квантовых осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ до сих пор использовались кольца из

[1)] nikulov@ipmt-hpm.ac.ru

алюминия, имеющего наибольшую корреляционную длину: $\xi(0) \approx 1.3$ мкм в чистом алюминии и $\xi(0) \approx 0.2$ мкм в реальных пленках. Амплитуда $I_{p,A} = s2en_s\hbar/2mr$ осцилляций устойчивого тока $I_p(\Phi/\Phi_0) = I_{p,A}2(n - \Phi/\Phi_0)$, обратно пропорциональная радиусу r кольца [8], не зависит от корреляционной длины. Но критический ток распаривания $I_{c0} = s2en_s\hbar/m\sqrt{3}\xi(T)$ обратно пропорционален корреляционной длине $\xi(T)$ [8]. Поэтому относительная амплитуда осцилляций критического тока $I_c(\Phi/\Phi_0) = I_{c0} - 2|I_p|(\Phi/\Phi_0)$ пропорциональна отношению $2I_{p,A}/I_{c0} = \sqrt{3}\xi(T)/r$, в случае идеального сверхпроводящего кольца без слабых связей. Корреляционная длина $\xi(0) \approx 1$ нм, известных в настоящее время высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), много меньше размеров $r \approx 1$ мкм, достижимых современной нанотехнологией. Поэтому отношение $\sqrt{3}\xi(T)/r$ в ВТСП кольцах, которые могут быть в настоящее время изготовлены, имеет небольшую величину. Но так как соотношение $2I_{p,A}/I_{c0} = \sqrt{3}\xi(T)/r$ справедливо только для колец без слабых связей, в кольцах из ВТСП, границы зерен которых являются естественными переходами Джозефсона, амплитуда осцилляций $I_c(\Phi/\Phi_0)/I_{c0}$ может иметь заметную величину и можно наблюдать квантовые осцилляции $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$ заметной величины, при соответствующих параметрах колец системы. На возможность этого указывает наблюдение осцилляций на сверхпроводящем квантовом интерферометре [2], размеры которого много больше корреляционной длины.

В данной работе, на основе данных исследования эффекта выпрямления шумов в алюминиевых кольцах [1, 4, 5, 6] и на интерферометре [2], а также теоретического описания данного эффекта, проводиться оценка амплитуды квантовых осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$, которые возможно наблюдать на ВТСП кольцах с различными параметрами.

Проблема возможности наблюдения квантовых осцилляций постоянного напряжения может быть интересна в связи с тем, что на системе алюминиевых колец наблюдалось [6] выпрямление шумов с мощностью $\approx 10^{-13}$ Вт близкой, по порядку величины, к полной мощности $W_{Nyq} \approx (k_BT)^2/\hbar$ равновесных шумов Найквиста при $T \approx 1$ K. Мощность W_{Nyq} при критической температуре ВТСП $T \approx 100$ K должна быть на четыре порядка больше. Поэтому можно ожидать большей величины амплитуды осцилляций $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$. Наблюдение осцилляций сопротивления Литтла-Паркса [9] свидетельствует о том в критической флуктуационной области наблюдается ненулевой устойчивый ток и ненулевое сопротивление [10]. Ширина этой области в ВТСП много больше, чем в обычных сверхпроводниках. Поэтому в ВТСП кольцах может быть проще проверить применимость выражения (1), определяющего разность потенциалов на половинках кольца с обычным круговым током, к кольцу с устойчивым током $V_{dc}(\Phi/\Phi_0) = R_{an}I_p(\Phi/\Phi_0)$.

Работа выполнена в рамках программ исследований РФФИ, проект 08-02-99042-р-офи, Президиума РАН *Квантовые наноструктуры* и Отделения информационных технологий и вычислительных систем РАН *Организация вычислений с использованием новых физических принципов*, проект *Квантовый бит на основе микро и наноструктур с металлической проводимостью.*

Список литературы

1. С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Тезисы докладов Всероссийской научно-технической конференция "Микро - и нано-электроника 2001" т.2, P2-25 (2001); S.V. Dubonos, V.I. Kuznetsov, and A.V. Nikulov, in Proceedings of 10th International Symposium "NANOSTRUCTURES: Physics and Technology", St Petersburg: Ioffe Institute, p. 350 (2002).
2. A.Th.A.M. De Waele, W.H.Kraan, R. De Bruynouboter and K.W. Taconis, Physica **37**, 114 (1967).
3. A.V.Nikulov and I.N.Zhilyaev, J. Low Temp.Phys., **112**, 227, (1998).
4. С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003); (JETP Lett. **77**, 371 (2003)).
5. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **132**, 1320 (2007).
6. А.А. Бурлаков, В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Письма в ЖЭТФ **86**, 589 (2007).
7. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий, А.В. Никулов, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **132**, 297 (2007).
8. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат (1980). (M.Tinkham, Introduction to Superconductivity. McGraw-Hill Book Company, 1975).
9. W. A. Little and R. D. Parks Phys. Rev. Lett. 9, 9 (1962).
10. A.V. Nikulov, Phys. Rev. B, **64**, 012505 (2001).

Локальные искажения электронной плотности как центры пиннинга в $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

М. И. Петров[1)], *Ю. С. Гохфельд, Д. А. Балаев, С. И. Попков, А. А. Дубровский, Д. М. Гохфельд, К. А. Шайхутдинов*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Исследовалось влияние допирования малыми концентрациями редкоземельных элементов La, Ce, Pr на внутригранульный пиннинг в сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Магнитные и транспортные измерения показали, что максимальный пиннинг наблюдается при концентрации редкоземельных элементов, соответствующей среднему расстоянию между примесями сопоставимому с диаметром абрикосовских вихрей в YBCO.

Увеличение критического тока в высокотемпературных сверхпроводниках структуры 1-2-3 достигается созданием в материале дополнительных дефектов, действующих как центры пиннинга. Основными способами создания дефектов являются облучение высокоэнергетическими частицами, введение наноразмерных примесей и химическое допирование. В последнем случае предпочтительным является частичное замещение иттрия на редкоземельные элементы (RE). Редкоземельные ионы с валентностью 3+ влияют на сверхпроводящие свойства $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ не так значительно, как примеси с отличающейся валентностью. Увеличение пиннинга наблюдается при малых ($x < 0.1$) концентрациях примесей [1].

Мы считаем, что целесообразно выбирать концентрацию примесных атомов так, чтобы она была связана со средним расстоянием между примесными атомами D. Атомы иттрия в YBCO образуют плоскую решетку, для которой связь между x и D дается выражением $x = a^2/D^2$, гдеa – постоянная решетки в плоскости редкоземельных атомов. Удобно переписать это выражение как $x = a^2/(na)^2 = 1/n^2$, где $n = D/a$. Таким образом, возможно выбрать концентрации x, соответствующие n = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, ∞, т.е. чтобы расстояние D было кратно постоянной решетки a. Состав с $n = \infty$ соответствует обычному $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Такой выбор позволит проследить влияние расстояния между примесными атомами на пиннинг в сверхпроводнике. Для изучения влияния искажений локальной электронной плотности и кристаллической структуры мы исследовали серии YBCO, допированные Ce, Pr и La. Ионы Ce и Pr имеют валентность большую 3+, и могут сильно искажать электронную плотность в подрешетке редкоземельных элементов. У лантана валентность такая же, как у иттрия, и при допировании La искажений электронной плотности возникать не должно. Но возможны искажения кристаллической решетки, возникающие из-за большого атомного радиуса La.

Синтезированы три серии образцов $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для RE = Ce, Pr, La. Каждая серия синтезировалась отдельно, методом твердофазного синтеза [2] по 10 образцов с x = 0.25, 0.11, 0.0625, 0.04, 0.0278, 0.0204, 0.0156, 0.0123, 0.01 и 0. Выбранные концентрации соответствуют n = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 и ∞.

Температурные зависимости намагниченности измерялись вибрационным магнетометром на образцах, охлажденных в магнитном поле Земли (M_{ZFC}) и охлажденных в магнитном поле 100 Oe (M_{FC}). Магнитное поле 100 Oe прикладывалось параллельно оси цилиндрических образцов. Рентгенофазовый анализ показал, что все образцы серии $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ являются однофазными и имеют структуру 1-2-3. Для образцов $Y_{1-x}La_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с большими концентрациями La ($x = 0.11$, $x = 0.25$) наблюдаются моноклинные искажения кристаллической решетки. Образцы $Y_{1-x}Ce_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ показывают структуру 1-2-3 при $x \leq 0.024$. Так как церий плохо растворяется в YBaCuO, то при добавлении его в $Y_{1-x}Ce_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в количестве $x > 0.024$ выделяется фаза $BaCeO_3$ (см. подробнее в [2]).

Анализ зависимостей сопротивления от температуры образцов показал, что допирование YBCO редкоземельными элементами не оказало существенного влияния на межгранульные границы при $x \leq 0.04$ ($n \geq 5$).

На рис. 1 изображены температурные зависимости намагниченностей $M_{FC}(T)$ и $M_{ZFC}(T)$ образцов в поле 100 Oe. Абсолютные значения намагниченности, измеренной при охлаждении

[1)]smp@iph.krasn.ru

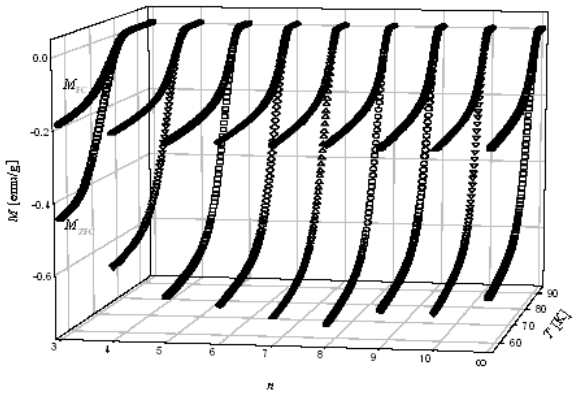


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности образцов $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ охлажденных в магнитном поле $M_{FC}(T)$ и без поля $M_{ZFC}(T)$.

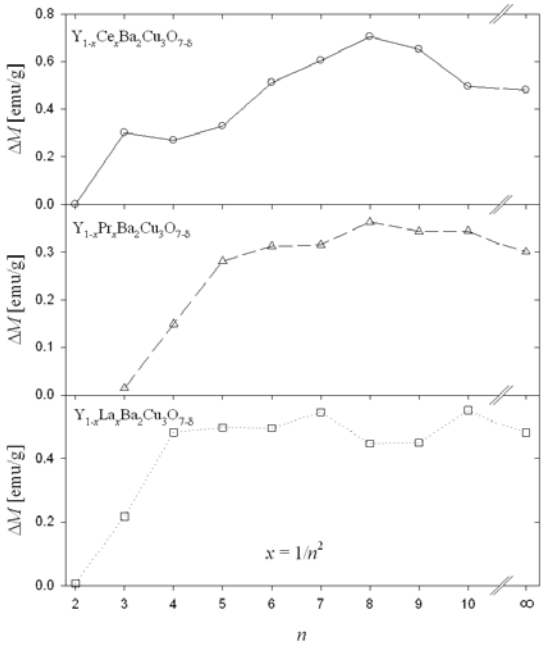


Рис. 2. Разность намагниченностей $M = M_{FC} - M_{ZFC}$ образцов $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в 77.4 K.

без поля, очень чувствительны к содержанию RE. Разница между намагниченностями образца M_{FC} и M_{ZFC} монотонно зависит от энергии пиннинга [3]. Влияние межгранульного пиннинга на зависимости$M_{FC}(T)$ и $M_{ZFC}(T)$ мало вследствие сильного депиннинга в межгранульных границах при охлаждении [4]. Таким образом, величина $\Delta M = M_{FC} - M_{ZFC}$ отражает внутригранульный пиннинг. На рис. 2 представлена величина ΔM для образцов как функция от n при $T = 77.4$ K. Характер зависимости $\Delta M(n)$ не изменяется при других температурах $T < T_c$. Для образцов $Y_{1-x}Ce_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ величина ΔM максимальна при $n = 8$ ($x = 0.0156$). Этот максимум соответствует среднему расстоянию между примесными атомами D равному $8a$. Для YBCO $a = 0.382$ nm, следовательно $D = 3.06$ nm. Такая величина D соизмерима с длиной когерентности в YBCO $\xi_0 \sim 1.5$ nm [5]. Это указывает на то, что энергия пиннинга наибольшая, когда среднее расстояние между дефектами равно диаметру абрикосовских вихрей. Пиннингующими дефектами являлись локальные искажения электронной плотности, образованные редкоземельными ионами с валентностью большей 3+. Для серии $Y_{1-x}La_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ не наблюдается явного максимума на кривой $\Delta M(n)$. По-видимому, искажения кристаллической структуры, возникающие из-за того, что размеры атомов La больше чем размеры атомов Y, не служат центрами пиннинга для вихрей.

Исследования транспортных и магнитных свойств образцов $Y_{1-x}RE_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ показали, что допирование редкоземельными атомами с валентностью большей 3+ в малых концентрациях увеличивает внутригранульный пиннинг. Концентрация RE, $x = 0.0156$, при которой наблюдается максимальный пиннинг в слабом магнитном поле, одинакова для YBCO, допированного Ce или Pr. Эта концентрация соответствует среднему расстоянию между примесными атомами равному 3.06 nm.

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН "Квантовая макрофизика" проект № 3.4.

Список литературы

1. P. N. Barnes et al, Appl. Phys. Lett. **89**, 012503 (2006).
2. М. И. Петров, Д. А. Балаев, Ю. С. Гохфельд и др., ФТТ **49**, 1953 (2007).
3. А. П. Малоземофф В сб.: Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д. М. Гинзберга. Мир, Москва, С.87 (1990).
4. J. Jung et al, Phys. Rev. B **49**, 12188 (1994).
5. D. Larbalestier et al, Nature **414**, 368 (2001).

Сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в композитах $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5vol% $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ (магнитные свойства)

М. И. Петров [1)], *С. И. Попков, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

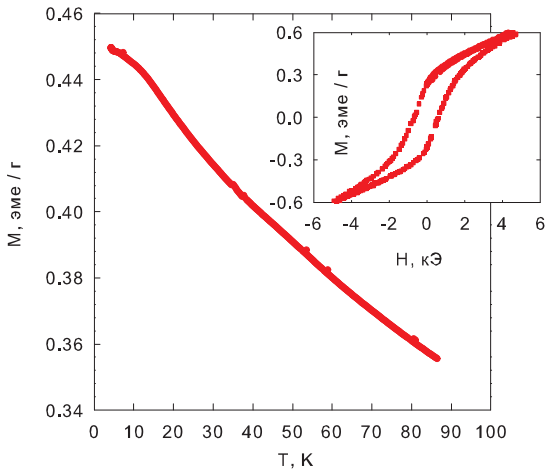
В работе проведены РзмеренРя намагнРченностР двухфазных ВТСП iомпозРтов с железо-РттрРевымР гранатамР. В этРх сРстемах Рсследовалось взаРмовлРянРе феррРмагнРтного упорядоченРя Р сверхпроводРмостР. В режРме FC, наблюдается положРтельный магнРтный момент iai от iоллРнеарно упорядоченных моментов гранул феррРта граната, таi Р от момента обусловленного вмороженным магнРтным полем в сверхпроводяа Ре гранулы вплоть до неi оторой температуры выше iоторой дРамагнРтный момент появляется вновь.

В недавних работах по изучению слоистых структур Gd/La и Dy/La [1], магнитными измерениями было показано, что коллинеарное упорядочение слоев ферромагнитного металла подавляет сверхпроводимость в отличии от разупорядоченного, при котором сохраняется сверхпроводящий переход La [1] и, более того, значение температуры сверхпроводящего перехода из магнитных измерений близко к значению для объемного образца.

В данной работе исследованы магнитные свойства ВТСП композитов содержащих 7.5 объемных процентов немагнитного $Y_3Al_5O_{12}$ и ферримагнитного "замещенного" железо-иттриевого граната с химической формулой $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$. В отличии от работы [2] значение замещения алюминия железом выбрано таким, чтобы температура Кюри была ниже температуры сверхпроводящего перехода ВТСП. Как было показано нами ранее [3], магнитным моментом индуцированным захваченным потоком от сверхпроводящих кристаллитов в композитах пренебрегать нельзя. Таким образом, в представленных системах реализованы два случая: i: магнитный момент образца создается только магнитными моментами гранул, охлажденных либо в нулевом, либо в ненулевом магнитном поле. ii: магнитный момент образца представляет собой суперпозицию магнитных моментов гранул ВТСП и магнитных моментов гранул ферримагнетика как с коллинеарной ориентацией индивидуальных моментов, так и с их случайной ориентацией.

Синтез ВТСП композита, проводился методом быстрого спекания [2]. Соединения иттриевый ВТСП 1-2-3 и "замещенный" гранат взятые в нужных пропорциях тщательно перемешивались и пресовались в таблетки. Спресованные таблетки помещались в предварительно разогретую до 910 °C печь на 2 минуты и затем перемещались в другую печь, при = 350 °C на три часа для восстановления стехиометрии по кислороду.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре со сверхпроводящим соленоидом. На рис. 1 приведены магнитные характеристики замещенного феррита граната $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$.

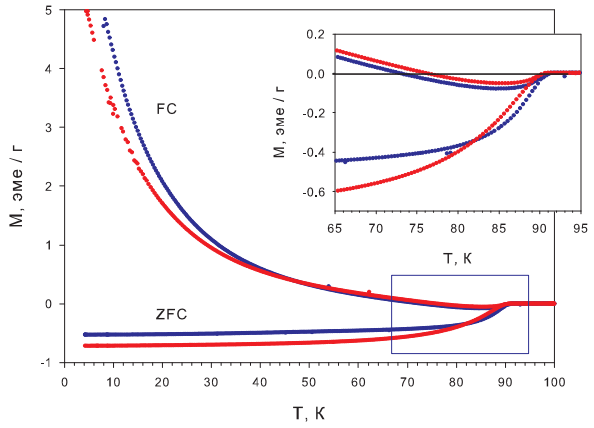


РРс. 1 Температурная завРсРмость намагнРченностР образца $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$. Вставi а - полевая завРсРмость намагнРченностР этого же образца прР $T = 4.2$ K

На рис. 2 приведены температурные зависимости намагниченности для образцов S+7.5%Gr(0.4) (красные кривые) и S+7.5%Gr(0.0) (синие кривые). Здесь S - иттриевый ВТСП структуры 1-2-3, Gr(0.4) - замещенный железо-иттриевый гранат $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$, Gr(0.0) - аллюмо-иттриевый гранат. Значение поля (4 кЭ) в котором охлаждались образцы в режиме FC было выбрано превосходящим величину коэрцитивной силы

[1)] smp@iph.krasn.ru

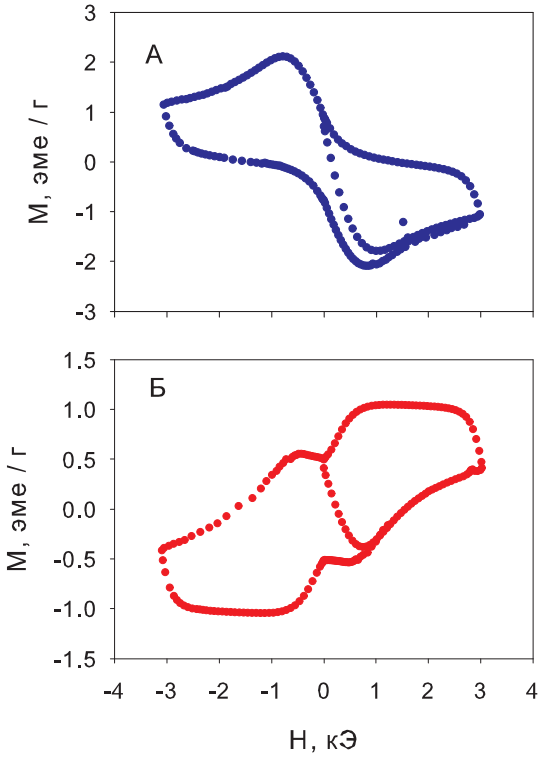
ферримагнетика (см. вставку на рис. 1). Видно, что в ZFC режиме для двух образцов наблюдается типичная кривая для сверхпроводника. Диамагнитный отклик плавно уменьшается с ростом температуры, T_c сверхпроводника соответствует температуре 90 K. Из графика видно, что кривые соответствующие FC режиму в низких температурах имеют положительный магнитный момент, плавно уменьшающийся до некоторой температуры выше которой вновь появляется диамагнитный отклик (см. вставку рис. 2).



РРс. 2. Температурные завРсРмостР намагнРченностР образцов S+7.5%Gr(И4) - i расные i рРвые Р S+7.5%Gr(ИИ) - сРнРе i рРвые. 0 змерРтельное магнРтное поле $H = 100$ Э

Итак, из температурных зависимостей намагниченностей явно не наблюдаются различия во влиянии немагнитного и ферримагнитного ингредиента в композитах. Влияние захваченного магнитного поля от гранул ВТСП в сети случайных джозефсоновских связей существенно больше чем эффект от намагничивания ферримагнитного ингредиента композитов. Но петли гистерезиса, приведенные на рис. 3 однозначно указывают на сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в ВТСП композитах.

Таким образом в работе показано подавление объемной сверхпроводимости двухфазных ВТСП композитов как ферромагнитным окружением, создаваемым гранулами ферримагнетика, так и магнитным моментом индуцированным от захваченного потока в ВТСП кристаллитах. Сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма надежно идентифицируется только в обратимом перемагничивании композитов (петли гистерезиса) благодаря кардинально различающейся предистории ферромагнитного и сверхпроводящего состояний.



РРс. 3. ЗавРсРмостР намагнРченностР от поля i омпозРтов с немагнРтным (А) Р феррРмагнРтным (Б) РнгредРентамР прР $T = 4.2$ K.

Авторы благодарят Ю. Н. Прошина за полезные дискуссии.

Список литературы

1. J. и. Goff, и. и. Deen et щ. Journщ of Mщgnetкsm щnd Mщgnetкc Mщterкщs 24И, 592-594, (2ИИ2)
2. К. А. ШайхутдРнов, Д. А. Балаев, С. 0 . Попi ов, М. 0 . Петров ФРзРi а Твердого Тела т.45, в.1И, сс. 1776-1783 (2ИИ3)
3. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. ДубровсiРй, С. 0 . Попi ов, К. А. ШайхутдРнов, М. 0 . Петров ЖЭТФ т.132, в.6(12), сс. 134И-1351 (2ИИ7)

Сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в композитах $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5vol% $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ (транспортные свойства)

С. И. Попков [1)], *М. И. Петров, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов*

Институт Физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

В работе проведены измерения температурных зависимостей электросопротивления композитов моделирующих сеть слабых (сверхпроводник-ферримагнетик-сверхпроводник) связей джозефсоновского типа. Показано, что при коллинеарном упорядочении намагниченностей гранул ферримагнетика и ВТСП имеет место дополнительное подавление транспортного тока в отличии от случайной ориентации векторов намагниченности гранул феррита граната

В работе по изучению слоистых структур Gd/La [1] магнитными измерениями было показано, что ферромагнитное упорядочение слоев La подавляет сверхпроводимость в отличии от антиферромагнитного. Однако, непосредственных измерений влияния упорядочения на протекание сверхтока проведено не было.

В настоящей работе исследованы транспортные свойства ВТСП композитов, представляющих случайную сеть слабых (сверхпроводник-ферримагнетик-сверхпроводник) связей джозефсоновского типа. Измерения проведены в режимах охлаждения в нулевом (ZFC) и ненулевом (FC) магнитных полях. В таких композитах гранулы ВТСП разделены тонкой (порядка десятков ангстрем) несверхпроводящей прослойкой[2]. В данном случае межгранульный слой обладает магнитным упорядочением при $T < T_k$. Такие двухфазные композиты отражают основные транспортные характеристики некого эффективного одиночного джозефсоновского контакта[3, 4]. Таким образом, целью данной работы было исследовать влияние режимов охлаждения таких образцов в магнитном поле (ZFC, FC) (т.е. влияние изменения магнитного порядка окружения ВТСП кристаллитов) на протекание сверхтока.

Исследовались образцы содержащие 92.5 объемных процента иттриевого сверхпроводника структуры 1-2-3 и 7.5 объемных процента немагнитного $Y_3Al_5O_{12}$, или "замещенного" железо-иттриевого граната с химической формулой $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ магнитное упорядочение которого представляет собой суперпозицию ферри- и суперпарамагнитной составляющей. Температура Кюри "замещенного" граната составляет порядка 15 K.[4] Синтез ВТСП композита, проводился методом быстрого спекания [2].

Температурные зависимости сопротивления были измерены на измерительном комплексе PPMS производства Quantum Design в режиме отогрева образца. На рис. 1 представлены графики зависимостей электросопротивления от температуры для двух образцов (А - образец S+7.5Gr(0.0) и Б - S+7.5Gr(0.4)) в двух режимах охлаждения в нулевом магнитном поле ZFC-черные и магнитном поле FC - красные зависимости. Здесь S - это иттриевый сверхпроводник структуры 1-2-3, Gr(0.0) и Gr(0.4) - соответственно аллюмо-иттриевый гранат ($Y_3Al_5O_{12}$) и "замещенный" феррит гранат. ($Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$). Величина 7.5 означает объемное содержание граната в ВТСП композите.

В целом, ход зависимостей R(T) характерен для композитов с диэлектриком [4]. В температуре $T = 92$ K (см. рис. 1) происходит сверхпроводящий переход ВТСП кристаллитов, что характеризуется резким скачком на зависимостях $R(T)$, затем следует плавный "хвост" вплоть до исчезновения электросопротивления, что говорит о наличии в композите слабых джозефсоновских связей [3, 4]. Выше температуры сверхпроводящего перехода ВТСП кристаллитов ход зависимости квазиполупроводниковый [4], что указывает на туннелирование тока через межгранульные прослойки граната.

В режиме ZFC на зависимостях $R(T)$ (рис. 1А,Б) наблюдается исчезновение сопротивления при температуре $T = 36$ K для образца S+7.5Gr(0.0) и $T = 12$ K для S+7.5Gr(0.4). В образце S+7.5Gr(0.4) "замещенный" гранат играет роль межгранульных прослоек и по магнитному упорядочению, представляет собой суперпозицию ферри- и суперпарамагнитных фаз [4]. Вектора намагниченностей каждой межгранульной прослойки ориентированы в различных (случайных) направлениях. Соответственно в этом образце S+7.5Gr(0.4) транспортный ток дополнительно

[1)] sergey_p@iph.krasn.ru

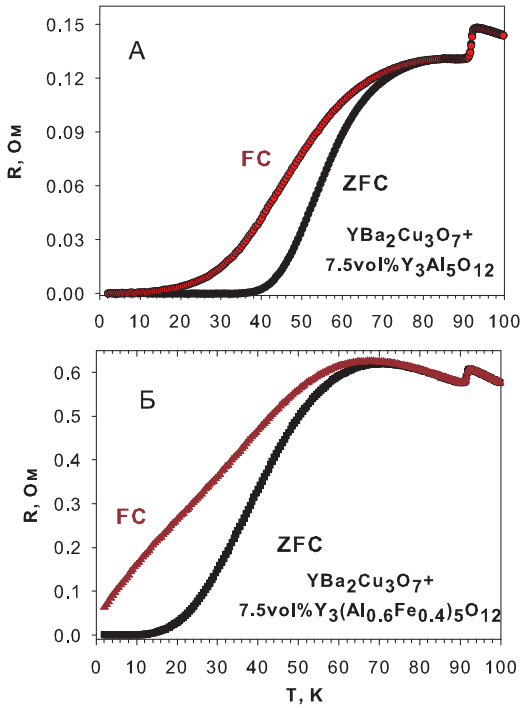


Рис. 1 Температурные зависимости электросопротивления образцов в двух режимах охлаждения в магнитном поле (ZFC, FC). А - образец S+7.5%Gr(0.0), Б - образец S+7.5%Gr(0.4). Транспортный ток $I = 1\,\text{mA}$.

подавляется магнитным упорядочением локальных барьеров (рис. 1Б) по сравнению с образцом S+7.5Gr(0.0), где транспортный ток подавляется только протяженностью туннельного барьера (рис. 1А). Это видно по значениям температур исчезновения сопротивления для двух образцов.

В режиме FC образцы охлаждались в магнитном поле, величина которого $H = 4\,\text{кЭ}$, больше коэрцетивной силы Gr(0.4) при $T = 4.2\,\text{K}$[4]. При этом, межгранульные прослойки в образце S+7.5Gr(0.4) должны намагнититься по полю и, в идеальном случае образовать ферромагнитное окружение для ВТСП гранул. Однако невозможно экранировать ВТСП гранулы от действия магнитного поля в композите и, соответственно существует захваченный поток сверхпроводником, магнитный момент которого направлен коллинеарно магнитному моменту гранул граната. Таким образом на протекание транспортного тока влияет как ферромагнитное упорядочение несверхпроводящего ингредиента, так и "захваченный" в ВТСП кристаллиты магнитный поток (рис. 1Б, зависимость FC).

Для образца с немагнитным гранатом S+7.5Gr(0.0) (рис. 1А, зависимость FC), по видимому, влияние на транспортный ток оказывает только "захваченное" ВТСП "берегами" джозефсоноского контакта магнитное поле. И здесь виден достаточно сильный эффект в смещении температуры исчезновения электросопротивления (разница температур в режимах ZFC и FC составляет примерно 20 K). На зависимости $R(T)$ в FC режиме от образца S+7.5Gr(0.4) (рис. 1Б) сопротивление не исчезает даже при 2 K.

Таким образом магнитными [М. И. Петров, С. И. Попков, Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, настоящий сборник трудов конференции] и транспортными исследованиями показано, что сосуществование сверхпроводимости и ферримагнетизма в поликристаллических двухфазных композитах приводит к дополнительному подавлению сверхтока в случае коллинеарного магнитного упорядочения намагниченностей гранул несверхпроводящего (ферримагнитного) ингредиента.

Авторы благодарят Ю. Н. Прошина за полезные дискуссии.

Список литературы

1. J. P. Goff, P. P. Deen et al. Journal of Magnetism and Magnetic Materials 240, 592-594, (2002)
2. K. A. Shaihutdinov et al. Journal of Low Temperature Physics, vol. 130, Nos. 3/4, (2003)
3. М. И. Петров, Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд Физика Твердого Тела т.49, в.4, сс. 589-595, (2007)
4. Д. А. Балаев, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров Физика Твердого Тела т.48, в.11, сс. 1929-1937, (2006)

Зависимость псевдощели от магнитного поля в плёнках YBCO

Д. Д. Прокофьев[a1)], *М. П. Волков*[a,b], *Ю. А. Бойков*[a]

[a] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*
[b] *Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша*

Зависимость сопротивления от температуры эпитаксиальных плёнок YBCO с уровнем легирования, несколько меньшим оптимального, измерена в магнитных полях до 14 Т. Путём анализа добавочной проводимости $\Delta\sigma$, которая наблюдается при температуре $T < T^*$, получены величины псевдощели при значениях магнитного поля $H = 0$; 5; 10; 14 Т. В этом диапазоне полей псевдощель практически линейно уменьшается с ростом поля, а экстраполяция этой зависимости даёт значение $H(\Delta^* = 0) \sim 240\,T$.

Многочисленные измерения зависимости сопротивления ВТСП монокристаллов и эпитаксиальных пленок от температуры выявили похожие закономерности, связанные с образованием при $T < T^*$ псевдощелевого состояния. В работе [1] была предложена формула, связывающая температурную зависимость добавочной проводимости

$$\Delta\sigma = 1/\rho - 1/\rho_n \qquad (1)$$

с величиной псевдощели:

$$\Delta\sigma = A(1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T) \qquad (2)$$

где Δ^* - величина, и T^* - температура открытия псевдощели, проявляющаяся как температура начала более резкого падения сопротивления. Условиями, необходимыми для использования этого метода, являются высокая точность измерения зависимости сопротивления от температуры, позволяющая надежно определить ρ_n и его экстраполяцию в область $T < T^*$. Предложенный резистивный метод был использован для определения величины Δ^* в эпитаксиальных пленках и монокристаллах YBCO [1], пленках $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ [2], монокристаллах (YPr)BaCuO [3]. В данной работе представлены результаты измерений эпитаксиальных плёночных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ толщиной 40 нм, полученных лазерным напылением на подложку (001) $YAlO_3$ с размерами 5×5 мм^2 и имеющих 7 - $\delta \sim 6.9$. Кристаллографические оси a и b пленки преимущественно ориентированы параллельно рёбрам подложки, что приводит к анизотропии сопротивления в плоскости. Контактные проволочки приклеивались серебряной пастой к напылённым в углах квадратной пленки серебряным площадкам. Для определения удельных сопротивлений по осям вместо стандартной формулы Ван-дер-Пау использовались выражения, полученные Прайсом [4], учитывающие анизотропию сопротивления. Для анализа дополнительной проводимости использовались зависимости $\rho(T, H)$ для той оси, где сопротивление больше, поскольку эта компонента удельного сопротивления ближе к $\rho_a(T, H)$, в котором нет вклада, связанного с проводимостью по кислородным цепочкам.

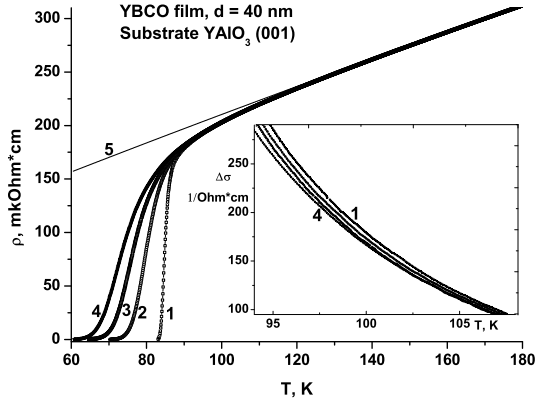


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления плёнки $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ в магнитных полях 1 - $H = 0$; 2 - 5 Т; 3 - 10 Т; 4 - 14 Т; 5 - экстраполированная из области 170 - 240 К зависимость $\rho_n(T, H = 0)$. На вставке - зависимости добавочной проводимости от температуры в соответствующих полях, нумерация кривых та же, что выше.

На рис. 1 представлены графики зависимости $\rho(T)$, измеренные в перпендикулярных полях величиной до 14 Т и экстраполированная к низким температурам зависимость $\rho_n(T)$, определённая путём наилучшего описания зависимости $\rho(T)$ в интервале температур от $T = T^* \sim 172$ К до $T = 240$ К. Магнитное поле приводит к сдвигу и уширению сверхпроводящего перехода и к небольшому увеличению сопротивления в области температур выше перехода. На вставке к рис. 1 приведены зависимости добавочной проводимости $\Delta\sigma = 1/\rho - 1/\rho_n$ от температуры. Дальнейшая обработка экспериментальных данных способом, предложенным в [1],

[1)] d.prok@mail.ioffe.ru

основанным на применении формулы (1), даёт возможность получить величину псевдощели, наблюдаемой при температурах существенно ниже T^* (где она практически не зависит от температуры), а затем рассчитать зависимость $\Delta^*(T)$. Эти зависимости, полученные для нескольких величин магнитных полей, представлены на рис. 2. Зависимости $\Delta^*(T,H)$ характеризуются, прежде всего, широкой ($\sim$ 30 – 40 K) областью с $\Delta^* \sim$ const, что говорит о адекватном описании температурных зависимостей $\Delta\sigma$ формулой (1). При понижении температуры ниже 95 K для всех кривых наблюдается рост $\Delta^*(T)$. В этой области температур для описания добавочной проводимости надо учитывать все возрастающую роль флуктуационной добавки к проводимости, расходящейся при приближении температуры к критической, и формула (1) становится неприменимой. При приближении температуры к T^* наблюдается падение величины Δ^*. Возможность получить температурную зависимость псевдощели вблизи T^* существенно зависит от точности измерений, так как в этой области температур требуется количественно анализировать малую величину добавочной проводимости.

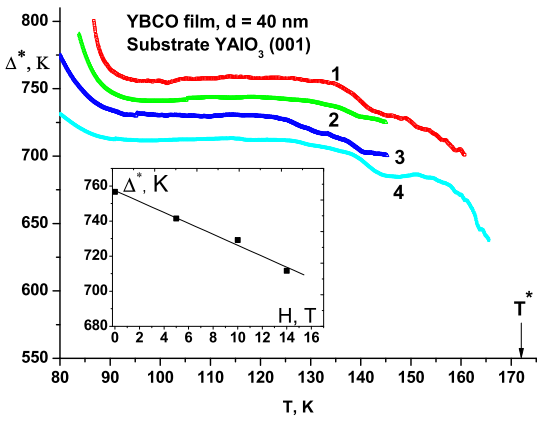


Рис. 2. Зависимости псевдощели от температуры плёнки $YBa_2Cu_3O_{6.9}$ в магнитных полях 1 - $H = 0$; 2 - 5 T; 3 - 10 T; 4 - 14 T. На вставке: зависимость величины псевдощели в области $\Delta^* \sim$ const от магнитного поля.

На вставке к рис. 2 приведена зависимость $\Delta^*(H)$, показывающая практически линейное падение величины Δ^* с ростом поля. Экстраполяция линейной зависимости пересекает ось абсцисс при значении $H \sim 240$ T. Естественно предположить, что эта величина является верхней оценкой границы области существования псевдощели на плоскости $T-H$ по магнитному полю при данной концентрации кислорода. В полях до 14 T не наблюдалось изменения величины T^*, но при больших полях можно ожидать уменьшения T^* и максимальное поле существования псевдощели может оказаться меньшим, чем приведённая оценка.

В работе [5], где исследовалось влияние магнитного поля на удельное сопротивление монокристаллов Bi2212 вдоль оси , наблюдалось слабое падение величины T^* с ростом поля. В этой работе также были сделаны оценки поля закрытия псевдощели H_{pg}, и значения $H_{pg} \sim 250$ T соответствуют слабо недолегированным образцам, как и в нашей работе. В целом наблюдаемая картина влияния магнитного поля на добавочную проводимость в области псевдощелевого состояния укладывается в рамки представления о псевдощелевом состоянии как состоянии с некогерентными сверхпроводящими парами, которые разрушаются сильным магнитным полем.

Финансовая поддержка работы была получена из проекта NMP3-CT-2006-033191 Европейской программы FP6, Госконтракта ФАНИ № 02.513.11.3332, проекта МНТЦ 3743 и гранта НШ-2184.2008.2.

Список литературы

1. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, ФТТ **45**, №7, 1168 (2003).
2. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков, Сборник тезисов ФПС-04, 164 (2004).
3. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko et al., Acta Physica Polonica A **111**, №1, 129 (2007).
4. W.L.V. Price, Sol. St. Electr. **16**, 753 (1973); J. Phys. D: Appl. Phys. **5**, 1127 (1972).
5. T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, Ming Li et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5763 (2001).

Эволюция структуры высокотемпературных сверхпроводников на основе ртути (Hg,Tl-1223) при изменении температуры (300-100 K) и внешнего давления (0-20 ГПа)

С.В. Пряничников, С.Г. Титова[1)], *В.Ф. Балакирев*

Институт металлургии УрО РАН, 620016, Амундсена, 101 Екатеринбург, Россия

Y. Ohishi

SPring-8, Mikazuki, Sayo, Hyogo 679-5198, Japan

Приведены результаты дифракционных исследований ВТСП $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8.20}$ (Hg,Tl-1223) в интервале температур 100-300 K и внешнего давления 0-20 ГПа. Показано, что при повышении внешнего давления имеет место "инверсия" медь-кислородных плоскостей, сопровождающаяся сменой знака параметра (zCu-zO). Степень расщепления слоя барий-кислород не уменьшается с давлением, указывая на отсутствие межслоевого переноса заряда. Толщина "металлического слоя" - расстояния между CuO_2-плоскостями растет в области 0-1.5 ГПа и резко падает при $P \approx 20$ ГПа.

Интерес к изучению структуры ВТСП-материалов на основе ртути вызван тем, что при повышении внешнего давления существенно возрастает критическая температура T_c, даже для "передопированных" по концентрации носителей заряда составов вплоть до давления ≈ 15 ГПа [1]. Считается, что причиной такого поведения при росте внешнего давления может быть так называемый "внутренний фактор" [2, 3] (например, медь-кислородные плоскости становятся более плоскими, или уменьшается толщина несверхпроводящего металлического слоя в элементарной ячейке материала [3]), что "нейтрализует" перенос заряда между "зарядовым резервуаром" - плоскостями HgO и сверхпроводящими плоскостями CuO_2.

Для получения детальной информации о влиянии давления на кристаллическую структуру $Hg_{0.8}Tl_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8.20}$ (Hg,Tl-1223) выполнены дифракционные исследования на синхротроне SPring-8, канал BL10XU (Япония) в камере высокого давления с алмазными наковальнями, помещенной в криостат. В качестве детектора использован Imaging Plate R-AXIS IV, разрешение 0.10 мм, размер чувствительной области 300×300 мм, длина волны синхротронного монохроматизированного излучения $\lambda = 0.4959$ Å. Уточнение структуры проводили с помощью полнопрофильного анализа, программный комплекс GSAS [4]. Достигнутые факторы достоверности составляли: $R_B \approx 17$ - 22 %, $R_p \approx 6.7$ - 7.9 %, $\omega Rp \approx 9.05$ - 10.8 % для разных температур. Сравнительно большие значения факторов расходимости, особенно брегговских, обусловлены наличием примесей и рефлексов от камеры высокого давления. Полученные результаты приведены на рис. 1-3.

На рис. 1 представлена температурная зависимость степени расщепления CuO_2-плоскостей, рассчитанная как c*(zCu-zO2) для различных значений внешнего давления.

Видно, что при повышении давления степень расщепления CuO_2-плоскостей уменьшается, при $P < 1$ ГПа это уменьшение практически незаметно, при $P > 1$ ГПа расщепление становится отрицательным, и скорость уменьшения нарастает с ростом давления. Смена знака степени расщепления CuO_2-плоскостей может быть вызвана образованием большого количества избыточного положительного заряда (дырок).

Степень расщепления двойного анион-катионного слоя BaO, рассчитанная как c*(zBa-zO3), не только не уменьшается с ростом давления, но, напротив, растет, рис. 2. Степень расщепления слоя BaO практически линейно связана с разницей кулоновского заряда между "зарядовым резервуаром" и плоскостью CuO_2 [5], отсутствие уменьшения степени расщепления слоя BaO, таким образом, указывает на отсутствие заметного межслоевого переноса заряда в данном диапазоне температур и давлений. Тем не менее, перенос заряда имеет место и приводит к "инверсии" расщепления CuO_2-плоскостей.

В работе [2] утверждалось, что температура перехода в сверхпроводящее состояние в ВТСП-материалах на основе ртути под давлением может увеличиваться в результате сокращения толщины "металлического слоя" dn (расстояния между CuO_2-фрагментами). Как видно из данных рис. 3,

[1)] sgtitova@mail.ru

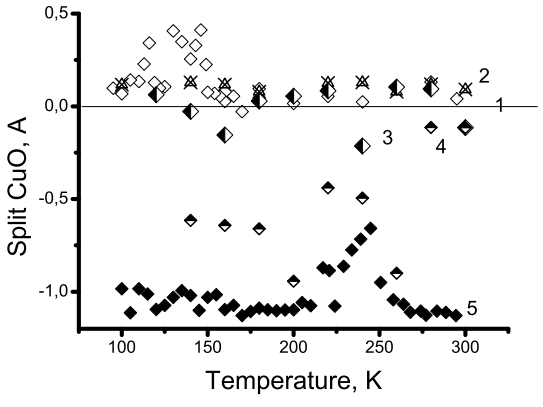


Рис. 1 Температурная зависимость степени расщепления CuO_2-плоскостей для Hg,Tl-1223 при различных значениях внешнего давления: 1 - 0 ГПа, 2 - 0.35 ГПа, 3 - 1 ГПа, 4 - 1.56 ГПа, 5 - 20 ГПа. Погрешности указаны только для части данных, чтобы не загромождать рисунок.

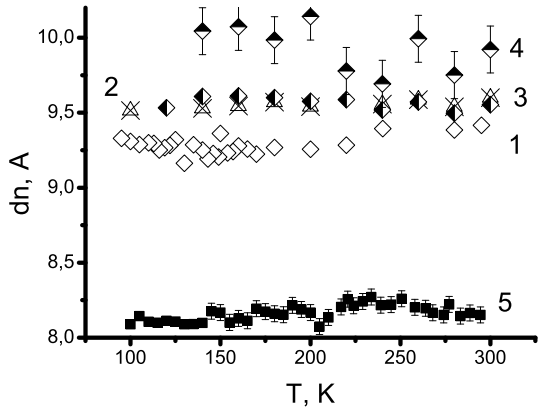


Рис. 3. Температурная зависимость толщины "металлического слоя" dn (в) для Hg,Tl-1223 при различных значениях внешнего давления: 1 - 0 ГПа, 2 - 0.35 ГПа, 3 - 1 ГПа, 4 - 1.56 ГПа, 5 - 20 ГПа.

такое сокращение имеет место только для $P = 20$ ГПа, тогда как в интервале 0-1.5 ГПа давление приводит к росту dn. Отметим, что именно в этом диапазоне давлений не происходит изменения степени расщепления CuO_2-плоскостей (рис. 1).

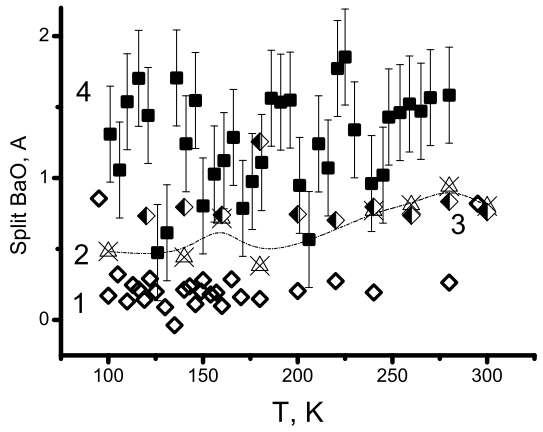


Рис. 2 Температурная зависимость степени расщепления слоя BaO для Hg,Tl-1223 при различных значениях внешнего давления: 1 - 0 ГПа, 2 - 0.35 ГПа, 3 - 1 ГПа, 4 - 1.56 ГПа, 5 - 20 ГПа.

Таким образом, можно выделить две области давления: $P < 1.5$ ГПа, когда при увеличении давления слабо уменьшается степень расщепления CuO_2-плоскостей, и растет толщина "металлической прослойки" между CuO_2-плоскостями; и область $P > 1.5$ ГПа, когда резко уменьшается толщина "металлической прослойки", и степень расщепления CuO_2-плоскостей становится большой по модулю и отрицательной по величине. Смена знака степени расщепления CuO_2-плоскостей, по-видимому, обусловлена появлением дырочных носителей в них вследствие межслоевого переноса заряда. Можно предположить, что остальные отмеченные структурные особенности приводят к нейтрализации роста степени допирования и, как следствие, к росту величины T_c при увеличении давления.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-408.2008.3.

Список литературы

1. Chu et al., Nature, **365**, 323 (1993).
2. R. P Gupta and M. Gupta, Phys. Rev. B **51**, 11760 (1995).
3. C. Acha, M. Nunez-Regueiro et al., Phys. Rev. B **vol 57**, R5630 (1998).
4. A. C. Larson, R. B. Von Dreele LANSCE, MS-H805. LANL, Los Alamos, USA, NM 87545, 1986.
5. А. С. Шильштейн, А.С. Иванов, ФТТ **37**, 3268 (1995).

Особенности проникновения магнитного потока в поликристаллические ВТСП

Х. Р. Ростами [1)]

Институт Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН. 141190, г. Фрязино, Московская обл., Россия

Для изучения динамики проникновения магнитного потока в высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) датчиком Холла при температуре 77 K исследовалась магнитополевая зависимость эффективного размагничивающего фактора $n_{\rm eff}(H_0)$ поликристаллических тонких дисков $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Зависимость $n_{\rm eff}(H_0)$ соответствовала магнитополевой зависимости разности плотностей захваченных магнитных потоков $B_{tr2}-B_{tr1}$. Величины B_{tr1} и B_{tr2} измерялись, соответственно, в режиме охлаждения образца в нулевом магнитном поле и в режиме охлаждения образца в нулевом магнитном поле с последующим накоплением магнитного потока при ступенчатом росте внешнего поля [1]. Внешнее магнитное поле было направленно перпендикулярно к поверхности образца, а датчик Холла находился в центре на поверхности диска. Зависимость $n_{\rm eff}(H_0)$ позволяла следить за движением границы раздела мейсснеровской области свободной от вихрей и области занятой вихрями. Благодаря этому было обнаружено, что с ростом поля магнитный поток проникает и захватывается в образце не в виде отдельных вихрей, а строго по определенным количествам вихрей через определенные интервалы внешних полей.

При этом протяженность поля между скачками величин $n_{\rm eff}$ росла с ростом поля. Поэтапное скачкообразное проникновение магнитного потока на наш взгляд связан с квантованием магнитного потока из-за несжимаемости вихревой решетки. При этом рост внешнего магнитного давления приводит к трансформации вихревой решетки за счет существенного влияния на вихревую решетку дискретности групп магнитных трансляции решетки двойников кристаллитов. По значениям первых термодинамических критических магнитных полей $H_1^* = H_0/(1-n_{\rm eff})$ при которых происходили скачки на зависимости $n_{\rm eff}(H_0)$ установились соответствующие величины магнитной длины $d = (\Phi_0/H_{c1}^*)^{1/2}$, здесь Φ_0 - квант магнитного потока. Из зависимости $d(H_{c1}^*)$ было установлено, что в кристаллитах расстояние между границами двойникования меняется от значения 0.75 мкм до 0.1 мкм в диапазоне полей (200- 2000) Э соответственно.

Список литературы

1. Х. Р. Ростами. ЖЭТФ **128** №4 (10), 760 (2005).

[1)] rostami@ms.ire.rssi.ru

Намагничивание высокотемпературных сверхпроводников с разным параметром анизотропии

И. А. Руднев,[1)] *Д. С. Одинцов, В. А. Кашурников*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

На основе трехмерной модели слоистого сверхпроводника с границами проведен численный расчет методом Монте-Карло намагниченности объемных высокотемпературных сверхпроводников с различным параметром анизотропии.Промоделировано проникновение магнитного поля в объемный образец с границы и получены петли перемагничивания сверхпроводников внешним полем $M(H)$ в зависимости от параметра анизотропии γ, типа дефектов и температуры. Обнаружено уменьшение поля проникновения магнитного потока при увеличении параметра анизотропии, а также существенное различие в кривых $M(H)$ для сверхпроводников с различным γ. Найдены различия в кривых намагниченности для точечных и протяженных дефектов.

Высокотемпературные сверхпроводники II- го рода являются материалами с ярко выраженной анизотропией. Значение показателя анизотропии γ, определяемого как $\gamma = \lambda_z/\lambda_{xy}$, где λ_z и λ_{xy} – длины проникновения магнитного поля вдоль кристаллографической оси z и в сверхпроводящую плоскость xy соответственно, может составлять величину $\sim 5-8$ для сверхпроводников на основе Y, $\sim 100-500$ [1, 2] и ~ 150 [3] для сверхпроводников на основе Bi и Tl соответственно. Анизотропия обусловлена слабой связью за счет джозефсоновского взаимодействия [4] и электромагнитным взаимодействием [3] между пэнкейками вихревой нити в соседних сверхпроводящих плоскостях, что оказывает большое влияние на свойства и поведение вихревой структуры в сверхпроводнике.

В настоящей работе впервые проведен численный расчет намагниченности *объемных* слоистых сверхпроводников с различным параметром анизотропии с целью выявления особенностей как проникновения магнитного потока в такие сверхпроводники с границы, так и взаимодействия вихревой структуры с протяженными (колумнарными) и точечными дефектами. Расчет проводился в рамках реалистичной трехмерной модели, которая учитывает различные типы плоскостных взаимодействий, по аналогии с [5, 6], и межплоскостное взаимодействие на основе функционала Лоренца-Дониака (Lawrence-Doniach) [7]. Соответствующим образом был модифицирован метод Монте-Карло для расчета системы сверхпроводящих плоскостей, моделирующих ВТСП. При этом считалось, что вихревая нить в объемном слоистом сверхпроводнике является совокупностью взаимодействующих плоскостных вихрей (пэнкейков).

[1)] rudnev@newmail.ru

Для целей моделирования объемной вихревой структуры рассмотрим трехмерный объемный образец сверхпроводника, слоистого в плоскости xy. Образец имеет конечную ширину L_x в направлении x и бесконечные размеры в направлениях y и z, расстояние между сверхпроводящими слоями d (рис. 1). Внешнее магнитное поле H_0 ориентировано параллельно оси z, ток I течет вдоль сверхпроводящих плоскостей в направлении y. Моделируемый участок образца имеет конечные размеры L_y в направлении y, размер в направлении z определяется количеством выбранных плоскостей N_L. В направлениях y, z имеют место периодические граничные условия.

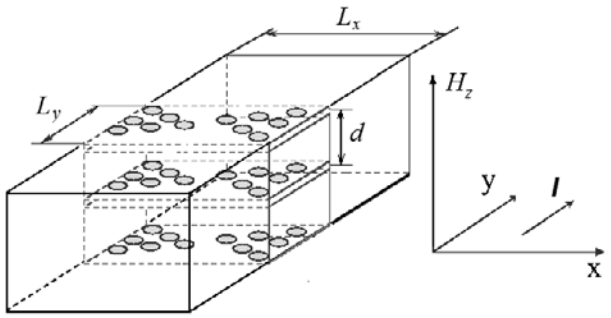


Рис. 1. Геометрия вычислений.

В магнитном поле система пэнкейков рассматривается как система модельных классических частиц. Функционал Лоренца-Дониака предполагает, что межплоскостные джозефсоновские взаимодействия пэнкейков происходят только между пэнкейками в ближайших плоскостях и составляющих одну вихревую нить [4]. С учетом этого термодинами-

ческий потенциал Гиббса системы вихрей в таком образце будет иметь вид по аналогии с работой [6]:

$$\mathcal{G} = \sum_z \Big\{ N_z \varepsilon_1 + \sum_{i<j} V_{in-plane}(r_{ij}) + \\ + \sum_{i,j} V_p(r_{ij}) + \sum_{i,j} V_{surf}(r_{ij}^{(im)}) - \\ - \sum_i \Delta\Omega_I(r_i) + \sum_i V_{inter-plane}(r_i^{z,z+1}) \Big\}, \quad (1)$$

где N_z – число пэнкейков в плоскости z; $\varepsilon_1 = d\Phi_0^2/(4\pi\lambda_{xy})^2 \left(\ln\left[\lambda_{xy}(0)/\xi_{xy}(0)\right] + 0.52\right)$ – собственная энергия пэнкейка, $\Phi_0 = hc/2e$ – квант магнитного потока; $V_{in-plane}(r_{ij})$ – внутриплоскостное взаимодействие пэнкейков; $V_p(r_{ij})$ – взаимодействие пэнкейков с центрами пиннинга с глубиной потенциальной ямы α; $V_{surf}(r_{ij}^{(im)})$ – взаимодействие пэнкейков с границей; $\Delta\Omega_I(r_i)$ – взаимодействие с мейсснеровским и транспортным токами в системе; $V_{inter-plane}(r_i^{z,z+1})$ – межплоскостное взаимодействие пэнкейков.

На рис. 2,3,4 показаны результаты расчета намагниченности слоистого ВТСП при различных значениях анизотропии, силы пиннинга, пространственной структуры дефектов.

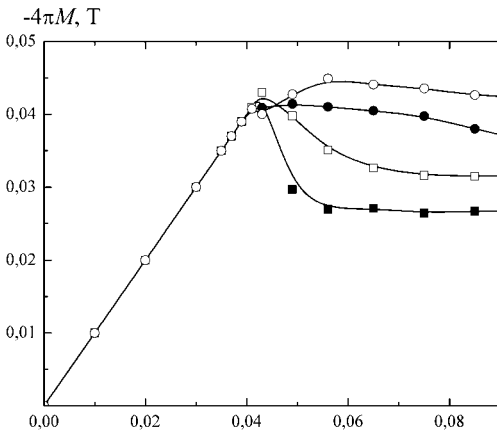


Рис. 2. Начальные участки намагниченности при слабом пиннинге $\alpha = 0.01$ эВ, температуре $T = 5$ K, концентрации дефектов $n_d = 7 \cdot 10^9$ см$^{-2}$: *1* $-\gamma = 50$, хаотические дефекты (х.д.); *2* $-\gamma = 50$, колумнарные дефекты (к.д.); *3* $-\gamma = 250$, (х.д.); *4* $-\gamma = 250$, (к.д.).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06–02–16406.

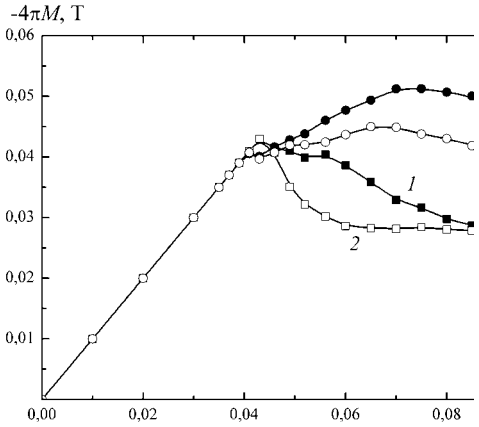


Рис. 3. Начальные участки намагниченности при сильном пиннинге $\alpha = 0.1$ эВ, $T = 5$ K, $n_d = 7 \cdot 10^8$ см$^{-2}$: *1* $-\gamma = 50$, (х.д.); *2* $-\gamma = 50$, (к.д.); *3* $-\gamma = 250$, (х.д.); *4* $-\gamma = 250$, (к.д.).

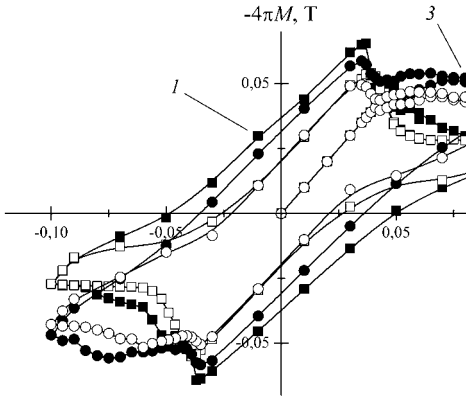


Рис. 4. Петли перемагничивания при $\alpha = 0.1$ эВ, $T = 5$ K, $n_d = 7 \cdot 10^8$ см$^{-2}$: *1* $-\gamma = 50$, (х.д.); *2* $-\gamma = 50$, (к.д.); *3* $-\gamma = 250$, (х.д.); *4* $-\gamma = 250$, (к.д.).

Список литературы

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
2. M. B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (2000).
3. J. R. Clem, Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991).
4. Y. Y. Goldschmidt, S. Tyagi, Phys. Rev. B **71**, 014503 (2005).
5. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, ЖЭТФ **121**, вып. 2, 442 (2002).
6. Д. С. Одинцов, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **130**, вып. 1(7), 77 (2006).
7. W. E. Lawrence, S. Doniach, in *Proceedings of LT 12, Kyoto, 1970*, edited by E. Kanda (Keigaku, Tokyo, 1971), p. 361.

Аномальная зависимость теплового расширения в ВТСП системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ при малых концентрациях калия

А. П. Русаков[1)]

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

А. И. Головашкин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

И. Б. Крынецкий

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, 119899 Москва, Россия

А. П. Менушенков

Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

Выполнены измерения теплового расширения при низких температурах в образцах ВТСП системы $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ при $x = 0$ и $x = 0.13$. Обнаружено аномальное (отрицательное) расширение в образцах обоих составов. Показано, что магнитное поле $H = 4.25$ Тл заметно влияет на расширение $BaBiO_3$.

В ряде слоистых ВТСП систем обнаружены аномальное тепловое расширение при низких температурах (НТ) и сильное влияние на него магнитного поля, указывающее на электронное происхождение этих аномалий [1]. Такие же аномалии наблюдались в сверхпроводящих (СП) образцах неслоистой системы $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ с октаэдрическим окружением атомов металла (Bi). До сих пор не ясен вопрос: что является критически важным для появления этих аномалий - слоистость или наличие октаэдрического окружения атомов металла (Cu или Bi). Кроме того, важно понять, обусловлены эти эффекты СП состоянием или они будут наблюдаться и в диэлектрической фазе. Измерения теплового расширения были проведены на качественных поликристаллических образцах $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ с $x = 0$ и $x = 0.13$, полученных нитратным методом [2]. Образцы с таким содержанием кислорода являлись диэлектриками. Изменение длины образцов $\Delta L/L$ измерялось дилатометрическим методом с чувствительностью $\sim 5 \cdot 10^{-7}$. На рис. 1 показаны температурные зависимости $\Delta L/L$ образца $BaBiO_3$ без магнитного поля и в поле $H = 4.25$ Тл. На рис. 2 приведены данные для коэффициента теплового расширения $\alpha = (1/L)(dL/dT)$ образца $Ba_{0.87}K_{0.13}BiO_3$. Видно, что области аномального (отрицательного) расширения существуют при НТ в обоих диэлектрических образцах. При этом магнитное поле заметно влияет на расширение образца, существенно (на несколько градусов) сжимая область аномалии.

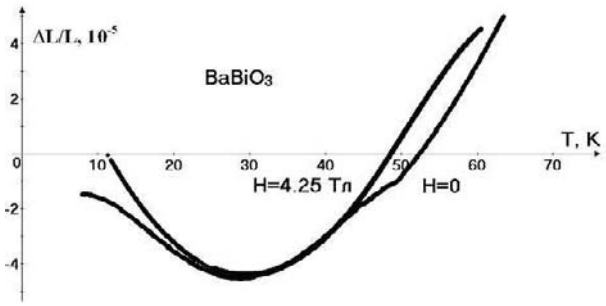


Рис. 1. Температурные зависимости $\Delta L/L$ образца $BaBiO_3$ без магнитного поля и в поле $H = 4.25$ Тл.

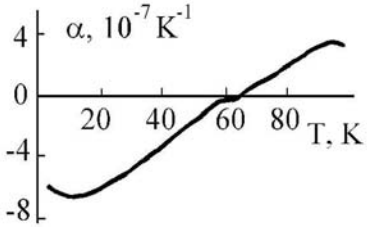


Рис. 2. Коэффициент теплового расширения $\alpha = (1/L)(dL/dT)$ образца $Ba_{0.87}K_{0.13}BiO_3$.

Таким образом, аномалия $\alpha < 0$ в системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ с малым содержанием калия не обусловлена сверхпроводящим состоянием. Подобие аномальных эффектов в тепловом расширении при НТ в слоистых и октаэдрических ВТСП системах указывает на важную роль именно октаэдрического окружения (6 атомов кислорода вокруг атома Bi) или его элемента (4 атома кислорода в одной плоскости вокруг атома Cu). По-видимому, прин-

[1)] rusap@mail.ru

ципиальным моментом для проявления аномалии является наличие четырех атомов кислорода в одной плоскости вокруг атома металла с частичным переносом заряда от кислорода на металлический атом.

Таким образом, отрицательное тепловое расширение обнаружено в системе $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ с малым содержанием калия. Результаты указывают на электронную природу аномальности теплового расширения в этой системе, не связанную напрямую с СП состоянием.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН и Миннауки.

Список литературы

1. А.И. Головашкин, А.П. Русаков. ФТТ **49**, 1363 (2007).
2. А.В. Аншукова и др. СФХТ №7, 1476 (1994).

О механизме возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением гранулярного ВТСП

К. А. Шайхутдинов[1)], *Д. А. Балаев, С. И. Попков, М. И. Петров*

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, Россия

С целью выяснения механизма возникновения участка с отрицательным магнитосопротивлением гранулярного ВТСП, исследованы полевые зависимости магнитосопротивления при $T = 77.4$ K образцов $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ различной плотности, имеющих микроструктуру пены и обладающих различными значениями диамагнитного отклика. Обнаружено, что участок с отрицательным магнитосопротивлением наблюдается в образцах с наибольшими по модулю значениями намагниченности. Такое поведение адекватно объясняется влиянием дипольных моментов ВТСП кристаллитов на эффективное поле в межгранульной среде.

В данной работе были исследованы магниторезистивные свойства висмутовых ВТСП различной плотности, которые обладают различными значениями диамагнитного отклика, и впервые обнаружена корреляция между существованием участка с отрицательным магнитосопротивлением (ОМС) и величиной намагниченности образца. Указанные объекты относятся к классу пенообразных ВТСП [1, 2, 3, 4] с характерной хлопьеобразной структурой кристаллитов и имеют микропоры.

Образцы для измерений - ВТСП микропены $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ были получены по технологии, описанной в работах [2, 4]. Исследование микроструктуры образцов показало, что образцы состоят из хаотически расположенных пластинчатых кристаллитов с линейными размерами $20-30$ мкм и толщиной $1-2$ мкм. Исследовались образцы с плотностью $2,26$ г/см^3 и 1.55 г/см^3 (38% и 26% от теоретической плотности соответственно). Обозначим эти образцы далее как foam #1 ($2,26$ г/см^3) и foam #2 (1.55 г/см^3). В качестве репера был синтезирован плотный образец того же состава (обозначение poly-Bi). Он был приготовлен из микропены путём перемалывания, прессования с последующим спеканием при тех же условиях. Плотность образца poly-Bi составила 5.28 г/см^3 (90% от теоретической). Сканирующая электронная микроскопия этого образца показала отчётливую гранулярную микроструктуру, линейные размеры кристаллитов уменьшились по сравнению таковыми в микропенах ($5-10$ мкм), в то же время увеличилась доля мелких кристаллитов (до ~ 5 мкм). Рентгеноструктурные исследования образцов показали, что доминирующей является фаза 2223, доля низкотемпературной фазы 2221 составляет менее 5%. Из магнитных измерений температура перехода всех трёх образцов составила 108 K, температура перехода в состояние "$R = 0$" из резистивных измерений составила 106 K.

Измерения магнитосопротивления $R(H) = U(H)/I$, где U - падение напряжения на образце, I - транспортный ток, $I \perp H$, были проведены стандартным четырёхзондовым методом. Плотность критического тока при $T = 77.4$ K, определённая по критерию 1 мкВ/см, составила ≈ 0.5 А/см^2, 35 А/см^2 и 80 А/см^2 для образцов foam #2, foam #1, и poly-Bi соответственно. После каждого цикла измерения до некоторого максимального поля $H_\uparrow \longrightarrow Hmax$, а затем $H_\downarrow \longrightarrow 0$ (обозначения $H_\uparrow$ и $H_\downarrow$ - поле возрастает или убывает соответственно) образец отогревался выше T_C.

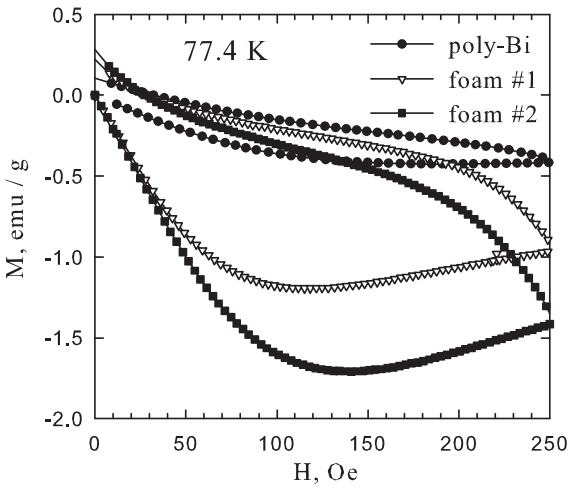


Рис. 1. Гистерезисные зависимости намагниченности при $T = 77.4$ K исследованных образцов.

На рис. 1 приведены петли гистерезиса намагниченности $M(H)$ при $T = 77.4$ K исследованных образцов. Видно, что пористые образцы обладают

[1)] smp@krasn.ru

большими значениями намагниченности, чем "реперный" образец poly-Bi. Такое поведение обнаружено ранее [3, 4], и может быть связано, по крайней мере, с двумя факторами. Во первых, в микропене большие линейные размеры кристаллитов, что приводит к увеличению диамагнитного сигнала. Во вторых, в плотной керамике может быть частичная экранировка кристаллитов, находящихся в глубине образца, чего не происходит в пористом образце.

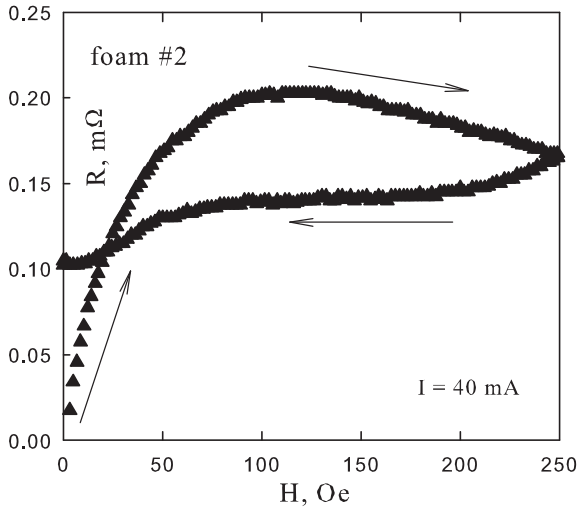


Рис. 2. Гистерезисная зависимость магнитосопротивления $R(H)$ образца foam #2 при $T = 77.4$ K, $Hmax = 250$ Э. Стрелки указывают направление изменения внешнего поля .

На рис. 2 приведена зависимость $R(H)$ образца foam #2 в поле до 250 Э при $T = 77.4$ K, которая характеризуется ярко выраженным гистерезисом при увеличении/уменьшении внешнего поля H. Кроме этого, на прямом ходу зависимость $R(H)$ имеет выраженный максимум, после которого следует участок с ОМС. При дальнейшем увеличении внешнего поля, проходя через минимум, зависимость $R(H)$ начинает слабо возрастать. Также отметим, что зависимость $R(H)$ на рис. 2 начинает ход с точки $R(H = 0) \neq 0$, что является следствием того, что для данного образца измерительный ток I больше критического $I_C(H = 0)$ ($I_C \approx 15$ мА).

Зависимости $R(H)$ для образцов foam #1 и poly-Bi также характеризуются гистерезисом, однако участка с ОМС не наблюдается и сопротивление с увеличением поля возрастает монотонно.

Исходя из полученных данных по $R(H)$ и зависимостей $M(H)$ (рис. 1) можно заключить, что участок с ОМС наблюдается в образце с наибольшим значением диамагнитного отклика. Величина внешнего поля, при котором наблюдается локальный максимум магнитосопротивления ~ 130 Э коррелирует с полем минимума прямого хода зависимости $M(H)$ (~ 140 Э)

Таким образом, в ходе исследования магниторезистивных свойств микропен $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$ различной плотности обнаружена корреляция между существованием участка с ОМС на зависимости $R(H)$ и величиной диамагнитного отклика. Возникновение участка ОМС определяется влиянием поля, индуцированного дипольными моментами ВТСП гранул, на эффективное поле в межгранульных границах и возникает для образцов с большим значением диамагнитного отклика. Оценена степень сжатия магнитного потока в межгранульных границах.

Работа выполнена в рамках программы РАН "Квантовая макрофизика" №3.4 и комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4. Д. А. Балаев благодарит Фонд Содействия Отечественной Науке.

Список литературы

1. E. S. Reddy, G. J. Schmitz, Supercond. Sci. Technol. **15**, 21 (2002).
2. М. И. Петров, Т. Н. Тетюева, Л. И. Квеглис, и др., Письма в ЖТФ, **29**, 23 (2003).
3. D. M. Gokhfeld, D. A. Balaev, S. I. Popkov, K. A. Shaihutdinov, M. I. Petrov, Physica C, **434** (2006).
4. Д. А. Балаев, И. Л. Белозерова, Д. М. Гохфельд, и др., ФТТ, **48**, 2 (2006).

Нелинейность намагниченности монодоменных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ выше T_c

В. В. Славкин[1)]

Саранский кооперативный институт, 430027 Саранск, Россия

Н. Д. Кузьмичев

Мордовский госуниверситет им. Н.П.Огарева, 430000 Саранск, Россия

А. И. Головашкин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Э. А. Тищенко

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва 119334, Россия

В интервале температур $77\,K < T < 120\,$K исследованы температурные зависимости гармоник намагниченности монодоменных образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). Показано, что нелинейность, связанная с возникновением псевдощели, возникает в разных образцах при $T =$ 103-112 K.

В настоящее время одним из наиболее активно изучаемых свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является псевдощелевая структура, которая наблюдается в недодопированных и оптимально допированных ВТСП при $T > T_c$. Несмотря на большие усилия экспериментаторов и теоретиков природа этого состояния остается не до конца выясненной. Основные трудности здесь связаны с необычными свойствами ВТСП в нормальном состоянии [1-3]. В настоящей работе выполнены измерения третьей гармоники намагниченности монодоменных образцов YBCO в интервале температур $77\,K < T < 120\,$K. На рис. 1 показана зависимость сопротивления $R(T)$ образца YBCO №1. Начало нелинейности при $T \sim 103\,$K.

На рис. 2 приведена температурная зависимость (вблизи T_c) амплитуды третьей гармоники сигнала ε_3, пропорциональной третьей гармоники намагниченности этого же образца.

Во всех образцах выше T_c наблюдалась нелинейность (возникновение высших гармоник намагниченности) в той же области T, где зависимость $R(T)$ отклоняется от линейной. На рис. 3-6 приведены температурные зависимости третьих гармоник ε_3, полученные для четырех образцов YBCO. При этих же T наблюдались и более высокие гармоники.

Для измерения намагниченности использовался двухкатушечный компенсационный метод [4]. Переменное магнитное поле первичной катушки

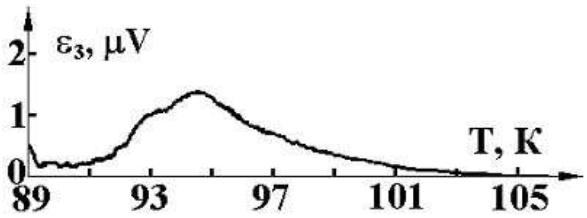


Рис. 3. Образец №1 ($h = 91\,$Э, $f = 60\,$Гц).

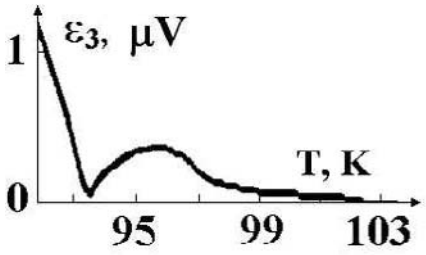


Рис. 4. Образец №2 ($h = 87\,$Э, $f = 60\,$Гц).

$H(t) = h \cdot \sin(2\pi ft)$ приводило к появлению сигнала раскомпенсации $\varepsilon(t) = -\mu_o NSdM/dt$ (M-намагниченность, S-сечение образца, N-число витков приемной катушки, μ_o=$4\pi \times 10^{-7}\,$Гн/м). Амплитуды гармоник этого сигнала ε_n пропорциональны амплитудам гармоник намагниченности $\varepsilon_n = \mu_o NSn\omega M_n/\sqrt{2}$ [5].

Нелинейность при $T > T_c$ наблюдалась во всех образцах. Температура возникновения нелинейности в YBCO $T^* =$ 103-112 K, найденная в нашей работе, совпадает с температурой появления псевдощели, полученной в [6-8].

[1)] ski@saransk-com.ru

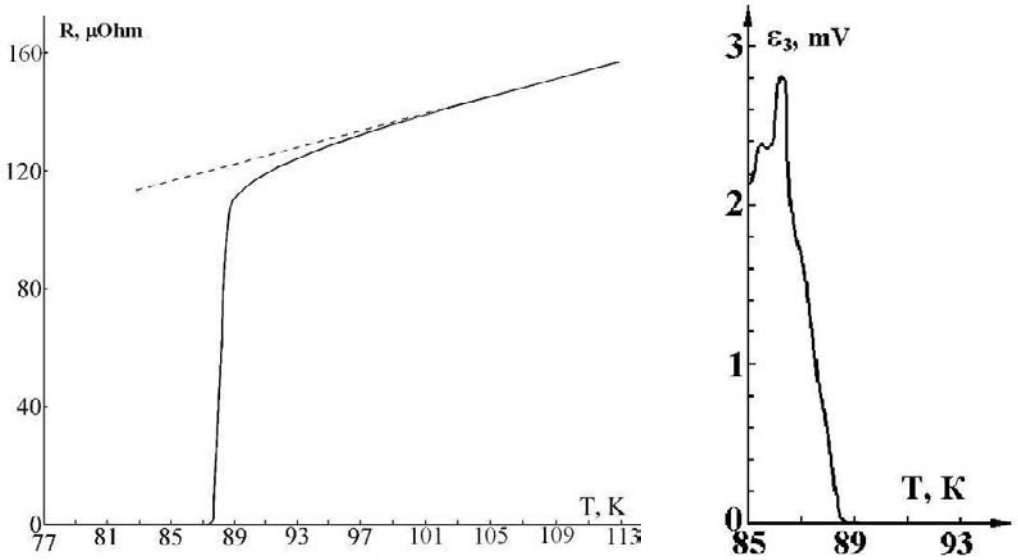


Рис. 1, 2.

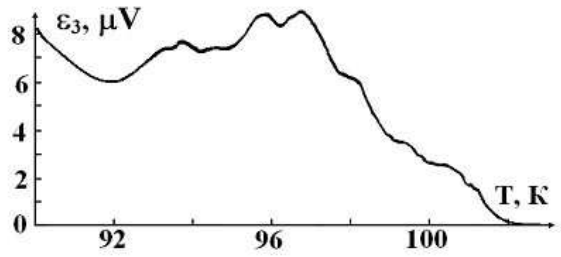


Рис. 5. Образец №3 ($h = 20$ Э, $f = 120$ Гц).

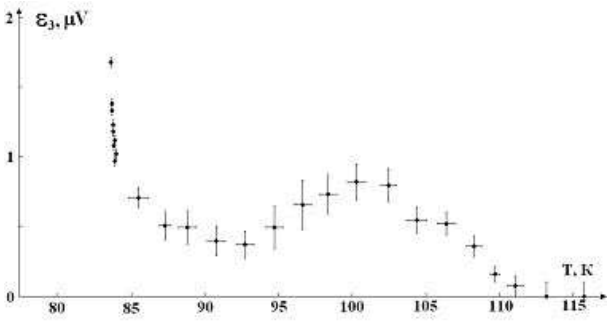


Рис. 6. Образец №4 ($h = 89$ Э, $f = 716$ Гц).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Минобрнауки и РАН.

Список литературы

1. ⊘. Fischer et al. Rev. Mod. Phys. **79**, 353 (2007).
2. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев. УФН **176**, 457 (2006).
3. D. N. Basov, T. Timusk. Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005).
4. А. И. Головашкин и др. ФТТ **32**, 1374 (1990).
5. Н. Д. Кузьмичев. ЖТФ **64**, 638 (1994).
6. А. И. Головашкин и др. Препринт ФИАН №298, 1987 г.
7. T. Ito et al. Phys. Rev. Lett. **70**, 3995 (1993).
8. Д. Д. Прокофьев и др. ФТТ **45**, 1168 (2003).

Электронно-микроскопическое исследование восстановления структуры $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ после низкотемпературного распада

И. Б. Бобылев, Е. И. Кузнецова[1)], *Т. П. Криницина, Н. А. Зюзева, С. В. Сударева, Е. П. Романов*

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620041, Россия

Методом электронной просвечивающей микроскопии исследованы нестехиометрические по кислороду образцы $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$, восстановленные после низкотемпературного распада на фазы с различным содержанием кислорода. Показано, что распад приводит к необратимым изменениям структуры 123 вследствие образования дефектов в катионных подрешетках.

В работе [1] методами рентгеноструктурного анализа и магнитометрии было проведено исследование восстановления структуры и электрофизических свойств нестехиометрического $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ (δ = 0.2-0.7), подвергнутого при t = 200 и 300 °C распаду на богатую и бедную кислородом фазы. Восстановление проводили при температурах, превышающих область распада (t = 400-900 °C). Было установлено, что структура и электрофизические свойства распавшихся материалов не приходили в исходное состояние, о чем свидетельствовали пониженное ромбическое искажение и существенно более слабый диамагнитный отклик по сравнению с исходным состоянием. Это было объяснено появлением многочисленных дефектов структуры, возникающих в ходе распада вследствие больших напряжений, связанных с различиями параметров решетки образовавшихся фаз. В данной работе проведено исследование керамических и монокристаллических материалов, восстановленных после распада в этой же области температур методом электронной просвечивающей микроскопии.

Материалами для исследования являлись керамические образцы, полученные с помощью стандартного твердофазного синтеза. Образцы подвергали распаду при t = 200 °C в атмосфере воздуха или аргона в течение 100 часов или при t = 300 °C в течение 50 часов. После распада образцы восстанавливали в течение 8 часов в атмосфере воздуха при t = 500, 700 и 900 °C с целью сохранения в них заданного изначально кислородного индекса (δ = 0.2; 0.5; и 0.7) или при t = 400 °C в течение 24 часов в атмосфере кислорода. Кроме того, были исследованы монокристаллы с $\delta \sim 0.2$ после естественного старения в течение 10 лет и восстановленные затем при t = 500 °C в течение 24 часов.

Результаты исследования показали, что образцы, подвергнутые распаду при t = 200 °C в атмосфере воздуха не способны восстановить первоначальную структуру в ходе отжигов при t = 500, 700 и 900 °C. На рис. 1 представлена микрофотография образца с кислородным индексом y = 6.8, восстановленного при t = 500 °C после распада на воздухе при t = 200 °C. Как видно из рисунка, наблюдается характерный для образцов после распада чернобелый контраст и отсутствие двойников, которые имеют место в $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ с кислородным индексом $y > 6.5$. Можно предположить, что это связано с возникшими в ходе распада искажениями в катионных подрешетках, которые препятствуют упорядочению кислорода и переходу структуры в равновесное для данной температуры состояние. После отжигов при t = 700 и 900 °C наблюдается аналогичная картина.

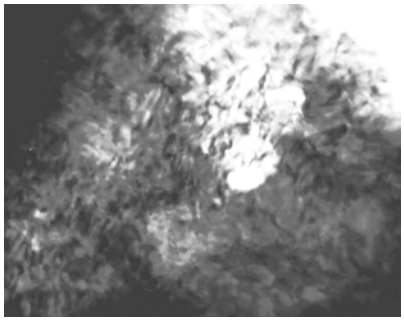


Рис. 1. Структура образца с кислородным индексом $y = 6.8$ после распада при t = 200 °C и восстановления при t = 500 °C, светлопольное изображение, ×100000.

В ходе восстановительных отжигов кислород гомогенизируется. Следовательно, частицы, отличающиеся по содержанию кислорода, и возникающие вокруг них напряжения исчезают. Отсюда следует вывод, что обычно наблюдающаяся после распада тонкая структура (в частности, чернобелый контраст) является не картиной распада, а обусловлена изменениями структуры вследствие распада, такими как дефекты упаковки и разупорядочение в катионных подрешетках [2, 3]. Поэтому восстановительные отжиги при $t \leq$ 900 °C не способны привести к исчезновению возникшей

[1)] monocrist@imp.uran.ru

вследствие распада дефектности структуры, по-видимому, из-за недостаточной подвижности катионов. Аналогичный вывод следует также и из данных по рентгенографии [1].

После восстановления с окислением в атмосфере кислорода при $t = 400\,^{\circ}\mathrm{C}$ в течение 24 часов также наблюдается структура, характерная для распада. В этом случае матрица имеет слабую орторомбичность, однако, состояние, характерное для $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$ с кислородным индексом $y \sim 7$ не достигается.

Нами были также исследованы образцы с кислородным индексом $y = 6.5$ после предварительного распада при $t = 300\,^{\circ}\mathrm{C}$ в атмосфере аргона в течение 50 часов. После распада в данных условиях также практически исчезает двойникование, наблюдается черно-белый контраст или ламельная структура. Последующий отжиг при $t = 700\,^{\circ}\mathrm{C}$ в течение 8 часов привел в данном случае к большей степени восстановления исходной структуры. Однако наряду с возникшими слабоконтрастирующими двойниками, местами наблюдается искаженная после распада структура и твидовый контраст.

Восстановительный отжиг аналогичного образца в атмосфере кислорода при $t = 400\,^{\circ}\mathrm{C}$ показал, что происходит восстановление двойниковой структуры или образуется блочная структура (рис. 2), которую можно рассматривать как переходную.

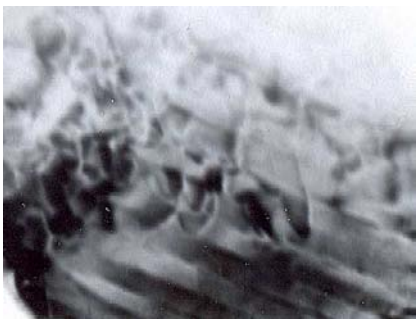


Рис. 2. Структура образца с кислородным индексом $y = 6.5$ после распада при $t = 300\,^{\circ}\mathrm{C}$ и восстановления при $t = 400\,^{\circ}\mathrm{C}$ в атмосфере O_2, светлопольное изображение, $\times 100000$.

Таким образом, восстановление после распада при $t = 300\,^{\circ}\mathrm{C}$ является более полным, что может быть связано с меньшими искажениями решетки вследствие меньших напряжений, по сравнению с распадом при $t = 200\,^{\circ}\mathrm{C}$, т.к., согласно диаграмме состояния, различия параметров решетки образующихся фаз уменьшаются по мере роста температуры, при которой происходит распад.

Помимо восстановления керамических образцов, претерпевших распад при $t = 200$ или $300\,^{\circ}\mathrm{C}$, были исследованы монокристаллы с кислородным индексом $y \sim 6.8$ после естественного старения в течение 10 лет. Несмотря на происшедшее в ходе десятилетнего вылеживания расслоение по кислороду, монокристалл сохранил двойниковую структуру, в то время как распад при более высокой температуре приводит к исчезновению двойников и к переходу матрицы из орторомбического в тетрагональное состояние. По данным электронной микроскопии после естественного старения наблюдается характерный для распада чернобелый контраст, либо сохранившиеся двойники, внутри которых также произошел распад. На соответствующих электронограммах проявляется тетра-фаза или фаза, сохранившая орторомбичность.

После восстановительного отжига при $t = 500\,^{\circ}\mathrm{C}$ внутри двойников сохраняются выделившиеся частицы, которые не растворились в матрице, несмотря на гомогенизацию кислорода. Можно предположить, что выделившиеся в процессе распада частицы разориентированы относительно матрицы и после гомогенизации кислорода остаются в ней как нанокристаллические включения.

Таким образом, результаты проведенного электронно-микроскопического исследования свидетельствуют о необратимых изменениях структуры $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$, происходящих в ходе низкотемпературного распада. Устранить эти изменения возможно лишь при термообработке при $t > 900\,^{\circ}\mathrm{C}$, когда возможна рекристаллизация зерна. После восстановления при $t = 950\,^{\circ}\mathrm{C}$ в течение 8 часов и $400\,^{\circ}\mathrm{C}$ в атмосфере кислорода в течение 24 часов наблюдается типичная двойниковая структура, характерная для соединений типа 123 с кислородным индексом $y \sim 7$ без следов структурных изменений, происходящих в ходе распада.

Работа выполнена по плану РАН (тема N01.2.006 13392) при частичной поддержке РФФИ (проект N 06-03-33039-а).

Список литературы

1. И. Б. Бобылев, Н. А. Зюзева, Е. П. Романов, ФММ, в печати (2008).
2. Ю. В. Блинова, С. В. Сударева, Е. П. Романов, Труды X Межд. симпозиума ОМА-10, **1**, 39 (2007).
3. С. В. Сударева, Е. П. Романов, Т. П. Криницина, ФММ, в печати (2008).

Сверхпроводящие характеристики мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ в зависимости от степени структурного разупорядочения.

Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич[1)], *Н. Б. Бутко, А. А. Вишнев*

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН , 119991 Москва, Россия

Получены экспериментальные свидетельства того, что в ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ по мере уменьшения размеров кристаллитов до микронных и субмикронных значений изменяются такие сверхпроводящие характеристики, как глубина проникновения магнитного поля и длина когерентности, и что главной причиной таких изменений является эффект межплоскостного перераспределения кислорода по сравнению с его распределением в крупнокристаллических равновесных образцах.

Ранее в [1, 2] было показано, что в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ имеет место особый вид структурного разупорядочения, который не свойственен крупнокристаллическим равновесным образцам. Отличительной его особенностью является частичное межплоскостное перераспределение кислорода, при котором количество кислорода δ в цепочечных плоскостях CuO_δ оказывается увеличенным (по сравнению с количеством мобильного кислорода, т.е. $\delta > (y-6)$) за счет его уменьшения в других плоскостях. Причиной такого разупорядочения являются неравновесные условия, которые с необходимостью используются при синтезе мелкокристаллических образцов и которые способствуют стабилизации в части элементарных ячеек взаимозамещенных катионов Y^{3+} и Ba^{2+}. Установлено, что количественную оценку параметра δ возможно получать по значению решеточного параметра c, поскольку между ними существует взаимосвязь $c(\delta) = 12.592 - 0.13(6+\delta)$.

В результате впервые появилась возможность осуществлять количественный контроль за степенью структурного разупорядочения по изменению параметра δ и проводить исследования физических величин в зависимости от этого фактора. Однако при этом нельзя не учитывать структурную неоднородность другого вида, обычно присутствующую в образцах $YBa_2Cu_3O_y$, которая определяется конкретными технологическими приемами.

В настоящей работе для двух типов мелкокристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_y$ (соответствующих двум различным способам формирования микроструктуры) в зависимости от количества перераспределенного между различными плоскостями кислорода ($\Delta\delta = \delta - (y-6)$) исследуются следующие характеристики: 1) намагниченность, измеренная в магнитных полях $H >> H_{c1}$ (где H_{c1} – первое критическое поле) при температуре $T = 0.9T_c$, когда кривые $M(H)$ имеют квазиобратимый характер (в этих условиях намагниченность определяется, в основном, глубиной проникновения магнитного поля λ_{ab}); 2) длина когерентности $\xi_{ab}(0)$, которая получена из измерений флуктуационного вклада в магнитную восприимчивость в диапазоне $T_c < T < 125\,\mathrm{K}$ [3] по методике, описанной в [4]; 3) степень орторомбического искажения.

С целью исключения влияния на исследуемые характеристики других факторов, кроме структурного разупорядочения, рассматривались лишь те образцы, которые имели $y \approx 6.92$ и $T_c \approx 92\,\mathrm{K}$.

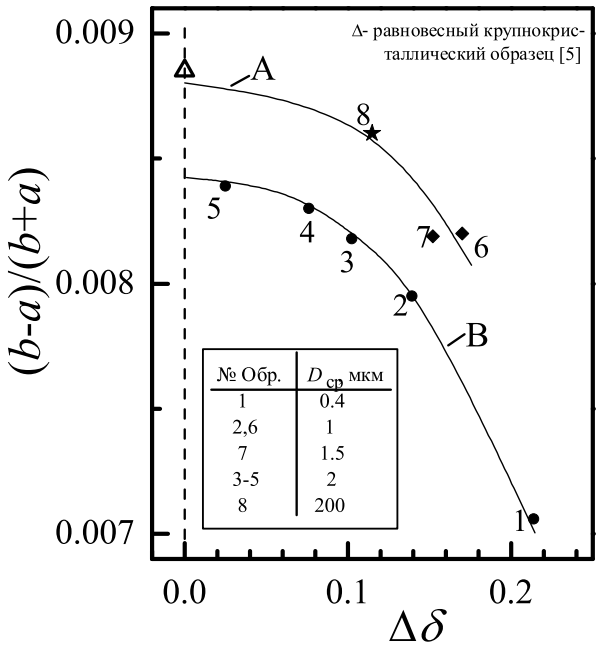


Рис. 1. Зависимость степени орторомбического искажения от количества перераспределенного между различными плоскостями кислорода.

Изменение параметра δ достигалось, преимущественно, варьированием температуры отжига; при

[1)] trusevich@chph.ras.ru

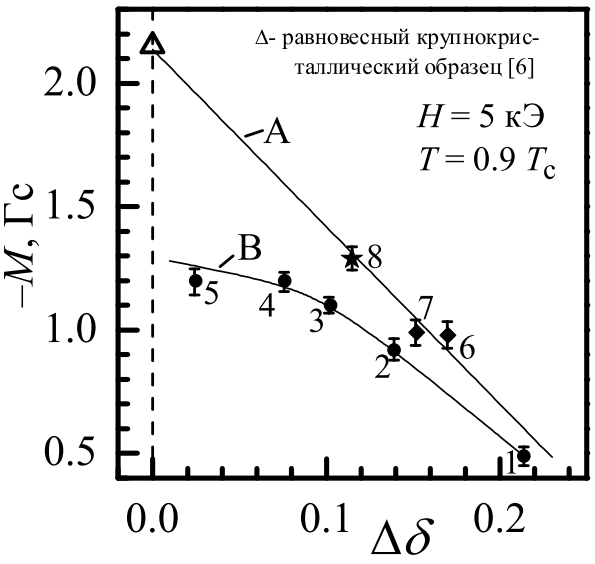


Рис. 2. Зависимость намагниченности от количества перераспределенного между различными плоскостями кислорода.

этом изменялся и средний размер кристаллитов: $0.4 \leq D_{cp} \leq 2$ мкм. Образцы № 6–8 отличались от образцов № 1–5 способом формирования микроструктуры: в них образование кристаллитов происходило обычным диффузионным путем, в то время как в № 1–5 – путем спекания ультрамелких частиц одного и того же прекурсора. Для сравнения с мелкокристаллическими образцами приводятся данные для крупнокристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_y$, приготовленных в равновесных [5, 6] и в неравновесных условиях (обр. № 8).

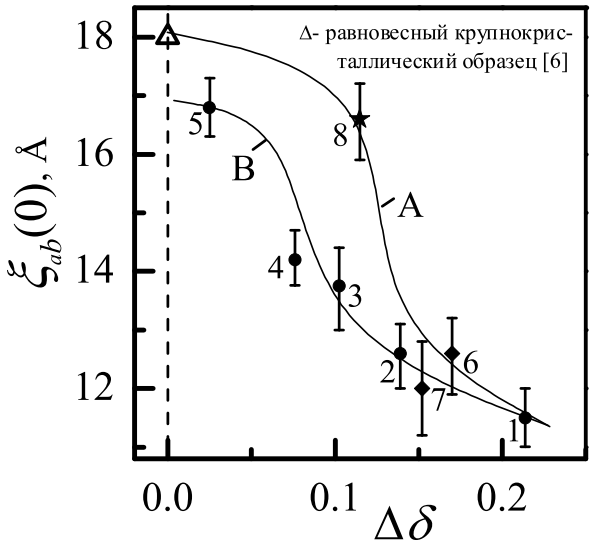


Рис. 3.Зависимость длины когерентности при T=0 от количества перераспределенного между различными плоскостями кислорода.

Из Рис. 1 видно, что увеличение количества кислорода δ в плоскостях CuO_δ за счет перераспределенного кислорода $\Delta\delta$ приводит к уменьшению степени орторомбического искажения (в результате частичного заселения позиций O(5)). При этом оказалось, что образцы с разным способом формирования структуры отвечают разным кривым (A и B). Видно, что экстраполяция кривой A к значению $\Delta\delta = 0$ (при котором эффект перераспределения кислорода отсутствует) приводит к литературным данным для равновесных образцов [5]. В то же время кривая B сдвинута целиком относительно кривой A в сторону меньших значений $(\boldsymbol{b} - \boldsymbol{a})/(\boldsymbol{b} + \boldsymbol{a})$. Причиной такого различия, скорее всего, является наличие в образцах 2-го типа тетрагонализованных областей. Наиболее вероятным их источником являются области срастания частиц исходного прекурсора.

Из Рис. 2 видно, что эти особенности микроструктуры образцов проявились и на зависимостях $M(\Delta\delta)$, которые оказались также различными для 2-х типов образцов. Однако обе зависимости демонстрируют существенное уменьшение намагниченности при увеличении в плоскостях CuO_δ количества перераспределенного кислорода $\Delta\delta$ – эффект противоположный тому, что имеет место при увеличении в тех же плоскостях количества мобильного кислорода. Это прямо указывает на то, что увеличение $\Delta\delta$ происходит за счет уменьшения кислорода в сверхпроводящих CuO_2-плоскостях. Следствием этого является уменьшение плотности носителей, что приводит к увеличению λ и, соответственно, к уменьшению намагниченности.

Похожим образом ведут себя зависимости $\xi_{ab}(0)$ от $\Delta\delta$ (Рис. 3). Величины $\xi_{ab}(0)$ также уменьшаются при увеличении параметра $\Delta\delta$. Является ли этот результат свидетельством того, что структурное разупорядочение, свойственное мелкокристаллическим образцам, приводит к изменениям электронного спектра ВТСП, в частности, параметра, играющего роль фермиевской скорости, предстоит выяснить в дальнейших исследованиях.

Список литературы

1. E. F. Makarov et al., Physica C, **415**, 29 (2004).
2. А. А. Вишнев и др., ФНТ, **30**, 373 (2004).
3. Н. Г. Трусевич и др., Известия РАН, Серия физическая, **71**, 1136 (2007).
4. C. Torron et al., Phys. Rev. B **49**, 13143 (1994).
5. Ch. Kruger et al., J. Sol. St. Chem. **134**, 356 (1997).
6. J. Gohng et al., Phys. Rev. B **46**, 398 (1992).

ВТСП система $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$: фазовый переход однородная сверхпроводимость - пространственно расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Эксперименты с ВТСП системой $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$ показали, что ее свойства оказываются во многом аналогичны свойствам исследованной нами ранее системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ и могут быть объяснены необычным фазовым расслоением сверхпроводник-диэлектрик, модель которого предложена в [1].

Вещество, у которого условия перехода в сверхпроводящее состояние оказываются близки к условиям других его фазовых превращений особенно интересно в качестве объекта исследований, как для экспериментаторов, так и теоретиков. Интересным в этом смысле объектом оказалось высокотемпературное сверхпроводящее (ВТСП) соединение $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$, в котором при температурах $T < T^* \approx 17$ K было обнаружено пространственно-неоднородное состояние (фазовое расслоение) [2]. В этом состоянии сверхпроводящие и диэлектрические области в $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ сосуществует друг с другом. Благодаря такому самосогласованному сосуществованию фаз на микроскопическом уровне система $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ при $T < T^* \approx 17$ K приобретает макроскопические джозефсоновские свойства [3]. Наличие подобных свойств у макроскопического объекта позволяет рассматривать его в качестве возможного кандидата для реализации физической среды квантового компьютера [4]. Свойства системы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ как среды с распределенными джозефсоновскими параметрами могут также оказаться полезными при создании детекторов излучения и элементарных частиц, принцип работы которых [5] основан на регистрации квазичастичной составляющей туннельного тока, увеличивающейся под действием излучения.

Интерес к системе $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ изначально определялся тем, что это соединение, будучи ВТСП системой, обладает сравнительно невысокими для ВТСП критическими параметрами T_c и H_{c2}, что делает доступными измерения зависимости $H_{c2}(T)$ в широком интервале температур ($0.08T_c < T < T_c$). В первых наших экспериментах исследовалась именно температурная зависимость H_{c2} поликристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$, положительная кривизна которой наблюдалась вплоть до $T \approx 0.08T_c$ [2]. Далее мы обнаружили и другие аномалии в поведении этого вещества: 1)гистерезис на вольтамперных характеристиках с немонотонной температурной зависимостью крит.тока [2]; 2)эффект подавления крит.тока СВЧ излучением; 3)нестационарный эффект Джозефсона на поликристаллических образцах ([3] прямая регистрация); 4)возврат (рейтрант) резистивного состояния из сверхпроводящего ($T < T_c$) при понижении температуры, вызванный немонотонной зависимостью критического тока от температуры [2]; 5)необычная немонотонная зависимость сопротивления от магнитного поля (вкладка к рис. 1): при низких температурах в заданном поле R значительно возрастает с понижением температуры и может на несколько порядков превысить сопротивление образца в нормальном состоянии R_n, (т.е. значение R перед сверхпроводящим переходом), а затем, при дальнейшем увеличении поля, вновь наблюдается падение сопротивления вплоть до R_n [2]; 6)присутствие сверхпроводящей фазы в объеме образца, находящегося под действием магнитного поля в состоянии с высоким электрическим сопротивлением: сверхпроводимость, как следует из низкочастотных бесконтактных индукционных измерений, сохраняется здесь вплоть до полного разрушения этого высокоомного состояния сильным магнитным полем [6]. Приведенные данные можно объяснить, моделью [1] самосогласованного сосуществования сверхпроводящей и диэлектрической фазы в исследуемой системе. Присутствием диэлектрической фазы объясняется рост сопротивления под действием магнитного поля при $T < T_c$, в то же время полное подавление сверхпроводимости магнитным полем сопровождается разрушением и сосуществующей диэлектрической фазы, что приводит к падению сопротивления (рис.1) до его значения в нормальном состоянии. Исходным пунктом модели [1] считается представление о ВТСП системах, как о сильно легированных полупроводниках. Немонотонность зависимости химпотенциа-

[1)] tshovrebov@rambler.ru

ла от концентрации носителей заряда, возникающая вследствие уменьшения диэлектрической щели при появлении над ней дополнительных квазичастиц, приводит к неустойчивости состояния с постоянной концентрацией носителей заряда. При этом однородное по концентрации состояние распадается на множество самосогласованно сосуществующих областей с высоким (сверхпроводник) и низким (диэлектрик) значением n. Завершенность модели расслоения сверхпроводник-диэлектрик делает актуальным вопрос о ее общности: имеются ли другие ВТСП системы, характер поведения которых близок к поведению $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$, описываемому данной моделью? Исследования ВТСП системы $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$ позволяют дать на последний вопрос положительный ответ.

На рис. 1 приведены температурные зависимости сопротивления поликристалла $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$ при различных значениях внешнего магнитного поля. Для сравнения на вкладке представлены аналогичные зависимости для поликристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ [2]. Как видно из рисунка, в ВТСП системе $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$ при $T < T_c$ наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления, обнаружение которого в $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ послужило основой для формулировки модели перехода однородного сверхпроводника в расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик.

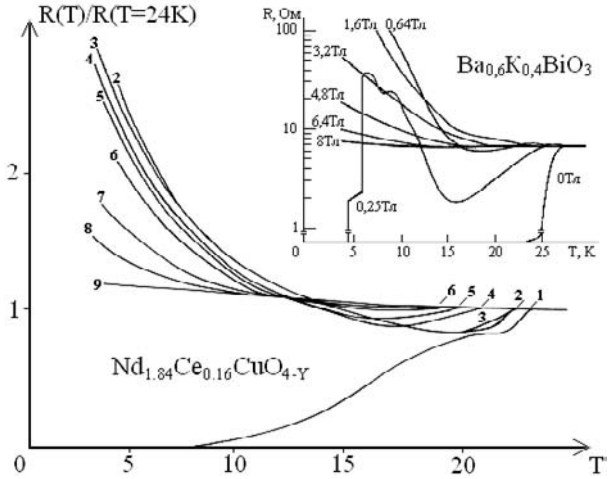


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$ в полях:1 – 0 Тл; 2 – 0.1 Тл; 3 – 0.2 Тл; 4 – 0.3 Тл; 5 – 0.5 Тл; 6 – 1 Тл; 7 – 2;Тл; 8 – 3 Тл; 9 – 7 Тл.

На рис. 2 приведена температурная зависимость второго критического поля поликристаллического образца $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$. Для сравнения на вкладке представлена аналогичная зависимость для поликристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$. Положительная кривизна здесь так же может быть объяснена в рамках модели расслоенного состояния сверхпроводник-диэлектрик, либо уменьшением размеров сверхпроводящих областей, либо дополнительным ростом сверхпроводящей щели в сверхпроводящих областях при понижении температуры ниже T^*, где T^* - температура расслоения однородной сверхпроводимости, $T^* < T_c$.

Следует отметить, что похожие эффекты (отрицательное магнитосопротивление при $T < T_c \approx 13$ К и т.п.) наблюдались также и в сверхпроводнике $Ba_{1-x}Pb_xBiO_3$ [7], относящемся к семейству соединений, близких к ВТСП $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$.

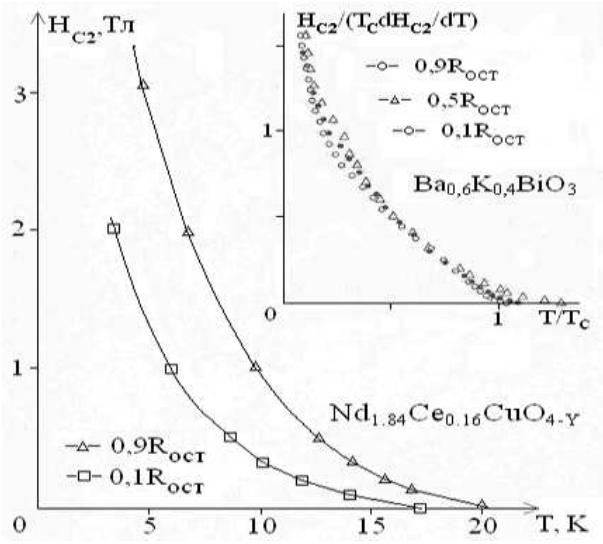


Рис. 2. Температурные зависимости $H_{c2}(T)$ в $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ и $Nd_{1.84}Ce_{0.16}CuO_{4-y}$

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-01167-а и программой “Сильно коррелированные электроны в п/п, металлах, с/п и магнитных материалах”

Список литературы

1. А. А. Горбацевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токатлы, Письма в ЖЭТФ, **52**, 736 (1990)
2. Н. В. Аншукова, et al., ЖЭТФ, **97** №5, 1635 (1990).
3. А. И. Головашкин, et al., ЖЭТФ, **126**, вып.2, 415 (2004).
4. К. А. Валиев. Вестник РАН, **70**, N.8, 688, (2000).
5. Л. Солимар. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение, М.: “Мир”, (1974).
6. L. N. Zherikhina, et al., Czechoslovak Journal of Physics **46**, Suppl, 851 (1996)
7. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов ФТТ **26**, 1374 (1984)

Variation of magnetic field penetration pattern in YBCO film under the vicinity of manganite film in YBCO/LSMO hybrids

L.S. Uspenskaya[1)], *I.V. Kurbatova*

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Russia

T. Nurgaliev, C. Miteva

Institute of Electronics BAS, 72 Tsarigradsko Chaussee, 1784 Sofia Bulgaria

The magnetization process of the bilayer ferromagnetic-superconductor (YBCO/LSMO) ultra-thin films is investigated by magnetooptic visualization technique. Proximity effects are observed to vary drastically the pattern of flux penetration into YBCO film. Despite of high quality of studied films and the absence of twins, the perpendicular flux penetrates the film by vortex-antivortex avalanches, which were reported before to be a consequence of twinned film structure. Surprisingly, the in-plane field penetrates into the hybrid film at temperature slightly below the superconducting transition as extended flux-antiflux bands, which are transformed into coupled flux-antiflux spots at temperature decrease. Such flux behavior is likely to be determined by disturbance of configuration of stray fields by magnetic material.

The possibility of engineering of hybrid structures based on high-Tc superconductor and ferromagnetic materials opens up an appealing perspectives for applications. Particular interesting are heterostructures of ultra-thin films YBCO/manganite, in which manganese pirovskite exhibits high degree of spin polarization, colossal magnetoresistance and has very good reticular matching with high temperature cuprate superconductor. It is expected, that electrical properties of superconductor film in such heterostructure would be improved by additional pinning centers appeared due to magnetic domain structure of manganite and would be controlled in the same time by weak magnetic field, which saturates the magnetization of thin manganite film. However it is found the critical parameters of YBCO in heterostructure are worse than those in single YBCO film: the surface resistance measured at 8 GHz at $T = 77$ K is higher, critical temperature a few lower and critical current determined from hysteresis loops is by 2 orders of value lower [1].

All mentioned above motivate direct study of LSMO/YBCO heterostructure behavior under magnetic field, which was performed by magneto-optic visualization technique at temperature above and below T_c of superconductor. The MO method allows mapping of perpendicular to the film plane induction component only, but this is enough to reconstruct the domain structure of magnetic film as well as the vortex distribution in superconductor film [2, 3].

Both perpendicular to the film surface and in-plane orientations of applied magnetic field are studied. Perpendicular orientation looks more important to be studied as it corresponds to the flux induced by current flow in a film. However, any in-plane field magnetizes the manganite film easier, even in case when the manganite has a perpendicular anisotropy resulting from an interface stresses [4]. So, the main attention in our experiments is paid to the in-plane geometry of excitation.

Epitaxial $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO) thin films, deposited on (001) $LaAlO_3$ substrates at 700°C by off-axis RF magnetron sputtering and post-annealed at 600°C, were used in the study. The thickness of the films was about 20 nm. The $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ layer with thickness about 60 nm was evaporated on LSMO at the substrate temperature 780°C and annealed at 530°C. This procedure of growth provides high quality of the films. Only a few twins inherited from the LAO substrate were situated in the film, while the main area of the films was free from twins. The transition temperature of LSMO into ferromagnetic state determined by MO observations was $T_k = 336$ K, the transition of YBCO into superconducting state occurs at $T_c = 88$ K.

In the very first experiments we have found that the flux penetration pattern depended on the prehistory, namely on the prehistory of magnetization of the film at $T > T_c$. Therefore we have paid attention on the magnetic domain structure of manganite. It was found the virgin structure of manganite film after cooling from $T > T_k$ is labyrinth-like with period of 10 microns and perpendicular spontaneous magnetization M_s everywhere, but the twins, where the M_s is oriented in the film plane between the twins and perpendicular to the plane on the twin boundaries. During the cooling down to T_c the domain structure remains the same on twins and becomes maze-like

[1)] uspenska@issp.ac.ru

with micron and even smaller size in main film area like it was observed in [4] on thicker manganite films. However the presence of small in-plane magnetic field, even 1 Oe at temperature above 320 K, is enough to put the M_s into the film plane. Magnetization of virgin domain structure at room temperature by an in-plane field with the strength about 10 Oe also puts the M_s into the film plane. More over, magnetization by perpendicular magnetic field also rotates the M_s to the plane. The equilibrium in-plane magnetization direction is found to coincide with [110]. To be sure in repeatability of the results of our experiments we always saturated the film by the magnetic field about 1000 Oe at room temperature before cooling down the T_c.

The pattern of perpendicular flux penetration in our hybrid film at $T < T_c$ coincides with observations of other authors [5]. The flux penetrates the film like "dressed hair", by fine-tooth vortex avalanches. Such patten was ascribed to the presence of twins and magnetization direction disturbance on the twins. However some features of patterns of entering flux and trapped one doubt the influence of twins [6]. First, the pattern is the same in film areas with twins and without twins. Second, the trapped magnetic flux looks smooth in the same points where the entering flux is "haired", Fig. 1. And finally, the small scale interleaving of flux-antiflux can be resolved in the pattern. So, we rather come to the conclusion, that high permeability of magnetic layer influences the pattern of flux penetration, like it was predicted in Ref.[7]. The more

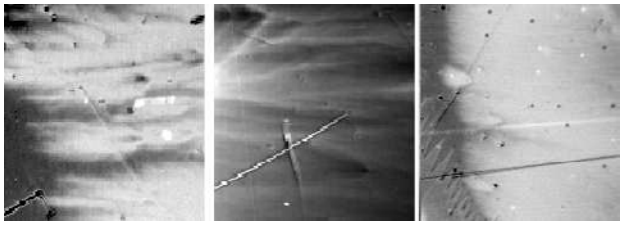


Fig. 1. Variation of fine features of pattern of perpendicular flux penetration in FM/SC film for penetrating and trapped flux. (a)

interesting are results concerning the in-plane field penetration into SC/FM hybrid film. Huge perpendicular perturbation of induction occurs which turns the in-plane flux expected to be observed into spots with alternating perpendicular flux at $T < T_c$, Fig. 2. The flux penetrates the film as wide bands, which are parallel to the film edge and perpendicular to filed direction at T slightly below T_c, Fig. 3.

Such flux behavior can be explain taking into account the magnetostatic fields configuration because of magnetic layer with high permeability and screening currents in superconducting material.

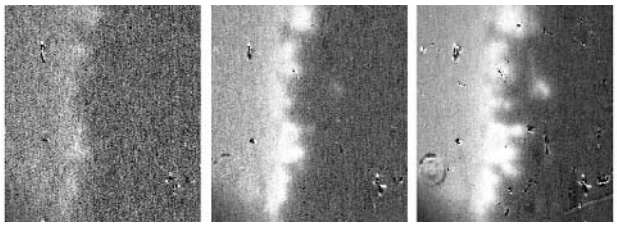


Fig. 2. Spot-like perpendicular induction perturbation of an in-plane field by FM/SC film at low temperature

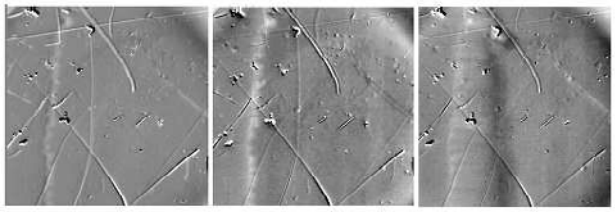


Fig. 3. Wide band with alternating perpendicular flux spreading to the film interior under the increasing in-plane field at T near T_c

The authors are thankful to A. Campbell for discussions. The work was partially supported by grants from RAS "New magnetic materials" and by RFBR grant 05-02-17166.

References

1. T. Nurgaliev, B. Blagoev, T. Donchev et al., Journal of Physics: Conference Series **43**, L-329 (2006).
2. L. A. Khapikov, L. Uspenskaya, I. Bdikin, Appl. Phys. Lett. **77**, L-2376 (2000).
3. P. Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, H. Kronmuller, Rep. Prog. Phys. **65**, 651 (2002).
4. Joonghoe Dho, N. Hur, Journ. Magn. Magn. Mater. **318**, 23 (2007).
5. L. Gozzelino, F. Laviano, P. Przyslupski et.al, Supercond. Sci. Technol. **19**, S50-S54 (2006).
6. L. Uspenskaya, T. Nurgaliev, et al., Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics **72**, 540 (2008), (Izvestiya RAN, ser.fiz. **72**, 572 (2008).
7. G. M. Maksimova, R. M. Ainbinder, I. L. Maksimov, Phys. Rev. B **73**, 214515 (2006).

Новый экспериментальный критерий перехода Березинского-Костерлица-Таулеса

М.А. Васютин[1)]

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия

Н.Д. Кузьмичев

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия

А.И. Головашкин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Измерены вольтамперные характеристики и гармоники напряжения монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи T_c. На токовых зависимостях амплитуды второй гармоники обнаружено два максимума. Показано, что первый максимум соответствует переходу Березинского-Костерлица-Таулеса (БКТ).

Для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) важно выяснение вопроса о существовании БКТ-перехода вблизи T_c. Из-за большой анизотропии проявление БКТ-перехода в висмутовых ВТСП купратах практически не оспаривалось, в то время как в иттриевых - предполагалось маловероятным. В ряде работ [1-3] был сделан вывод об отсутствии БКТ-перехода в ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). В частности, в [1] отсутствие БКТ-перехода в ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ определялось по ВАХ на постоянном токе для пленки толщиной $d = 1.2\,\mathrm{nm}$ при малых токах $< 10^{-7}\,\mathrm{A/m^2}$. Поскольку омические "хвосты" (рис. 1) наблюдались практически во всем исследуемом диапазоне температур, был сделан вывод о невозможности наблюдения БКТ-перехода. Аппроксимация ВАХ степенной функцией $V \sim I^{n(T)}$ не позволила корректно определить температуру БКТ-перехода T_{BKT}, т.к. показатель n зависел еще и от тока.

Однако в [4] было показано, что омические "хвосты" на ВАХ при малых токах обусловлены токовым шумом (рис. 2). Более того, результаты ряда других работ указывают на проявления БКТ-перехода в YBCO. В [5] в эпитаксиальных пленках YBCO наблюдался излом на магнитополевой зависимости температуры максимума диссипативной части магнитной восприимчивости. Он был объяснен как переход от двумерного к трехмерному поведению, а температура излома ассоциировалась с T_{BKT}. В [6] приведены аргументы в пользу наличия БКТ-перехода в пленках YBCO разной толщины, измеренных в [7]. Наконец, в [8] на сверхтонких пленках YBCO выполнены измерения не только на постоянном токе, но и на частотах 8 MHz

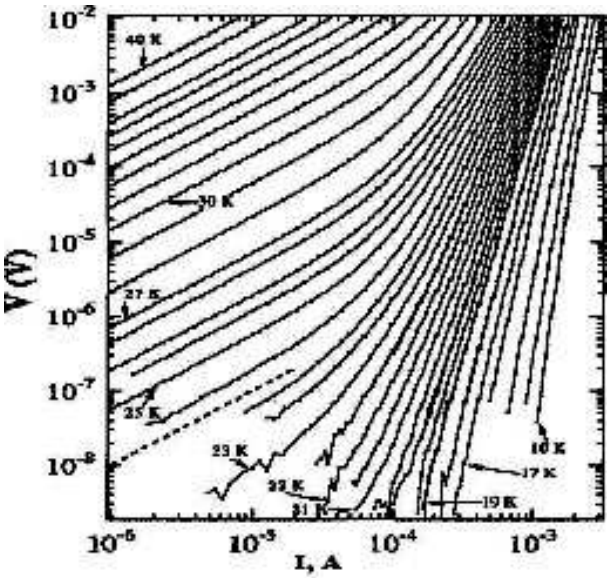


Рис. 1. ВАХ ультратонкой пленки YBCO при температурах вблизи T_c [1]. Штриховая линия показывает омический ход.

и 30 GHz. Полученные в этой работе характерные температуры связываются с T_{BKT}. Таким образом, утверждать об отсутствии БКТ-перехода в YBCO вблизи T_c, по-крайней мере, преждевременно. Кроме того, для установления наличия БКТ-перехода кроме ВАХ на постоянном токе, необходимы измерения и на переменном токе разных частот. В частности, большую информацию могут нести токовые, температурные и магнитополевые зависимости гармоник напряжения [9,10].

В данной работе исследованы монокристаллы YBCO размером $0.03 \times (0.3\text{-}1) \times (1\text{-}2)\,\mathrm{mm^3}$. Они имели $T_c = 91.9\text{-}92.7\,\mathrm{K}$ и ширину перехода $\Delta T_c < 0.3\,\mathrm{K}$. Большинство экспериментов выполнено на

[1)] kuzmichevnd@rambler.ru

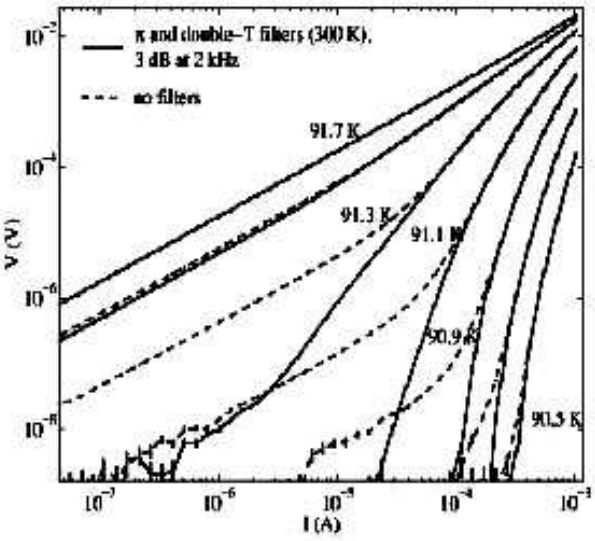


Рис. 2. ВАХ для пленки толщиной 210 нм [4]. Сплошные кривые измерены с пассивными П-фильтрами и двойными Т-фильтрами в экранированной комнате. Штриховые кривые получены без фильтров (при $T = 91.7$ K образец в нормальном состоянии.

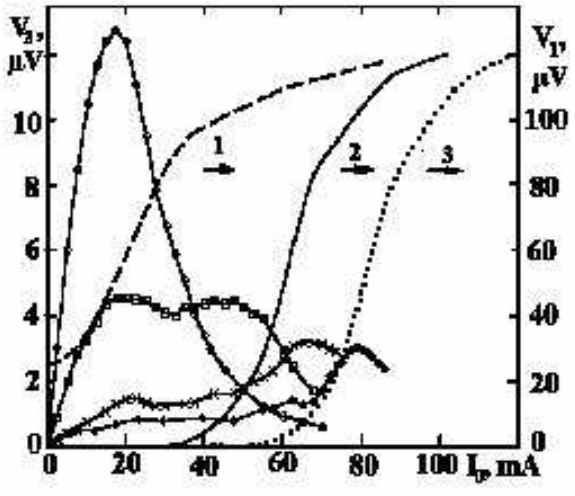


Рис. 3. Зависимости напряжения первой V_1 (кривые 1, 2 и 3) и второй V_2 гармоник от постоянного тока смещения I_0 при $i = 27$ mA для температур: 92 K (окружности); 91.7 K (квадраты); 91.4 K (крестики); 91.1 K (ромбы). Кривая 1 получена при $T = 92.0$ K, кривая 2 - при $T = 91.4$ K, кривая 3 - при $T = 91.1$ K.

постоянном и переменном токе частотой 1 kHz. На рис. 3 приведены зависимости первой V_1 и второй V_2 гармоник напряжения от постоянного тока смещения I_0 для разных T в интервале от 91 до 92 K. Видно, что кривая $V_2(I_0)$ для $T < 92$ K имеет два максимума. Положение первого максимума при $I_0 \sim 20$ mA практически не зависит от T, поэтому его невозможно связать с движением вихрей, образованных магнитным полем тока, под действием этого же тока. Величина первого максимума резко увеличивается с ростом T до 92 K. В рамках модели БКТ-перехода это объясняется тем, что при $I_0 \sim 20$ mA подавляющее число пар "вихрь-антивихрь" будет распарено, т. к. "число посадочных мест вихрей" ограничено, и при дальнейшем росте I_0 количество распареных вихрей будет расти медленнее, что приводит к уменьшению нелинейности ВАХ. Собственное магнитное поле тока тоже будет подавлять нелинейность ВАХ. Положение второго максимума с ростом T смещается в сторону уменьшения I_0. Наблюдается корреляция положения второго максимума с участком замедления роста V_1. При $T = 92$ K второй максимум практически сливается с первым.

Независимость положения первого максимума от T дает основание считать, что основной вклад в нелинейность ВАХ вблизи $T = 92$ K вносит БКТ-переход, т. к. T_{BKT} не должна зависеть от I. Второй максимум связан с крипом магнитного потока зондирующего тока, т. к. его положение сильно зависит от T, а величина меняется слабо и коррелирует с кривой V_1. Крип потока вносит основной вклад в нелинейность ВАХ при $T < 91.4$ K.

Экспериментальная токовая зависимость напряжения второй гармоники $V_2(I_0)$ предоставляет новый критерий существования БКТ-перехода в купратных сверхпроводниках, дающий возможность рассмотрения картины перехода при ненулевом токе. Экспериментальный критерий заключается в существовании максимума на кривой $V_2(I_0)$, положение которого не зависит от T вблизи T_c.

Работа поддержана РФФИ, РАН и Миннауки.

Список литературы

1. J. M. Repaci et al. Phys. Rev. B **54**, R9674 (1996).
2. D. R. Strachan et al. Phys. Rev. Lett. **87**, 067007 (2001).
3. D. R. Strachan et al. Phys. Rev. B **67**, 174517 (2003).
4. M. C. Sullivan et al. Phys. Rev. B **70**, 140503 (2004).
5. В. А. Хохлов и др. ФНТ **28**, 535 (2002).
6. А. Н. Артемов. ФТТ **47**, 1019 (2005).
7. J. Kotzler et al. Phys. Rev. Lett. **87**, 127005 (2001).
8. V. A. Gasparov. Low Temp. Phys. **32**, 838 (2006).
9. М. А. Васютин и др. ФТТ **48**, 2128 (2006).
10. N. D. Kuzmichev et al. Physica C **460-462**, Part 2, 849 (2007).

Секция N.
Новые сверхпроводники и родственные материалы.

Электронная структура, магнетизм и сверхпроводимость в ферропниктидах

И. Мазин [1)]

Center for Computational Materials Science, Naval Research Laboratory, Washington, D.C. 20375, USA

В докладе будет сделан краткий обзор наиболее непонятных и неожиданных результатов (экспериментальных наблюдений и численных расчетов) для новых сверхпроводников на основе FeAs. Будет рассказано о том, как в предположении спин-флуктуационного механизма появляется необычное сверхпроводящее состояние с s-симметрией и параметром порядка, меняющим знак. Вторая половина доклада будет посвящена возможному объяснению магнитных, структурных и транспортных свойств в нормальном состоянии и обсуждению возможности нестандартных спиновых флуктуаций даже в сверхпроводящих образцах.

[1)] mazin@nrl.navy.mil

Temperature Dependence of Low-Lying Electronic Excitations and Spectral Weight Transfer in $LaFeAsO_{1-x}F_x$

A. V. Boris [1)], *N. N. Kovaleva*

Max Planck Institute for Solid State Research, Stutgart, D-70569 Germany and Department of Physics, Loughborough University, Loughborough, LE11 3TU, United Kingdom

S. S. A. Seo, J. S. Kim, P. Popovich, Y. Matiks, R. K. Kremer, and B. Keimer

Max Planck Institute for Solid State Research, Stutgart, D-70569 Germany

Spectroscopic ellipsometry is used to determine the dielectric function of the superconducting $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ ($T_c = 27$ K) and undoped LaFeAsO polycrystalline samples in the wide range 0.01 - 6.5 eV at temperatures $10 \le T \le 350$ K. The free charge carrier response in both samples is heavily damped with the effective carrier density as low as 0.040 ± 0.005 electrons per unit cell. The spectral weight transfer in the undoped LaFeAsO associated with opening of the pseudogap at about 0.65 eV is restricted at energies below 2 eV. The spectra of superconducting $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ reveal a significant transfer of the spectral weight to a broad optical band above 4 eV with increasing temperature. Our data imply that the electronic states near the Fermi surface are strongly renormalized due to electron-phonon and/or electron-electron interactions.

The iron-based layered oxypnictides $LaFeAsO_{1-x}F_x$ represent a new class of superconductors with the highest transition temperature known apart from the cuprates [1, 2]. The relevance of electronic correlations for the unusual properties of these materials in the normal and superconducting states is being intensely debated [3, 4, 5, 6], and experiments that directly address this issue are highly desirable. Recent theoretical and experimental advances have demonstrated that electronic correlations profoundly influence the optical response at energies up to several eV [3, 7, 8]. Spectroscopic ellipsometry allows one to accurately detect such modifications and is hence a highly distinctive probe of electronic correlations in transition metal oxides [9, 10].

We report a comprehensive spectroscopic ellipsometry study of superconducting $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ ($T_c =$ 27 K) and nonsuperconducing LaFeAsO over a wide range of temperatures (10 - 350 K) and photon energies extending from the far infrared (IR) into the deep ultraviolet (UV), 0.01 - 6.5 eV. The optical conductivity spectra are dominated by a sequence of interband transitions. The contribution from the free charge carriers to the optical conductivity is extremely weak (0.04 ± 0.005 electrons per unit cell), confirming the DMFT predictions [3] that the density of states of the conduction band in LaFeAsO is renormalized in such a way that most of its SW is transferred to the Hubbard band. Further support for strong electronic correlations is derived from the temperature and doping dependence of the high-energy optical response. Specifically, the spectra of superconducting $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ reveal a significant transfer of SW from low energies, $\hbar\omega \lesssim 2$ eV, to a broad optical band above 4 eV with increasing temperature, whereas the SW redistribution in nonsuperconducting LaOFeAs is restricted to energies below 2 eV.

Polycrystalline samples of pristine and 10% F-substituted LaFeAsO were prepared following the procedure described in Ref.[3]. The ellipsometric measurements in the frequency range 0.75 - 6.5 eV were performed with a Woolam VASE variable angle ellipsometer of rotating-analyzer type. The sample was mounted on the cold finger of a helium flow cryostat with a base pressure of $2\text{x}10^{-9}$ Torr at room temperature. For the IR measurements from 0.01 to 1.0 eV we used home-built ellipsometers in combination with a Bruker IFS 66v/S FT-IR spectrometer placed at the infrared beam line IR1 at the ANKA synchrotron in Karlsruhe, Germany. The complex dielectric function, $\tilde{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$, and the related optical conductivity $\sigma_1(\omega) = \omega\varepsilon_2(\omega)/(4\pi)$, were directly determined from the ellipsometric parameters $\Psi(\omega)$ and $\Delta(\omega)$ [11]. The inversion of the ellipsometric data was performed within the framework of an effective medium approximation (EMA), which in the case of polycrystallline samples corresponds to the volume average of the anisotropic dielectric tensor projections.

Figure 1a shows the real part of the optical conductivity $\sigma_1(\omega)$ of both samples in a wide spectral range up to 6 eV at $T = 300$ K. The optical response is due to strongly superimposed optical bands. Based on a comparison of our data to band structure calculations [3, 4, 5], the low-energy optical bands around ~ 1 eV can be assigned to a variety of Fe3*d*-Fe3*d* transitions, the broad contribution at intermediate energies around ~ 3 eV to As4*p*-Fe3*d* interband transi-

[1)] A.Boris@fkf.mpg.de

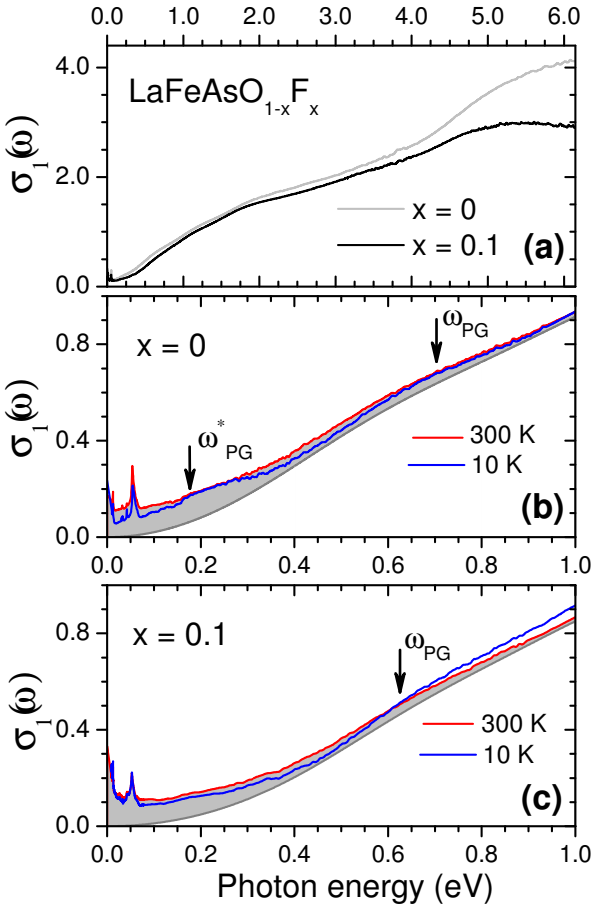


Fig. 1. (a) Optical conductivity of the $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ (black) and LaFeAsO (gray) measured at $T = 300$. Low-energy part of the spectra for (b) undoped and (c) F-doped samples at 300 K (red) and 10 K (blue). The dark gray lines and shaded areas in (b) and (c) show the low-energy tail from the interband transitions and the remaining intraband charge carrier contribution, respectively. Arrows mark the pseoudogap opening at $\omega_{PG} \approx 0.65$ eV ($\omega^*_{PG} \approx 0.16$ eV).

tions, and the high-energy optical bands around ~ 5 eV to O2p–Fe3d and O2p–La5d transitions, respectively. F-substitution results in a noticeable decrease of the optical conductivity at energies above 4 eV, which may be related to the reduced O2p character in this spectral range. However, F-doping does not strongly affect the response of electronic charge carriers near the Fermi level (Figs. 1b,c). The far-IR optical conductivity level is at about 110 - 130 $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ for both samples. We estimate the contribution from the free electron charge carriers by subtracting contributions from phonons and from the interband optical transitions (gray curves in Figs. 1b,c) and by integrating the optical conductivity using the relation $N_{eff}(\omega) = \frac{2mV}{\pi e2}\text{SW}(\omega)$, where the spectral weight $\text{SW}(\omega) = \int_0^\omega \sigma_1(\omega')d\omega'$, m is the free electron mass and V represents the unit-cell volume. The gray-shaded area in Fig. 1b (Fig. 1c) gives the effective charge carrier density in the pure (F-substituted) sample $N^D_{eff} = 0.043(0.038)$, which is consistent with the plasma frequency $\omega_{pl} = 0.67$ eV (0.61 eV) of the heavily damped Drude term, $\gamma^D = 0.55$ eV (0.47 eV). The effective carrier density estimated from the optical response is far below the corresponding values predicted by band structure calculations, which show a large Fe3d density of states at the Fermi level [4, 5]. For example, considering the isotropic effective medium in a linear approximation, we estimate $N^{EMA}_{eff} = \frac{mV}{4\pi e2}\frac{2\omega_{ab}2+\omega_c2}{3} \approx 0.37$, using the anisotropic in-plane and out-of-plane plasma frequencies, $\omega_{ab} = 2.30$ eV and $\omega_c = 0.32$ eV, determined from the LDA calculations [5]. This may imply that the SW of the free charge carriers is strongly renormalized due to electron-lattice or/and electron-electron interactions.

The temperature dependence of the optical SW can be instrumental in tracking down the origin of the crossover from the coherent Fermi liquid state to the incoherent regime in $LaFeAsO_{1-x}F_x$. The low-energy data of Figs. 1b,c already indicate the opening of the pseudogap with decreasing temperature at $\hbar\omega \lesssim 0.65$ eV in both samples. In addition, the undoped LaFeAsO sample reveals gapping at lower energies $\hbar\omega \lesssim 0.16$ eV and shows anomalies in the far-IR conductivity at the magnetic transition temperature $T_{SDW} \approx 155$ K. In our report, we focus on the large-scale SW transfer associated with the opening of the pseudogap. Figures 2 and 3 show temperature-difference spectra, $\Delta\sigma_1(\omega, T)$ and $\Delta\varepsilon_1(\omega, T)$ for the LaFeAsO and $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ samples, respectively. Positive $\Delta\sigma_1(\omega)$ changes below 0.65 eV in Figs. 2a and 3a indicate the evolution of the pseudogap with temperature. One can notice a concomitant transfer of SW to the higher-energy range around 1.2 eV. Temperature dependence of $\sigma_1(\omega)$ and $\varepsilon_1(\omega)$ show that these changes are continuous, with no singularity at any temperature in both samples.

Apparently, the SW loss, associated with the opening of the pseudogap in LaFeAsO is well balanced by the SW accumulated in a narrow energy range above the pseudogap. The additional features in $\Delta\sigma_1(\omega, T)$ above this energy arise from the conventional temperature behavior of the interband optical transitions, that is, an intraband redistribution of the SW due to narrowing and blue-shifts of the individual optical bands upon cooling. The T-dependence of the $\varepsilon_1(\omega, T)$ affords an independent and complementary probe of the SW shift. Figure 2b shows that $\varepsilon_1(\omega, T)$ is nearly temperature independent between 2.0 and 4.0 eV, which confirms the lack of any SW transfer.

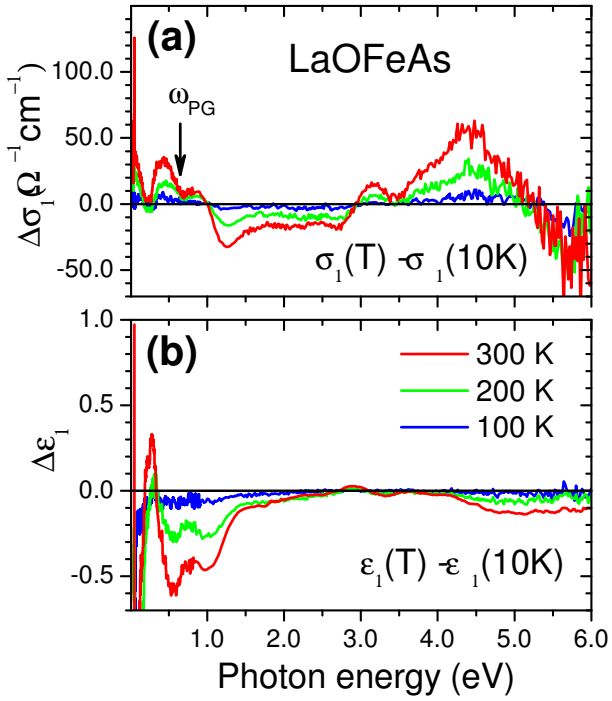


Fig. 2. Difference spectra (a) $\Delta\sigma_1(T,\omega) = \sigma_1(T,\omega) - \sigma_1(10K,\omega)$ and (b) $\Delta\varepsilon_1(T,\omega) = \varepsilon_1(T,\omega) - \varepsilon_1(10K,\omega)$ for LaFeAsO. Black arrows in (a) indicate the same energy $\omega_{PG} \approx 0.65$ eV as in Figs. 1b,c.

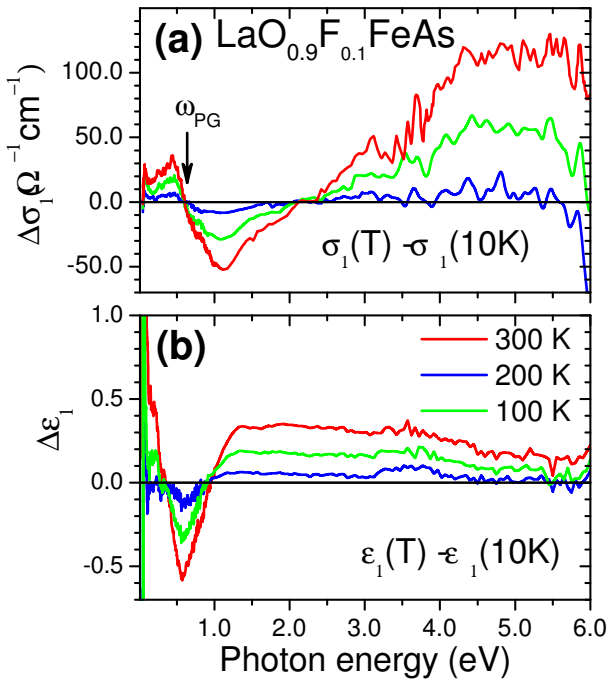


Fig. 3. Same as Fig. 2 for $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$.

In clear contrast, $\varepsilon_1(\omega,T)$ of the $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ sample exhibits strong temperature dependence at these energies, as shown by Figs. 3b. This strong positive shift of ε_1 with temperature is indicative of a substantial SW transfer from low ($\hbar\omega \lesssim 2.0$ eV) to high ($\hbar\omega \gtrsim 4.0$ eV) energies. Thus, in $LaFeAsO_{0.9}F_{0.1}$ the SW gain at $\hbar\omega_{PG} \lesssim \hbar\omega \lesssim 2.0$ eV exceeds the SW loss below ω_{PG} by $\Delta N_{eff} \approx 0.015$. This extra SW comes from higher energies and accounts for 40 % of the charge carriers SW $N^D_{eff} \approx 0.038$ electrons per cell or 1.5 % of the total SW below 2.0 eV.

A similar variation as large as $4-5\%$ of the total SW integrated below 2.0 eV has been observed in the normal state of high-T_c cuprates and quantitatively described by DMFT calculations, with the introduction of correlation effects [7]. By this approach, the temperature dependence of the SW is controlled by renormalized quasiparticle dispersion near the Fermi level. The temperature-driven SW transfer observed in the present study is a definitive signature of electronic correlations in Fe-based oxypnictides, which means that the optical conductivity above 4 eV may include optical transitions from the lower Hubbard band to the quasiparticle peak above the Fermi level [3]. To verify if the anomalous F-doping effect on the temperature dependence of the SW is inherent to the superconducting phase, further measurements on single crystals are needed. This would further imply, if confirmed, that doping leads to a dramatic change in the electron dispersion at the Fermi level. Actually, that is very likely in multiorbital LaFeAsO, where the Fermi surface topology is expected to be easily modified by doping.

The authors are thankful to L. Boeri, O. V. Dolgov, A. N. Yaresko, I. I. Mazin, O. K. Andersen for discussions, Y.-L. Mathis for his support at ANKA.

References

1. Y. Kamihara et al., J. A. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. G. F. Chen et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 247002 (2008).
3. K. Haule, J. H. Shim, and G. Kotliar, Phys. Rev. Lett. **100**, 226402 (2008).
4. D. J. Singh and M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008).
5. L. Boeri, O. V. Dolgov, and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **100**, 026403 (2008).
6. I. I. Mazin et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
7. A. Toschi et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 097002 (2005).
8. A. Comanac et al., Nature Physics **4**, 287 (2008).
9. A. V. Boris et al., Science **304**, 708 (2004).
10. N. N. Kovaleva et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 147204 (2004).
11. H. G. Tompkins and E. A.Irene, Eds., *Handbook of Ellipsometry*, Springer-Verlag, Germany (2005).

On superconductivity in the new family of platinum germanides MPt_4Ge_{12} with the crystal structure of filled skutterudite type

Yu. Grin, R. Gumeniuk, H. Rosner, M. Nicklas, W. Schnelle, H. Borrmann, A. Leithe-Jasper

Max-Planck-Institut fur Chemische Physik fester Stoffe, Dresden, Germany

Framework crystal structures of intermetallic compounds (cage compounds) attract attention because of the simultaneous occurrence of covalent (within the framework) and ionic (between the network and the filler atoms) atomic interactions in the materials which thereby attain metal-like behaviour in electronic transport properties. Whereas not finally proven, coexistence of different chemical bonding types seems to support a variety of physical behaviours. One of the most intriguing observations is the appearance of conventional and heavy-fermion superconductivity in cage compounds, especially among the so-called filled skutterudites, with the transition temperatures up to 17 K.

New compounds MPt_4Ge_{12} with the skutterudite-like network formed uniquely by platinum and germanium were synthesized for M = Sr, Ba [1, 2], M = La, Ce, Pr, Nd, Eu [2, 3, 5], M = Sm [3] as well as M = Th [4, 5], and M = U [5]. The crystal structure and composition were investigated by X-ray diffraction and microprobe analysis. Magnetic susceptibility, electrical conductivity and specific heat measurements reveal the appearance of superconductivity with transition temperatures up to 8.3 K (M = La). Parameters of the normal and superconducting states were established. Strong electron-phonon coupling and a crystal electric field singlet ground state is observed for $PrPt_4Ge_{12}$. Calculations of the band structure reveal a large electronic DOS at the Fermi level originating from Ge4*p* states. The calculations predict an enhancement of the superconducting transition temperature by replacement of platinum by gold in $BaPt_4Ge_{12}$, which was experimentally confirmed (7.0 K for $BaPt_3AuGe_{12}$ [6]).

References

1. E. Bauer, A. Grytsiv, X. Chen, N. Melnychenko-Koblyuk, G. Hilscher, H. Kaldarar, H. Michor, E. Royanian, G. Giester, M. Rotter, R. Podloucky, and P. Rogl, Phys. Rev. Lett. **99**, 217001 (2007).
2. R. Gumeniuk, W. Schnelle, H. Rosner, A. Leithe-Jasper, and Y. Grin, Phys. Rev. Lett. **100**, 017002 (2008).
3. R. Gumeniuk, W. Schnelle, H. Rosner, H. Borrmann, M. Nicklas, A. Leithe-Jasper, In 16th Int. Conf. on Solid State Compounds of Transition Elements. Book of Abstracts, Dresden, 2008, p. 341.
4. D. Kaczorowski, V. H. Tran, Phys. Rev. B **77**, 180504 (2008).
5. E. Bauer, G. Hilscher, H. Kaldarar, E. Royanian, H. Michor, X. Chen, A. Grytsiv, N. Melnychenko-Koblyuk, R. Podloucky, and P. Rogl, In 16th Int. Conf. on Solid State Compounds of Transition Elements. Book of Abstracts, Dresden, 2008, p. 341.
6. R. Gumeniuk, H. Rosner, W. Schnelle, M. Nicklas, A. Leithe-Jasper, and Y. Grin, Phys. Rev. B 041829 (2008) in press.

Superconductivity of Calcium C_{60} Intercalation Compound Synthesized by Shock-Wave Pressure

Yu. A. Ossipyan, N. S. Sidorov, A. V. Palnichenko[1)], *O. M. Vyaselev*

Institute of Solid State Physics,Russian Academy of Sciences, Moscow District 142432, Russia

M. V. Kartsovnik, M. Opel

Walther-Meissner-Institut, Bayerische Akademie der Wissenschaften, Walther-Meissner-Strasse 8, D-85748 Garching, Germany

V. V. Avdonin, D. V. Shakhrai, V. E. Fortov

Institute of Problems of Chemical Physics,Russian Academy of Sciences, Moscow District 142432, Russia

C_{60} fullerite has been Ca-intercalated under high pressure up to 240 kbar induced by a shock-wave. Magnetometric measurements have revealed superconductivity of the intercalated samples at 30 K.

Within the variety of fullerene-based compounds there are superconductors having superconducting transition temperature (T_c) as high as 30 K [1]. Wide choice of techniques for synthesizing new materials of this family gives good chances to find superconductors with even higher transition temperatures [2]. Traditionally, the fullerites are intercalated using vapor-phase or liquid-phase techniques. However, intercalants with low vapor pressure or high melting temperature of the order of 1000 K require high temperature ($\sim$ 1000 K) for the intercalation reaction. Moreover, practical time scale of the intercalation process for traditional methods ranges from several minutes to hundreds of hours [1, 3] due to diffusive origin of the intercalation process. Prolonged high-temperature heating during the intercalation reaction may cause incidental interaction of intercalant with material of the reaction chamber or evaporation of fullerene molecules, that essentially obstructs applicability of traditional methods.

A possible solution to this problem can be pressure-stimulated intercalation [4, 5] which is much more effective from the viewpoint of both thermodynamics and kinetics. This approach is potentially efficient because intercalation processes are usually followed by essential negative volumetric effect (30-60%), i.e. the volume of synthesis product is much smaller than initial total volume of reagents. High pressure applied to the reactant system may therefore stimulate the intercalation.

The pressure applied to the system can be elevated up to hundreds of kilobars by using shock waves [6]. The shock-wave impact, usually a few microseconds long, is much shorter than the intercalation reaction time for any of the methods mentioned above. Therefore, productive intercalation using this technique would imply diffusion rate of intercalant to the host matrix many orders of magnitude higher than in traditional techniques.

Here we report on the attempt to use shock-wave pressure method for calcium intercalation of C_{60} fullerite. The choice of the reaction components is motivated by the perspective to compare the result with the product of traditional techniques which is known to be a superconductor with $T_c = 8.2..8.8$ K [7, 8, 9].

The samples were synthesized in copper chambers using $\sim$240 kbar shock-wave pressure technique [10]. The starting reactants were 99.99%-pure C_{60} fullerene powdered single crystals and 99.5%-pure $\sim$200 μm grain size calcium powder, mixed in 2:1 volume ratio. For the current experiment, the estimated maximum temperature of the sample during the shock wave impact is less than 500°C.

X-ray analysis has shown that the samples in study are high-pressure phases thermodynamically unstable under normal conditions. The instability manifests itself in continuous modification of the diffraction pattern with varying exposure time of the X-ray measurements, unrelated to calcium oxidation. Finally, under normal conditions the samples degrade to the equilibrium state which is a mixture of multiple new crystallographic phases unknown to structural data bases.

Superconductivity of the sample was studied using Quantum Design MPMS XL7 SQUID magnetometer. Diagram in the insert in Figure 1 illustrates the measurement cycle. Initially, the sample was cooled in zero magnetic field down to 2 K (arrow a on the diagram). Then the magnetic field, H, was switched on (b), followed by warm-up (c) and measurement of the magnetic moment of the sample, $m_{\mathrm{ZFC}}(T)$ (Zero Field Cooling). During the subsequent cooling to 2 K in the

[1)] paln@issp.ac.ru

external field (d), the $m_{\rm FC}(T)$ (Field Cooling) curve was recorded. The magnetic field was then switched off (e) and the $m_{\rm Q}(T)$ (Quench) dependence was measured upon heating (f). Figure 1 shows temperature dependences of the magnetic moment normalized to external magnetic field, $m(T)/H$.

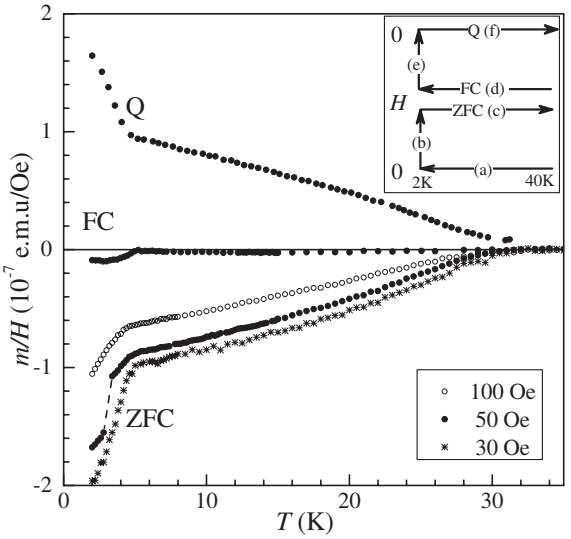


Fig. 1. Temperature dependences of magnetic moment normalized to magnetic field, $m(T)/H$, for the aged Ca/C_{60} sample. Top right diagram illustrates measurement cycle. Curve notations: ZFC – Zero-Field Cooling, $H = 30$, 50, and 100 Oe; FC – Field-Cooling, $H = 50$ Oe; Q – Quench, precooled in $H = 50$ Oe (see text).

The observed difference between the ZFC and FC regimes of $m(T)/H$, as well as the behavior of $m_{\rm Q}(T)/H$ indicate to superconducting nature of the diamagnetic signal. Stronger diamagnetism in the ZFC plots results from shielding of the magnetic field applied below the superconducting transition temperature, while weaker diamagnetic signal in $m_{\rm FC}(T)/H$ is partial expulsion of magnetic flux at $T < T_c$ (i.e. Meissner effect) from strongly pinned type-II superconductor, or from inhomogeneous superconductor containing normal inclusions. Reduction of the diamagnetic signal with field observed in the ZFC plots relates with either vortex penetration into type-II superconductor or partial suppression of superconductivity in inhomogeneous superconductor. Finally, the seemingly paramagnetic behavior of $m_{\rm Q}(T)/H$ results from the magnetic flux trapped by surface supercurrents originated due to the quench of external magnetic field at $T < T_c$.

The features of $m(T)/H$ curves in Fig. 1 evidence two superconducting phases, one with $T_c \approx 4.7$ K, and another one, vastly inhomogeneous, with an onset at $T_c \approx 30$ K.

Summarizing, the synthesized superconductors are apparently Ca-intercalated fullerites since shock-wave impacted C_{60} molecules are believed to remain intact [6, 10]. Moreover, as long as the shock wave does not break C_{60} molecules, we beliewe that its energy goes into kinetic energy of Ca atoms and C_{60} molecules, initially weakly bonded in the f.c.c. cubic cell by intermolecular Van der Waals interaction. This assists atomic and molecular rearrangements promoting the intercalation process. The superconducting transition temperatures of the shock-wave intercalation product differ essentially from $T_c = 8.4..8.8$ K of the known Ca-intercalated fullerites [7, 8, 9]. This evidences new superconducting phases of Ca-intercalated C_{60} fullerite. It should be emphasized that the superconductivity onset temperature 30 K observed in this study is way beyond known T_c's for Ca/C_{60} system, approaching the record-high $T_c = 33$ K achieved for fullerite-based superconductors [11].

References

1. M. S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, and P. C. Eclund, *The Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes* (Academic Press, San Diego, 1996).
2. O. Gunnarsson, *Alkali-Doped Fullerides: Narrow-Band Solids with Unusual Properties* (World Scientific Publishing Co., Singapore, 2004).
3. M. S. Dresselhaus and G. Dresselhaus, Adv. in Phys. **51**, 1 (2002).
4. I. T. Belash *et al.*, Synthetic Metals, **36**, 283 (1990).
5. V. V. Avdeev *et al.*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **92**, 1423 (1987) [Sov. Phys. JETP **65**, 800 (1987)].
6. Yu. A. Ossip'yan *et al.*, JETP Lett. **81**, 471 (2005).
7. A. R. Kortan *et al.*, Nature **355**, 529 (1992).
8. J. E. Schirber *et al.*, Physica C **213**, 190 (1993) .
9. H. Araki *et al.*, Physica C **233**, 242 (1994).
10. Yu. A. Ossipyan *et al.*, Chemical Physics Letters, **457**, 74 (2008).
11. K. Tanigaki *et al.*, Nature, **352**, 222 (1991).

Экспериментальное наблюдение двукратного подавления сверхпроводимости в бислоях сверхпроводник-ферромагнитный сплав

А. С. Сидоренко, В. И. Здравков, Р. Морари

Институт электроники и промышленных технологий АНМ, 2028 Кишинев, Молдова

J. Kehrle, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, R. Tidecks

Institut für Physik, Universität Augsburg, Augsburg, D-86159, Germany

В. В. Рязанов

Институт физики твердого тела РАН, 132432 Черноголовка, Россия

Л. Р. Тагиров[1)]

Казанский государственный университет, 420008 Казань, Россия

Сообщаются результаты экспериментального наблюдения двукратного подавления сверхпроводимости в ультратонких бислоях ниобий – ферромагнитный сплав $Cu_{41}Ni_{59}$. При толщине слоя Nb порядка 6.2 нм и увеличении толщины ферромагнитного сплава температура сверхпроводящего перехода T_c сначала резко падала вплоть до полного подавления сверхпроводимости при толщине ферромагнитного сплава $d_{\mathrm{CuNi}} \simeq 2.5$ нм; при дальнейшем увеличении толщины d_{CuNi} сверхпроводимость вновь восстанавливалась для $d_{\mathrm{CuNi}} \geq 25$ нм. При дальнейшем увеличении толщины ферромагнитного слоя сверхпроводимость подавлялась вторично при $d_{\mathrm{CuNi}} \simeq 38$ нм. Такое необыкновенное поведение температуры сверхпроводящего перехода связывается с реализацией квазиодномерного состояния Фульде-Феррелла-Ларкина-Овчинникова.

В слоистых системах сверхпроводник-ферромагнитный металл (С/Ф) сверхпроводящая парная функция не просто экспоненциально затухает вглубь ферромагнитного металла, а одновременно осциллирует [1]. Осцилляции парной волновой функции связываются с реализацией квазиодномерного неоднородного состояния, подобного предложенному Фульде-Ферреллом [2], и Ларкиным-Овчинниковым [3] (ФФЛО). Природа ФФЛО состояния заключается в спиновом расщеплении зоны проводимости ферромагнитного металла. Электроны со спином вверх и спином вниз, составляющие куперовскую пару, попадают в разные спиновые подзоны зоны проводимости ферромагнитного металла, в которых они имеют существенно различающиеся фермиевские импульсы. В результате суммарный импульс куперовской пары становится отличным от нуля, и волновая функция пар осциллирует в пространстве. Наличие фазы у волновой функции приводит к интерференционным явлениям, и плоско-параллельный слой ферромагнитного материала исполняет интерферометра. Если толщина слоя ферромагнитного металла меняется, то меняются условия интерференции парной волновой функции на С/Ф границе. Соответственно модулируется поток куперовских пар из сверхпроводника в ферромагнетик, то есть связь между С и Ф слоями, и температура сверхпроводящего перехода T_c становится зависящей от толщины ферромагнитного слоя.

Наиболее яркое явление, предсказанное теорией, это возвратное поведение сверхпроводимости [4, 5, 6]. Вопреки ожиданию, что подавление сверхпроводимости будет монотонно усиливаться с ростом толщины ферромагнитного слоя d_F, расчет дает начальное подавление T_c до нуля, а затем, при дальнейшем росте d_F, сверхпроводимость восстанавливается. При определенной комбинации материалов этот процесс может периодически повторяться.

В настоящей работе в качестве материала сверхпроводящего слоя был выбран ниобий, а в качестве материала для ферромагнитного слоя – сплав $Cu_{1-x}Ni_x$ с $x \simeq 0.59$. Образцы были приготовлены магнетронным распылением на коммерческие кремниевые подложки при комнатной температуре. После откачки системы все три мишени, кремния, ферромагнитного сплава и ниобия, подвергались предварительному рас-

[1)] ltagirov@mail.ru

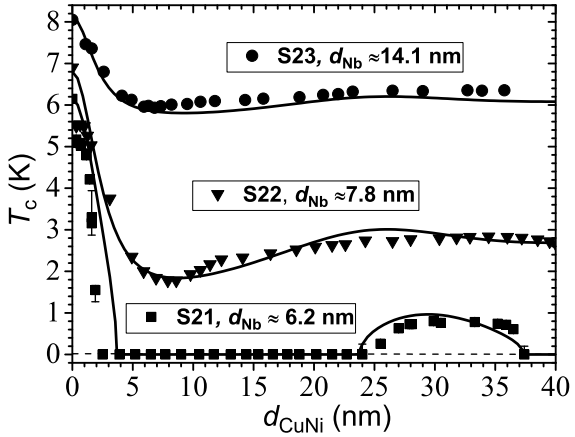
пыления в течение 10-15 минут, чтобы удалить загрязнения и уменьшить давление остаточных газов. Для получения высококачественных слоев Nb с необходимой толщиной в диапазоне 5-10 нм была применена методика движущегося магнетрона для обеспечения однородности толщины и уменьшения времени экспозиции [7]. Для получения серии образцов с изменяющейся толщиной ферромагнитного слоя $Cu_{1-x}Ni_x$ была применена опробованная нами ранее методика напыления клиновидного слоя [8]. Чтобы подготовить этот клин, кремниевая подложка длиной 80 мм и шириной 7 мм была установлена на расстоянии 4.5 см оси симметрии мишени. Клин получался в результате естественного пространственного градиента потока материала, движущегося с мишени. Для контроля толщины слоя ниобия, профиля клина ферромагнитного сплава $Cu_{1-x}Ni_x$ и его состава в каждой серии был использован метод обратного резерфордовского рассеяния. Образцы равной ширины для измерений T_c были получены распиливанием длинной подложки поперек клина на 30-35 полосок шириной 2 мм.

На рисунке приведены результаты измерений T_c для 3-х серий образцов с толщиной $d_{\rm Nb} \simeq 14.1$ нм, с $d_{\rm Nb} \simeq 7.8$ нм и $d_{\rm Nb} \simeq 6.2$ нм. В серии с толщиной сверхпроводящего слоя $d_{\rm Nb} \simeq 14.1$ нм температура перехода уменьшалась с ростом $d_{\rm CuNi}$, выходя после неглубокого минимума на плато. Такое поведение $T_c(d_{\rm CuNi})$ наблюдалось и ранее [1]. В серии с толщиной сверхпроводящего слоя $d_{\rm Nb} \simeq 7.8$ нм температура перехода уменьшалась почти до полутора градусов, затем T_c значительно возрастала, превышая 2.5 K при толщине $d_{\rm CuNi} \simeq 30$ нм. Наконец, в серии с толщиной сверхпроводящего слоя $d_{\rm Nb} \simeq 6.2$ нм меньшей, чем сверхпроводящая длина когерентности слоя Nb, наблюдалась двукратное подавление сверхпроводимости: в диапазоне $d_{\rm CuNi} = 1 - 2.5$ нм T_c резко падала до нуля, затем при $d_{\rm CuNi} > 24$ нм сверхпроводимость восстанавливалась, а потом снова обращалась в ноль при $d_{\rm CuNi} \simeq 38$ нм.

Результаты измерений интерпретировались в рамках теории эффекта близости в С/Ф слоистых системах [5]. Сплошные линии на рисунке получены подгонкой всех кривых фактически с единым набором параметров, указанных в подписи к рисунку.

Авторы благодарны J. Aarts, C. Attanasio, А. И. Буздину, А. Голубову, М. Ю. Куприянову, В. Обознову, Z. Radovic за стимулирующие обсуждения и сотрудничество.

Работа поддержана проектами BMBF (MDA01/007), РФФИ (07-02-00963-а) и РФФИ-Молдова (08-02-90105_Mol-a), программой ОФН РАН “Спинтроника”



Немонотонная зависимость $T_c(d_F)$ в бислоях $Nb/Cu_{1-x}Ni_x$ ($x = 0.59$). Сплошные кривые построены с использованием теории [5] при следующих значениях параметров: (S23) длина когерентности в сверхпроводнике $\xi_S = 10.0$ nm, отношение удельных шарвиновских проводимостей $N_F v_F / N_S v_S = 0.22$, параметр прозрачности S/F границы $T_F = 0.43$, длина когерентности в сверхпроводнике $\xi_{F0} = 10.6$ nm, отношение длины свободного пробега к длине когерентности в ферромагнетике $l_F/\xi_{F0} = 1.1$; (S22) $\xi_S = 9.8$ nm, $N_F v_F / N_S v_S = 0.22$, $T_F = 0.55$, $\xi_{F0} = 10.6$ nm, $l_F/\xi_{F0} = 1.1$; (S21) $\xi_S = 9.6$ nm, $N_F v_F / N_S v_S = 0.22$, $T_F = 0.59$, $\xi_{F0} = 11.0$ nm, $l_F/\xi_{F0} = 1.1$. Длина когерентности БКШ в Nb была взята $\xi_{BCS} = 42$ nm.

Список литературы

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
2. P. Fulde and R. Ferrell, Phys. Rev., **135**, A550 (1964).
3. А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ, **47**, 1136 (1964).
4. M. G. Khusainov and Yu.N. Proshin, Phys. Rev. B, **56**, 14283 (1997); Erratum: Phys. Rev. B, **62**, 6832 (2000).
5. L. R. Tagirov Physica C, **307**, 145 (1998).
6. Б.П. Водопьянов и Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, **78**, 1043 (2003).
7. V. I. Zdravkov, A. S. Sidorenko, G. Obermeier *et al.*, Phys. Rev. Lett., **97**, 057004 (1996).
8. A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, A. Prepelitsa *et al.*, Ann. Phys. (Berlin), **12**, 37 (2003).

The de Haas - van Alphen effect study of the Fermi surface of ZrB_{12}

V. A. Gasparov[1)]

Institute of Solid State Physics RAS, 142432, Chernogolovka, Moscow district, Russian Federation

I. Sheikin, F. Levy

Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, BP166, 38042 Grenoble Cedex 9, France

J. Teyssier, G. Santi

Département de Physique de la Matière Condensée, Université de Genève, 1211 Genève 4, Switzerland

We report the first experimental study of the Fermi surface, FS, of the cluster superconductor ZrB_{12}, using the de Haas–van Alphen dHvA effect by magnetic torque measurements in magnetic fields up to 28 T and temperatures down to 0.07 K. The band structure and dHvA frequencies as well as the cyclotron effective masses were calculated using the full potential Linear Muffin-Tin Orbital method within the Generalized Gradient Approximation. We have found that the FS of ZrB_{12} consist from hole open FS sheet and closed electron "Cubic Box" sheets. The dHvA oscillations due to orbits from the Neck sections and Cubic Box of the FS were detected, while Belly orbits were not observed. The comparison of the angular dependence of the dHvA frequencies with the band-structure calculations implies overall agreement with theoretical model. The comparison of the experimental and calculated cyclotron mass shows unusually large electron-phonon interaction on Neck ($\lambda_{ep} = 0.95$) and Box ($\lambda_{ep} = 1.07$) sections of the FS on the Brillouin zone, BZ, boundaries. Results support observation of magnetic breakdown between Neck and Box sheets at $\vec{B}\|\langle 110\rangle$ in fields above 25 T.

Although the superconductivity in ZrB_{12} was discovered long time ago [1], there has been little and controversial efforts devoted to study the electron transport and superconducting properties in these compounds. From the point–contact spectroscopy study [2] and tunnelling and magnetic characterization of ZrB_{12} [3], it was concluded that ZrB_{12} is a strong coupling s-wave superconductor with $2\Delta(0)/k_BT_c = 4.8$. At the same time, it was suggested from the specific heat measurements [4], that it is a single gap marginal BCS superconductor with $2\Delta(0)/k_BT_c = 3.7$. Gasparov *et al.* [5] suggested that unconventional features observed in ZrB_{12} can be explained by two band BCS model scenario with different not only superconducting gap but T_c as well. Recently the optical study and band structure calculations of ZrB_{12} [7] by self-consistent full potential Linear Muffin-Tin Orbital (LMTO) method, have been also reported. Knowledge of the experimental FS in this cluster compound is critical for understanding two–gap model suggested in Ref.[5]. Here, we report a first detailed study of the dHvA effect in ZrB_{12} single crystals and a comparison with predictions of the band-structure calculations. [6]

Dodecaboride ZrB_{12} crystallizes in the *fcc* structure of the UB_{12} type, a rock salt type structure with Zr on Na and B_{12} clusters on Cl sites. The boron atoms form B_{12} cub octahedral unit clusters. The dHvA measurements reported here have been performed on a samples that had been previously studied for the electron transport, magnetic penetration depth and $H_{c2}(T)$ [5]. The dHvA oscillations were observed by measuring the torque with a capacitive cantilever technique [8]. The measurements were performed on M6 and M10 respectively 23 T and 28 T resistive magnets of the Grenoble High Magnetic Field Laboratory. In the measurements, $\langle 100\rangle, \langle 110\rangle$ and $\langle 111\rangle$ axis of the sample were parallel to the rotation axis, this allowed the magnetic field to be rotated in the sample basal planes. The measurements were made at different temperatures in the range 0.07 K to 4.2 K with the sample immersed in a pumped ^{3}He or ^{4}He bath.

The electronic structure of ZrB_{12} was calculated using LMTO method within the Generalized Gradient Approximation. The details of the calculation are presented elsewhere [7]. The FS was computed over a $30 \times 30 \times 30$ mesh in the irreducible part of the first Brillouin zone (BZ). The corresponding extremal orbits from the first Cu-like but hole FS sheet and those from the second "Box"-like sheet are shown in Fig. 2. The cyclotron band mass for each extremal orbit is obtained by numerical differentiation of S_F versus E.

The solid lines in Fig. 1, shows the excellent agreement between the *ab initio* electronic structure calculations and the measured one. The lowest frequency branch between 1.5 and 2 kT corresponds to the Necks

[1)] vgasparo@issp.ac.ru

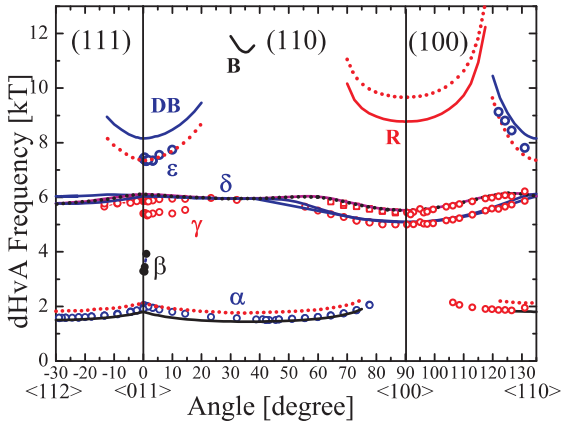


Fig. 1.(color online) Experimental (symbols) and calculated (solid and dotted lines) dHvA frequencies of ZrB_{12}. DB, B and R denote the Dog's bone, Belly and Rosette orbits, respectively. Dotted lines shows result of calculations for $E_F - 0.16$ eV.

of the hole sheet. The branches in the vicinity of 6 kT are the signature of the nearly cubic boxes of electron sheet. We have done a calculation with E_F slightly shifted by -0.16 eV which was the estimated shift to bring the calculated "Dog's bone" ϵ branch over the experimental one (dotted curves in Fig. 1). However, the resulting shift of the Neck branch moves to another direction. Another possible explanation for ϵ branch relies on the observation that two FS sheets are nearly or fully degenerate in several points of the BZ. This fact provides the magnetic breakdown at magnetic fields above 25 T.

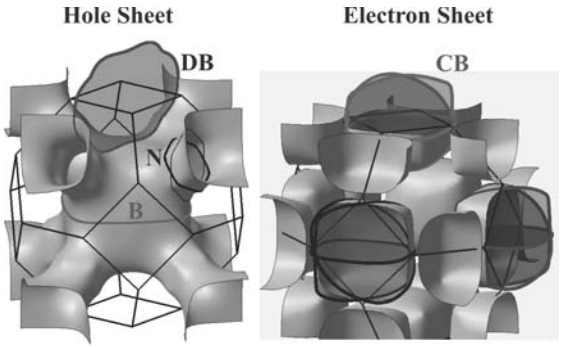


Fig. 2. Theoretical model of the FS of ZrB_{12}: electron and hole sheets.

The cyclotron effective masses m_c were measured for the Neck and Box orbits from the temperature dependence of the dHvA amplitude A of α and δ branches, by performing field sweeps at different temperatures. The $A(T)$ dependence can be approximated as: $A/T = \text{const}/\sinh(m_c T/B)$. We determined m_c equal to $(0.41 \pm 0.01)\ m_o$ for Neck branch for $\vec{B}\|\langle 111\rangle$ and $m_c = (0.83 \pm 0.09)\ m_0$ for the Box sections at $\vec{B}\|\langle 100\rangle$. Calculating the electron-phonon coupling constant λ_{ep} from $m_{exp}/m_{calc} = \lambda_{ep} + 1$ [9], we observed the large value of $\lambda_{ep} = 0.95$, on Neck section at $\vec{B}\|\langle 111\rangle$, decreasing quickly at larger and smaller angles. The λ_{ep} for Box sheet at $\vec{B}\|\langle 100\rangle$ is also large, 1.07, and also sharply decreases at 13° from $\langle 100\rangle$. The Dingle temperature T_D was obtained from the plot of A versus $1/B$. For the $\vec{B}\|\langle 111\rangle$, the T_D is rather large 16.8 K for the Neck section and 19 K for Box sections at $\vec{B}\|\langle 100\rangle$. The absence of dHvA oscillations for Belly section, could be due to a large difference in the τ.

In summary, we have presented the first experimental study of the FS of the cluster superconductor ZrB_{12}, using dHvA effect. Results are in excellent agreement with band structure calculations of the FS topology of this compound. The comparison of the experimental and calculated cyclotron mass shows unusually large electron-phonon interaction on the sections of the FS on BZ. Results support observation of magnetic breakdown from Neck and Box sheets in fields above 25 T.

We are indebted to V.B. Filipov, A.B. Liashchenko and Yu.B. Paderno, for preparation the ZrB_{12} single crystal ingot. This work was supported by the RAS Program: New Materials and Structures (Grant 4.13), CNRS (Ref. SM0606), SNSF through grant 200020-109588 and the NCCR MaNEP.

References

1. B. T. Matthias, T. H. Geballe, K. Andres, E. Corenzwit, G. Hull, J. P. Maita, Science **159**, 530 (1968).
2. D. Daghero, R. S. Gonnelli, G. A. Ummarino, A. Calzolari, V. Dellarocca, V. A. Stepanov, V. B. Filippov and Yu. B. Paderno, Supercond. Sci. Technol. **17**, S250 (2004).
3. M. I. Tsindlekht, G. I. Leviev, I. Asulin, A. Sharoni, O. Millo, I. Felner, Yu. B. Paderno, V. B. Filippov, M. A. Belogolovskii, Phys. Rev. B **69**, 212508 (2004).
4. R. Lortz, Y. Wang, S. Abe, C. Meingast, Yu. B. Paderno, V. Filippov, and A. Junod, Phys. Rev. B **72**, 024547 (2005).
5. V. A. Gasparov, N. S. Sidorov, I. I. Zver'kova, Phys. Rev. B **73**, 094510 (2006).
6. V. A. Gasparov, I. Sheikin, F. Levy, J. Teyssier, G. Santi, arXiv:0710.4628v1 (2007).
7. J. Teyssier, A. B. Kuzmenko, D. van der Marel, F. Marsiglio, A. B. Liashchenko, N. Shitsevalova, and V. Filippov, Phys. Rev. B **75**, 134503 (2007).
8. I. Sheikin, A. Gröger, S. Raymond, D. Jaccard, D. Aoki, H. Harima, and J. Flouquet, Phys. Rev. B **67**, 094420 (2003).
9. V. A. Gasparov and R. Huguenin, Adv. Phys. **42**, 393 (1993).

Новый сверхпроводник со слоистой кристаллической структурой: оксивисмутид никеля $LaNiO_{1-\delta}Bi$

В.Л. Кожевников, О.Н. Леонидова, А.Л. Ивановский, И.Р. Шеин

Институт химии твёрдого тела Уральского отделения РАН, 620041 Екатеринбург, ГСП-145, Россия

Б.Н. Гощицкий, А.Е. Карькин

Институт физики металлов Уральского отделения РАН, 620041 Екатеринбург, ГСП-170, Россия

Приведены результаты синтеза новой слоистой фазы - оксивисмутида никеля $LaO_{1-\delta}NiBi$ в ряду оксипниктидов и ее свойствах в сверхпроводящем и нормальном состояниях. Хотя $T_c = 4.4\,K$ значительно меньше достигнутой в настоящее время $T_c = 55\,K$ в оксиарсениде $SmO_{1-\delta}FeAs$, сходство кристаллических структур и зависимостей $\rho(T)$ свидетельствуют о том, что механизм, лежащий в основе возникновения сверхпроводящего состояния в оксивисмутида лантана и оксиарсенида самария, одинаков.

Недавнее открытие сверхпроводимости при $T_c = 26\,K$ в оксиарсениде железа LaFeOAs, допированном фтором [1] , инициировало многочисленные работы, направленные на поиск структурных аналогов с более высокими значениями T_c, главным образом, путём замещения La другими лантаноидами (Ln), и выяснение возможных механизмов возникновения сверхпроводимости в оксиарсенидах. Следует, однако, отметить, что сверхпроводимость была обнаружена ранее и в оксифосфидах LaOFeP, LaNiOP, хотя и при значительно меньших $T_c = 4\,K$ [2, 3]. Таким образом, можно с определенностью утверждать, что роль мышьяка в формировании структуры и собственно сверхпроводящего состояния в слоевых оксипниктидах не является уникальной. В настоящей работе мы сообщаем о результатах синтеза новой слоистой фазы $LaO_{1-\delta}NiBi$ и ее свойствах в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

Предварительные вычисления зонной структуры серии фаз LaOMBi, где M = Sc, Ti...Ni, Cu, с помощью полно-потенциального метода LAPW+lo с использованием обобщенных градиентных поправок (GGA) в обменно-корреляционный потенциал в форме PBE [4] показали, что четко выделяются две группы оксивисмутидов: немагнитные фазы с M = Sc, Ti, Ni и Cu, и все другие, для которых основным (наиболее стабильным) является магнитное состояние. Замещение мышьяка на висмут приводит к увеличению объема элементарной ячейки, а также к ряду особенностей в электронных и магнитных состояниях мышьяк- или висмутсодержащих фаз. В частности, согласно расчетам, "пограничной" фазой между магнитными и немагнитными оксиарсенидами является LaOFeAs, тогда как в ряду оксивисмутидов - LaONiBi.

Основываясь на этих результатах, мы сделали попытку синтеза систем $LaO_{1-\delta}NiBi$ и $LaO_{1-\delta}FeBi$. Процедура синтеза включала получение LaBi путем сплавления высокочистых металлов La и Bi на начальной стадии. Далее порошки карбонильного никеля или железа, а также соответствующих оксидов, добавлялись к прекурсору LaBi в номинальной пропорции, соответствующей $\delta = 0.2$. Затем смеси тщательно гомогенизировали и прессовали в виде таблеток. Таблетки заворачивали в танталовую фольгу и помещали в кварцевые ампулы, которые затем вакуумировали и запаивали. Ампулы отжигались при 800 °C в течение 10 часов. Процедура повторялась несколько раз.

По данным рентгеновской дифракции в синтезированных образцах $LaO_{1-\delta}NiBi$ присутствует около 5% примесных фаз. Дифракционные пики индексируются в пространственной группе P4/nmm, параметры тетрагональной элементарной ячейки равны $a = 4.073$ и $c = 9.301$ Å. В образцах $LaO_{1-\delta}FeBi$ содержание основной фазы составляло лишь немногим более 50%; параметры решетки: $a = 4.071$ и $c = 9.296$ Å.

Образцы $LaO_{1-\delta}NiBi$ показывают узкий сверхпроводящий переход. Электросопротивление обращается в нуль при $T_c = 4.2\,K$, почти полное экранирование наблюдается при $T < 3\,K$. Второе критическое поле H_{c2}, определенное по 0.9 от электросопротивления в нормальном состоянии, показывает приблизительно линейную температурную зависимость с наклоном $dH_{c2}/dT = 1\,Тл/K$, Рис. 1. Эта величина того же порядка, что в оксиарсениде LaONiAs [5]. В образцах с номинальным составом $LaO_{1-\delta}FeBi$, $\delta = 0.2$, сверхпроводимость отсутствует при $T > 1.5\,K$, что подтверждает выводы работы [6].

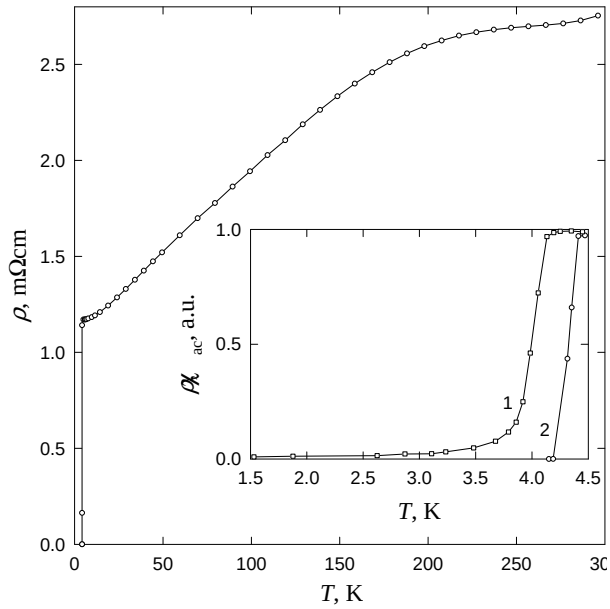


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления образца $LaO_{0.8}NiBi$. На вставке показаны сверхпроводящие переходы по данным измерений ac-восприимчивости (1) и электросопротивления (2).

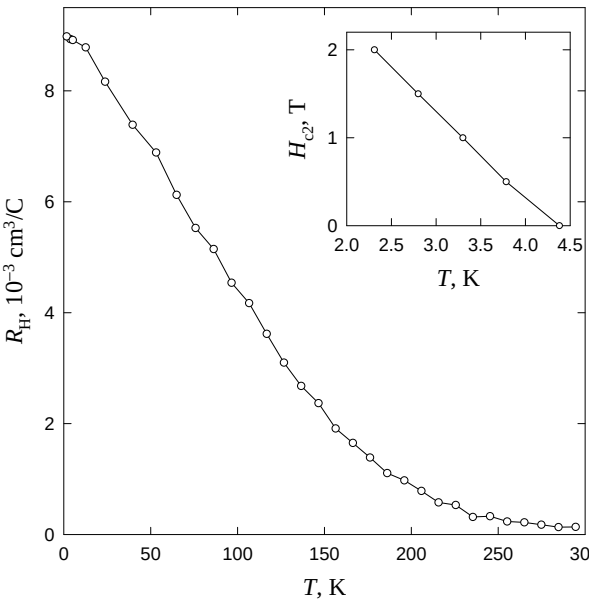


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Холла для образца $LaO_{0.8}NiBi$ в магнитном поле 13.6 Тл. На вставке показана температурная зависимость второго критического поля.

Температурные зависимости ρ (Рис. 1) и R_H (Рис. 2) в $LaO_{0.8}NiBi$ показывают довольно сложное поведение, отражающее многозонный характер электронных состояний. Величина R_H положительна при низких температурах и стремится к нулю при температурах порядка комнатной. Похожее изменение $R_H(T)$ наблюдали в легированном стронцием соединении LaOFeAs [5]. Это свидетельствует о присутствии электронов, вклад которых в транспорт увеличивается с ростом T, чем, по-видимому, и объясняется выполаживание зависимости $\rho(T)$ при высоких температурах.

В заключение отметим, что нами впервые синтезированы оксивисмутиды $LaO_{0.8}NiBi$ ($T_c = 4.4$ K) и $LaO_{0.8}FeBi$ (сверхпроводимость отсутствует при $T > 1.5$ K). Свойства сверхпроводящего и нормального состояний в $LaO_{0.8}NiBi$ похожи на свойства оксиарсенидов. Это позволяет предполагать, что механизма возникновения сверхпроводящего состояния является универсальным для всего семейства оксипниктидов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН “Квантовая макрофизика” и “Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированного состояния”, гранта РФФИ №07.02.00020 и Государственного контракта №02.518.11.7026.

Список литературы

1. Y. Kamihara et al., J.Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. Y. Kamihara et al., J. Am. Chem. Soc. **128**, 1001 (2006).
3. T. Watanabe et al., Inorg. Chem. **46**, 7719 (2007).
4. J. P. Perdew et al., PRL **77**, 3865 (1996).
5. G. Xu et al., Cond-mat/arXiv:0803.1282v2 (2008).
6. Z. Li et al., Cond-mat/arXiv:0803.2572v1 (2008).

Dynamical scaling at the metal-insulator transition in YH_x

A. V. Pronin[1)]

Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD), FZ Dresden-Rossendorf , 01314 Dresden, Germany
and A. M. Prokhorov Institute of General Physics, 119991 Moscow, Russia

I. G. Romijn, H. B. Brom, A. F. Th. Hoekstra

Kamerlingh Onnes Laboratory, Leiden University, 2300 RA Leiden, The Netherlands

B. P. Gorshunov

A. M. Prokhorov Institute of General Physics, 119991 Moscow, Russia

J. Wosnitza

Hochfeld-Magnetlabor Dresden (HLD), FZ Dresden-Rossendorf , 01314 Dresden, Germany

There are strong indications that the light-induced metal-insulator transition in YH_x is a quantum phase transition. If true, the conductivity should develop not only a characteristic scaling behavior with regard to doping and temperature, but also to frequency. Here we present our results on the frequency-temperature scaling of the conductivity in YH_x at sub-terahertz frequencies on the insulating and metallic sides of the metal-insulator transition. In the insulating state, the data suggest the expected ω/T-scaling to hold. In the metallic phase, however, this scaling breaks down, and the sub-terahertz conductivity demonstrates frequency-independent behavior. These results do not agree with the simplest picture of a quantum phase transition.

Yttrium hydride (YH_x, $2 \leq x \leq 3$) demonstrates a remarkable transition of its electronic and optical properties upon change of hydrogen concentration: a thin YH_x film can be continuously (and reversibly) brought from a shiny metal at $x = 2$ to a transparent dielectric at $x \to 3$, simply by changing pressure of the surrounding hydrogen gas [1]. Hoekstra et al. showed that the metal-insulator transition (MIT) could be neatly passed under constant hydrogen pressure (and, consequently, constant x) by the change of carrier doping via ultraviolet illumination at low temperatures [2]. The effect of light doping persists up to temperatures around 200 K. This light-induced MIT is not only intriguing for its spectacular visible effects, but also for the underlying fundamental physics principles. Although the precise mechanism is not known [3], pronounced electron-electron interactions are posited to lead to the opening of a large optical gap of Hubbard type [4]. If experimentally confirmed as the causative agent [5], metal-hydride films would be placed in the broad class of highly correlated materials. Unlike nearly all Mott-Hubbard systems, however, the metal-insulator transition in YH_x is continuous with minor effects of structural changes, and could provide a rare window on the critical behavior in the strong electron interaction limit.

The established scaling behavior of the conductivity σ with respect to temperature T and doping n [2], are strong indications for the quantum nature of the metal-insulator transition in YH_x [6]. This scaling picture holds up to surprisingly high temperatures (50 K).

To shed more light on the quantum nature of the MIT, the frequency dependence of the conductivity, $\sigma(\omega)$, will be very informative. Around a quantum phase transition, if the energy scales set by temperature and frequency are comparable ($k_BT \approx \hbar\omega$), ω and T will influence σ in a similar way, which will lead to ω/T-scaling behavior [6]. In other words, the conductivity $\sigma(\omega, T)$ will be a function of the ratio $k_BT/\hbar\omega$ only.

Here, we report results on $\sigma(\omega)$ in the (sub)terahertz regime. Terahertz spectroscopy provides an unique opportunity because the frequency of the probing radiation is comparable to the temperatures of interest (4 - 50 K), and can easily be tuned.

The experimental setup for the sub-terahertz measurements is described in detail in Ref. [7]. We measured the transmission through yttrium-hydride films on sapphire substrates at three frequencies (275, 459, and 551 GHz) as a function of temperature and for several doping levels on the metallic ($n > n_c$) and insulating ($n < n_c$) sides of the MIT (n_c is the critical electron concentration). The samples were prepared in the same way as the samples used by Hoekstra *et al.* [2].

The yttrium films were loaded with 1 bar hydrogen during several hours at room temperature in the same

[1)] pronin@ran.gpi.ru, a.pronin@fzd.de

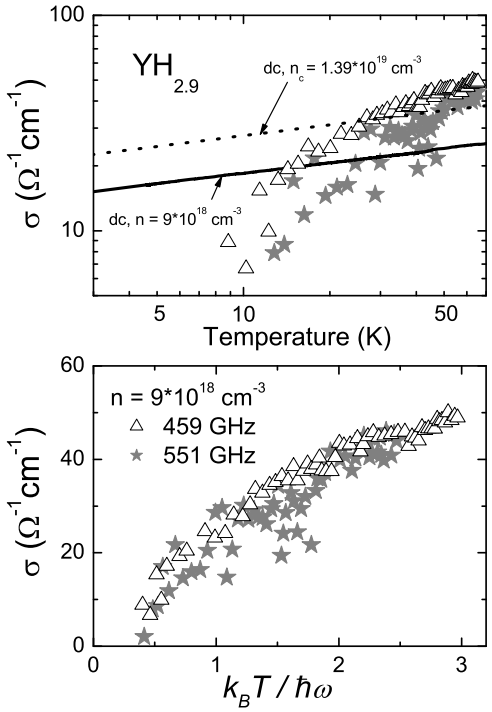


Fig. 1. Upper panel: ac (symbols) and dc (solid line) conductivity in $YH_{2.9}$ at carrier density $n = 9 \times 10^{18}$ cm^{-3} (below the MIT). The dc conductivity at the critical concentration n_c is also shown as a dashed line. The dc data are from Ref. [2]. Bottom panel: ω/T-scaling of the sub-THz conductivity from the upper panel.

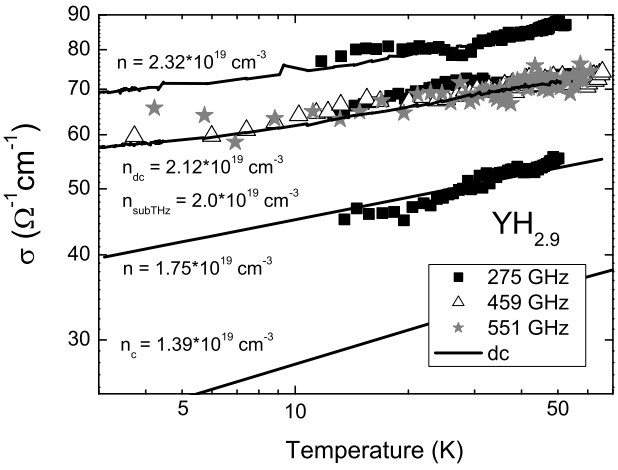


Fig. 2. Conductivity of $YH_{2.9}$ above the MIT. Symbols: sub-THz data, lines: dc data from Ref. [2] (the dc curve for $n = 1.75 \times 10^{19}$ cm^{-3} has been calculated using the scaling law found in Ref. [2]). The lowest dc curve corresponds to the critical concentration n_c.

optical cryostat, where the temperature scans were performed. The continuously monitored dc resistivity showed that yttrium was loaded to $YH_{2.9}$ [8]. The $YH_{2.9}$ samples were brought into the metallic state by illumination through the sapphire cryostat windows. As a light source a Xenon lamp with power of about 1 kW was used. During the illumination, the sample space was kept below 10 K to prevent heating of the sample.

The results of the sub-terahertz measurements are shown in Fig. 1 (insulating side of the MIT) and Fig. 2 (metallic side). The frequencies at which the data were collected (275, 459, and 551 GHz) may be translated into the temperature units: 13.2, 22.0, and 26.4 K. Our temperature range is 4 - 50 K. Thus, from a formal point of view, an ω/T-scaling is expected since we are in the regime where $k_B T \approx \hbar\omega$. In the insulating phase, this scaling behavior is indeed observed (bottom panel of Fig. 1). However, the temperature dependence of the ac conductivity is unexpected: at lower temperatures, the sub-terahertz conductivity is lower than the dc values, while at higher temperatures it is the other way around (upper panel of Fig. 1).

Furthermore, in the metallic phase, contrary to theoretical expectations we see no "real" ω/T-scaling: the conductivity for all frequencies follows the dc behavior found in Ref. [2]: $\sigma(\omega, T) = F(T^{-1/6}|n - n_c|/n_c)$ with no frequency dependence (Fig. 2).

In summary, we found the dynamical (subterahertz) conductivity of $YH_{2.9}$ near the MIT not to follow the simple ω/T-scaling picture, predicted for a quantum phase transition. This result points against the quantum nature of the MIT in yttrium hydride.

The work was partially supported by RFBR via grant number 08-02-00779a.

References

1. J. N. Huiberts et al., Nature (London) **380**, 231 (1996); J. N. Huiberts et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3724 (1997).
2. A. F. Th. Hoekstra et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5349 (2001).
3. A. T. M. van Gogh et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4614 (1999); P. van Gelderen et al., Phys. Rev. B **68**, 094302 (2003) and referencees wherein.
4. R. Eder et al., Phys. Rev. B **56**, 10115 (1997); K. K. Ng et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1311 (1997); Phys. Rev. B **59**, 5398 (1999).
5. P. J. Kelly et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1315 (1997); P. van Gelderen et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2989 (2000).
6. S. L. Sondhi et al., Rev. Mod. Phys. **69**, 315 (1997); S. Sachdev *Quantum phase transitions*, Cambridge University Press, Cambridge (1999).
7. J. A. Reedijk et al., Rev. Sci. Instum. **71**, 478 (2000).
8. The connection between the dc conductivity and the doping level x has been established in Refs. [1, 2].

Electronic Structure of Prototype AFe_2As_2 and ReOFeAs High-Temperature Superconductors

Z. V. Pchelkina[1)]

Institute for Metal Physics, Russian Academy of Sciences, Ural Division, 620041 Ekaterinburg GSP-170, Russia

I. A. Nekrasov, M. V. Sadovskii

Institute for Electrophysics, Russian Academy of Sciences, Ural Division, 620016 Ekaterinburg, Russia

We have performed an extensive *ab* initio LDA calculations of electronic structure of newly discovered high-temperature superconducting series $ReO_{1-x}F_xFeAs$ (Re=La, Ce, Pr, Nd, Sm) and ternary superconducting compound AFe_2As_2 (A=Ba, Sr). In all cases we obtain almost identical densities of states in rather wide energy interval (up to 1 eV) around the Fermi level. Energy dispersions are also very similar and almost two-dimensional in this energy interval, leading to the same basic (minimal) model of electronic spectra, determined mainly by Fe *d*-orbitals of FeAs layers. We argue that almost identical electronic spectra of $ReO_{1-x}F_xFeAs$ series leads inevitably to the same critical temperature of superconducting transition T_c in any theoretical BCS-like mechanism of Cooper pair formation. Since electronic structure and energy dispersions around Fermi level as well as Fermi surfaces are quite similar in both $ReO_{1-x}F_xFeAs$ and AFe_2As_2 the more simple AFe_2As_2 can be considered as a generic system to study high-temperature superconductivity in new domain of FeAs-layered compounds.

The recent discovery of the new superconductor $LaO_{1-x}F_xFeAs$ with the transition temperature T_c up to 26 K [1] has been immediately followed by the reports of even higher T_c =41 K in $CeO_{1-x}F_xFeAs$ [2], T_c =43 K in $SmO_{1-x}F_xFeAs$ [3] and T_c =52 K in $NdO_{1-x}F_xFeAs$ and $PrO_{1-x}F_xFeAs$ [4, 5]. These discoveries of the whole new class of superconductors, based on doped layered oxypnictides ReOMPn (Re=La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd; M=Mn, Fe, Co, Ni; Pn=P, As), open the new chapter in studies of high-temperature superconductivity outside the well-known family of copper oxides. A step forward was taken with the observation of high-temperature superconductivity with T_c up to 38 K in K doped ternary iron arsenides $BaFe_2As_2$ [6] and $SrFe_2As_2$ [7], with further synthesis of superconducting AFe_2As_2 (A=K, Cs, K/Sr, Cs/Sr) [8]. Relatively large single crystals of superconducting $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ were also grown [9], providing a major breakthrough in the studies of anisotropic electronic properties of FeAs-layered superconductors.

The LDA electronic structure of LaOFeAs were calculated in a number of papers (see e.g. [10], [11], [12]) producing results qualitatively similar to that first obtained for LaOFeP [13]. First LDA results for the density of states (DOS) of $BaFe_2As_2$ were recently presented in Refs. [14, 15]. Here we report the results of our *ab initio* calculations of electronic structure of the whole series of ReOFeAs (Re=La, Ce, Pr, Nd, Sm) [16] together with the newly discovered AFe_2As_2 (A=Ba, Sr) in order to compare them [17]. Both $BaFe_2As_2$ and ReOFeAs crystallize in tetragonal structure with the space group $I4/mmm$ and $P4/nmm$, correspondingly. Both compounds are formed of $(FeAs)^-$ layers alternating with $Ba^{2+}_{0.5}$ or $(LaO)^+$ layers. The nearest neighbors of Fe^{2+} ions are four As ions which form a tetrahedron.

The electronic structure of $BaFe_2As_2$ and ReOFeAs compounds was calculated within the local density approximation (LDA) by using linearized muffin-tin orbitals basis (LMTO) [18]. The obtained total and partial Fe-*d* DOS for different rare-earth substitutions are shown in Fig. 1. One can see that

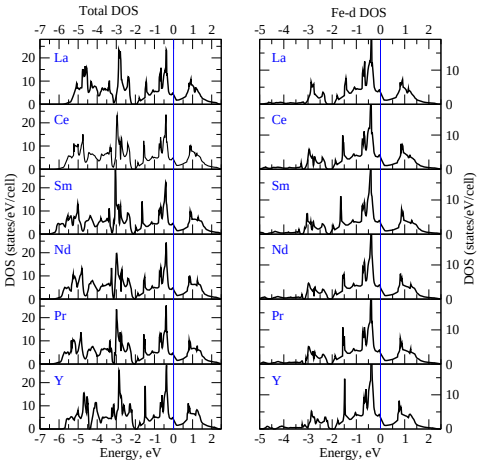


Fig. 1. Total (left) and partial Fe-*d* (right) LDA DOS for series ReOFeAs systems. The Fermi level corresponds to zero.

[1)] pzv@ifmlrs.uran.ru

electronic structure of ReOFeAs compounds practically does not depend on the kind of rare-earth ion (Re) used in a wide energy interval around the Fermi level, which is relevant for superconductivity in FeAs layers. This simply follows from the fact that electronic states of ReO layers are rather far from the Fermi level. Therefore the ReOFeAs systems can be considered as quasi-two-dimensional.

The LDA calculated total and partial DOS for $BaFe_2As_2$ and LaOFeAs are shown in Fig. 2. The values of DOS at Fermi level are very similar in both compounds. The 0.3 eV wider Fe-d bandwidth of $BaFe_2As_2$ in comparison with LaOFeAs arises from the shorter Fe-As bonds and hence stronger Fe-d-As-p hybridization. The lower two panels of Fig. 2 compare band dispersions for both system close to the Fermi level. There are three hole-like bands around Γ-point and two electron bands around X-point. Thus one can define a minimal model of "bare" electronic bands to treat e.g. superconductivity, similar to that discussed in Ref. [19].

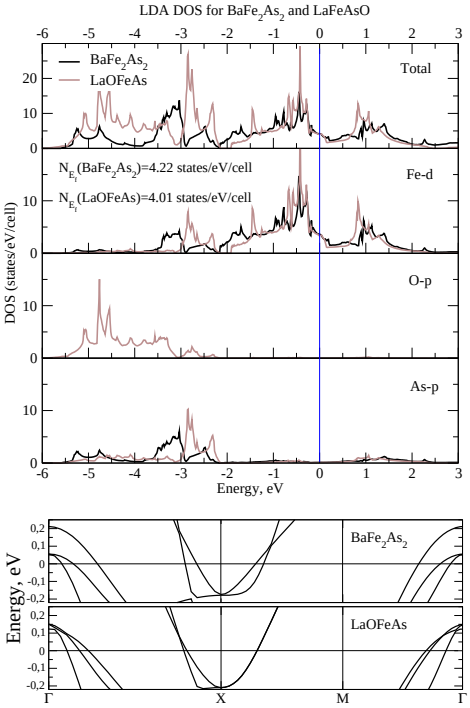


Fig. 2. Total and partial LDA DOS for $BaFe_2As_2$ (black lines) and LaOFeAs (light lines) compounds. Lower two panels present k_x, k_y dispersions for $BaFe_2As_2$ and LaOFeAs systems in the vicinity of the Fermi level. The Fermi level corresponds to zero.

The role of electronic correlations in AFe_2As_2 and ReOFeAs compounds remains at the moment disputable. On general grounds it can be expected to be rather important due to large values of Hubbard and Hund interactions on Fe. However, LDA+DMFT calculations for LaOFeAs reported in Refs. [20, 21] have produced rather contradictory claims. Obviously, this problem requires further studies.

In summary, we have presented the results of LDA calculations of new prototype high-temperature superconductor AFe_2As_2 (A=Ba, Sr) and compared it with ReOFeAs series, demonstrating essential similarity of electronic states close to the Fermi level and most important for superconductivity. These states are formed mainly by Fe orbitals in the two-dimensional FeAs layer. Thus, rather simple AFe_2As_2 system may be considered generic for the studies of high-temperature superconductivity in whole class of FeAs-layered compounds.

The authors are thankful to L. P. Gorkov for useful discussions. The work was partially supported by RFBR grants 08-02-00021, 08-02-00712, Grants of President of Russia MK-2242.2007.2(IN), MK-3227.2008.2(ZP) and grant SS-1929.2008.2, Dynasty Foundation (ZP) and Russian Science Support Foundation(IN).

References

1. Y. Kamihara et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296-3297 (2008).
2. G. F. Chen et al., arXiv:0803.3790v2 (2008).
3. X. H. Chen et al., arXiv:0803.3603v2 (2008).
4. Z.-A. Ren et al., arXiv:0803.4234v1 (2008).
5. Z.-A. Ren et al., arXiv:0803.4283v1 (2008).
6. M. Rotter, M. Tegel, D. Johrendt, arXiv: 0805.4630 (2008).
7. G. F. Chen et al., arXiv: 0806.1209 (2008).
8. K. Sasmal et al., arXiv: 0806.1301v2 (2008).
9. N. Ni et al., arXiv: 0806.1874 (2008).
10. D. J. Singh, M. H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008).
11. L. Boeri, O. V. Dolgov, A. A. Golubov, arXiv: 0803.2703v1 (2008).
12. I. I. Mazin et al., arXiv: 0803.2740v1 (2008).
13. S. Lebègue, Phys. Rev. B **75**, 035110 (2007)
14. I. . Shein, A. L. Ivanovskii, arXiv: 0806.0750 (2008).
15. C. Krellner et al., arXiv: 0806.1043 (2008).
16. I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina, M. V. Sadovskii, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **87**, 647 (2008).
17. I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina, M. V. Sadovskii, arXiv:0806.2630 (2008).
18. O. K. Andersen, Phys. Rev. B **12** 3060 (1975).
19. V. Barzykin, L. P. Gorkov, arXiv: 0806.1993 (2008).
20. K. Haule, J. H. Singh, G. Kotliar. Phys. Rev. Lett. **100**, 226402 (2008).
21. A. O. Shorikov et al., arXiv: 0804.3283 (2008).

Исследование анизотропии энергетической щели CaC_6

В. А. Степанов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

R. S. Gonnelli, D. Daghero, D. Delaude, M. Tortello, G. A. Ummarino

Dipartimento di Fisica and CNISM, Politecnico di Torino, 10129 Torino, Italy

J. S. Kim, R. K. Kremer

Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569 Stuttgart, Germany

A. Sanna

Institut für Theoretische Physik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, D-14195 Berlin, Germany
SLACS-INFM/CNR and Dipartimento di Fisica, Universit'a degli Studi di Cagliari, Italy

G. Profeta

CNISM - Dipartimento di Fisica, Universit'a degli Studi dell'Aquila, Italy

S. Massidda

SLACS-INFM/CNR and Dipartimento di Fisica, Universit'a degli Studi di Cagliari, Italy

Представлены результаты исследований анизотропии энергетической щели недавно открытого сверхпроводника CaC_6. Измерения энергетической щели были проведены на большом числе "мягких" точечных контактов CaC_6/Ag андреевского типа с транспортным током, протекающим преимущественно вдоль плоскостей атомов углерода (плоскость ab) или вдоль направления перпендикулярного этим плоскостям (вдоль оси c). Распределения найденных величин $\Delta_{ab}(0)$ и $\Delta_c(0)$ соответствовали гауссовой кривой с максимумами при 1.35 и 1.75 мэВ. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими представлениями об анизотропии энергетической щели CaC_6.

Открытие сверхпроводимости в CaC_6 с необычно высокой для соединений данного класса критической температурой $T_c \approx 11.5$ K [1] вызвало большой интерес. Интенсивные теоретические и экспериментальные исследования показали, что с высокой вероятностью сверхпроводимость в CaC_6 связана с электрон–фононным взаимодействием (ЭФВ), пары имеют стандартную для ЭФВ s– симметрию, а энергетическая щель имеет величину $2\Delta(0)/k_BT_c$ близкую к БКШ [2, 3, 4]. Поверхность Ферми CaC_6 образована несколькими зонами проводимости, связанными со слоями графита и интеркалирующего металла, но она не может быть разделена на отдельные листы, которые относятся к графиту и интеркалянту, то есть сверхпроводимость не является многозонной [5]. Теоретические исследования [6] показали, что энергетическая щель CaC_6 анизотропна и в зависимости от импульса изменяется в диапазоне 1.1 – 2.3 мэв.

Измерения энергетической щели CaC_6, сделанные по температурным зависимостям глубины проникновения магнитного поля [3], теплоёмкости [4] и по туннелированию вдоль оси c [2, 7], дали величину $\Delta(0)$ от 1.6 мэВ до 2.3 мэВ, однако не позволи оценить её анизотропию. Для доказательства анизотропии энергетической щели необходимо, как минимум, провести её измерения вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений в кристалле – ab и c. Метод, который позволяет сделать такие измерения на тонких пластинках, был развит и успешно использован нами при изучении MgB_2 [8]. Он заключается в измерении спектров андреевского отражения "мягких" точечных контактов (ТК) между изучаемым сверхпроводником и каплей токопроводящего клея на основе Ag, которую легко нанести как на плоскость ab (ток течёт преимущественно вдоль оси c), так и на тонкое ребро образца (транспортный ток направлен вдоль плоскости ab). Направленность измерений определяется зависимостью проводимости контакта от площади проекции поверхности Ферми на плоскость, разделяющую металлы [9], и конечной величиной туннельного барьера Z.

Измерения проводились на высококачественных CaC_6 образцах ($T_c = 11.4$ K, $\Delta T_c(10\%-90\%) = 0.1$ K, $\rho_{0,ab} = 0.8\ \mu\Omega$·cm, $\rho_{0,c} = 24\ \mu\Omega$·cm [10]) с раз-

[1)] stepanov@sci.lebedev.ru

мерами $\approx 1 \times 1 \times 0.2$ mm^3. Для получения образцов использовался метод, предложенный в работе [1]. Рентгеноструктурный анализ показал, что объём примесных фаз не превышал 5%. Мы получили образцы в запаянных трубочках, заполненных Ar, а все операции по подготовке к измерениям проводили в защитной камере в атмосфере чистого He. Спектры андреевкого отражения – зависимости проводимости контакта от напряжения $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V(V)$ – были вычислены из вольт–амперных характеристик. Для каждого ТК записывались проводимости при разных температурах T, вплоть до T_c. Это позволяло определить критическую температуру ТК T_c^A, его проводимость в "нормальном" состоянии, на которую нормировались проводимости при более низких температурах, и построить зависимость $\Delta(T)$. Отметим, что для всех исследованных 35 контактов T_c^A=11.3 ± 0.1 К, то есть совпадала с T_c образцов, а зависимость $\Delta(T)$ следовала БКШ-зависимости. Это доказывает высокое качество образцов и их поверхности в области контактов. Сопротивления контактов в нормальном состоянии лежали в диапазоне 0.75 – 6.4 Ом. Все кривые имели четкие особенности, связанные с андреевским отражением, и почти плоскую проводимость при $V > 10 - 12$ мВ. Сопротивление всех контактов с током вдоль плоскости ab с запасом удовлетворяло условию баллистического протекания тока $a \ll \ell$, где a – размер контакта, а ℓ – длина свободного пробега. Сопротивление ряда контактов с током вдоль оси c, вследствие маленькой длины свободного пробега в этом направленнии $\ell_c = 4.7$ нм, по формальному критерию не удовлетворяло условию баллистичности, но на $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V(V)$ таких контактов отсутствовали какие либо признаки нагрева и разрушения сверхпроводимости, а T_c^A и зависимость $\Delta(T)$ не отличались от соответствующих характеристик баллистических контактов. Очевидно, что такие контакты состояли из нескольких параллельных баллистических микрозакороток. На рис. 1 в качестве примера показаны измеренные и вычисленные из теории БКТ нормированные проводимости одного из ТК при разных температурах и зависимость $\Delta(T)$ для этого контакта.

Результаты измерений энергетической щели, полученные на 15 ТК с током смещения, направленным вдоль плоскости ab, и 14 ТК с током, текущим вдоль оси c, хорошо описывались распределением Гаусса. Для контактов с током вдоль плоскости ab максимум распределения соответствовал $\Delta_{ab}(0)$=1.35 мэВ со стандартным отклонением σ_{ab}=0.14 мэВ. Для контактов с током вдоль оси c $\Delta_c(0)$=1.71 мэВ и σ_c=0.08 мэВ. Для контактов с током, текущим вдоль оси c, полученные результаты совпали с измерениями, сделанными в работах [2, 3].

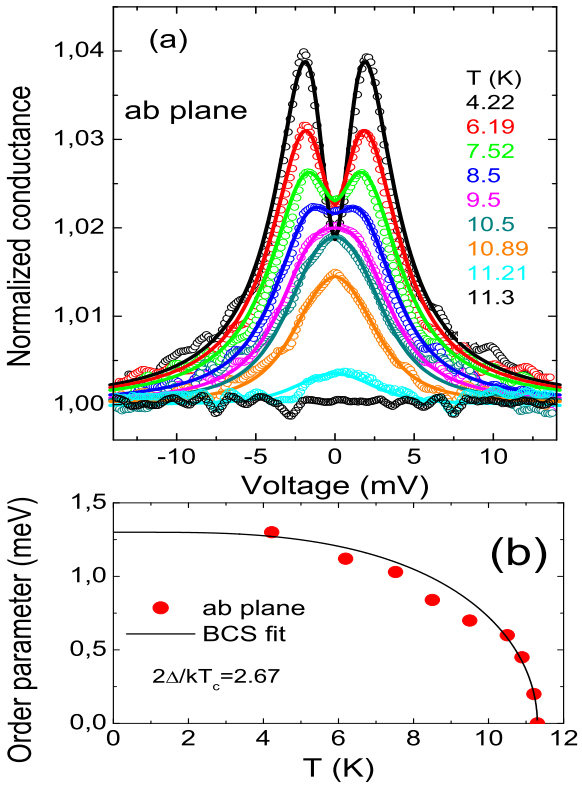


Рис. 1. а) Измеренные (кружки) и вычисленные (линии) нормированные проводимости одного из ТК при разных температурах. Ток течёт вдоль плоскости ab. б) Зависимость $\Delta(T)$ для этого ТК.

Вычисления проводимостей ТК с транспортным током вдоль плоскости ab и вдоль оси c показали, что измеренные величины Δ хорошо согласуются с теоретическими представлениями об анизотропии энергетической щели в CaC_6.

Работа поддержана грантами PRIN (No. 2006021741) и Cybersar (cofunded by MUR under PON).

Список литературы

1. T. E. Weller *et al.*, Nature Phys. **1**, 39 (2005).
2. N. Bergeal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 077003 (2006).
3. G. Lamura *et al.*, Phys. Rev. Lett.**96**, 107008 (2006)
4. J. S. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 217002 (2006).
5. I. I. Mazin *et al.*, Physyca C **460-462**, 116 (2007).
6. A. Sanna *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 02051(R) (2007).
7. C. Kurter *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 220502 (2007).
8. R. Gonnelli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 247004 (2002).
9. I. I. Mazin. Phys. Rev. Lett. **83**, 1427 (1999).
10. J. S. Kim – private communication.

Сравнение сверхпроводящих свойств двухслойных и многослойных гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$

С.В. Бенгус[1,2], *О.И. Юзефович*[1),2], *М.Ю. Михайлов*[1]

[1] *Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 64103, Харьков, Украина*
[2] *International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421, Wroclaw, Poland*

Е.И. Бухштаб, Н.Я. Фогель

Solid State Institute, Technion, 32100 Haifa, Israel

Проведено комплексное исследование и сравнение сверхпроводящих свойств двухслойных и многослойных эпитаксиальных гетероструктур, состоящих из полупроводников $A^{IV}B^{VI}$, проявляющих сверхпроводимость при критических температурах $T_c = 6.5$ К. Сверхпроводимость этих систем связана с инверсией зон в узкощелевых полупроводниках, обусловленной неоднородными напряжениями, создаваемыми сеткой дислокаций несоответствия, возникающей на интерфейсах при эпитаксиальном росте. Обнаружено, что T_c и характер сверхпроводящего перехода двухслойных гетероструктур PbTe/PbS зависят от толщины полупроводниковых слоев d и напрямую связаны с качеством сеток дислокаций несоответствия на интерфейсах (количеством и типом структурных дефектов в сетках). Найдены существенные отличия в поведении двухслойных сэндвичей и сверхрешеток.

В последнее время динамически развивается тематика исследований, связанная с изучением наноразмерных систем, которым присущи принципиально новые физические свойства. Как создать нанообъект? Обычно для создания наноструктурированных объектов используются сложные литографические технологии. Но существует и альтернативный метод изготовления наноструктур, базирующийся на самоорганизации. В данной работе речь пойдет о сверхпроводящих наноструктурах, самоорганизующихся на границе раздела полупроводниковых гетероструктур $A^{IV}B^{VI}$. Гетероструктуры – это эпитаксиально выращенные сверхрешетки (СР) и двухслойные сэндвичи, состоящие из полупроводниковых материалов $A^{IV}B^{VI}$ с разными периодами кристаллической решетки. "Стыковка" кристаллических решеток полупроводников происходит за счет образования на интерфейсе периодической сети дислокаций несоответствия. Сама сверхпроводимость является необычным свойством таких объектов, т.к. отдельные полупроводниковые пленки, входящие в гетероструктуру, не являются сверхпроводниками. Нами показано, что сверхпроводящими являются интерфейсы гетероструктур, металлизация которых связана с инверсией зон в узкозонном полупроводнике, возникающей под влиянием неоднородной упругой деформации, вызванной присутствием на интерфейсе сетки дислокаций несоответствия [1, 2, 3]. Сверхпроводящий слой на интерфейсе (при наличии регулярной сетки КДН) представляет собой наносеть, характерные размеры которой задаются периодом сетки дислокаций несоответствия и зависят от параметров полупроводников, входящих в состав гетероструктуры. Период наносети для полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ может варьироваться в интервале 3–25 нм[3]. Здесь приводятся результаты комплексного исследования сверхпроводящих и структурных свойств двухслойных гетеросистем с разными толщинами полупроводниковых слоев и сравнение их свойств со свойствами сверхрешеток. Установлена корреляция между структурными и сверхпроводящим свойствами двухслойных гетероструктур PbTe/PbS с разными толщинами полупроводниковых слоев. Показано, что двухслойные структуры условно можно разделить на 3 категории. К первой категории относятся образцы с относительно совершенной сеткой дислокаций несоответствия, покрывающей весь интерфейс, которые проявляют металлический тип проводимости в нормальном состоянии и демонстрируют полный переход в сверхпроводящее состояние. Ко второй категории относятся образцы с несплошной сеткой дислокаций несоответствия, имеющей местами разрывы, у которых возможен как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах реализуется переход в сверхпроводящее состояние. Третья категория содержит островковую сетку дислокаций несоответствия, имеет полупроводниковый тип проводимости и соответствующие образцы либо совсем не переходят в сверхпроводящее состояние, либо демонстрируют незаконченный переход с критической температурой меньше 1 К (см. рис. 1). Минимальная толщина полупроводнико-

[1)] yuzephovich@ilt.kharkov.ua

вых слоев, при которой появляется сверхпроводимость, для сверхрешеток существенно меньше, чем для двухслойных гетероструктур (рис. 2). Практически все сверхрешетки проявляют металлический тип проводимости и обнаруживают полный сверхпроводящий переход. Это обусловлено тем обстоятельством, что сетки краевых дислокаций несоответствия на более удаленных от подложки интерфейсах, даже в случае сверхрешеток с малыми толщинами полупроводниковых слоев, оказываются более совершенными. Как следует из полученных нами результатов, предыдущие попытки других авторов обнаружить сверхпроводимость в двухслойных гетероструктурах $A^{IV}B^{VI}$ оказались безуспешными, поскольку эксперименты проводились на сэндвичах со слишком малой толщиной полупроводниковых слоев. Обнаружено отличие в характере зависимостей верхних критических полей от температуры для двухслойных гетероструктур и сверхрешеток. Верхние критические магнитные поля H_{c2} двухслойных систем более анизотропны. В области температур, близких к T_c, для сверхрешеток наблюдается 3D-поведение, а ее понижение приводит к кроссоверу 3D-2D. Для двухслойных структур 2D-поведение начинается непосредственно от T_c, и обнаруживается кроссовер типа 2D-1D с резкой расходимостью H_{c2}, характерной для сверхпроводящих сеток. Таким образом, продемонстрированы различия сверхпроводящих свойств двухслойных гетероструктур и сверхрешеток, а также двухслойных гетеростурктур с разными толщинами полупроводниковых слоев. Показано, что основные различия в поведении данных гетеросруктур определяются качеством сеток краевых дислокаций несоответствия на интерфейсе и количеством интерфейсов. Показано также, что период и размерность сверхпроводящих наноструктур в гетероструктурах можно изменять подбором типа полупроводников, толщиной слоев, и их количеством.

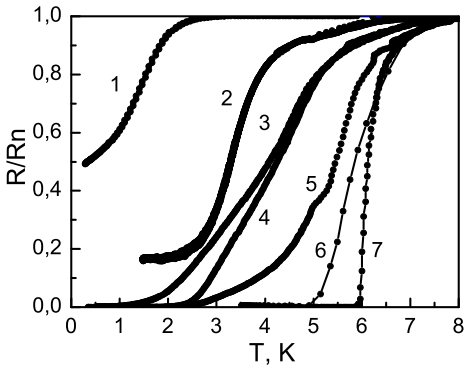


Рис. 1. Резистивные переходы двухслойных гетероструктур PbTe/PbS (1 – d_1=30 нм, d_2=40 нм; 2 – $d_{1,2}$=60 нм; 3 – $d_{1,2}$=70 нм; 4 – $d_{1,2}$=80 нм; 5 – $d_{1,2}$=80 нм; 6 – $d_{1,2}$=100 нм) и одной сверхрешетки (7 – $d_{1,2}$=120 нм, n=8) в нулевом магнитном поле.

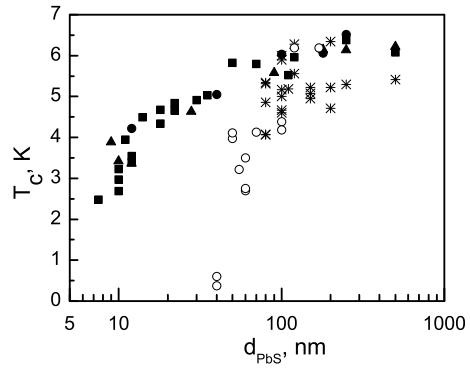


Рис. 2. Зависимости критических температур от толщины полупроводникового слоя d_{PbS}: пустые кружки – двухслойные гетероструктуры (с неполным переходом в СП состояние), звездочки – двухслойные гетероструктуры (с полным переходом в СП), кружки – трехслойные сэндвичи, квадраты – симметричные (d_{PbS}=d_{PbTe}), и треугольники – несимметричные гетероструктуры.

Список литературы

1. N. Ya. Fogel et.al., Phys. Rev. Lett. **86**, 512 (2001).
2. N. Ya. Fogel et.al., Phys. Rev. B **66**, 174513 (2002).
3. N. Ya. Fogel et.al., Phys. Rev. B **73**, 161306(R) (2006).

Динамические спиновые флуктуации и критическая температура сверхпроводящей s-фазы редкоземельных интерметаллидов

В. В. Вальков[1)], *Д. М. Дзебисашвили*

Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия
Сибирский федеральный университет, 660075 Красноярск, Россия

В рамках периодической модели Андерсона (РАМ) в пределе сильных электронных корреляций при учете динамических спиновых флуктуаций развита теория сверхпроводящего (SC) состояния с s-типом симметрии параметра порядка. Рассмотрение основано на точных представлениях нормальных и аномальных функций Грина через нормальные и аномальные компоненты массового и силового операторов. Включение спин-флуктуационных процессов, математически реализующееся посредством учета компонент силового оператора, существенно изменило структуру интегральных уравнений самосогласования для SC-фазы. В однопетлевом приближении получена и решена система интегральных уравнений, определяющая компоненты силового оператора. Численные расчеты показали, что процессы рассеяния на спиновых флуктуациях приводят к значительному уменьшению критической температуры и к смещению точки перехода в SC-фазу по концентрации.

Открытие новых классов тяжелофермионных сверхпроводников, например, скуттерудитов или соединений CeMIn$_5$ (M : Co,Rh,Ir) инициировало исследования, направленные на установление в них типа симметрии сверхпроводящего параметра порядка (СПП). Было выяснено, что для соединений CeMIn$_5$ СПП характеризуется $d_{x^2-y^2}$-типом симметрии. Однако в скуттерудитах симметрия СПП остается до конца не установленной. Интрига связана с наличием двух конкурирующих факторов. С одной стороны, в скуттерудитах выявлены развитые антиферромагнитные флуктуации, обычно приводящие к анизотропному поведению СПП. С другой стороны, экспериментальные данные по измерению времени релаксации T_1 в скуттерудитах $LaFe_4P_{12}$ и $PrRu_4As_{12}$ [1, 2] удовлетворительно интерпретируются на основе предположения о s-типе симметрии СПП.

Как известно, описание SC-фазы ТФ соединений может быть реализовано в рамках РАМ. Учет в теории вкладов от магнитных флуктуаций требует выхода за рамки среднеполевого приближения. С этой целью в работе [3] методом диаграммной техники для операторов Хаббарда была развита теория s-волновой SC-фазы ТФ соединений. При этом новым элементом предложенного подхода было введение аномальной компоненты силового оператора (АКСО), отражающей процессы спин-флуктуационного рассеяния. Роль этих процессов в [3] была изучена в простейшем статическом приближении. Однако, для полного изучения вопроса о влиянии спиновых флуктуаций на процессы формирования s-волновой SC-фазы ТФ соединений необходимо рассмотреть динамические эффекты. Решение такой задачи является предметом исследований данной работы.

Используя атомное представление, гамильтониан РАМ в режиме СЭК можно записать в виде:

$$H = \sum_{k\sigma} \xi_{k\sigma} c^+_{k\sigma} c_{k\sigma} + \sum_{f\sigma} \tilde{E}_\sigma X^{\sigma\sigma}_f + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{kf\sigma} \left(V_k e^{-ikf} c^+_{k\sigma} X^{0\sigma}_f + H.C. \right) \qquad (1)$$

Здесь $\xi_{k\sigma} = \varepsilon_{k\sigma} - \mu$, $\tilde{E}_\sigma = E_\sigma - \mu$, а все другие обозначения стандартные. В работе [3] было получено точное представление для мацубаровских ФГ SC-фазы РАМ через нормальные и аномальные компоненты массового и силового операторов. Диаграммы, определяющие однопетлевые вклады в АКСО приведены на рисунке 1. Видно,

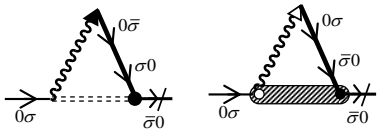


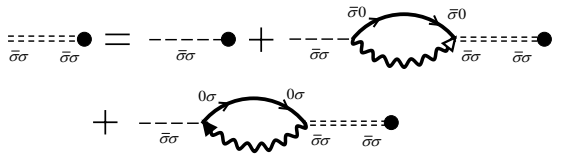
Рис. 1. Однопетлевые диаграммы для АКСО в РАМ.

что первая диаграмма содержит двойную пунктирную линию, обозначающую поперечную квазиспиновую ФГ: $D_\perp(f\tau; g\tau') = -\langle T_\tau \tilde{X}^{\bar{\sigma}\sigma}_f(\tau) \tilde{X}^{\sigma\bar{\sigma}}_g(\tau') \rangle$, а вторая диаграмма содержит овал, соответствующий неприводимой ФГ от квазибозевских диагональных операторов Хаббарда: $D^{(irr)}_{\sigma\sigma,ss}(f\tau; g\tau') = -\langle T_\tau \Delta\tilde{X}^{\bar{\sigma}\bar{\sigma}}_f(\tau) \Delta\tilde{X}^{\bar{s}\bar{s}}_g(\tau') \rangle$. Фурье образ этой функции можно представить в виде: $D^{(irr)}_{\sigma\sigma,\sigma\sigma}(k, \omega_n) = D_\parallel(k, \omega_n) + C(k, \omega_n)/4$, где $D_\parallel$– фурье-компонента

[1)] vvv@iph.krasn.ru

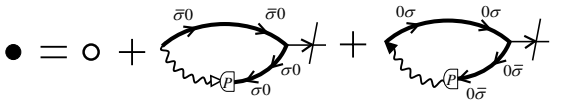
продольной квазиспиновой ФГ, а C – ФГ зарядовых флуктуаций. Принимая во внимание сферическую симметрию ФГ ($D_\perp = 2D_\parallel$), приходим к выводу, что вклады в АКСО определяются мацубаровской восприимчивостью $\chi(k,\omega_n) = -(3/2)D_\perp(k,\omega_n)$.

Вычисление $\chi(k,\omega_n)$ в однопетлевом приближении основывалось на графическом уравнении для $D_\perp(k,\omega_n)$:



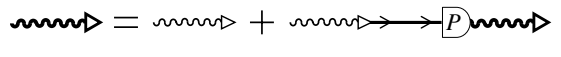
(2)

Черному кружку соответствует квазиспиновый силовой оператор $P_{\bar\sigma\sigma,\bar\sigma\sigma}(q,\omega_m)$, удовлетворяющий уравнению:



(3)

Светлому кружку сопоставляется выражение: $N_{\bar\sigma} - N_\sigma$. Жирной волнистой линии в (2) отвечает эффективное взаимодействие:



(4)

В (3) и (4) символ P в светлом полукруге, обозначает f-электронный силовой оператор $P_{0\sigma,0\sigma}(q,\omega_m)$. Из (2) следует, что:

$$D_\perp(k,\omega_m) = \frac{P_{\bar\sigma\sigma,\bar\sigma\sigma}(k,\omega_m)}{i\omega_m + 2\sigma h - \Sigma_{\bar\sigma\sigma,\bar\sigma\sigma}(k,\omega_m)}\ . \qquad (5)$$

Здесь $\Sigma_{\bar\sigma\sigma,\bar\sigma\sigma}(k,\omega_m)$ и $P_{\bar\sigma\sigma,\bar\sigma\sigma}(k,\omega_m)$ массовый и силовой операторы для квазиспиновой ФГ. Система уравнений самосогласования для T_c имеет вид:

$$\rho(\omega_n^c) = -T\sum_{\omega_m^c}\chi(\omega_{n-m}^c)\Phi(\omega_m^c),$$

$$1 = -2T\sum_{\omega_m^c}\Phi(\omega_m^c), \qquad \omega_n^c = (2n+1)T^c, \qquad (6)$$

где $\rho(\omega_n)$ определяется отношением аномальных компонент силового и массового операторов, $\Phi(\omega_m) =$

$$= \frac{1}{N}\sum_q \frac{|V_q|^2(i\omega_m + \xi_q) + \rho(\omega_m)|V_q|^4}{|(i\omega_m - \xi_q)(i\omega_m - \tilde\varepsilon_f) - P_{0\sigma,0\sigma}(\omega_m)|V_q|^2|^2}.$$

На рисунке 2 сплошной кривой представлена концентрационная зависимость T_c, найденная из численного решения уравнений (6). При вычислениях для $D_\perp$ использовалось усреднение по зоне Бриллюэна. С целью сравнения на этом же рисунке приведены кривые, полученные в статическом приближении ($\chi(\omega_n) = \chi(0)\delta_{n0}$, штрих пунктирная линия) и в приближении среднего поля ($\chi(\omega_n) = 0$, пунктирная линия).

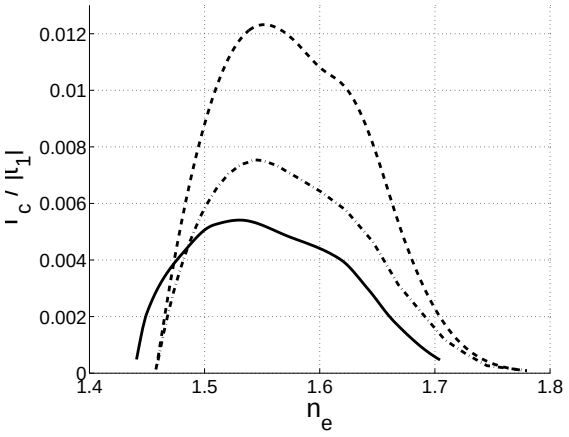


Рис. 2. Концентрационные зависимости T_c в РАМ.

Анализ кривых, изображенных на рисунке 2, позволяет сформулировать основные выводы проведенного рассмотрения. Включение динамических спин-флуктуационных процессов в механизм куперовской неустойчивости приводит к двум эффектам. Во-первых, происходит дополнительное понижение критической температуры (по сравнению со статическим приближением примерно на 25%). Во-вторых, имеет место понижение n_c–концентрационной критической точки перехода в SC-фазу. Эта концентрация соответствует началу заполнения верхней гибридизационной подзоны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N 07-02-00226), программы ОФН РАН, Интеграционного проекта СО РАН.

Список литературы

1. Y. Nakai, K. Ishida, D. Kikuchi, H. Sugawara, H. Sato, JPSJ, **74**, 3370 (2005).
2. T. Namiki, Y. Aoki, H. Sato, C. Sekine, I. Shirotani, T. Matsuda, Y. Haga, T. Yagi, JPSJ, **76**, 093704 (2007).
3. В. В. Вальков Д. М. Дзебисашвили, Сборник трудов конф. "ФПС-06". Москва-Звенигород, 46 (2006).

Транспортные свойства в монокристаллах Cu_xTiSe_2

Б. Н. Гощицкий, В. В. Федоренко, А. Е. Карькин

Институт физики металлов Уральского отделения РАН, 620041 Екатеринбург, ГСП-170, Россия

Исследованы свойства нормального и сверхпроводящего состояний монокристаллов Cu_xTiSe_2 с номинальными составами $x = 0.025 - 0.58$. Показано, что температура сверхпроводящего перехода T_c обнаруживает хорошую корреляцию с величиной низкотемпературного квадратичного вклада в электросопротивление.

Возникновение сверхпроводимости в слоистом соединении $TiSe_2$ при подавлении перехода в состояние с волной зарядовой плотности при легировании Cu [1]очень похоже на то, что наблюдается в новых материалах типа RFeAsO [2], в которых при легировании фтором подавление перехода в состояние с волной спиновой плотности появляется сверхпроводимость с очень высокой T_c, достигающей 52 K. Такое поведение напоминает высокотемпературные сверхпроводники и системы с тяжелыми фермионами, в которых сверхпроводимость возникает вблизи точки исчезновения магнитного упорядочения при легировании или приложении высокого давления. Хотя есть некоторые указания на s-волновой характер сверхпроводимости в Cu_xTiSe_2, тем не менее, предполагается, что за спаривание ответственны зарядовые флуктуации [2]. В этой статье мы представляем результаты исследования электросопротивления и коэффициента Холла в интервале температур $T = 1.4 - 380$ K в магнитных полях до 13.6 Тл, а также сверхпроводящие свойства (T_c и dH_{c2}/dT) в монокристаллах Cu_xTiSe_2, выращенных методом газотранспортных (Br) реакций с номинальными составами $x = 0.025 - 0.58$. Величины как нормального, так и сверхпроводящего состояний не показывают регулярной зависимости от x, со значительным разбросом даже для кристаллов, выращенных в одной и той же ампуле. В частности, большинство образцов с $x = 0.07, 0.09, 0.11, 0.12$ являются сверхпроводящими с $T_c = 1.4 - 3.3$ K, тогда как образцы с $x = 0.025, 0.06, 0.08, 0.2, 0.4, 0.5, 0.58$ не обнаруживают сверхпроводимости при $T > 1.2$ K. Наклон второго критического поля dH_{c2}/dT (поле H параллельно оси c) приблизительно одинаков для всех сверхпроводящих образов и меняется в пределах от 0.23 до 0.25 Тл/K. Коэффициент Холла R_H (H параллельно c) показывает довольно сложную температурную зависимость: он отрицателен при низких T для всех образцов, а для образцов с $x < 0.05$ меняет знак при температуре порядка комнатной. Электросопротивление ρ показывает квадратичную зависимость при низких температурах $T < 40$ K:

$$\rho(T) = \rho_0(1 + a_2T^2), \qquad (1)$$

где параметр a_2 пропорционален квадрату эффективной электронной массы m^{*2} и длине свободного пробега l. Этот параметр лежит в пределах от $0.08 \cdot 10^-4\,\mathrm{K}-2$ до $1.5 \cdot 10^-4\,\mathrm{K}-2$, и его изменения преимущественно связаны с сильными изменениями m^*. Рис. 1 показывает, что a_2 - это подходящий параметр, который показывает хорошую корреля-

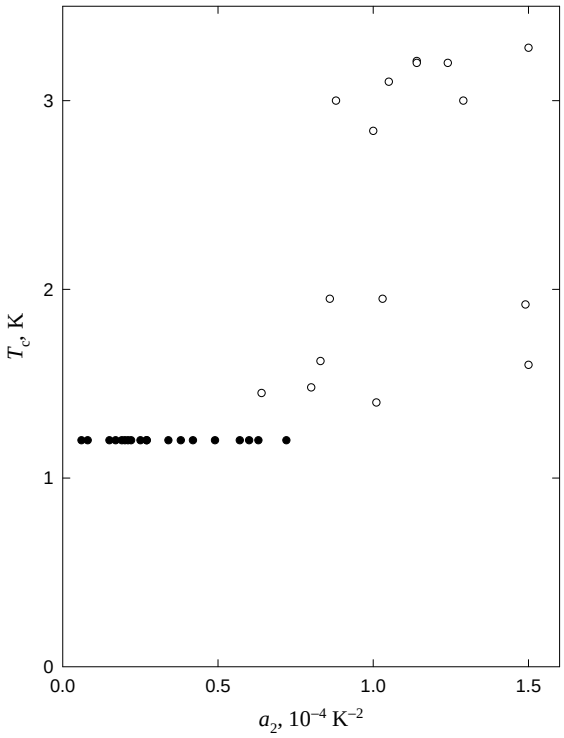


Рис. 1. T_c как функция a_2, см. выражение (1), для монокристаллов Cu_xTiSe_2, $x = 0.025 - 0.58$. Темные точки означают отсутствие сверхпроводимости при $T > 1.2$ K.

цию с величиной T_c для 40 исследованных образцов.

Работа поддержана программами фундаментальных исследований Президиума РАН “Квантовая макрофизика” (Госконтракт № 10104-37/П-3/040-348/130607-022, Проект № 4 УрО РАН) и “Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред” (Проект № 9 УрО РАН).

Список литературы

1. E. Morosan et al., Nature Phys. **2**, 544 (2006).
2. Y. Kamihara et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
3. S. Y. Li et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 107001 (2007).

Сверхпроводящие свойства системы MgB_2+Mg

В. А. Гриненко

РНЦ "Курчатовский Институт", Москва 123182, Россия

Исследованы сверхпроводящие свойства и структура системы $(MgB_2)_{1-x}$+Mg_x ($0 < x < 0.9$). Из анализа экспериментальных данных (температурных зависимостей H_{c2}, T_c и структуры) образцов с разным x следует, что в условиях избытка Mg, по-видимому, формируются регулярные кристаллические дефекты, которые являются донорами электронов, уменьшают плотность состояний на E_F и сильно увеличивают скорость рассеяния электронов в π зоне. Показано, что такими дефектами могут быть дополнительные атомные плоскости Mg.

Недавно было показано, что невысокие значения плотности критического тока (J_c) большинства известных массивных образцов диборида магния (MgB_2) связаны с тем, что значительная часть межгранульных связей не является сверхпроводящей [1, 2]. Было обнаружено, что избыток Mg около 5%, добавленный к порошку MgB_2 при его спекании, позволяет увеличить J_c образца более чем на порядок [3]. Отмечалось, что дефекты и микротрещины, возникшие вовремя механической обработки, исчезали после отжига за счет рекристаллизации, вызванной избыточным Mg. Ранее нами было показано, что в условиях избытка Mg практически все межгранульные связи в образце MgB_2 могут стать сверхпроводящими, а межгранульные J_c сравнимы с внутригранульными [4]. Избыток Mg также влияет на кристаллическую структуру и критическую температуру сверхпроводящего перехода (T_c) MgB_2. MgxB$_2$ ($x > 1$), синтезированный с добавлением избытка Mg, изучался в ряде работ [5, 6]. Было обнаружено, что с ростом x T_c монотонно падает. При этом не отмечалась корреляция сверхпроводящих свойств и параметров кристаллической структуры. Предполагалось, что уменьшение T_c вызвано ростом количества MgO [7].

В работе представлены результаты исследований сверхпроводящих свойства и структуры поликристаллического $(MgB_2)_{1-x}$+ Mg_x ($0 < x < 0.9$). Образцы получены с использованием оригинальных методик как в процессе синтеза материала из компонент Mg и B (*in situ*) [8], так и при отжиге уже готового порошка MgB_2 и Mg (*ex situ*) [4].

Исследована структура образцов методами электронной микроскопии и рентгеновского анализа. У всех типов образцов обнаружено уменьшение T_c и сокращение внутриплоскостного межатомного расстояния с увеличением $x > 0.3$. При этом в образцах (*ex situ*) возникают два сверхпроводящих перехода, соответствующие двум различным модификациям MgB_2: исходному стехиометрическому с $T_c \sim 38$ K и дефектному MgB_2 с более низкой T_c. Образцы (*in situ*) имеют одно T_c зависящее от x. Показано, что эти изменения не связаны с внедрением примесей, таких как O, C, MgO или вакансиями Mg. Более того, дефектный MgB_2 является устойчивым, его структура и сверхпроводящие свойства сохраняются после удаления всего избыточного Mg.

Исследована температурная зависимость верхнего критического поля (H_{c2}) образцов (*in situ*) в магнитном поле до 14 Тл. На рис. 1 представлены типичные зависимости H_{c2} от приведенной температуры $t = T/T_c$ образцов с разной T_c. Видно, что с уменьшением T_c вид зависимости $H_{c2}(t)$ существенно изменяется. У образцов с $T_c \sim 38$ K кривые имеют отрицательную кривизну ($d^2H_{c2}/dT^2 < 0$) при $t < 0.5$ (рис. 1b). С уменьшением T_c до 36 K угол наклона увеличивается и у зависимостей $H_{c2}(t)$ появляется резко выраженная положительная кривизна ($d^2H_{c2}/dT^2 > 0$). Дальнейшее уменьшение T_c ниже 34 K приводит к снижению dH_{c2}/dT во всем диапазоне температур. Указанные изменения d^2H_{c2}/dT^2 являются проявлением двухщелевой природы сверхпроводимости MgB_2 и объяснены ростом рассеяния электронов в π зоне [9] в рамках теории [10]. При температурах ниже $0.5T_c$, поле $_{c2}$ и производная ($dH_{c2}/dT \sim 2$ Тл/K) диборида магния с $T_c = 35$ - 36 K существенно превышают H_{c2} и ($dH_{c2}/dT < 0.5$ Тл/K) стехиометрического MgB_2 и сравнимы с максимальными величинами, полученными в MgB_2, легированным C [11].

Наблюдаемые изменения сверхпроводящих свойств и структуры MgB_2 полученного в условиях избытка Mg обусловлены, по-видимому, возникновением регулярных кристаллических дефектов, которые являются донорами электронов, уменьшают плотность состояний на E_F и сильно увеличивают скорость рассеяния электронов в π зоне (скорость рассеяния в σ зоне практические не изменяется). Мы полагаем, что такими дефектами могут быть дополнительные атомные плоскости Mg.

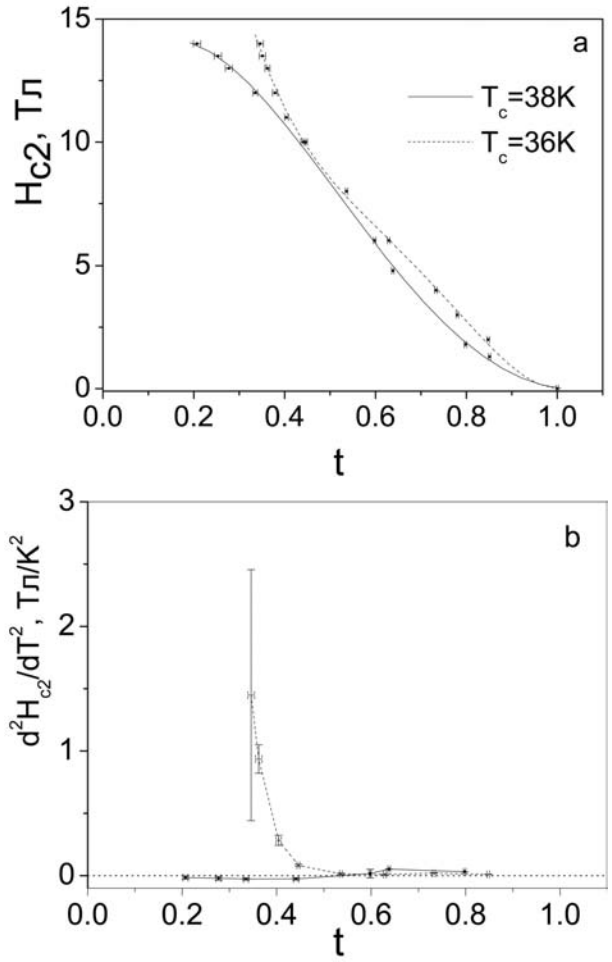


Рис. 1. Зависимость H_{c2} – a) и d^2H_{c2}/dT^2 – b) от приведенной температуры $t = T/T_c$.

Список литературы

1. A. Matsumoto, H. Kumakura, H. Kitaguchi et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 132508 (2006).
2. J. Jiang, B. J. Senkowicz, D. C. Larbalestier et al., Supercond. Sci. Technol. **19**, L33 (2006).
3. A. Serquis, L. Civale, D. L. Hammon et al., Appl. Phys. Lett. **82**, 1754 (2003).
4. V. Grinenko, E. P. Krasnoperov, V. A. Stoliarov et al., Solid State Communications **138**, 461 (2006).
5. G. J. Xu, R. Pinholt, J. Bilde-Sorensen et al., Physica C. **434**, 67 (2006).
6. D. G. Hinks, J. D. Jorgensen, H. Zhenget et al., Physica C. **382**, 166 (2002).
7. D. H. L. Ng, W. M. Hon, Physica C. **460–462**, 783 (2007).
8. В. А. Гриненко, Е. П. Красноперов, Б. П. Михайлов, Физика металлов и металоведение **103**, 594 (2007).
9. В. А. Гриненко, Письма в ЖЭТФ **85** (12), 756 (2007).
10. A. Gurevich, Phys. Rev. B **67**, 184515 (2003).
11. X. Huang, W. Mickelson, B. C. Reganet et al., Solid State Communications **136**, 278 (2005).

Теория магнитных возбуждений в новом высокотемпературном сверхпроводнике LaOFeAs

М.М. Коршунов[1,2]1), *И. Ерёмин*[1,3]

[1]*Max-Planck-Institut für Physik komplexer Systeme, D-01187 Dresden, Germany*
[2]*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия*
[3]*Institute für Mathematische und Theoretische Physik, TU Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany*

Стартуя с четырехзонной модели мы анализируем спиновые возбуждения в нормальной и сверхпроводящей фазах новых высокотемпературных сверхпроводников на основе Fe. Найдено, что в нормальной фазе спиновый отклик определяется континуумом межорбитальных антиферромагнитных (АФМ) и внутризонных несоизмеримых флуктуаций. Для сверхпроводящего состояния с необычным параметром порядка отклик существенно отличается. А именно, хорошо определенный спиновый экситон возникает *только* для межзонного рассеяния на АФМ волновом векторе $\mathbf{Q}_{AFM}$ в случае обобщенной s-симметрии ($s_{\pm}$) и быстро исчезает при $\mathbf{q} < \mathbf{Q}_{AFM}$. Показано, что из-за специфики топологии Ферми-поверхности в этих веществах, резонанс очень мал в случае $d_{x^2-y^2}$-симметрии. Существенная разница между магнитными возбуждениями для $d_{x^2-y^2}$-типа и обобщенного s-типа может быть использована для экспериментального определения симметрии параметра порядка.

Недавнее открытие нового класса высокотемпературных сверхпроводников с $T_c \sim 52$K на основе железа [1] породило множество фундаментальных вопросов о механизме сверхпроводимости в этих слоистых веществах. Связь между необычной сверхпроводимостью, которая по всей видимости реализуется в данном случае [2], и магнетизмом, является одной из самых интересных тем в теории твердого тела. В ВТСП купратах и соединениях с тяжелыми фермионами ниже T_c формируется связанное состояние с большой интенсивностью, спиновый резонанс. Тот факт, что сверхпроводящая щель имеет разные знаки на различных частях Ферми-поверхности, а также присутствие сильных электронных корреляций, приводят к наблюдаемому усилению спинового отклика. Важно, что присутствие резонансного пика показывает не только то, что сверхпроводимость необычная, но и то, что магнитные возбуждения важны для сверхпроводимости [3]. Далее мы подробно проанализируем магнитный отклик в сверхпроводящем и нормальном состоянии в данном классе веществ.

Зонные расчеты показывают [4, 5], что электронная структура вблизи уровня Ферми определяется состояниями Fe-3d. Низкоэнергетическая зонная структура недопированного LaOFeAs может быть описана эффективной моделью [6], $H_0 = -\sum_{\mathbf{k},\alpha,\sigma} \epsilon^i n_{\mathbf{k}i\sigma} - \sum_{\mathbf{k},i,\sigma} t^i_{\mathbf{k}} d^{\dagger}_{\mathbf{k}i\sigma} d_{\mathbf{k}i\sigma}$, где зонный индекс i принимает значения $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$; $t^{\alpha_1,\alpha_2}_{\mathbf{k}} = t^{\alpha_1,\alpha_2}_1 (\cos k_x + \cos k_y) + t^{\alpha_1,\alpha_2}_2 \cos k_x \cos k_y$, $t^{\beta_1,\beta_2}_{\mathbf{k}} = t^{\beta_1,\beta_2}_1 (\cos k_x + \cos k_y) + t^{\beta_1,\beta_2}_2 \cos \frac{k_x}{2} \cos \frac{k_y}{2}$. Полученная зонная структура и Ферми-поверхность показаны на Рис. 1 в зоне Бриллюэна, соответствующей двум атомам Fe на ячейку (свернутая зона Бриллюэна).

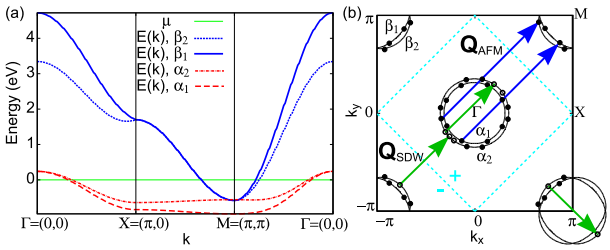


Рис. 1. Дисперсия квазичастиц (a) вдоль основных направлений свернутой зоны Бриллюэна и Ферми-поверхность (b), полученные в эффективной модели для недопированного случая. На (b) нанесены волновые вектора рассеяния. Закрашенные кружки обозначают состояния, соединяемые межзонным АФМ вектором $\mathbf{Q}_{AFM}$, в то время как пустые кружки относятся к внутри- и межзонному рассеянию на несоизмеримом волновом векторе $\mathbf{Q}_{SDW}$. Штрихованная линия и знаки +,− показывают положения линий нулей и фазу сверхпроводящего параметра порядка $s_{\pm}$-типа, соответственно.

В рамках приближения хаотических фаз (RPA), спиновая восприимчивость имеет матричную форму, $\hat{\chi}_{RPA}(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m) = [\mathbf{I} - \mathbf{\Gamma}\hat{\chi}_0(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m)]^{-1} \hat{\chi}_0(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m)$, где $\mathbf{I}$ - единичная матрица, $\hat{\chi}_0(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m)$ - матрица 4×4, сформированная внутризонными и межзонными вкладами в "голую" восприимчивость. Вершина $\mathbf{\Gamma}$ состоит из одноузельного Хаббардовского внутризонного отталкивания U (диагональные элементы матри-

1)maxim@mpipks-dresden.mpg.de

цы) и Хундовского обмена $J/2$ (недиагональные элементы). Далее мы выбираем $J = 0.2U$ и $U \sim t_1^{\beta_1}$ для того, чтобы сохранялось парамагнитное решение.

Анализ поведения реальной части магнитной восприимчивости показывает, что нестабильность возникает на волновом векторе $\mathbf{Q}_{AFM} = (\pi, \pi)$. Это происходит из-за межзонного рассеяния между зонами α и β [5, 6, 7]. Необходимо отметить, что в несвернутой зоне Бриллюэна (одни атом Fe на ячейку), этот волновой вектор соответствует вектору $\mathbf{Q}'_{AFM} = (\pi, 0)$, который, в свою очередь, соответствует страйповому АФМ порядку, обнаруженному в нейтронном рассеянии [8].

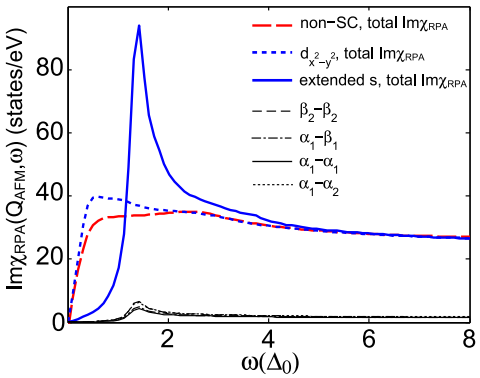


Рис. 2. (а) Мнимая часть магнитной восприимчивости RPA на волновом векторе $\mathbf{Q}_{AFM}$ как функция частоты в нормальной и сверхпроводящей фазах. Жирные штриховая, пунктирная и сплошная линии обозначают полную восприимчивость RPA. Тонике линии обозначают парциальные вклады от внутризонного и межзонного рассеяния для $s_{\pm}$-типа симметрии параметра порядка.

На Рис. 2 мы приводим результаты для полной физической восприимчивости RPA, $\chi_{RPA}(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m) = \sum_{i,j} \chi^{i,j}_{RPA}(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m)$. Очевидно, в нормальной фазе спиновый отклик не имеет выраженного пика, а представляет собой континуум спиновых флуктуаций. Дело в том, что для возникновения пика необходимо удовлетворение условия расходимости $\det|\mathbf{I} - \mathbf{\Gamma}\hat{\chi}_0(\mathbf{q}, \mathrm{i}\omega_m)|$. Учитывая, что $\hat{\chi}_0$ имеют различные значения для различных зон, расходимость не возникает. Ситуация, однако, кардинально меняется в сверхпроводящем состоянии. Квазичастицы на Ферми-поверхностях α и β зон удовлетворяют условию $\Delta_{\mathbf{k}} = -\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}_{AFM}}$ для $s_{\pm}$-симметрии сверхпроводящего параметра порядка $[\Delta_{\mathbf{k}} = \frac{\Delta_0}{2}(\cos k_x + \cos k_y)]$. Мнимая часть межзонной магнитной восприимчивости равна нулю при малых частотах из-за открытия щели, а затем она испытывает скачок на энергии $\Omega_c = \min\left(|\Delta_{\mathbf{k}}| + |\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}_{AFM}}|\right)$. При этом реальная часть межзонной ($\alpha \to \beta$) восприимчивости испытывает логарифмическую расходимость. Следовательно, удовлетворяются условия резонанса для межзонной восприимчивости: $1 - (J/2)\mathrm{Re}\chi_0^{\alpha\beta}(\mathbf{Q}_{AFM}, \omega_{res}) = 0$ и $\mathrm{Im}\chi_0^{\alpha\beta}(\mathbf{Q}_{AFM}, \omega_{res}) = 0$. Внутризонная "голая" восприимчивость мала на этом волновом векторе из-за прямой щели. Таким образом, единственный резонансный полюс возникает для всех компонент восприимчивости RPA на частоте $\omega_{res} \leq \Omega_c$ и формируется спиновый экситон. Благодаря тому, что полюс один, поведение всех компонент восприимчивости RPA подобно и полная восприимчивость испытывает хорошо определенный резонансный пик (см. Рис. 2). Также отметим, что пик ограничен АФМ волновым вектором в отличие, от, например, ситуации в ВТСП купратах.

В случае $d_{x^2-y^2}$-симметрии параметра порядка $[\Delta_{\mathbf{k}} = \frac{\Delta_0}{2}(\cos k_x - \cos k_y)]$ ситуация усложняется. Как видно из Рис. 1(b), АФМ волновой вектор соединяет состояния вблизи линии нулей $\Delta_{\mathbf{k}}$ и полная щель Ω_c в $\mathrm{Im}\chi_0^{\alpha\beta}$ будет мала. Хотя условия резонанса могут быть удовлетворены из-за условия $\Delta_{\mathbf{k}} = -\Delta_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}_{AFM}}$, но из-за малости $\Omega_c << \Delta_0$ полная восприимчивость RPA показывает лишь небольшое увеличение по сравнению с нормальной фазой, как видно из Рис. 2. Следовательно, резонансный пик хорошо определен только для обобщенной s ($s_{\pm}$) симметрии параметра порядка. Такое различное поведение для различных симметрий $\Delta_{\mathbf{k}}$ может быть обнаружено в неупругом рассеянии нейтронов и, следовательно, является прямой пробой симметрии сверхпроводящего параметра порядка в этих системах.

Список литературы

1. Y. Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. **128**, 10012 (2006); *ibid* **130**, 3296 (2008); G.F. Chen *et al.*, arXiv:0803.0128; X.H. Chen *et al.*, Nature **453**, 761 (2008); Z.A. Ren *et al.*, Europhys. Lett. **82**, 57002 (2008).
2. Y. Nakai *et al.*, arXiv:0804.4765.
3. A. Abanov, A. Chubukov, and J. Schmalian, Adv. Phys. **52**, 119 (2003)
4. S. Lebègue, Phys. Rev. B **75**, 035110 (2007); D.J. Singh and M.-H. Du, Phys. Rev. Lett. **100**, 237003 (2008); L. Boeri, O.V. Dolgov, and A.A. Golubov, arXiv:0803.2703.
5. I.I. Mazin *et al.*, arXiv:0803.2740.
6. M.M. Korshunov and I. Eremin, arXiv:0804.1793.
7. T.A. Maier and D.J. Scalapino, arXiv:0805.0316.
8. C. de la Cruz C. *et al.*, Nature **453**, 899 (2008).

Why does the tetrahedrally coordinated Fe^{2+} drive the superconductivity?

A.S. Moskvin, I.L. Avvakumov[1)]

Ural State University, 620083 Ekaterinburg, Russia

We address the unconventional superconductivity observed recently in iron-based layered pnictides with tetrahedrally coordinated Fe^{2+} ions as a manifestation of local composite bosons formed due to a disproportionation reaction.

Surprising discovery of the non-copper high-T_c materials based on the iron oxyarsenide LaOFeAs [1] has renewed interest to the mechanisms of unconventional superconductivity. Below we demonstrate that the disproportionation reaction $2\,Fe^{2+} \to Fe^{1+} + Fe^{3+}$ provided the *tetrahedral* coordination of the iron ions as in LaOFeAs can be a key driving force for an unconventional superconductivity in nominally insulating parent system. Charge transfer (CT) instability with regard to disproportionation is believed to be a rather typical property for a number of perovskite 3d transition metal oxides such as $CaFeO_3$, $SrFeO_3$, $LaCuO_3$, $RNiO_3$, $RMnO_3$, moreover, in solid state chemistry one considers tens of disproportionated systems. Phase diagram of such systems is rather rich and incorporates different phase states from classical, or chemical disproportionated state to quantum states, in particular, to the unconventional Bose-superfluid superconducting (BS) state [2, 3]. The disproportionated system can be viewed as a system of local composite bosons moving in a lattice formed by electron(hole) centers. However, for this representation to justify we should take into account the orbital structure of 3d states and the genealogy of many-electron $3d^{n,n\pm1}$ states. First of all, the effective two-particle two-site transfer integrals that describe the exchange reaction $3d^{n+1} + 3d^{n-1} \to 3d^{n-1} + 3d^{n+1}$ are due to reduce to a simple form $\left\langle 3d_1^{n+1}3d_2^{n-1}|\hat{H}|3d_1^{n-1}3d_2^{n+1}\right\rangle = \left\langle 3d_1^2|\hat{H}|3d_2^2\right\rangle = t_{12}$ we need to introduce directly the local boson representation. This implies a specific genealogy of the many-electron states $\Psi(3d^{n+1})$ and $\Psi(3d^{n-1})$: the wave functions should have a simple structure $\Psi(3d^{n+1}) = \Psi(3d^2)\Psi(3d^{n-1})$, or $\Psi(3d^{n-1}) = \Psi(3\underline{d}^2)\Psi(3d^{n+1})$, in electron, or hole representation, respectively. Second, to minimize the reduction effect of the electron-lattice interaction, we need the S-type (A_{1g},A_{2g}) orbital symmetry of the local boson that provides the conservation of the orbital degeneracy as a minimum. Third, to minimize the reduction effect of the spin degrees of freedom, we need the spin-singlet local bosons. Anycase, we should point to the crystal field as one of the most important elements of the disproportionation scenario. All the constraints restrict strongly the number of $3d^n$ systems to be candidates for the high-T_c superconducting materials in frames of the disproportionation scenario. We start with $3d^n$ systems with a high-symmetry (octahedral, tetrahedral, cubic) crystal field. It is worth noting that the electron filling starts with the t_{2g} or e_g orbitals for *octahedral* or the *tetrahedral* (*cubic*) crystal field, respectively. It is easy to see that the optimal conditions for the superconductivity are expected for parent $3d^n$ systems with $3d^{n\pm1}$ configurations which correspond either empty, or filled and half-filled t_{2g} and e_g orbitals.

The most obvious candidates are the $3d^1$ (Ti^{3+}) or $3d^9 = 3\underline{d}^1$ (Cu^{2+}) systems. However, the ground state of the two-particle center $3d^2$, $3\underline{d}^2$ depends strongly on crystal field and covalency. For the e_g^2 configuration in an octahedral, tetrahedral or cubic crystal field we arrive at an S-like spin-triplet ground state $^3A_{2g}$. For the t_{2g}^2 configuration in the high-symmetry crystal field we arrive at an orbital and spin triplet ground state $^3T_{1g}$ with no optimistic expectations. In other words, the $3d^9 = 3\underline{d}^1$ (Cu^{2+}) system seems to be a most attractive candidate for a novel superconducting material. Along with two limiting configurations we should note two another candidate systems for a novel superconducting material with the electronic configurations near the half-filling: $3d^4$ (Mn^{3+}, Cr^{2+}, Fe^{4+}) in *octahedral* crystal field and $3d^6 = 3\underline{d}^4$ (Fe^{2+}, Co^{3+}) in *tetrahedral* or *cubic* crystal field, and $3d^7$ (Ni^{3+}, Co^{2+}) configuration in *octahedral* crystal field. For a high-spin (Hund) configuration in *octahedral* crystal field the $3d^4$ system disproportionates as follows: $2\,(t_{2g}^3e_g^1;{}^5E_g) \to (t_{2g}^3;{}^4A_{2g}) + (t_{2g}^3e_g^2;{}^6A_{1g})$, where $(t_{2g}^3e_g^2;{}^6A_{1g}) = (t_{2g}^3;{}^4A_{2g}) \times (e_g^2);{}^3A_{2g}$. In other words, the disproportionated system can be viewed as a system of spin-triplet composite electron bosons $(e_g^2);{}^3A_{2g}$ moving in the lattice composed of the hole $(t_{2g}^3;{}^4A_{2g})$ centers. For a high-spin (Hund) configuration in *tetrahedral* or *cubic*

[1)] alexandr.moskvin@usu.ru

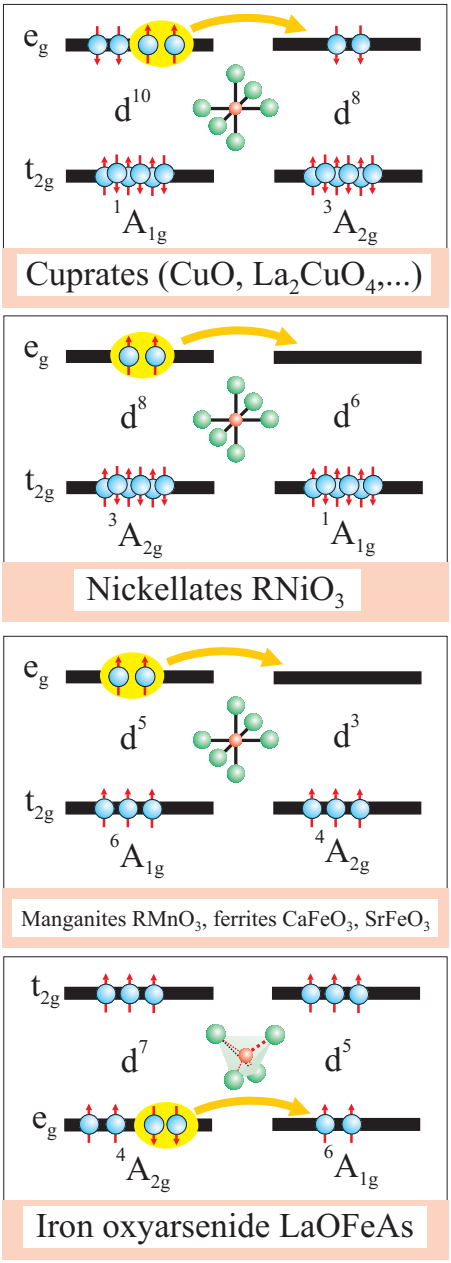


Fig. 1. Disproportionation schemes for a high-symmetry crystal field.

crystal field the $3d^6$ system disproportionates as follows: $2\,(e_g^3t_{2g}^3;{}^5E_g) \rightarrow (e_g^2t_{2g}^3;{}^6A_{1g}) + (e_g^4t_{2g}^3;{}^4A_{2g})$, where $(e_g^2t_{2g}^3;{}^6A_{1g}) = (e_g^4t_{2g}^3;{}^4A_{2g}) \times (\underline{e}_g^2);{}^3A_{2g}$. In other words, the disproportionated system can be viewed as a system of spin-triplet composite hole bosons $(\underline{e}_g^2);{}^3A_{2g}$ moving in the lattice composed of the electron $(e_g^4t_{2g}^3;{}^4A_{2g})$ centers. For a low-spin (non-Hund) configuration in *octahedral* crystal field the $3d^7$ system disproportionates as follows: $2\,(t_{2g}^6e_g^1;{}^2E_g) \rightarrow (t_{2g}^6;{}^1A_{1g}) + (t_{2g}^6e_g^2;{}^3A_{2g})$, where $(t_{2g}^6e_g^2;{}^3A_{2g}) = (t_{2g}^6;{}^1A_{1g}) \times (e_g^2);{}^3A_{2g}$. In other words, the disproportionated system can be viewed as a system of spin-triplet composite electron bosons $(e_g^2);{}^3A_{2g}$ moving in the lattice composed of the hole $(t_{2g}^6;{}^1A_{1g})$ centers. Fig. 1 illustrates schematically the final disproportionated states for $3d^9$, $3d^7$, $3d^6$, and $3d^4$ systems in high-symmetry crystal field. Common features of such disproportionated systems are: i) the same $(e_g^2);{}^3A_{2g}$ spin-triplet structure of the local composite boson; ii) a peculiar "anti-Jahn-Teller" character of the disproportionation reaction. In contrast with the high-symmetry crystal field, the low-symmetry crystal field can stabilize the spin-singlet structure of the local composite bosons. For instance, the tetragonal crystal field in quasi-2D cuprates stabilizes the local hole composite bosons $\underline{d}^2_{x^2-y^2};{}^1A_{1g}$.

In summary, we see that the tetrahedrally coordinated Fe^{2+} ions can form an unique system of composite local S-type bosons due to a disproportionation reaction. However, the well defined local S-type bosons are not the only condition for the disproportionation driven high-T_c superconductivity. Despite significant screening effect, the stabilization of uniform BS or supersolid (BS+CO) superconducting state as a result of a disproportionation reaction in a bare insulator seems to be unrealistic. However, the doping, or deviation from the half-filling in the hard-core Bose system does generate conditions for an unconventional inhomogeneous superconductivity due to the formation of multi-center topological defect such as a system of CO bubble domains with Bose superfluid and extra bosons both localized in domain wall, or a topological BS+CO phase separation, rather than an uniform supersolid phase [4, 5]. Such a nanoscopic bubble domain [5] presents an elementary unit of a local superconductivity that can survive at temperatures as high as hundreds of Kelvin. The long-wavelength behavior of the system is believed to reveal properties typical for granular superconductors, CDW materials, and Wigner crystals.

The work was partially supported by grants Nos. 06-02-17242, 07-02-96047, and 08-02-00633 from RFBR.

References

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. A.S. Moskvin, Low Temp. Phys. **33**, 234 (2007).
3. A.S. Moskvin, Physica B, **252**, 186 (1998);A.S. Moskvin, I.L. Avvakumov, *ibid*, **322**, 371 (2002).
4. A.S. Moskvin, I.G. Bostrem, A.S. Ovchinnikov, JETP Lett. **78**, 772 (2003).
5. A.S. Moskvin, Phys. Rev. B **69**, 214505 (2004).

Influence of charge order on the magnetic properties of sodium cobaltates Na_xCoO_2 for $x > 0.65$

I. R. Mukhamedshin[1)], *T. A. Platova, A. V. Dooglav*

Physics Department, Kazan State University, Kazan 420008, Russia

H. Alloul, G. Collin, N. Blanchard

Laboratoire de Physique des Solides Universite Paris-Sud, 91405 Orsay, France

The four different stable phases of Na ordered Na_xCoO_2, for $0.65 < x \lesssim 0.75$ have been synthesized and characterized by x rays, SQUID magnetometry, ^{23}Na and ^{59}Co NMR and NQR. Above 100 K they display similar Curie-Weiss spin susceptibilities as well as ferromagnetic $q = 0$ spin fluctuations in the CoO_2 planes revealed respectively by ^{23}Na NMR shift and spin lattice T_1 data. The Co disproportionate already above 300 K into Co^{3+} and $\approx Co^{3.5+}$ in all phases, which allows us to understand that magnetism is favoured. Below 100 K the paramagnetic properties become quite distinct, and a 3D magnetic order sets in only for $x = 0.75$, so that charge order has a subtle incidence on the low T energy scales and transverse magnetic couplings.

A new family of layered cobalt oxides stabilized by planar insertion of alkalis has been discovered in the early seventies. The mobility of the alkali ions has promoted the use of Li_xCoO_2 in solid state batteries. More recently the sodium based cobaltates have been found to be good metals which display altogether a large electric thermopower [1]. Some efforts have been devoted to understand the occurrence of these usually exclusive properties in view of possible application for Peltier cooling. The discovery [2] of superconductivity in $Na_{0.35}CoO_2$, upon insertion of water layers between the Na and CoO_2 planes, has then induced a high interest in the physics community, as this is the first layered transition metal oxide which is found to display SC since the discovery of High T_c cuprates.

Sodium cobaltates display diverse physical behaviours depending upon Na content. Their magnetic properties were expected to be driven by the low spin states of Co^{3+} ($S = 0$) and Co^{4+} ($S = 1/2$) ions in the large crystal field which prevails in the triangular lattice formed by the edge sharing Co oxygen octahedra of the CoO_2 layers. Changing x discloses Pauli, Curie-Weiss [3, 4], as well as magnetic ordered phases [5]. By analogy with the cuprates antiferromagnetism (AF) is expected for the hypothetical CoO_2 half filled Mott-Hubbard insulator and should disappear with increasing x. Unexpectedly AF phases are found for $x \geqslant 0.75$ where one would anticipate non magnetic metallic states obtained by hole doping the filled band insulator Na_1CoO_2. Indeed, in this compound the six d electrons fill the t_{2g} multiplet the Co ion being then in a non magnetic Co^{3+} state [6]. The hole doped AF phases are ferromagnetic in plane and AF between planes (A type AF) [7, 8].

In order to attempt to differentiate the AF phases from the paramagnetic Curie-Weiss phase at $x_0 \approx 0.7$ we have synthesized and investigated with NMR and NQR all the distinct phases from $x = 0.67$ to the first well characterized $x = 0.75$ AF phase. We could sort out four different stable phases for $0.65 \leqslant x \approx 0.75$, and synthesize reproducibly nearly pure samples, which requires a continuous control and no exposure to air. These phases all have two layer Co structures with the hexagonal ($P6_3/mmc$) unit cell as reference substructure lattice. However the homogeneity range is sequenced in four distinct narrow x domains, each with a specific Na ordering leading to characteristic additional diffraction: incommensurate satellites or superstructure commensurate reflexions [9]. Phase notation of [9] for studied samples were used in this work.

SQUID measurements of the macroscopic susceptibility χ_m taken in 5 T field (Fig. 1) allow us to evidence that the different phases display different mag-

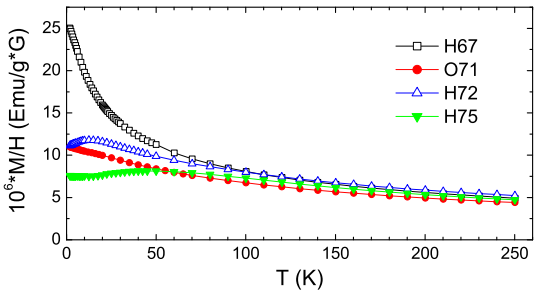


Fig. 1. T dependencies of the bulk susceptibility χ_m measured with a DC SQUID in a 5 T field.

[1)] Irek.Mukhamedshin@ksu.ru

netic properties at low temperatures. For instance, as evidenced in Fig. 1, the low T magnitude of χ_m decreases progressively with increasing x. The H75 phase is furthermore found to be the only phase in which a magnetic order is detected at $T_N = 22\,\mathrm{K}$ in low applied field. Also, in the H75 AF phase, the saturation of $K_s(T)$, that is $\chi_s^{\alpha}(T)$, seen at low T in Fig. 2b should be associated with the onset of AF correlations. In a uniform Heisenberg model, one would then assign the progressive increase of $\chi_s^{\alpha}(T)$ at low T with decreasing x to a decrease of T_N and of out of plane AF coupling strength. However this primary interpretation fails as NMR data taken down to 1.4 K (and μSR to 50 mK), did not evidence any frozen magnetic state in the three other phases, which are then *paramagnets in their ground state*, most probably metallic, as no electronic magnetic transition is detected.

Above 100 K χ_m of all phases display similar Curie-Weiss spin susceptibilities. However, as minute amounts of impurities or slight admixture of phases could spoil the bulk measurements, spectroscopic measurements with local probes better determine the peculiarity of each phase.

Using ^{23}Na and ^{59}Co NMR and NQR spectra combined with Rietveld refinements of x ray data we have evidenced that multiphasing is quite common in Na_xCoO_2 samples. In the Fig. 2 the part of ^{59}Co NQR spectra of studied phases taken at 4.2 K is shown. As one can see each phase has a unique ^{59}Co NQR spectrum and it is easy to separate pure phase samples from mixture of phases. Multiphase samples display superimposed spectra, as seen in the lower panel of Fig. 2.

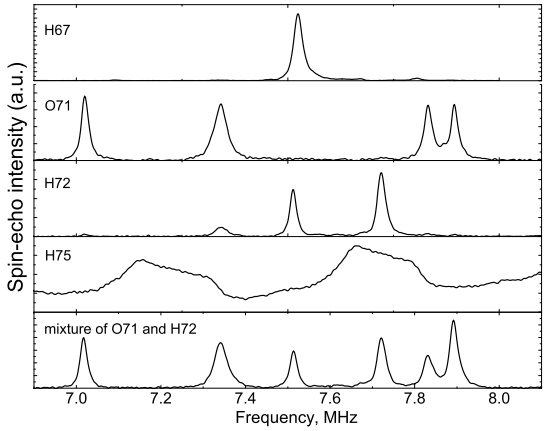


Fig. 2. ^{59}Co NQR spectra taken at 4.2 K - part corresponding to the $\pm\frac{7}{2} \leftrightarrow \pm\frac{5}{2}$ transitions is shown.

It's notable, that quadrupole ^{59}Co splittings are found quite similar for all studied phases, but with more sites for the O71 and H72 than in H67, thus revealing a more complex local order linked with the corresponding Na ordering. For H75 phase a large broadening of ^{59}Co NQR spectrum occurs in the AF state below $T_N = 22\,\mathrm{K}$. It is important to mention that ^{59}Co NQR and NMR reveal two classes of Co sites in all studied phases, previously detected in the paramagnetic H67 phase [10]. A first class is the non magnetic Co^{3+} sites, with slow spin lattice T_1^{-1} and spin spin T_2^{-1} relaxation in all four phases. And second class is fast relaxing magnetic Co sites with formal charge state of about 3.5+, which are responsible for the peculiar magnetic properties. So, the Na atomic order and the ordered charge disproportionation of Co appear essential as well in governing the low energy modifications of the band structure of the correlated metallic state, which drive the coupling between Co planes and the low T magnetic and thermoelectric properties

In summary, the present experimental investigation has allowed us to differentiate four phases which exhibit specific Na orderings, and similar Co charge disproportionation. However the details of the charge order promotes distinct lower energy scales which completely drive the ground state low T properties of these phases and the transverse couplings responsible for the apparent 3D magnetism. More refined electronic band structure calculations in which both correlations and charge order should be taken into account are required to sort out the details of the rich phase diagram of these cobaltate materials.

The work was partially supported by RFBR grant No. 06-02-17197.

References

1. I. Terasaki *et al.*, Phys. Rev. B **56**, R12685 (1997).
2. K. Takada *et al.*, Nature **422**, 53 (2003).
3. M. L. Foo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 247001 (2004).
4. I. R. Mukhamedshin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 167601 (2004).
5. J. Sugiyama et al, Phys. Rev. Lett. **92**, 017602 (2004).
6. G. Lang *et al*, Phys. Rev. B **72**, 094404 (2005).
7. A. T. Boothroyd *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 197201 (2004).
8. J. P. Bayrakci *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 157205 (2005).
9. H. Alloul *et al.*, EuroPhys. Lett. **82**, 17002 (2008).
10. I. R. Mukhamedshin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 247602 (2005).

Исследование методом ЯМР локального диамагнетизма углеродных структур с многослойными нанотрубками

Е. Г. Николаев[1)]

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН 119334, Москва, Россия

О. Е. Омельяновский, В. С. Прудковский, А. В. Садаков, В. И. Цебро

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН и ЦФИ им. П. Н. Лебедева, 119991 Москва, Россия

Метод ЯМР использован для изучения причин большой диамагнитной восприимчивости покрытых нанотрубной сеткой углеродных колонок из внутренней части катодных депозитов. Из полученных данных следует, что сильный диамагнетизм углеродных колонок, по-видимому, связан с достаточно плотным конгломератом нанотрубок, графитовых и многослойных углеродных полиэдрических частиц в их сердцевине, а не с поверхностной сеткой из многослойных нанотрубок.

Вопрос о возможной высокотемпературной сверхпроводимости многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) и многосвязных структур на их основе остается в центре внимания исследователей. Уже имеются сообщения о сверхпроводимости многослойных углеродных нанотрубок при температурах ниже 12 К [1], а наблюдение захвата магнитного потока при комнатной температуре в образцах, содержащих сетчатую многосвязную нанотрубную структуру [2], и в пучках из связок многослойных нанотрубок [3] не исключают возможности существования в этих структурах сверхпроводимости или бездиссипативного электронного транспорта иной природы при существенно более высоких температурах. Для дальнейшего понимания природы наблюдаемых явлений наряду с изучением необратимых свойств (захват потока) большое значение имеет изучение обратимых магнитных свойств этих систем, как макроскопических, так и локальных. Уже первые измерения [4] диамагнитной восприимчивости образцов, содержащих МУНТ, дали значения, сравнимые с восприимчивостью квазидвумерного графита[2)], который, как известно [5], обладает наибольшим диамагнетизмом после сверхпроводников. Следует отметить, что для оксидных ВТСП часто наблюдается диамагнетизм с объемной восприимчивостью на порядки меньше значения $-1/4\pi$, характерного для обычного эффекта Мейсснера, так что в этом смысле отличие КДГ и МУНТ от ВТСП не такое уж большое. Вышеупомянутые большие значения диамагнитной восприимчивости были измерены на нанотрубных образцах, полученных с помощью электродугового синтеза. Эти образцы представляют собой рыхлую внутреннюю часть катодного осадка (депозита), имеющую колончатую структуру [6, 7]. Колонки данной структуры покрыты сеткой из МУНТ, а их сердцевина содержит наряду с МУНТ и другие углеродные фазы. Имеющиеся в литературе данные по величине магнитной восприимчивости МУНТ существенно отличаются между собой, что связано прежде всего с неоднофазностью образцов и их неоднородностью. Поэтому представляло интерес использовать для исследований диамагнетизма метод ядерного магнитного резонанса, особенно эффективный в случае неоднофазных и неоднородных образцов, так как он дает возможность изучать локальные магнитные свойства. Отметим, что работ по изучению МУНТ с помощью ЯМР практически нет, хотя имеется ряд публикаций по исследованию этим методом однослойных нанотрубок.

В настоящей работе ЯМР был использован для исследования особенностей диамагнитных свойств углеродных колонок с МУНТ, как исходных, так и обработанных ультразвуком для разрушения поверхностной нанотрубой сетки, а также полученного в результате такой обработки мелкодисперсного материала с большим содержанием МУНТ. На данных образцах была измерена магнитная восприимчивость в широком диапазоне температур (рис. 1), а также проведено сравнительное исследование спектров ЯМР ^{13}C при 4.2 К (рис. 2). Как видно из данных на рис. 1, образцы колонок до и после УЗ-обработки показывают сходные результаты, а восприимчивость снятого нанотрубного материала оказывается примерно на 30% меньше по сравнению с колонками. Спектры ЯМР для всех образцов (см. рис. 2) имеют характерную асимметрию с более широким крылом в диамагнитной области. Наиболее широкими (край диамагнитного

[1)] nikolaev@kapitza.ras.ru

[2)] $10^{-5} \div 10^{-4}$ СГСМ/г для ориентации магнитного поля перпендикулярно углеродным слоям

крыла соответствует величине сдвига примерно –2000 ppm) оказались спектры исходных колонок и колонок после УЗ-обработки. Спектр снятого ультразвуком нанотрубного порошка заметно уже: основная часть диамагнитного крыла заканчивается около –600 ppm. Исходя из анализа различных

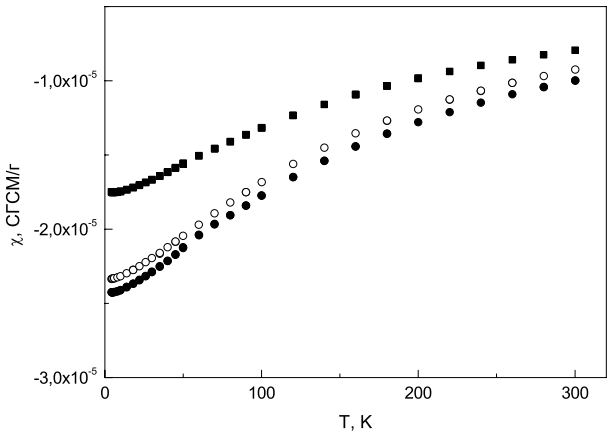


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости исходных углеродных колонок (•), колонок после УЗ-обработки (○) и нанотрубного материала (■), полученного в результате УЗ-обработки. Магнитное поле 20 кЭ.

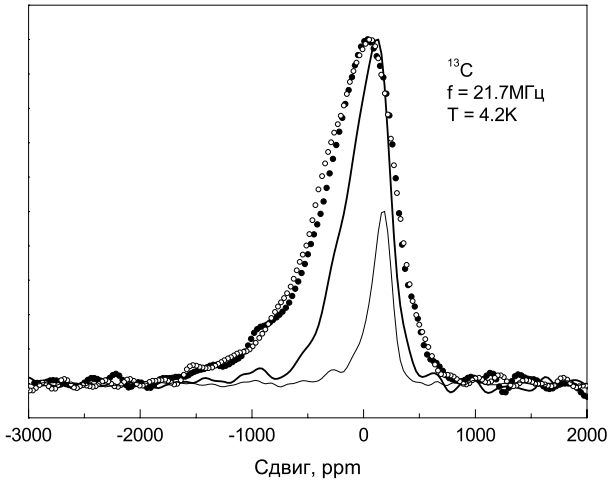


Рис. 2. Спектры ЯМР ^{13}C исходных углеродных колонок (•), колонок после УЗ-обработки (○), нанотрубного материала, полученного в результате УЗ-обработки (жирная линия), и порошка графита (тонкая линия), используемого в качестве репера.

вкладов в сдвиг линии ЯМР в графите на основании большого числа опубликованных данных [8] и полагая, что в случае ориентации магнитного поля перпендикулярно углеродным слоям единственным существенным является диамагнитный вклад, который связан с так называемым полем Лоренца, обусловленным макроскопической намагниченностью среды, нами была проведена оценка максимального значения локальной диамагнитной восприимчивости из приведенных на рис. 2 спектров ЯМР. Эта оценка дала величину $-7\cdot10^{-5}$ СГСМ/г, что практически совпало с данными [5] для восприимчивости лучших образцов квазидвумерного графита ($-8\cdot10^{-5}$ СГСМ/г).

О том, что существование в исследованных углеродных колонках таких сильно диамагнитных областей не связано с поверхностной нанотрубной сеткой и замкнутыми многосвязными нанотрубными контурами в ней, свидетельствует практически полное совпадение данных (особенно спектров ЯМР), полученных до и после УЗ-обработки. Диамагнетизм выделенного УЗ-обработкой нанотрубного материала существенно меньше диамагнетизма самих колонок до и после УЗ-обработки (см. рис. 1 и рис. 2), то есть собственный диамагнетизм нанотрубок также не объясняет сильного диамагнетизма колонок. Таким образом, остается связать сильный диамагнетизм колонок с диамагнетизмом их сердцевины, которая, как показали наши опыты не разрушается даже при длительной обработке ультразвуком, и которая согласно [6, 7] состоит из плотного конгломерата частиц турбостратного графита размером порядка микрона, нанотрубок и многослойных углеродных полиэдров, соотношение между которыми зависит от условий электродугового синтеза. Впрочем, не исключено, что в этом конгломерате образуются замкнутые контуры из нанотрубок, дающие свой вклад в диамагнетизм.

Работа поддержана программой Президиума РАН «Квантовая макрофизика» (подпрограмма №2, проект № 2.25).

Список литературы

1. I. Takesue et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 057001 (2006).
2. В. И. Цебро, О. Е. Омельяновский, А. П. Моравский, Письма в ЖЭТФ **70**, 457 (1999); УФН **170**, 906 (2000).
3. G. M. Zhao and Y. S. Wang in arXiv:cond-mat/0111268v2, 2001).
4. P. Ramirez et al., Science **265**, 84 (1994); X. K. Wang et al., J. Mater. Res. **9**, 1578 (1994).
5. А. С. Котосонов, Письма в ЖЭТФ **43**, 30 (1986).
6. S. Bandow, J. Appl. Phys. **80**, 1020 (1996).
7. N. A. Kiselev et al., Carbon **37**, 1093 (1999).
8. C. Goze-Bac et al., Carbon 40, 1825 (2002).

Поверхностная и объемная сверхпроводимость Pb, внедренного в нанометровые поры

Г. Х. Панова[1)]

Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

А. А. Набережнов, А. В. Фокин

Физико-Технический Институт им. А. Ф. Иоффе, РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В области температур 2–40 K без поля и в магнитных полях до 8 T исследована теплоемкость Pb, внедренного в нанометровые поры стекла диаметром ~ 7 nm. В температурной зависимости теплоемкости наночастиц Pb наблюдены два сверхпроводящих перехода выше и ниже температуры перехода для массивного Pb ($T_c = 7.2$ K) и определены критические поля H_{c3} и H_{c2}, связанные с поверхностной и объемной сверхпроводимостью.

Более 40 лет назад D. Saint-James и P. G. de Gennes [1] показали, что в сверхпроводниках *II* рода сверхпроводимость не исчезает в полях выше второго критического поля, а существует в тонком поверхностном слое вплоть до третьего критического поля $H_{c3} = 2.392\varkappa H_c$, где $\varkappa$ - параметр Гинзбурга-Ландау, H_c - термодинамическое критическое поле. Как было предсказано в работах В. Л. Гинзбурга [2], поверхностная сверхпроводимость может наблюдаться при условии, если щель, а значит, и критическая температура T_c для объемной сверхпроводимости меньше, чем для поверхностной. Наноструктурированный Pb является одним из наиболее привлекательных объектов для такой проверки, поскольку для пленок Pb наблюдается понижение T_c по сравнению с массивным Pb [3].

Целью работы было исследование термодинамических свойств наночастиц свинца, внедренных в пористое стекло со средним диаметром пор 7 nm, и для сравнения массивного свинца, что позволило получить информацию о сверхпроводящих свойствах наночастиц Pb в порах, об изменении плотности электронных состояний на поверхности Ферми и о фононных характеристиках свинца, находящегося в условиях "ограниченной геометрии".

Свинец был введен в матрицу из пористого стекла со средним диаметром пор 7 nm из расплава под давлением с последующей кристаллизацией в порах в виде наночастиц при понижении температуры. Обычно при таком методе получения наночастиц до 90 % объема пор занято внедренным металлом. Следует заметить, что Pb практически не смачивает аморфный кварц.

Теплоемкость образцов измерялась в адиабатическом калориметре с импульсным нагревом в области температур 2–40 K.

В области низких температур экспериментальные данные по теплоемкости хорошо описываются зависимостью $C = \gamma T + \beta T^3$, что в координатах C/T от T^2 соответствует прямым линиям. Из экстраполяции экспериментальных данных (по методу наименьших квадратов) сделаны оценки величин коэффициентов γ и β и предельной низкотемпературной характеристической температуры Θ_D. Коэффициенты электронной теплоемкости и характеристические дебаевские температуры $\Theta_D(0)$ для наночастиц Pb составляют $\gamma(0) = 6\,\mathrm{mJ/gaK^2}$ и $\Theta_D(0) = 84$ K, а для массивного Pb — $\gamma(0) = 2.9\ \mathrm{mJ/gaK^2}$ и $\Theta_D(0) = 105$ K.

В настоящей работе исследована теплоемкость Pb, внедренного в нанометровые поры стекла диаметром 7 nm, в области температур 2–40 K без поля и в магнитных полях до 8 T и массивного Pb и проведено сравнение их физических свойств. На рис. 1 представлены температурные зависимости теплоемкости нанокристаллического свинца вблизи T_c без поля и в магнитных полях 1, 2, 4, 6, 8 T в координатах C/T^3 от T для того, чтобы выявить скачки теплоемкости в температурной области 6–9 K, где фононная теплоемкость, деленная на T^3, слабо меняется. В температурной зависимости теплоемкости обнаружены скачки теплоемкости, соответствующие сверхпроводящему переходу. Магнитное поле влияет на теплоемкость, уменьшая амплитуду скачка и сдвигая его положение в сторону более низких температур. В нулевом поле наблюдаемые переходы близки по температуре ($\Delta T_c \sim 1$ K), однако в магнитном поле они разделяются и в результате дают количественное отличие на фазовых диаграммах.

[1)] shikov@isssph.kiae.ru

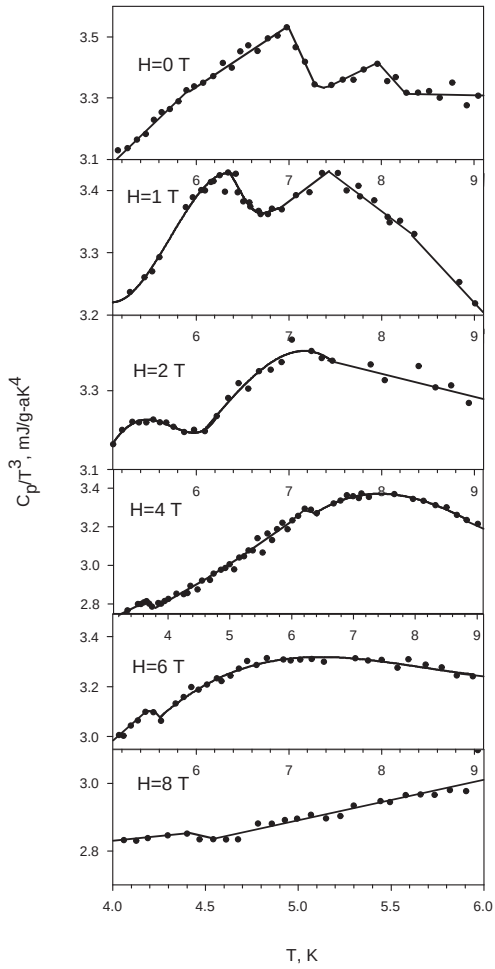


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости наночастиц Pb вблизи T_c без поля и в полях 1, 2, 4, 6, 8 T в координатах C/T^3 от T.

Температурные и полевые измерения теплоемкости наночастиц свинца дали возможность определить температурную зависимость критических полей H_{c3} и H_{c2} и построить фазовые диаграммы "сверхпроводник - нормальный металл", представленные на рис. 2, где $H_{c3}(T)$ – (1), $H_{c2}(T)$ – (2) и $H_c(T)$ – (3) для массивного Pb значения, которого умножены на 10.

В результате проведенных исследований свинца, внедренного в нанометровые поры стекла, впервые из данных по теплоемкости удалось разделить поверхностную сверхпроводимость от объемной. В температурной зависимости теплоемкости наночастиц свинца наблюдены два сверхпроводящих перехода выше и ниже температуры перехода массивного свинца, связанные с поверхностной и объемной сверхпроводимости. Верхние критические поля H_{c3} для поверхностной и H_{c2} для объемной сверхпроводимости в 140 и 70 раз соответственно превышают критическое поле для массивного свинца, а их отношение $H_{c3}/H_{c2} \sim 2$.

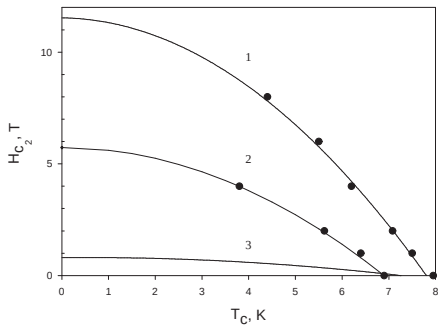


Рис. 2. Фазовые диаграммы "сверхпроводник-нормальный металл" для наночастиц Pb: $H_{c3}(T)$ – (1), $H_{c2}(T)$ – (2), и $H_c(T)$ – (3) для массивного Pb значения, которого умножены на 10.

Наличие заметной доли атомов, расположенных на поверхности наночастиц свинца, и взаимодействие с атомами матрицы на стенках пор приводит к изменению температуры сверхпроводящего перехода, критических полей, электронных характеристик наночастиц. Электронная плотность состояний возрастает вдвое в наночастицах свинца, при этом в пределе низких температур $\Theta_D(0)$ уменьшается. Наблюдаемое возрастание теплоемкости наночастиц свинца по сравнению с массивным свинцом в широкой области температур связано со смягчением фононного спектра.

Полученные результаты показывают, что наличие двух принципиально разных областей: поверхностного слоя и ядра наночастиц приводит к различиям их параметров порядка, что открывает широкое поле для изучения поверхностной и объемной сверхпроводимости наночастиц, является перспективным для развития новых нанотехнологий и требует дальнейших исследований.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований: проекты № 06-02-16892-а, 06-02-17313-а и НШ-5169.2006.2.

Список литературы

1. D. Saint-James and P. G. de Gennes, Phys. Lett. **7**, 306 (1963).
2. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ **46**, 367 (1964); В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **47** 2318, (1965); V. L. Ginzburg. Phys. Lett. **13**, 2, 101 (1964).
3. Е. Г. Максимов, УФН **88**, 3, 587 (1966).

Гистерезис магнитосопротивления в гранулярном $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ при низких температурах

С. В. Семёнов[1)]

Сибирский Федеральный университет, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79, Россия

К. А. Шайхутдинов, Д. А. Балаев, М. И. Петров, Н. В. Волков

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, Россия

В работе экспериментально исследованы магниторезистивные свойства гранулярного $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ в широком интервале температур и магнитных полей. Основное внимание уделено аномально большому гистерезису магнитосопротивления в области низких температур ($T = 4.2$ K). Наблюдаемый вид $\rho(H)$ качественно может быть объяснен эффектами спин-зависимого туннелирования электронов через диэлектрические границы проводящих гранул, имеющих широкую функцию распределения по величине магнитных моментов.

Основной целью данной работы было исследование эффектов спин-поляризованного транспорта [1, 2, 3] при туннелировании носителей тока через межгранульные границы в $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ и их связь с транспортными свойствами гранулярного $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ в области низких температур.

Поликристаллический $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ был приготовлен по стандартной методике твердофазного синтеза. Конечный синтез проходил 24 часа при 800 °C. Рентгеноструктурные исследования показали, что образец имеет перовскитоподобную структуру, посторонних включений обнаружено не было. Исследования микроструктуры образцов показали, что гранулы $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ имеют средний размер 200 нм. Просвечивающая микроскопия высокого разрешения (TEM) одиночной гранулы показала, что внутренняя часть гранулы представляет собой монокристаллическое соединение $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, а внешняя оболочка аморфна, толщина которой составляет $\sim$ 5 нм. Данная оболочка является диэлектрической и немагнитной или слабо антиферромагнитной [3, 4] и формирует потенциальные барьеры между соседними гранулами.

Измерения температурных зависимостей намагниченности $M(T)$ проводились на вибрационном магнетометре в режиме отогрева образца. На рис. 1 приведены температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, в полях $H = 0$, 20 и 60 кЭ (левая шкала) и магниторезистивного эффекта $\Delta\rho/\rho(H = 0)$ (правая шкала), на вставке к рис. 1 представлена температурная зависимость намагниченности $M(T)$. В области низких температур зависимости $\rho(T)$ имеют четко выраженный минимум, после которого наблюдается

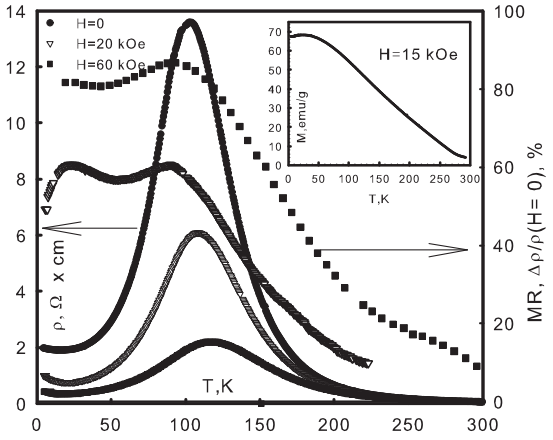


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, в полях $H = 0$, 20 и 60 кЭ (левая шкала) и магниторезистивного эффекта $\Delta\rho/\rho(H = 0)$ (правая шкала). На вставке к рис. 1 - температурная зависимость намагниченности $M(T)$.

увеличение электросопротивления по мере понижения температуры. Значения магниторезистивного эффекта также приведены на рис. 1. Видно, что величина $\Delta\rho/\rho(H = 0)$ в области низких температур сравнима с таковой в районе перехода металл-диэлектрик.

Плавный ход зависимости $M(T)$ до температуры Кюри возможно связан с различием в размерах кристаллитов, что приводит к существованию функции распределения по T_C в образце. Наличие максимума на кривой $M(T)$ при температуре $T_N \approx 25$ K указывает на возможное существование в образце антиферромагнитной фазы, которая может соответствовать материалу внешней оболочки

[1)] smp@krasn.ru

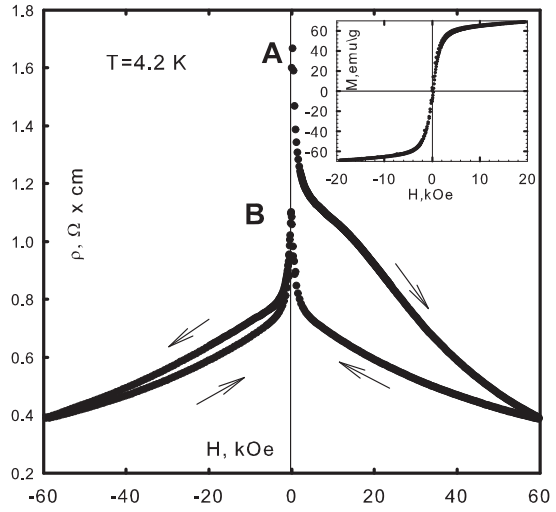


Рис. 2. Полевая зависимость электросопротивления $\rho(H)$ $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$, при $T = 4.2$ K, на вставке к рис. 2 - зависимость $M(H)$, полученная при той же температуре.

гранул, обедненной по кислороду [4], что приводит к изменению зарядовых состояний ионов марганца. На рис. 2 представлена зависимость $\rho(H)$ исследуемого образца измеренная при $T = 4.2$ K, а на вставке к рис. 2 - зависимость $M(H)$, полученная при той же температуре. Видно, что зависимость $\rho(H)$ обладает значительным гистерезисом, направления циклирования по магнитному полю указаны стрелками. Первоначальный ход кривой $\rho(H)$ из ненамагниченного состояния (точка A, $\rho(H_\uparrow = 0)$ характеризуется значительным магнитосопротивлением в слабых магнитных полях, т.е. в поле ~ 3 кЭ величина МР эффекта составляет 40% от МР эффекта в 60 кЭ, в больших полях сопротивление плавно уменьшается. При уменьшении поля от 60 кЭ до 0, кривая $\rho(H)$ демонстрирует значительный гистерезис, при этом значение $\rho(H_\downarrow = 0)$ точка B, существенно меньше, чем исходное значение $\rho(H_\uparrow = 0)$. Далее, при изменении направления поля зависимость $\rho(H)$ обладает незначительным гистерезисом. Максимальное сопротивление $\rho(H_\uparrow = 0)$ достигается только после отогрева образца. Отметим, что гистерезис намагниченности $M(H)$ (вставка к рис. 2) незначителен, что типично для поликристаллических образцов $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$.

Такое гистерезисное поведение $\rho(H)$ качественно может быть объяснено процессами спин-зависимого туннелирования электронов через межгранульные границы. Действительно, по данным электронной микроскопии, средний размер гранул составляет $\sim$ 200 нм, при этом функция распределения по размерам имеет типичный вид Гауссового распределения. В образце существуют ферромагнитные гранулы разного размера, магнитные моменты которых определяются анизотропией каждого из кристаллитов [1]. Транспортный ток, протекая по сети туннельных переходов с равной вероятностью будет протекать по гранулам разного размера. В ненамагниченном состоянии магнитные моменты отдельных гранул ориентированы хаотически, при этом общее сопротивление сети туннельных контактов максимально. При приложении внешнего магнитного поля H в слабых магнитных полях до ~ 3 кЭ выстраиваются по направлению поля гранул большого размера, которые дают основной вклад в намагниченность (см. вставку к рис. 2) и в магнитосопротивление. Далее происходит ориентирование по полю магнитных моментов гранул меньшего размера, что соответствует участку с плавным падением сопротивления. При уменьшении внешнего поля H до 0, значение $\rho(H_\downarrow = 0)$ оказывается меньше, чем $\rho(H_\uparrow = 0)$, поскольку гранулы большого размера могут оставаться намагниченными и их магнитные моменты остаются сонаправленными. Дальнейший незначительный гистерезис определяется парапроцессами перемагничивания гранул меньшего размера.

Таким образом наблюдаемая гистерезисная особенность $\rho(H)$ объясняется процессами спин-зависимого туннелирования носителей через диэлектрические границы проводящих гранул, обладающих функцией распределения по величине магнитного момента.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ №08-02-00259-а, конкурса молодежных проектов СФУ, проект №6. С. В. С. благодарит фонд Прохорова.

Список литературы

1. P. Dey, T. K. Nath, Phys. Rev, **73**, 214425 (2006).
2. J. H. Miao, S. L. Yuan, X. Xiao, et. al., Journ of Appl. Phys, **101**, 043904 (2007).
3. N. V. Volkov. E. V, Eremin, K. A. Shaykhutdinov et. al., J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 015004 (2008).
4. J. S. Zhou, J. B. Goodenough, A. Asamitsu, et. al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3234 (1997).

Магнитные нестабильности дендридного типа в пленках NbN

И. А. Руднев, Ю. Ю. Съедин

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

А. Э. Применко

Московский государственный университет, Москва, Россия

На пленках NbN изучались магнитные нестабильности дендридного типа в диапазоне температур от 4.2 K до 6.9 K. Нестабильности проявлялись в виде случайных скачков зависимости $M(H)$. Обнаружен эффект инверсного увеличения намагниченности при увеличении температуры в нулевом поле. Предложен способ подавления нестабильностей путем нанесения алюминиевого покрытия. Проведен фурье и автокорреляционный анализ зависимостей $M(H)$.

Известно, что скачки магнитного потока влияют на стабильность критического состояния в жестких сверхпроводниках и приводят к уменьшению значений намагниченности и критического тока в магнитном поле. Одним из проявлений скачков потока является дендритная нестабильность или лавинообразное трековое проникновение магнитного потока в сверхпроводник, которая наблюдалась во многих пленочных сверхпроводниках второго рода, в том числе на пленках Nb_3Sn [1] и NbN [2]. В настоящем сообщении мы приводим новые экспериментальные данные, которые демонстрируют особенности поведения дендритной нестабильности, возможности её подавления.

Скачки магнитного потока регистрировались на пленках NbN при измерении кривых намагниченности $M(H)$. Сверхпроводящие пленки имели толщину 1600 Å (образец №1) и 1500 Å (образец №2), $T_c = 13.2$ K и 14.2 K, $J_c(4.2\,K, 0) = 1.0 \times 10^6$ А/см^2 и 2.3×10^6 А/см^2 соответственно и были получены магнетронным напылением на поликоровую подложку. Намагниченность образца измерялась на вибрационном магнитометре PARS с использованием проточного гелиевого криостата в диапазоне полей от -500 до 4500 Гс при температуре от 4.2 K до 6.9 K.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости для образца №1 при различных температурах. При более низких температурах ($4.2 \div 4.8$ K) наблюдаются многократные случайные скачки магнитного момента как при увеличении, так и при уменьшении магнитного поля. Достигая некоторого порогового значения магнитного поля (1200 Гс при $T = 4.2$ K и 550 Гс при $T = 6.9$ K для данного образца), флуктуации магнитного момента прекращаются. Вблизи порогового значения амплитуда флуктуаций увеличивается и достигает значения 20% от величины магнитного момента. При уменьшении магнитного поля флуктуации возобновляются при больших полях (1500 Гс и 1300 Гс соответственно) и имеют меньшую амплитуду (около 8% от величины магнитного момента), при дальнейшем уменьшении магнитного поля амплитуда скачков магнитного момента уменьшается.

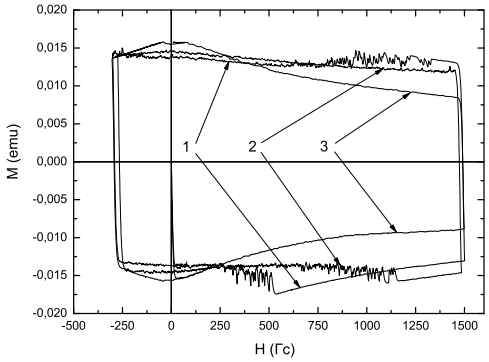


Рис. 1. Зависимость $M(H)$ для пленки NbN (образец №1) при различных температурах: $1 - T = 4.2$ K; $2 - T = 4.8$ K; $3 - T = 6.9$ K.

Увеличение температуры до 6.9 K полностью подавляет скачки магнитного момента в зависимости $M(H)$.

Особого внимания требует эффект инверсного увеличения магнитного момента при увеличении температуры в области низких полей (до 200-250 Гс).

На рис. 2 представлена экспериментальная зависимости для образца №2. Измерения магнитного момента проводились при температуре 4.2 K для пленоки без покрытия, а также с алюминиевым покрытием. Покрытие создавалось путем приклеивания на поверхность сверхпроводящей пленки алюминиевой фольги толщиной порядка 50 мкм, при-

чем электрический контакт между фольгой и пленкой отсутствовал.

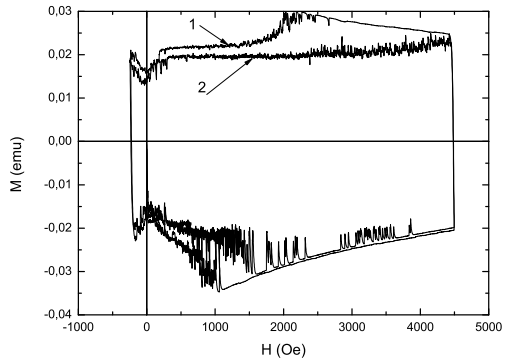


Рис. 2. Зависимость $M(H)$ для пленки NbN (образец №2) с многослойным алюминиевым покрытием (2) и без него (1).

График наглядно демонстрируют увеличение магнитного момента в области до пороговых значений, при которых происходит прекращение флуктуаций, как при увеличении, так и при уменьшении магнитного поля в случае нанесения алюминиевой фольги. Таким образом, нанесение слоя фольги увеличивает значение магнитного момента на величину порядка 20% от значения, измеренного на пленке без покрытия. Наиболее вероятным объяснением такого эффекта может быть стационарная стабилизация пленки за счет высокой теплоемкости фольги.

В целях определения закономерностей в зависимости $M(H)$, был проведен Фурье и автокорреляционный анализ. С помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) были определены амплитудно-частотные характеристики участков петель, на которых наблюдаются флуктуации намагниченности. При помощи автокорреляционного анализа определялись коэффициенты корреляции при смещении выборки относительно генеральной совокупности – той же части петли, что и в БПФ.

Проведенный БПФ анализ говорит о подавляющей доле белого шума в данных, так как в спектре нет ярко выраженных пиков. Отличия в величинах значимых гармоник составляет 3-5 раз, пики расположены плотно. Кроме того, спектры верхней и нижней части петли не имеют общих пиков.

Автокорреляционный анализ показывает малую взаимосвязь данных внутри генеральной совокупности. Коэффициент автокорреляции изменяется в диапазоне (-0.3,0.3). Это говорит о том, что данные “не помнят своей истории”, нет взаимосвязи между флуктуирующими значениями намагниченности, полученными при различных значениях монотонно меняющегося внешнего поля.

Магнитные нестабильности дендридного типа значительно ухудшают сверхпроводящие свойства пленок NbN, зависимость магнитного момента от магнитного поля сильно флуктуирует. Предложенные нами способы стабилизации позволяют значительно увеличить магнитный момент пленок в области проявления нестабильности. Кроме того, обнаружен эффект инверсного увеличения магнитного момента пленок при повышении температуры. Численный анализ зависимости $M(H)$ не выявил закономерностей, характер флуктуаций случайный. Механизм стабилизации требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-08-00551а).

Список литературы

1. I. A. Rudnev, S. V. Antonenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, A. E. Primenko, Cryogenics **43**, 663 (2003).
2. I. A. Rudnev, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, A. E. Primenko, Appl. Phys. Lett. **87**, 42502 (2005).

Динамика решетки сверхпроводящих интеркалированных графитовых соединений

Е. С. Сыркин, И. А. Господарев, В. И. Гришаев, К. В. Кравченко, С. Б. Феодосьев[1)]

Физико-технический Институт Низких Температур им. Б. И. Веркина НАН Украины 61103 Харьков, Украина

Детально на микроскопическом уровне проанализирован фононный спектр чистого графита и показаны общие закономерности его изменения при интеркаляции графита различными металлами. Определен характер зависимости этих изменений от основных динамических параметров - соотношения между массами и эффективными атомными радиусами углерода и интеркалянтов, а также расстояний и взаимодействий между атомами в таких структурах. Проанализирована связь между этими параметрами и температурой сверхпроводящего перехода

Графит и соединения на его основе в последнее время вызывают к себе повышенное внимание как объект фундаментальных исследований, так и в качестве возможно наиболее перспективных материалов современных (в частности, нано-) технологий. Слоистая структура графита проявляется в таких любопытных явлениях как квантовый эффект Холла [1] и дираковская дисперсия электронов [2]. Особый интерес вызывают структуры графита, интеркалированные металлами, поскольку в таких структурах была обнаружена высокая (для такого класса соединений) температура сверхпроводящего перехода. Причем эта температура растет в зависимости от типа металлического интеркалята от 6.5 K для C_6Yb до 11.5 K C_6Ca [3, 4]. Поскольку в формировании сверхпроводящего состояния как в "обычных" сверхпроводниках, так и в сверхпроводниках с высокой температурой сверхпроводящего перехода, основную роль играет электрон-фононное взаимодействие [5], нет основания считать механизм сверхпроводимости в интеркалированном графите отличным от БКШ. Особенности поведения T_c в таких соединениях должны определяться главным образом особенностями их фононного спектра поскольку заметное отличие в поведении электронных спектров C_6Yb и C_6Ca маловероятно. Поэтому необходимо детально проанализировать фононный спектр чистого графита и выяснить каким образом меняется этот спектр при интеркаляции графита различными металлами – определить зависимость этих изменений от динамических параметров углерода и интеркалированного металла (соотношения масс и атомных размеров, межатомных расстояний и взаимодействий между атомами).

При этом следует иметь в виду, что наиболее существенные особенности фононных спектров и колебательных характеристик таких структур определяются поведением углеродной подсистемы. Присущее графиту колоссальное по величине взаимодействие между атомами, лежащими в одном графеновом слое (то есть направленное исключительно в плоскости этого слоя), обусловливает огромную анизотропию межатомных взаимодействий в чистом графите, которая в интеркалированных соединениях может несколько понизиться, но все-равно останется большой (взаимодействие углерода с интеркалирующим металлом не сможет сравниться с сильным ковалентным взаимодействием ближайших соседей в графеновом слое).

Сильная анизотропия межатомного взаимодействия обусловливает ряд характерных отличительных особенностей в поведении фононных спектров и колебательных характеристик (см., например, [6]). Так, например, упругие модули C_{33} и C_{44}, связанные со смещениями вдоль оси c и определяющие скорости звука, распространяющегося или поляризованного вдоль данного направления, в $30 \div 300$ раз меньше упругих модулей C_{11} и C_{66}, определяющих скорости звука, распространяющегося и поляризованного в базисных плоскостях. Поэтому, если бы распространение колебаний вдоль направления оси c при малых частотах имело бы звуковой характер, среднеквадратичные смещения атомов в данном направлении уже при низких температурах приобрели бы значения, соответствующие плавлению кристалла, и уже сам факт существования твердого графита при комнатных температурах свидетельствует о том, что данные колебания существенным образом определяются возвращающими силами, которые действуют на атом со стороны других атомов, лежащих в одном с ним слое. Эти возвращающие силы обусловлены нецентральным межатомным взаимодействием и свидетельствуют о наличии упругих напряжений в графеновых слоях, которые формируют кристаллическую решетку графита.

[1)] syrkin@ilt.kharkov.ua

Право рассматривать каждый из слоев как плоский означает, что в кристалле выполняется условие $\sigma_{iz} n_z = 0$. Данное условие совпадает с условиям перехода от микро- к макроскопическому описанию колебаний атомов в кристалле – условием симметрии фойгтовской матрицы C_{ik}. Именно выполнение данного условия обеспечивает обращение в нуль первого члена разложения собственной частоты поляризованных вдоль кристаллографического направления c колебаний по степеням k, то есть квазиизгибный характер поляризованных вдоль направления c колебаний.

В длинноволновой области закон дисперсии в поперечной фононной моде $\omega_{TA_\perp}(\boldsymbol{k})$ сильно анизотропного слоистого кристалла, которая обращается в нуль при $k = 0$ и соответствует колебаниям, распространяющимся в плоскости ab и поляризованным вдоль оси c будет иметь вид $\omega^2_{TA_\perp} \approx \dfrac{C_{44}}{\rho} k^2 + \dfrac{\varkappa}{m} k^4$, что и видно в нейтронографическом эксперименте [7] (ρ – плотность графита; ($m = \rho V_0$– масса атома углерода, V_0 – удельный объем, приходящийся на один атом); коэффициент $\varkappa$ характеризует изгибную жесткость слоев.

Определим связь изгибной жесткости $\varkappa$ с силовыми константами, которые описывают нецентральное межатомное взаимодействие атомов углерода. Как обычно, уравнения гармонических колебаний атомов кристалла запишем в виде

$$m\omega^2 u_i(\boldsymbol{r}) = \sum_{k,\boldsymbol{r}'} \Phi_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') u_k(\boldsymbol{r}'), \qquad (1)$$

В (1) $\Phi_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$ – матрица силовых постоянных, описывающая взаимодействие атомов, расположенных в точках с радиус-векторами $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}'$ ($\Phi_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \dfrac{\partial^2 U}{\partial u_i(\boldsymbol{r}) \partial u_k(\boldsymbol{r}')}$, где U – потенциальная энергия кристаллической решетки); $\boldsymbol{u}$ – вектор смещения атома из положения равновесия.

При описании внутрислоевого взаимодействия будем учитывать взаимодействие первых, вторых и третьих соседей, как центральное, так и нецентральное. Поскольку в рассматриваемых нами слоистых кристаллических решетках координата z и координаты базисной плоскости x. y преобразуется по разным неприводимым представлениям точечной группы симметрии кристалла, матрицы силовых постоянных $\Phi_{ik}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \Phi_{ik}(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') \equiv \Phi_{ik}(\boldsymbol{\Delta})$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Phi_{ik}(\boldsymbol{\Delta}) = \; & -(1 - \delta_{iz}\delta_{kz}) \cdot [\alpha(\Delta) \cdot \frac{\Delta_i \Delta_k}{\Delta^2} + \\ + \; & \beta_x(\Delta) \cdot \delta_{ik}] - \beta_z(\Delta) \cdot \delta_{iz}\delta_{kz}. \end{aligned} \qquad (2)$$

При описании слабого межслоевого взаимодействия естественно ограничиться взаимодействием атомов из ближайших друг к другу слоев. Слабое межслоевое взаимодействие является, как правило, ван дер ваальсовым и описывается парным изотропным потенциалом. Матрицы силовых постоянных, описывающие это взаимодействие можно представить в виде (2) при $\beta_z = \beta_x$

Условие симметрии тензора упругих модулей относительно перестановки пары индексов приводит к соотношению $\beta_{1z} + 6\beta_{2z} + 4\beta_{3z} = 0$. С его учетом в длинноволновом пределе следует

$$\omega_{TA_\perp} \approx \varkappa k^2; \qquad \varkappa = \frac{a}{8}\sqrt{\frac{\beta_{1z}^2 - 36\beta_{2z}^2}{\beta_{1z} - 2\beta_{2z}}}. \qquad (3)$$

Если при описании внутрислоевого взаимодействия ограничиться только взаимодействием первых и вторых соседей, то $\beta_{1z} + 6\beta_{2z} = 0$, а следовательно и изгибная жесткость обратится в нуль, в то время как из [7] следует, что данная характеристика графеновых слоев достаточно велика. Поэтому для адекватного анализа на микроскопическом уровне колебательных характеристик графита при описании внутрислоевого взаимодействия следует учитывать взаимодействие, как минимум первых, вторых и третьих соседей.

Описывающие межатомное взаимодействие силовые постоянные в рамках предложенной модели могут быть восстановлены по известным из эксперимента упругим модулям и наиболее достоверным точкам нейтронографических экспериментов. С помощью этих постоянных нами произведен расчет фононных спектров и основных колебательных характеристик как для массивных образцов графита, так и для графеновых мультислоев (начиная с биграфена).

Список литературы

1. Y. Kopelevich, J. H. S. Torres, R. R. da Silva, F. Mrowka, H. Kempa, and P. Esquinazi, Phys.Rev.Lett. **90**, 156402 (2003).
2. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Diang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, Nature (London) **438**, 197 (2005).
3. T. E. Weller, M. Ellerby, S. S. Saxena, R. P. Smith, and N. T. Skipper, Nat.Phys. **1**, 39 (2005).
4. N. Emery, C. Herold, M. d'Astuto, V. Garcia, Ch. Bellina, J. F. Mareche, P. Lagrange, and G. Loupias, Phys.Rev.Lett. **95**, 087003 (2005).
5. Е.Г.Максимов, УФН **170**, 1033 (2000).
6. A.M.Kosevich, E.S.Syrkin, S.B.Feodosyev, Phys. Low-Dim. Str. **3**, 47 (1994).
7. R.Nicklow, N.Wakabayashi, H.G.Smith, *Phys. Rev.* **B 5**, 4951 (1972).

Влияние катионной и кислородной нестехиометрии на характер спиновых корреляций в квазиодномерных медь–кислородных цепях антиферромагнитных ($S = 1/2$) кристаллов $LiCu_2O_{2+\delta}$ и их твердых растворов $Li_{1+x}Cu_{2-x}O_{2+\delta}$ ($\mid x \mid \leq 0.09$)

Э. А. Тищенко[1)]

Институт Физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

А. А. Буш

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва 117464, Россия

В докладе представлены результаты магнитных исследований монокристаллических образцов антиферромагнитных ($S = 1/2$) моттовских диэлектриков $LiCu_2O_{2+\delta}$ и их растворов замещения $Li_{1+x}Cu_{2-x}O_{2+\delta}$. Информация о влиянии взаимозамещения Li^{1+} и Cu^{2+} в квазиодномерных цепях и нестехиометрии кислорода на характер изменений обменных связей получена из модельной обработки и анализа кривых полевой и температурной зависимостей магнитного момента и дифференциальной магнитной восприимчивости. Установлено, что внедрение лабильного кислорода порождает слабый скрытый ферромагнетизм с моментом насыщения $3 \cdot 10^{-4} m_0/Cu$, испытывающий в слабых магнитных полях H$\|$c фазовый переход спин-флип при < 150 K .

Сосуществования дальнего АФМ ($S = 1/2$) спирального порядка и димеризации [1, 2], сегнетоэлектричества и магнетизма [3] при T$<$ T$_N$=22 K вызывают интенсивные дебаты относительно магнитной структуры квазиодномерного моттовского диэлектрика $LiCu_2O_{2+\delta}$ и порождающих их механизмах. Для объяснения указанных выше взаимно исключающих друг друга по размерным и симметрийным соображениям явлений ряд авторов [1, 4], привлекают примесный эффект как результат самолегирования, т.е. в процессе синтеза материала [5] из-за близости ионных радиусов Cu^{2+} и Li^{1+} между ними возможен взаимный обмен кристаллографическими позициями.

Цель работы - изучить влияние катионного самолегирования и кислородной нестехиометрии на магнитную и внутрищелевую электронную структуры растворов замещения $Li_{1+x}Cu_{2-x}O_{2+\delta}$ ($\mid x \mid \leq 0.09$). Образцы синтезировались двумя методами: кристаллизации из раствор-расплава (РР) [6] и оптической зонной плавки (ОЗП). Рентгеноструктурный анализ показал, что решеточные константы как функции катионной нестехиометрии изменялись лишь в четвертом знаке мантиссы. В то время как с увеличением избыточного кислорода константа c уменьшалась почти линейно в третьем знаке. Содержание нестехиометрического кислорода в РР образцах регулировалось температурой их закалки на воздухе в области устойчивости фазы (820-950 K). Образцы ОЗП содержали больше кислорода и имели проводимость на два порядка более высокую, чем образцы РР. Для контроля изменения содержания парамагнитной меди Cu^{+2} в результате допирования мы использовали измерения магнитного момента и восприимчивости образцов с помощью сквид-магнетометра в магнитных полях до 70 KOe и диапазоне температур 2-400 K. Для извлечения из кривых восприимчивости количественной информации была подобрана близкая к структуре $LiCu_2O_2$ модель с димеризацией и дополнительным членом типа Кюри–Вейса, учитывающим другие каналы обмена, что позволяло подгонять экспериментальные кривые восприимчивости в диапазоне температур $23 < T < 400$ K с точностью лучше 1%. Параметрами модели являлись N_D и N_S – количество атомов Cu^{+2} на формульную единицу участвующих и не участвующих в димеризации; Θ – температура Кюри-Вейса; Δ – энергия димеризации. Были получены таблицы для обеих поляризаций поля, которые удовлетворительно описывали магнитную нестехиометрию образцов и согласовались между собой с точностью лучше 10% при использованных из ЭПР измерений для $LiCu_2O_2$ факторов $g_\| = 2.3$ и $g_\perp = 2.05$. Отношение

[1)] tishchenko@kapitsa.ras.ru

плотности димеров к общему количеству магнитных атомов практически не изменялось в образцах и было $\sim 1/3$, а энергия димеризации $(74 - 80\,\mathrm{K})$ уменьшалась с ростом x и по величине соответствовала энергиям активации проводимости и релаксации при температурах $T < 50\,\mathrm{K}$ [6]. На рис. 4

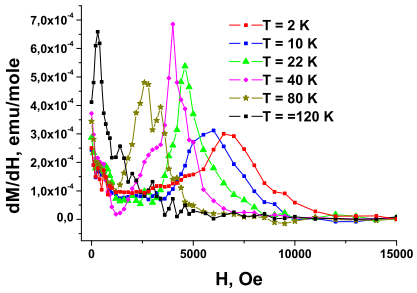


Рис. 1. Зависимость восприимчивости от поля образца (ОЗП) при $H \parallel c$

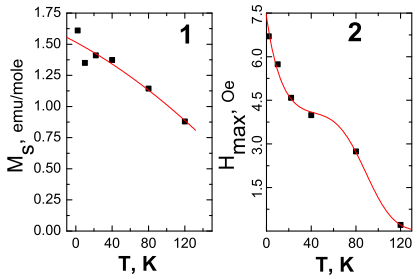


Рис. 2. 1-температурная зависимость намагниченности насыщения M_s; 2-температурная зависимость поля спин-флипа для образца ОЗП при $H \parallel c$.

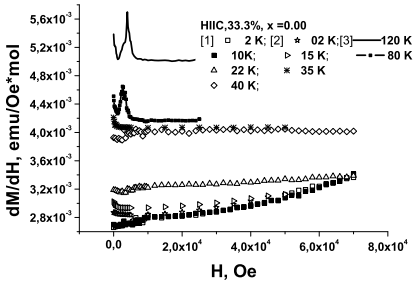


Рис. 3. Зависимость восприимчивости от поля стехиометрического образца (РР, $z = 33.3\%$) после отжига при 400 K в He (столбец-1) и до отжига (столбец-2); столбец-3: тоже для образца (ОЗП)

представлена измеренная концентрация меди Cu^{2+} для нестехиометрических РР образцов. Влияние нестехиометрического кислорода при $x = 0$ продемонстрировано для РР образца после синтеза и ставшего стехиометричным после отжига в потоке

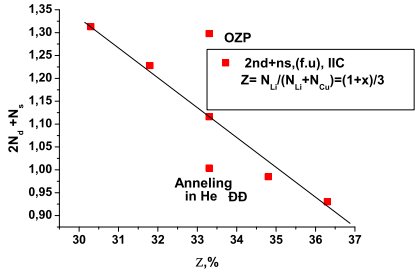


Рис. 4. Экспериментально измеренная концентрация парамагнитной меди в допированных образцах

Не при 400 K и для ОЗП образца. Изменение меди Cu^{2+} в обе стороны от $x = 0$ с точностью до вклада от кислорода соответствует $\sim 2x$. Рис. 1, 2 иллюстрируют свойства слабого ферромагнетизма в ОЗП образцах при $T < 150\,\mathrm{K}$ с моментом насыщения $3 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{m}_o/\mathrm{Cu}$ при 2 K. Наличие температурно зависимого фазового перехода типа спин-флип свидетельствует о скрытом ферромагнетизме, который может быть результатом квантования из ab плоскости антиферромагнитно связанных спинов, благодаря возникновению антисимметричного анизотропного обмена Дзялошинского–Мориа в связи с потерей локальной центральной симметрии в CuO_4 блоках при допировании. На рис. 3 для $x = 0$ сравниваются дифференциальные магнитные проницаемости РР образца до (2) и после отжига (1) и ОЗП образца после синтеза (3), т.е. варианты стехиометрии, слабой и более сильной нестехиометрии по кислороду. Видно, что нестехиометрический кислород дает еще один, присутствующий и при $H \perp c$, изотропный по полю вклад в момент с полевой и температурной зависимостью типа Бриллюена. Механизм возникновения этого вклада, похожий на вклад либо от свободных спинов, либо от ферромагнитных кластеров, требует дальнейшего изучения.

Список литературы

1. T. Masuda, A. Zheludev, A. Bush *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 177201 (2004).
2. S. Zvyagin, G. Gao, Y. Xin *et al.*, Phys. Rev. B **66**, 064424 (2002); K.–Y. Choi *et al.*, Phys. Rev. B **69**, 104421 (2004).
3. S. Park *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 057601 (2007).
4. A. S. Moskvin, Yu. D. Panov, S. –L. Drechsler, cond-mat/0801.1975v1; cond/mat/0801.1102v1.
5. А. А. Буш, К. Е. Каменцев, Э. А. Тищенко, Неорганические материалы **40**, 51 (2004).
6. Э. А. Тищенко, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, А. А. Буш, О. Е. Парфенов, К. Е. Каменцев, Сборник трудов конференции ФПС'08.

Твердые растворы $Li_{1-x}Cu_{2+x}O_{2+\delta}$ ($|x| \leq 0.1$): особенности зарядового транспорта, его динамики и внутрищелевой электронной структуры

Э. А. Тищенко[1)]

Институт Физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

О. Е. Парфенов

Российский научный центр "Курчатовский институт",Москва 123182, Россия

А. А. Буш, К. Е. Каменцев

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики, Москва 117464, Россия

Синтезированный около двадцати лет тому назад антиферромагнитный ($S = 1/2$) моттовский диэлектрик $LiCu_2O_2$ с магнитной структурой в виде квазиодномерных зиг-заг цепочек из обменно связанных ионов двухвалентной меди привлек внимание физиков как модельный объект для изучения низкоразмерного магнетизма [1, 2]. Установлено, что при высоких температурах основное состояние магнитной системы хорошо описывается моделью димеризованной спиновой жидкости [2]. Димеризация сосуществует с дальним спиральным магнитным порядком, возникающим при температурах ниже температуры перехода в АФМ состояние $T_N \sim 23$ K [2]. Недавно в $LiCu_2O_2$ при $T < T_N$ обнаружено сосуществование сегнетоэлектричества и магнетизма [3]. Для объяснения указанных выше взаимно исключающих друг друга по размерным и симметрийным соображениям явлений используют эффект примеси [4, 1], появляющийся из-за самодопирования. Сценарий самодопирования можно представить в следующем виде. В процессе синтеза материала [6] из-за близости ионных радиусов Cu^{2+}и Li^{1+} и высокой подвижности последнего возможен обмен позициями между катионами в соответствующих медных и литиевых зиг-заг цепях. Тогда Cu^{2+} в позиции Li^{1+} ($Cu^{2+}_{Li^{1+}}$) является донором (допантом n-типа), а при обратной перестановке катионов $Li^{1+}_{Cu^{2+}}$ становится акцептором и допантом p-типа. Для компенсации избыточного положительного заряда в первом случае требуется отрицательно заряженный анион в виде избыточного кислорода. Наиболее вероятным местом его внедрения являются позиция V в центрах квадратов решетки, образованной катионами Cu^{1+} ($3d10$) и расположенной в базовой плоскости элементарной ячейки (аналогично YBCO). Результатом присоединения к кислороду электронов от донора и соседнего катиона в базовой плоскости возникает избыточный спин $3d9$ и электрон, локализованные на комплексе $(Cu^{1+}_{Cu^{2+}})$– O^{2-}_V. Возникновение избыточной меди Cu^{2+} в базовой плоскости может оказать заметное влияние как на размерность магнитной структуры, так и на величины обменных связей в ней. Относительно зарядового транспорта ситуация напоминает случай допирования n-типа в NCCO. При избытке лития $Li^{1+}_{Cu^{2+}}$ для выполнения электронейтральности уменьшение отрицательного заряда может быть достигнуто либо возникновением в блоках CuO_4 кислородных вакансий, либо электронных дефектов-дырок на кислородных орбиталях $2p$. Второй случай наиболее вероятен [6]. Поэтому следует ожидать возникновения локализованных на $2p$ обиталях O дырок и образования синглетов. Это может привести к ослаблению в обменных связей и дополнительному уменьшению спинового момента. В данном случае зарядовый транспорт и его динамика будут характеризоваться проводимостью p-типа и определяться движением дырок, взаимодействующих с системой медных спинов и решеткой. По аналогии с YBCO такого же сценария следует ожидать и от влияния нестехиометрического кислорода, внедренного в базовую плоскость.

Цель работы состоит в изучении эффекта самодопирования и кислородной нестехиометрии на магнитные и транспортные свойства $LiCu_2O_2$ на

[1)]tishchenko@kapitsa.ras.ru

основе исследования процессов допирования растворов замещения $Li_{1+x}Cu_{2-x}O_{2+\delta}$ ($|x| \leq 0.09$) и установлению в итоге изменений в магнитной и внутрищелевой электронной структуры.

Рентгеноструктурные исследования. Синтез монокристаллических образцов был осуществлен ме-тодами раствор-расплавной кристаллизации (РР) [5] и оптической зонной плавки (ОЗП). Рентгеноструктурный анализ показал, что решеточные константы как функции катионной нестехиометрии ($|x| \leq 0.09$) изменяются лишь в четвертом знаке и основное влияние на решетку (константу c и орторомбичность (a/2-b))оказывает нестехиометрический кислород (δ), концентрация которого в образцах определяется температурой T_3 закалки в области устойчивости фазы [6].

Магнитные измерения. Для изучения магнитных свойств и для контроля изменения содержания меди Cu^{+2} в образцах из-за допирования мы использовали измерения магнитного момента $\mathbf{M}$ и восприимчивости χ образцов с помощью сквид-магнетометра в магнитных полях до 7 T и диапазоне температур 2–400 K. Подгонка экспериментальных кривых $\chi(T)$ осуществлялась с помощью модели димеров и члена Кюри-Вейса [7]. Параметрами подгонки являлись интегральная концентрация $N_{Cu^{2+}}$, энергия димеризации Δ и температура Кюри-Вейса Θ. Сравнение экспериментальных данных для $N_{Cu^{2+}}$ с величинами x по закладке показывают, что уменьшение интегральной концентрации Cu^{+2} при $x > 0$ и ее увеличение при $x < 0$ (с точностью от вклада кислорода δ) близко к величине $2x$. Этот факт хорошо соответствует изложенному выше сценарию, в котором при самодопировании учитываются вклады в интегральную концентрацию Cu^{2+} от окисления кислородом в базовой плоскости меди Cu^{1+} до состояния Cu^{2+} и от компенсации спина Cu^{2+} локализованной дыркойO^{1-} .

Проводимость на постоянном токе. Проводимость $\sigma(T)$ измерялась двухконтактным методом в интервале температур от 4 до 400 K. Анализ кривых σ(T) проводился в координатах $\{\ln(\sigma),\ T^{-1}\}$, $\{\ln(\sigma),\ T^{-1/4}\}$. Первый вариант соответствует активационному механизму переноса заряда, а второй - трехмерному прыжковому с переменной длинной прыжка. Извлекаемые параметрамы — энергия активации проводимости $\mathbf{E}_\sigma$ и эффективная температура T_o, связанная с плотностью локализованных состояний и радиусом локализации. По сценарию, при катионном взаимном замещении должно быть два режима проводимости: при $x, \delta \geq 0$ - дырочный режим, осуществляемый прыжками дырок по состояниям в медных цепях; при $x < 0$ (при компенсации вклада от δ) - электронный режим с участием состояний, локализованных в базовой плоскости и литиевых цепях. В эксперименте переход от p-к n-типу происходит при $x = -0.04$. Это видимо, связано с компенсацией вклада от δ. В p-типе для кривых $\sigma(T)$ можно выделить три характерных области поведения: I – при $T > 150$ K зависимость вида $\{\ln(\sigma),\ T^{-1/4}\}$ с $T_o \sim 108$ K; II – при $40 < T < 150$ K; III – при $T < 40$ K - $\{\ln(\sigma),\ T^{-1}\}$ с $2\mathbf{E}_\sigma \sim \Delta \sim 70 - 80$ K Дифференциальная $2\mathbf{E}_\sigma$ изменяется в интервале $4 < T < 400$ K от ~ 0.4 eV до 7 meV. При переходе к n-типу щель в $\sigma(T)$ в области III исчезает и во всем интервале температур имеет место зависимость $\{\ln(\sigma),\ T^{-1}\}$ с $2\mathbf{E}_\sigma \sim 0.1$ eV.

Импедансные измерения. Для всех образцов в интервале температур $4 < T < 400$ K на частотах от 0.1 до 200 кГц были измерены температурные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь tg D. В p-типе для кривых tg $D(T)$ наблюдаются три релаксационных пика, соответствующие трем характерным областям $\sigma(T)$. Между энергиями активации времен релаксации $\mathbf{E}_\tau$ этих пиков и $\mathbf{E}_\sigma$ из трех областей $\sigma(T)$ установлена связь: $2\mathbf{E}_\sigma \sim \mathbf{E}_\tau$. В компенсированном случае при $x = -0.04$ релаксации отсутствуют. В n-типе имеется только один пик для tg $D(T)$, причем $\mathbf{E}_\tau \sim \mathbf{E}_\sigma \sim 0.1$ eV. Характер релаксаций (дебаевский для n, и диффузионный для p-типа) можно объяснить используя сценарий, приведенный выше. Окончательное обсуждение результатов этой работы будут представлены на конференции.

Список литературы

1. T. Masuda, A. Zheludev, A. Bush et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 177201 (2004). S-L. Drechsler et al., Europhys. Lett. **73** 83 (2006).
2. S. Zvyagin, G. Gao, Y. Xin et al., Phys. Rev. B, **66**, 064424 (2002). K.–Y. Choi *et al.*, Phys. Rev. B **69**, 104421 (2004).
3. S. Park *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 057601 (2007).
4. A. S. Moskvin, Yu. D. Panov, S. –L. Drechsler, cond-mat/0801.1975v1;cond/mat/0801.1102v1.
5. А. А. Буш, К. Е. Каменцев, Э. А. Тищенко, Неорганические материалы, **40**, 51 (2004).
6. A. I.Rykov, H. Yasuoka, Y. Ueda, Physica C **247**, 327 (1995); A.Hayashi, B. Batlogg, R.J. Cava, Phys. Rev. B **58**, 2678 (1998).
7. Э. А. Тищенко, О. Е. Омельяновский, А. В. Садаков, А. А. Буш, О. Е. Парфенов, К. Е. Каменцев Сборник трудов конференции ФПС'08.

Magnetic properties and STM/STS study of superconducting boron doped diamond

A. Troyanovskiy[1)]

Kapitza Institute for Physical Problems, RAS, Kosygina 2, Moscow, 119334, Russia

A. Volodin, K. Schouteden, Ch. V. Haesendonck

Laboratory of Solid-State Physics and Magnetism, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, Leuven, BE-3001, Belgium

O. Omeliyanovskii, A. Sadakov

Lebedev Physical Institute, RAS, Leninski 53, Moscow, 119991, Russia

E. Ekimov

Institute for High Pressure Physics, RAS, Troitsk, 142092, Russia

In our experiments we used polycrystalline boron doped diamond samples prepared by high pressure and high temperature technique. To reveal superconducting properties of our samples we measured their magnetic susceptibility in the vicinity of the superconducting transition in the temperature range $2-6\,\mathrm{K}$. These measurements showed two-phase superconducting transition ($T_{c1} \sim 3\,\mathrm{K}$, $T_{c2} \sim 4.5\,\mathrm{K}$) for samples prepared in different ways and doped by isotopes B^{10}, B^{11}. The two-phase superconductivity behavior can be explained by the non-uniform structure of the samples. Scanning tunneling microscopy (STM) and spectroscopy (STS) measurements were performed in ultra-high vacuum (UHV) at low temperatures (77 K and 4.5 K). Before the STM/STS measurements the samples were annealed in situ in UHV to remove the adsorbate layer on top of the sample surface. After this procedure we could obtain images with atomic resolution. The surface of the samples is observed to consist of ordered and disordered groups of particles. A significant difference between the current-voltage curves acquired at different locations is discussed in terms of the effect of impurity clustering in superconducting B-doped diamond, which can lead to two-phase superconductivity.

[1)]troyan@kapitsa.ras.ru

Особенности второго критического поля сверхпроводников состава $EuFeAsO_{1-x}F_x$

Е. П. Хлыбов[1,2], *А. Залески*[3], *К. С. Перваков*[4,5], *А. В. Садаков*[4], *О. Е. Омельяновский*[4], *К. В. Мицен*[4], *В. М. Пудалов*[4], *И. Е. Костылева*[1,2], *С. А. Лаченков*[6], *А. В. Терехов*[2,7]

[1] *Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, 142190 Троицк, Россия*
[2] *Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, 53-529 Вроцлав, Польша*
[3] *Институт низких температур и структурных исследований ПАН, 50-950 Вроцлав, Польша*
[4] *Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*
[5] *Российский химико-технологический Университет им. Д. И. Менделеева, 125047 Москва, Россия*
[6] *Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 119991 Москва, Россия*
[7] *Физико-технический институт низких температур НАНУ, 61103 Харьков, Украина*

В недавно открытых высокотемпературных сверхпроводниках состава $REFeAsO_{1-x}F_x$ (RE - редкоземельный элемент) с температурой сверхпроводящего перехода, достигающей 52 K (в зависимости от редкоземельного элемента) наблюдаются весьма высокие значения производной второго критического магнитного поля $(\partial H_{c_2}/\partial T)_{T=T_c}$. Для синтезированного нами образца $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ с температурой сверхпроводящего перехода около 10 K эта величина составляет -6.6 T/K, лишь немного уступая рекордной величине для соединения $LaMo_6Se_8$ (-7.5 T/K). Учитывая то, что на этих соединениях можно достичь значительно более высоких значений критической температуры, эти соединения могут стать рекордсменами по значению величины такой важной характеристики сверхпроводников, как второе критическое магнитное поле.

В 1995 году впервые были получены и исследованы соединения LnMPnO (Ln = La, Pr; M = Mn, Fe, Co, Ni; Pn = P, As) [1], в которых первоначально не было обнаружено сверхпроводимости. В начале 2008 года появились сообщения о том, что при замещении части кислорода на фтор [2] в соединении $LaAsFeO_{1-x}F_x$ возникает сверхпроводимость с достаточно высокими значениями температуры сверхпроводящего перехода (до 26 K), причем, при исследовании под давлением температура сверхпроводящего перехода резко повышается и достигает 43 K при давлении 0.6 ГПа [3]. Очень скоро были получены сверхпроводящие соединения с другими редкоземельными элементами и максимальное значение критической температуры достигло 52 K [4] при нормальном давлении. Таким образом, соединения этого класса вполне можно отнести к высокотемпературным сверхпроводникам. Особый интерес представляет наличие в составе этих соединений железа, добавление которого к обычным сверхпроводникам, как правило, ведет к понижению критической температуры вплоть до полного исчезновения сверхпроводимости.

Одной из важных характеристик сверхпроводника является величина второго критического магнитного поля. Так, для известных купратных высокотемпературных сверхпроводников величина производной $(\partial H_{c_2}/\partial T)_{T=T_c}$ составляет около -1.7 T/K. Высокие значения производной присущи фазам Шевреля, например, для соединения $PbMo_6Se_8$ эта величина достигает -4.7 T/K. Наи-

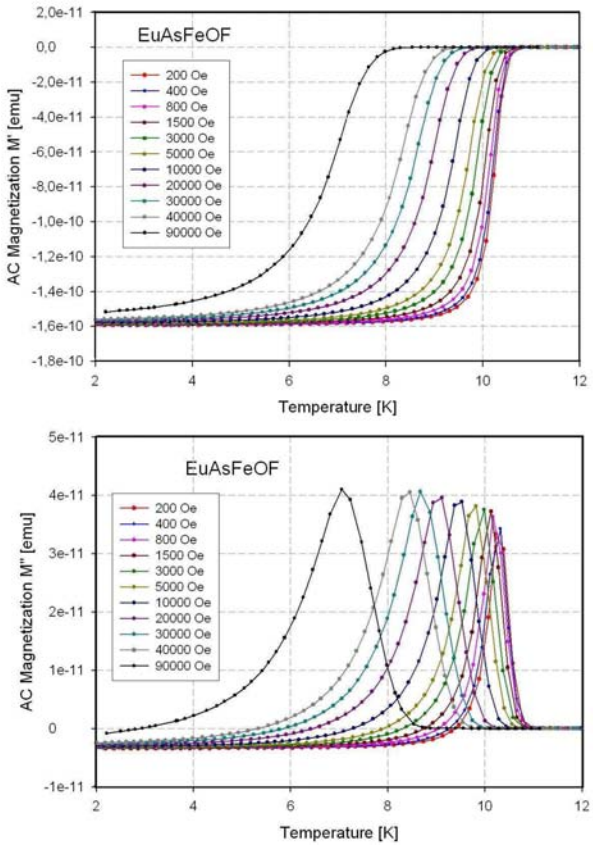


Рис. 1. Зависимость действительной (а) и мнимой частей (б) магнитной восприимчивости от температуры при разных значениях напряженности магнитного поля

большее значение производной $|(\partial H_{c_2}/\partial T)|$ имеет соединение $LaMo_6Se_8$, у которого температура сверхпроводящего перехода 11 K, а $(\partial H_{c_2}/\partial T)_{T_c} = -7.5\,\mathrm{T/K}$ [5].

Нами было синтезировано соединение шихтового состава $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ с температурой сверхпроводящего перехода 10.3 K. Образец получен методом твердофазного синтеза в откачанной кварцевой ампуле при температуре 1150°C в течении 24 часов с дополнительной гомогенизацией после перетирания при той же температуре в течение 30 часов.

Измерения температуры сверхпроводящего перехода проводились в магнитных полях как по сопротивлению, так и по магнитной восприимчивости при развертке магнитного поля при фиксированной температуре; с использованием установки PPMS-9 Quantum Design [6]. На рисунке 1 представлены температурные зависимости действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости в различном магнитном поле.

Обычно эти переходы в поле сильно размываются, что затрудняет определение значения производной $(\partial H_{c_2}/\partial T)_{T=T_c}$. Общепринято определять это значение по середине кривой сверхпроводящего перехода на уровне $0.5\,\rho_n$. Несмотря на некоторый произвол этого выбора, определенная таким образом величина температурной производной второго критического магнитного поля для синтезированного образца достигает весьма высокой величины, равной - 6.6 T/K, существенно больше, чем для La- и Sm- оксипниктидов [7].

Если экстраполировать значение второго критического магнитного поля к $T = 0\,\mathrm{K}$ по известной формуле однозонной теории WHH [8]:

$$H_{c_2}(0) = -0.693\,T_c\,(\partial H_{c_2}/\partial T)_{T=T_c}, \qquad (1)$$

то полученное значение $H_{c_2}(0)$ уже составит величину порядка 40 T. Отметим, что полученное значение $H_{c_2}(0)$ является оценкой снизу; если для исследованного соединения зависимость $H_{c_2}(T)$ окажется такого же двухзонного типа, как обнаружено для LaFeAsOF [7], то $H_{c_2}(0)$ может быть и существенно больше.

На рис. 2 показана экстраполяция значения второго критического магнитного поля при стремлении температуры к нулю.

Известно [9], что для соединений $SmFeAsO_{1-x}F_x$ и $NdFeAs_{1-x}F_x$ максимальные значения T_c достигают 43 K и 52 K, соответственно. Таким образом, величина $H_{c_2}(0)$ может достичь рекордных величин – порядка 200 T, что на сегодняшний день является одной из самых больших величин второго критического магнитного поля.

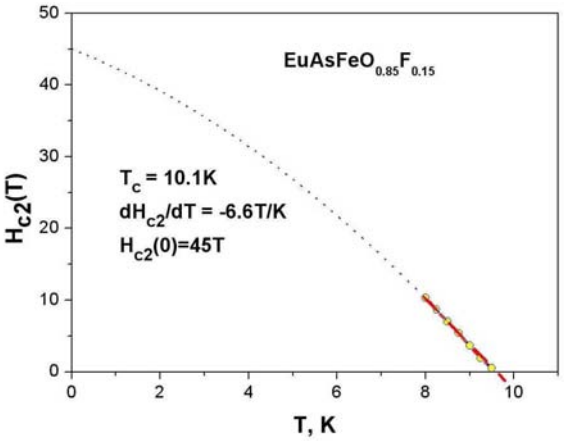


Рис. 2. Зависимость величины второго критического магнитного поля от температуры для $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$

Следует отметить, что у соединений $LaAsFeO_{1-x}F_x$ значение производной в три раза ниже и составляет $-2.2\,\mathrm{T/K}$.

Работа поддержана РФФИ (гранты 08-08-00709, 07-02-12083, 07-02-00970), Минобрнауки, РАН, и Программой поддержки ведущих научных школ (НШ-1130.2008.2).

Список литературы

1. B .I. Zimmer, W. Jeitshko, J. H. Albering, R. Claum, M. Reehuis, J. Alloy Comp. **229**, 238 (1995).
2. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, J. Am. Chem. Soc. **130** (11), 3296, (2008).
3. H. Takanashi, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, M. Hirano, H. Hosono, Nature **453**, 376 (2008).
4. Zhi-Ah Ren, Jie Yang, Wei Lu, Guang-Can Che, Xiao-Li Dong, Li-Ling Sun, Zhang-Xian Zhao, arXiv:0803.4283v1 [cond-mat.supr-con].
5. L. Le Polles, R. Gautier, J. C. Ameline, M. Le Floch, O. Pena, Sol. State. Com. **125**, 597 (2003).
6. http://sites.lebedev.ru/cac/
7. F. Hunte, J. Jaroszynski, A. Gurevich, et al., Nature, **453**, 903 (2008).
8. N. R. Werthamer, E. Helfand. R. Hohenberg, Phys. Rev. **147**, 295 (1966).
9. X. H. Chen, T. Wu, G. Wu, R. H. Liu, H. Chen, D. F. Feng, Nature **453**, 761 (2008). Z.-A. Ren, et al., arXiv:0803.4283v1 [cond-mat.supr-con].

Критическое магнитное поле H_{c2} и рассеяние электронов в двухзонных сверхпроводниках: MgB_2 и $Mg(B_{1-x}C_x)_2$

Н. П. Шабанова[1)], *А. И. Головашкин*

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Получено выражение, обобщающее соотношение Горькова на случай двухзонного двухщелевого сверхпроводника. Проанализирована зависимость верхнего критического магнитного поля H_{c2} от остаточного удельного сопротивления (концентрации дефектов) в MgB_2 и в $Mg(B_{1-x}C_x)_2$. Для электронов σ зоны и π зоны оценены параметры внутризонного рассеяния, обсуждается механизм их изменения.

Измерение зависимости верхнего критического магнитного поля H_{c2} сверхпроводящего материала от концентрации дефектов или остаточного удельного сопротивления позволяет оценить ряд параметров его электронной структуры, характеристики конденсата и параметры рассеяния [1,2]. В классическом сверхпроводнике второго рода связь H_{c2} с удельным сопротивлением ρ_n вблизи критической температуры T_c имеет простое выражение:

$$H_{c2}^{'} - H_{c2}^{o'} \propto N^*(0)\rho_n. \qquad (1)$$

Наклон $H_{c2}^{'}$ линейной вблизи T_c температурной зависимости $H_{c2}(T)$ характеризует величину H_{c2}. Длина когерентности ξ^o и критическое магнитное поле H_{c2}^o в чистом пределе определяются тензором электронной массы m_{ij}^* и величиной T_c/E_F [3], $m^* = m(1+\lambda)$, $N^*(0) = N(0)(1+\lambda)$, $N(0)$ и m - зонные электронные масса и плотность состояний на уровне Ферми (E_F), λ - константа электрон-фононного взаимодействия. Соотношение (1) для произвольного параметра рассеяния ξ^o/l, l - длина свободного пробега электронов, для грязного сверхпроводника ($\xi^o/l \gg 1$) преобразуется к соотношению Горькова $H'_{c2} \propto N^*(0)\rho_n$ [4]. Специфика первого двухщелевого двухзонного сверхпроводника MgB_2 обусловлена малым межзонным электрон-фононным взаимодействием и рассеянием электронов. Величина и анизотропия H_{c2} в дибориде магния определяются электронами одной из зон - 2D σ зоны с сильным электрон-фононным взаимодействием, а проводимость складывается из проводимостей обеих зон (σ и π) [5,6]. Взаимосвязь H_{c2} и ρ_n в MgB_2 исследована в грязном пределе [7] и имеет довольно сложное выражение. Используя уравнения Горькова [3,4] для электронов σ зоны, мы получили связь H_{c2} и ρ_{ab} вблизи T_c в простой форме, аналогичной соотношению Горькова, не ограничиваясь предельным случаем [8]. При направлении магнитного поля вдоль оси c MgB_2

$$H_{c2}^{'} - H_{c2}^{o'} \propto N_\sigma^*(0)(1 + C_{\pi\sigma}\tau_\pi/\tau_\sigma)\rho_{ab}, \qquad (2)$$

где $H_{c2}^{o'} \propto m_{ab}^* T_c/E_F$, $N_\sigma^*(0)$ и m_{ab}^* относятся к σ зоне, τ_π и τ_σ - времена релаксации электронов в π и σ зонах, $C_{\pi\sigma} = (n/m)_{\pi ab}/(n/m)_{\sigma ab}$, n - зонная концентрация носителей. В MgB_2 $N_\sigma^*(0) = N^*(0)/2$, $C_{\pi\sigma} = 2$. Электронные параметры MgB_2 известны из зонных расчетов [5,6]. Анализ экспериментальной корреляции $H_{c2}^{'}$ и ρ_{ab} на основе соотношения (2) позволяет оценить τ_π/τ_σ, параметр рассеяния ξ_σ^o/l_σ, сравнив $H_{c2}^{'}$ и $H_{c2}^{o'}$, и длины свободного пробега электронов l_σ и l_π.

В настоящей работе представлен анализ экспериментальных данных для образцов MgB_2 [9-22] и $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ с $x = 0.02$, 0.035, 0.05, 0.075, 0.1 [14] и 0.125 [15] при $\mathbf{H}||c$.

Отношение τ_π/τ_σ в MgB_2 может быть больше и меньше 1. Сравнение экспериментальных точек монокристаллов [9-14] и ориентированных пленок [16-22] (рис. 1) с расчетными кривыми (2) обнаруживает, что в наименее дефектных образцах $\tau_\pi/\tau_\sigma \sim 1$, $l_\pi \sim l_\sigma \sim 500$ Å.

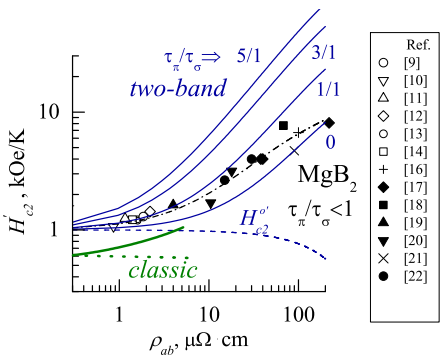


Рис. 1.

[1)] shaban@sci.lebedev.ru

При повышении остаточного удельного сопротивления образцов на два порядка снижение их T_c относительно невелико (рис. 2), что ассоциируется со слабым межзонным рассеянием и небольшим изменением параметров σ электронов [6]. Разброс точек может быть вызван вариацией отношения τ_π/τ_σ, при этом корреляция H'_{c2} и ρ_{ab} отвечает снижению τ_π/τ_σ с ростом $\rho_{\rm ab}$ (рис.1). Сравнение H'_{c2} и $H^{o'}_{c2}$ обнаруживает сокращение l_σ, однако l_π падает быстрее. Результаты согласуются с представлениями о более сильном рассеянии π электронов на дефектах в MgB_2 [6].

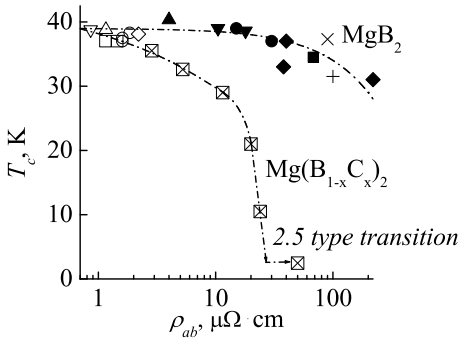


Рис. 2.

В двухщелевом сверхпроводнике $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ реализуется противоположный случай. При замещении бора углеродом из-за электронного допинга электронные характеристики дырочной σ зоны претерпевают существенные изменения [23,24]. В частности, при приближении уровня Ферми ко дну σ зоны $N_\sigma(0)$ падает, вызывая падение T_c (рис.2). Сравнение данных монокристаллов $Mg(B_{1-x}C_x)_2$ [14,15] с расчетными кривыми (2) (рис. 3) обнаруживает резкое повышение отношения τ_π/τ_σ по сравнению с MgB_2, что указывает на сильное рассеяние электронов σ зоны на атомах углерода в плоскостях бора. При $x \sim 0.02$ отношение τ_π/τ_σ достигает примерно 5/1, $l_\sigma \approx 100$ Å, $l_\pi \approx 500$ Å. Постепенное снижение τ_π/τ_σ с ростом ρ_{ab} (рис. 3) может быть обусловлено повышением межзонного рассеяния, приближающего материал к сверхпроводнику с единой щелью [5]. Если при $x < 0.1$ данные противоречат классической модели, то при $x > 0.1$ (рис. 3) экстраполяция указывает на соответствие данных материала соотношению Горькова для однощелевого сверхпроводника с электронными параметрами $MgB_{0.75}C_{0.25}$. Тем не менее, и в этой области существование сверхпроводимости ассоциируется с электронами σ зоны, поскольку с исчезновением их поверхности Ферми при $x \sim 0.125$ [23,24]

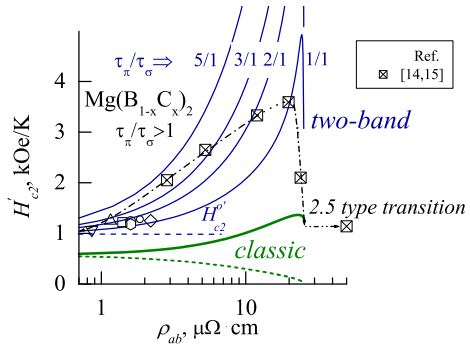


Рис. 3.

материал становится несверхпроводящим. Переход можно интерпретировать как фазовый переход 2.5 рода (переход Лифшица) [25] (рис. 2,3), при котором возможны резкие изменения характеристик.

Работа поддержана Миннауки, РФФИ и РАН.

Список литературы

1. A.I. Golovashkin, N.P. Shabanova, Physica C **185-189** (1991) 2709.
2. Н.П. Шабанова и др. ФТТ **38** (1996) 1969.
3. Л.П. Горьков, Т.К. Мелик-Бархударов. ЖЭТФ **45** (1963) 1493.
4. Л.П. Горьков. ЖЭТФ **37** (1959) 1407.
5. Y. Kong et al. Phys. Rev. B **64** (2001) 020501.
6. I.I. Mazin, V.P. Antropov. Physica C **385** (2003) 49.
7. A. Gurevich. Phys. Rev. B **67** (2003) 184515.
8. Н.П. Шабанова и др. КСФ № 1 (2008) 19.
9. A.K. Pradhan et al. Phys. Rev. B **64** (2001) 212509.
10. Yu. Eltsev et al. Phys. Rev. B **66** (2002) 180504.
11. Yu. Eltsev. Phisica C **385** (2003) 162.
12. A.V. Sologubenko et al. Phys. Rev. B **65** (2002) 180505.
13. M.S. Park et al. J. Phys.: Condens. Matter **19** (2007) 242201.
14. T. Masui et al. Phys. Rev. B **70** (2004) 024504.
15. S. Lee et al. Phisica C **397** (2003) 7.
16. C. Ferdeghini et al. Supercond. Sci. Technol. **14** (2001) 952.
17. S. Patnaik et al. Supercond. Sci. Technol. **14** (2001) 315.
18. W. Jo et al. Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 3563.
19. S.Y. Xu et al. Phys. Rev. B **68** (2003) 224501.
20. Y. Bugoslavsky et al. Supercond. Sci. Technol. **17** (2004) S350.
21. S.X. Dou et al. J. Appl. Phys. **96** (2004) 7549.
22. С.И. Красносвободцев и др. ФТТ **47** (2005) 1541.
23. N.I. Medvedeva et al. Phys. Rev. B **64** (2004) 020502.
24. D. Kasinathan et al. Phisica C **424** (2005) 116.
25. И.М. Лифшиц. ЖЭТФ **38** (1960) 1569.

Сверхпроводящие переходы Pb, внедренного в нанометровые поры

Г. Х. Панова, А. А. Никонов, А .А. Шиков[1)]

Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

А. А. Набережнов, А. В. Фокин

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

В области температур 2–300 K и в магнитных полях до 8 T исследованы сопротивление и дифференциальная магнитная восприимчивость Pb, внедренного в нанометровые поры стекла с диаметром ~ 7 nm. В полевой зависимости сопротивления $R(H)$ и температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ обнаружены сверхпроводящие переходы, связанные с поверхностной и объемной сверхпроводимостью, и построена фазовая диаграмма $H_c - T_c$.

Вопрос о возможности появления поверхностных уровней, т.е. электронных состояний, локализованных на поверхности кристалла, неоднократно обсуждался [1, 2], но их влияние на свойства кристалла до сих пор остается недостаточно ясным. Трудно наблюдать дополнительную проводимость, обусловленную наличием частично заполненных поверхностных уровней, в силу шунтирующего действия объемной проводимости. Для разделения поверхностной и объемной проводимости в настоящей работе измерялись электросопротивление Pb, внедренного в нанометровые поры, в магнитных полях до 8 T в области температур 2–300 K и дифференциальная магнитная восприимчивость $\chi_{ac} = \chi' + i\chi''$.

Свинец был введен в матрицу из пористого стекла со средним диаметром пор ~ 7 nm из расплава под давлением и кристаллизовался в порах в виде наночастиц.

Сопротивление образца измерялось, используя 4-х контактную *ac*-технику с частотой 20 Гц и измерительным током 0.25 mA. Измерения дифференциальной магнитной восприимчивости χ_{ac} проводилось в слабом переменном магнитном поле $h = h_0 \sin \omega t$, $h_0 \approx 1$ Э, $\omega = 1$ кГц.

Сопротивление Pb, внедренного в нанометровые поры, и массивного Pb измерены в области температур 2–300 K (см. рис. 1). Во вставках рис. 1 представлены сверхпроводящие переходы наночастиц Pb, полученные по сопротивлению и индуктивным методом. Наблюдаемые сверхпроводящие переходы по индуктивности на интервале ~ 0.2 K связаны с наличием пор трех характерных размеров, которые определяют размеры и, соответственно, T_c наночастиц.

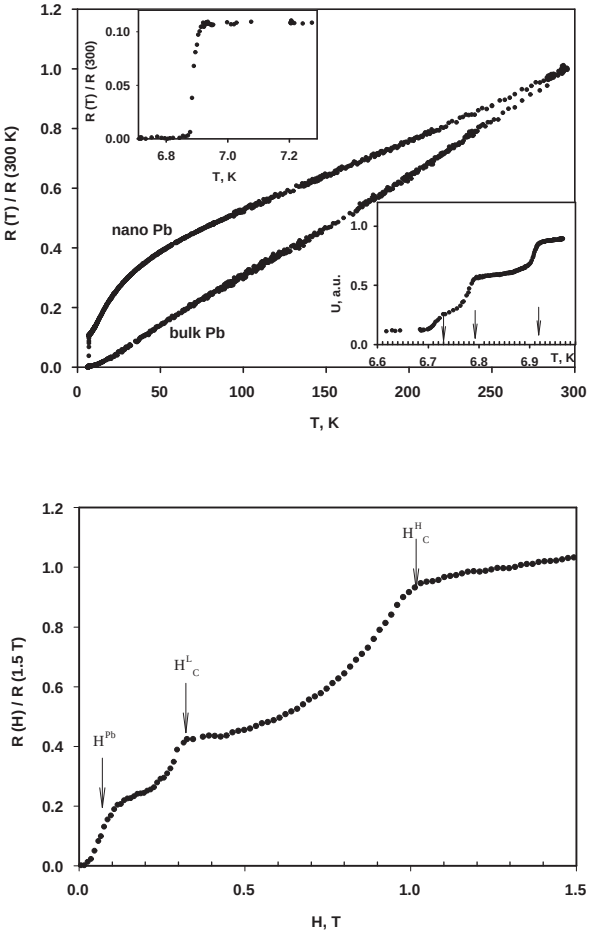


Рис. 1 и 2

Типичная зависимость сопротивления от магнитного поля $R(H)$ при фиксированной температуре $T = 6.48$ K представлена на рис. 2.

[1)] shikov@isssph.kiae.ru

В полевой зависимости $R(H)$ наблюдаются три разных перехода. Самый низкий переход связан с чистым Pb, находящимся на поверхности образца. Низко-полевой сверхпроводящий переход H_c^L характерен для объемной и высоко-полевой H_c^H для поверхностной сверхпроводимости. Наблюдаемые переходы выходят на плато и, в дальнейшем, сопротивление меняется монотонно с увеличением магнитного поля. С понижением температуры различие в переходах H_c^L и H_c^H увеличивается, что приводит к разным фазовым диаграммам H_c—T_c, представленных на рис. 3, где $H_{c3}(T)$–1, $H_{c2}(T)$–2 и $H_c(T)$–3 для массивного Pb, значения которого умножены на 10.

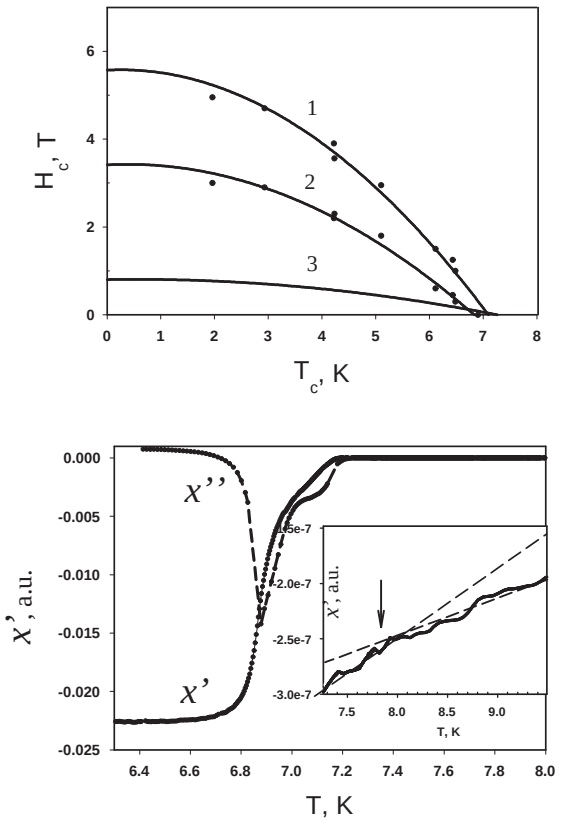


Рис. 3 и 4.

Различие в фазовых диаграммах $H_c - T_c$, полученных из измерений теплоемкости [3] и электросопротивления объясняется тем, что существующая локальная приповерхностная сверхпроводимость [4] в виде отдельных участков вносит свой вклад в теплоемкость, но не обеспечивает приповерхностного критического тока и лишь в полях близких к H_{c2} сливается в единый слой, т.е. возникает единое когерентное сверхпроводящее состояние.

Температурные зависимости действительной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей магнитной восприимчивости показаны на рис. 4. В масштабе $1/4\pi$ на $\chi'(T)$ хорошо видны две ступеньки с $T_c = 7.15\,\mathrm{K}$ и 6.87 K. На $\chi''(T)$ также видны две особенности, одна в виде ступеньки, другая в виде пика. Такое поведение восприимчивости характерно для неоднородных систем. Положение пика при $T_c = 6.87\,\mathrm{K}$ соответствует объемной сверхпроводимости. При увеличении чувствительности на 5 порядков до уровня атомного диамагнетизма в температурной зависимости $\chi''(T)$ было обнаружено изменение наклона аппроксимирующей линейной зависимости при температуре $\sim 7.8\,\mathrm{K}$ (см. вставку на рис. 4), что согласуется со значением T_c, связанной с поверхностной сверхпроводимостью, полученной из измерений теплоемкости того же образца.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований проекты № 06-02-16892-а, 06-02-17313-а и НШ-5169.2006.2.

Список литературы

1. J. E. Tamm, Phys. Zs. Sovjetunion **1**, 733 (1932).
2. В. Л. Гинзбург, Д. А. Киржниц, ЖЭТФ **46**, 367 (1964); В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ **47**, 2318 (1965); V. L. Ginzburg. Phys. Lett. **13**, 2, 101 (1964)
3. Г. Х. Панова, А. А. Набережнов, А. В. Фокин, ФТТ **50**, вып.7, 1317 (2008).
4. Jurgen Kotzler, Lars von Sawilski, and Sara Casalbuoni, Phys. Rev. Lett. **92**, 067005 (2004).

Секция А.
Применения высокотемпературных сверхпроводников.

Длинномерные токонесущие ВТСП – материалы 2-го поколения

А. Р. Кауль[1,3], *С. В. Самойленков*[2,3]

[1] *Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*
[2] *ИВТАН;* [3] *ЗАО "СуперОкс"*

Перспектива широкого применения сверхпроводников в электротехнике и энергетике неразрывно связана с технологией получения длинномерных ВТСП-лент. Особые надежды связывают с ВТСП лентами 2-го поколения на основе текстурированных покрытий из сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ или его редкоземельных аналогов. В настоящее время в США, Европе и Азии активно действуют научно-технические программы, направленные на создание жизнеспособной технологии таких лент. Несмотря на огромные сложности этой масштабной задачи, в последние годы наблюдается поразительный прогресс – длина сверхпроводящих лент увеличилась до сотен метров, а критический ток при 77 K вырос до сотен ампер на 1 см ширины ленты (рис. 1), что позволяет создавать и испытывать прототипы различных криоэлектротехнических устройств.

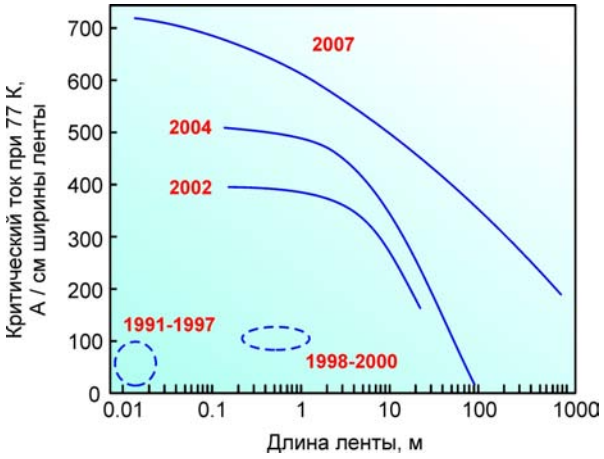


Рис. 1. Прогресс в технологии ВТСП лент 2-го поколения. Представленные данные основываются на "рекордных" значениях, сообщавшихся в различное время.

В настоящем докладе представлен обзор последних мировых достижений в этой области. Систематизированы различные варианты технологии ВТСП лент 2-го поколения, рассмотрены основные трудности их реализации, приводятся экономические оценки различных технологических путей. Отдельное внимание будет уделено развитию технологии производства ВТСП лент 2-го поколения в нашей стране и некоторым результатам авторов, полученным при развитии технологии по пути MOCVD@RABiTS (химическое осаждение функциональных слоев из газовой фазы на подложках с кубической текстурой.) Анализируются актуальные направления исследований и технологических разработок (такие как, поиск новых металлических подложек, создание структур с усиленным пиннингом и др.), призванных снизить соотношение "цена/качество" ВТСП-лент 2-го поколения и т.о. повысить их конкурентоспособность по отношению к нормальным проводникам и к альтернативным сверхпроводящим материалам.

Современное состояние крупномасштабных применений сверхпроводимости

В. С. Высоцкий[1)], *В. Е. Сытников*

ОАО "Всероссийский научно - исследовательский, проектно - конструкторский и технологический институт кабельной промышленности" (ОАО "ВНИИКП")

Работы по применению ВТСП в мире идут широчайшим фронтом, финансирование осуществляется как правительствами, так и частными компаниями, в особенности работающими в области электроэнергетики. Предпосылки к этому созданы в результате успехов технологии производства ВТСП проводников, как первого, так и второго поколений.

Проводники первого поколения (порошок в трубе) выпускаются несколькими компаниями в США, Японии, Европе и Китае. Плотность тока достигает 180-200 А/мм^2 (компания Сумитомо Электрик, Япония), стоимость их постоянно снижается, они легко доступны на рынке. В России попытка их разработки во ВНИИНМ им. А. А. Бочвара успеха не имела (из-за отсутствия должного финансирования), было создано несколько лабораторных образцов с весьма невысокими параметрами.

Проводники второго поколения (длинномерные пленки) находятся в стадии активной разработки в нескольких компаниях и лабораториях по всему миру. Две американские компании (American Superconductor и Super Power) уже вышли на рынок. Параметры постоянно улучшаются и цены падают, но пока еще остаются заметно выше цен на проводники 1-го поколения. Поскольку критический ток современных ВТСП при температуре жидкого азота резко падает с магнитным полем и сильно анизотропен, основные применения ВТСП начались в электротехнике, где рабочие поля не слишком велики.

Силовые ВТСП кабели. Доминирующее магнитное поле в кабелях направлено параллельно поверхности ВТСП, что позволяет их эффективное использование. В мире ведется более десятка крупномасштабных проектов по ВТСП силовым кабелям. В США один из первых ВТСП кабелей длиной 30 м работает без сбоев с 2000 года. В 2006 году запущены кабели длиной 350 м, 800 А, 35 кВ (США - Япония) и 200 м, 3000 А, 13.8 кВ (США - Дания). В 2008 году установлен в реальной энергосети самый мощный (2400 А, 138 кВ, 574 МВА) и длинный (600 м) кабель на ЛонгАйленде близ Нью-Йорка (США-Европа). Россия приняла старт в этой гонке. В этом году кабель длиной 30 м, на 2000 А и 20 кВ, разработки ВНИИКП, поставлен на испытания на специальном стенде для испытаний сверхпроводящих электротехнических устройств в НТЦ Электроэнергетики. На будущий год планируется поставка и испытания кабеля длиной 200 м, а затем установка его на строящейся подстанции "Марфино" в Бескудниково.

Во всем мире рассматриваются проекты силовых кабелей длиной до нескольких километров. В США готовится проект "Гидра" с кабелями имеющими функцию токоограничения, финансируемый Министерством национальной безопасности.

Сверхпроводящих ограничителей токов короткого замыкания (СОТ). Эти разработки наиболее популярны и востребованы, поскольку с увеличением мощности и связности энергосетей токи короткого замыкания растут и обычные современные выключатели не способны защитить энергосистемы. Рассматривается несколько типов возможных токоограничителей. Простейшим (по идее) является резистивный тип, использующий переход из сверхпроводящего в нормальное состояние. Возможно несколько типов токоограничителей использующих эффект захваченного потока во вторичной обмотке трансформатора. Пока большинство разработок СОТ имеет демонстрационный характер, хотя несколько моделей испытывалось в реальных энергосетях (CURL10 в Германии, индуктивный в Китае и Корее и т.п.). В СОТ индуктивного типа могут использоваться сверхпроводники 1-го поколения, в резистивных СОТ резистивного типа – объемные элементы и сверхпроводники 2-го поколения. Наибольшие надежды на развитие СОТ связаны с разработкой ВТСП 2-го поколения. Здесь опять следует упомянуть проект "Гидра", который объединяет в себе кабельные и токоограничивающие технологии с использованием сверхпроводников 2-го поколения.

Электрические машины (моторы и генераторы) на базе ВТСП. Основными потенциальными по-

[1)]vysotsky@ieee.org

требителями здесь являются военно-морские силы. Применение ВТСП (1-го поколения) для систем электродвижения судов позволяет снизить и габариты и вес генераторов и моторов в несколько раз, что чрезвычайно важно для таких применений. В некоторых случаях для повышения эффективности используют пониженные, с помощью криокулеров до 30-50 K, температуры. Компания AMSC – продавала мобильные синхронные компенсаторы на основе ВТСП моторов.

ВТСП трансформаторы. Было создано и испытано несколько моделей с мощностью от 1 до 10 MBA. Все испытания были успешны, однако современные трансформаторы настолько эффективны, что применение сверхпроводимости в них не дает заметного эффекта при существенном увеличении стоимости.

Сверхпроводящие индуктивные накопители энергии. Поскольку энергия в этом случае запасается в магнитном поле, а современные ВТСП пока что не позволяют получать высокие поля при азотных и близких к ним температурах, здесь пока разговор идет о низкотемпературных сверхпроводниках. Однако существуют модели ВТСП накопителей на энергии порядка 1 МДж и выше, но работающие при температурах близких к 4-5 K.

Другим вариантом накопления энергии с использованием сверхпроводимости являются маховики, в которых объемные сверхпроводящие элементы используются в магнитных подшипниках, снижающих потери энергии. В мире ведется несколько разработок подобных машин, в основном военной направленности.

Магнитные системы. Высокое поле H_{c2} позволяет использовать вставки из ВТСП материалов для получения сильных магнитных полей при температуре жидкого гелия. Рекордом является вставка из ленты второго поколения, которая при внешнем поле в 19 Тл от водоохлаждаемого магнита добавила еще 9.8 Тл, что в сумме составило 28.8 Тл в отверстии диаметром 9.5 мм. Были проведены разработки демонстрационных т.н. открытых систем магниторезонансных томографов с полями до 0.2 Тл.

“Экзотические” применения, такие как, например, индуктивный нагреватель для металлических заготовок в металлургии. В нем используется ВТСП магнит прямоугольной формы, работающий при температуре 30 K. Небольшие сверхпроводящие кабели, предполагается использовать для размагничивания судов. ВТСП катушки использовались в двух проектов плазменных экспериментов с левитирующими катушками, своего рода “токамак наоборот”.

По прогнозам экспертов рынок ВТСП проводников к 2010 году превысит рынок НТСП проводов, в основном для использования в упомянутых электротехнических применениях. Возможный рынок достаточно широк, происходит слияние и компаний занимающихся ВТСП для лучшего выживания на рынке.

Для широкого применения ВТСП необходимы новые материалы и проводники. При их наличии и достаточно массовом производстве возможно создание действительно эффективных ВТСП устройств для электроэнергетики и других областей.

NbN film-based heterodyne and single-photon detectors and prospects of their fabrication from HTS materials

G. N. Gol'tsman[1)]

Radiophysics Science & Educational Centre of Moscow State Pedagogical University (MSPU), Moscow 119992, Russia

Overview of state-of-the-art superconducting detectors is given and first published results on implementation of YBCO thin films in the chip of THz hot-electron bolometer are reported.

Recently, a significant progress has been observed in the development of fast and ultrasensitive detectors for infrared and THz radiation based on ultrathin NbN films. They are Hot-Electron Bolometers (HEB), HEB-mixers and nanowire Superconducting Single-Photon Detectors (SSPD). Due to their superb characteristics they are devices of choise for many hitech applications. For HEB mixers the appication areas range from radioastronomy and atmospheric research to THz imaging in security systems and medical tomography. The SSPD has already been successfully applied for research into single-photon sources and quantum cryptography. Although these detectors are made from low temperature superconductors and have operating temperature close to or less than that of liquid ^{4}He, the development of HEB and SSPD from HTS films will bring evident advantages. High opration temperature will simplify the rquirements for cooling, make it cheaper and significantly expand the application range and market for HEB and SSPD. HTS have relaxation time of about an order of magnitude shorter than low temperature superconductors. This fact allows one to improve the performance of HEB-mixers and SSPD. For HEB-mixers it will provide tens of GHz conversion gain bandwidth whereas for SSPD it will yeild picosecond response time and tens of GHz counting rate. In this paper we present the state-of-the-art characteristics of HEB, HEB mixers and SSPD and discuss the requirements for HTS to be suitable for HEB and SSPD fabrication together with our experience in fabrication and patterning of ultrathin YBCO films.

HEB mixers [1] are manufactured from a 3.5 nm thick superconducting NbN film on a high resistivity (5 kΩ·cm) Si substrate. The sensitive element of the mixer is a NbN microstrip integrated with a planar antenna. The SEM image of such a structure with a broadband ($0.5 \div 3$ THz) spiral antenna is shown in fig. 1. The dimensions of active NbN film area are determined by the dimensions of the gap between the gold contact pads (fig. 1).

[1)] goltsman@rplab.ru

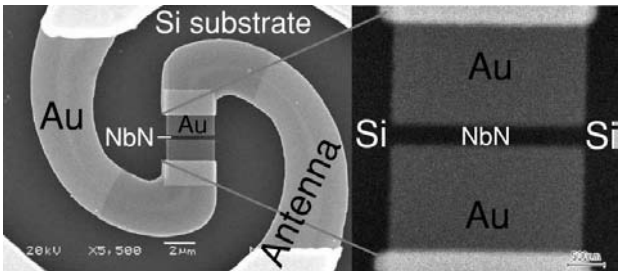


Fig. 1. SEM images of NbN HEB: antenna (left image) and central area (right image).

The detection mechanism of the HEB is based on the heating the electron subsystem of the superconductor by incident radiation, which causes the change of device resistance, which is eventually read out. Under the operating condition the electron temperature Θ is close to the critical temperature of the superconductor T_c, and dependence of the resistance vs. incident radiation power is strongest.

The behaviour of the HEB is described by the system of linearized heat balance equations [2]:

$$C_e \frac{d\Theta}{dt} = -\frac{C_e}{\tau_{eph}} (\Theta - T_{ph}) + P(t) \qquad (1)$$

$$C_{ph} \frac{dT_{ph}}{dt} = -\frac{C_e}{\tau_{eph}} (\Theta - T_{ph}) - \frac{C_{ph}}{\tau_{esc}} (T_{ph} - T_b)$$

where C_e and C_{ph} are heat capacitances of electron and phonon subsystems of the superconductor, T_{ph} and T_b are the phonon and bath (substrate) temperatures, respectively, τ_{eph} is the characteristic electron-phonon interaction time, and τ_{esc} is the escape time of nonequilibrium phonons, $P(t) = P_{DC} + P_a(t)$ is total absorbed power, P_{DC} is power dissipated due to bias current, and P_a is signal power (for signal source and LO interference), respectively.

In the THz region, the HEB mixers demonstrate record characteristics. The noise temperature of such a mixer measured by conventional Y-factor technique is as low as 950 K at LO frequency of 2.5 THz while its gain bandwidth amounts to 6 GHz [3].

The second device to be considered is superconducting single photon detector (SSPD). The active element of the SSPD is a narrow (100–120 nm wide) and thin (film thickness d=4nm) superconducting strip. For better coupling with incident radiation the strip has a meander shape and covers the square area of 10 μm $\times$ 10 μm with filling factor (the ratio of the area occupied by the superconducting meander to the device nominal area) as high as 0.6–0.7. The length of the strip reaches up to 500 μm. Fig. 2 presents the SEM image of the meander. The devices are fabricated using the process based on the direct electron beam lithography and the reactive ion etching [4].

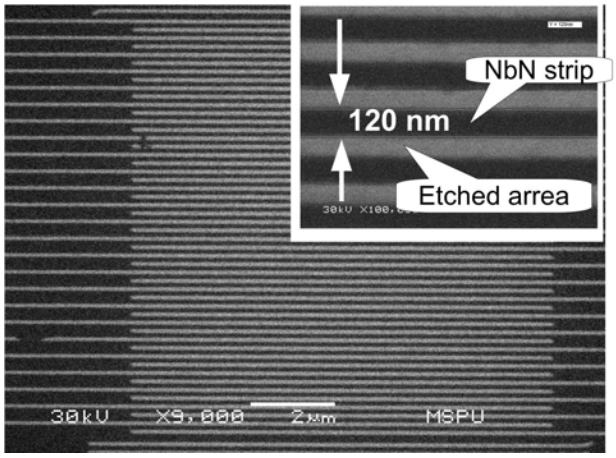


Fig. 2. SEM image of the NbN SSPD. The strip width is 120 nm, the gap between the strips is 80 nm.

The SSPD is maintained at a temperature T well below the critical temperature T_c (usually below $T_c/2$) and carrying bias current I_b close to its critical current I_c. Such strip is essentially a 2D structure, as at the operation temperature both the coherence length ξ and thermal length l_{th} are larger than d but smaller than the strip width w. The single-photon detection mechanism is based on the local hotspot (normal region) formation in the presence of bias current close to the strip critical current [5].

Fig. 3 schematically illustrates the dynamics of a photon absorption process in superconductors and nonequilibrium generation and relaxation of quasiparticles (QP). Upon absorption of a light quantum $h\nu$ by a Cooper pair the highly excited electron with the energy close to the incident photon energy is created (due to a large physical size [coherence length] of a Cooper pair, only one electron absorbs a photon, while the second one becomes a low-energy QP). Next, this excited (very hot) electron extremely rapidly (on tens of femtosecond time scale) loses its energy via electron-electron (e-e) scattering and creation of secondary excited electrons. The above processes con-

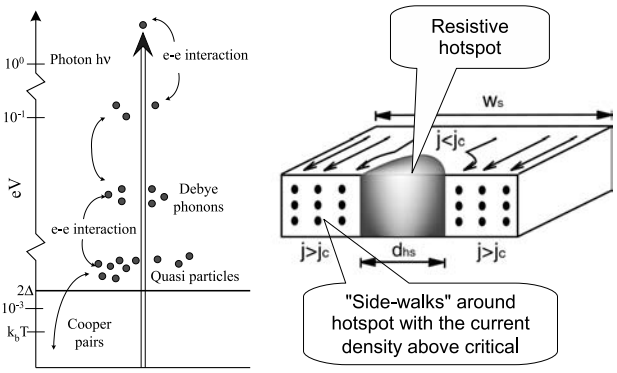


Fig. 3. Schematic diagram of the photon energy relaxation in the thin superconductucting film with subsequent formation of the resistive barrier accross the strip.

tinue until the average energy of excited electrons is approximately 0.1 eV (approximately the Debye energy), when the most efficient mechanism for redistribution of energy within the electron subsystem becomes emission of Debye phonons by electrons (e-ph process). The mean free path of those phonons is very small, and they efficiently break additional Cooper pairs. As the average energy of excited electrons in the avalanche decreases towards the energy gap 2Δ, their number increases, reaching ideally $h\nu/2\Delta$, and their effective electron temperature T_e, increases, resulting in local suppression of superconductivity and formation of a hotspot. After photon absorption, a localized hotspot region, with suppressed or ever destroyed superconductivity is formed within the superconducting stripe. The initial hotspot size is determined by the $h\nu/2\Delta$ ratio, as well as the QP thermalization time and its diffusivity. During the thermalization, the hotspot size grows as hot electrons diffuse out of the hotspot core. The supercurrent, which biases the device, is expelled from the resistive hotspot volume and is concentrated in the "sidewalks" near the edges of the film. If the current density after this redistribution exceeds the critical value outside the hotspot, phase slip centers are created in the quasi one-dimensional sidewalks, the superconductivity is destroyed, and a resistive barrier is formed across the entire width of the device. The resistive barrier gives a rise to a voltage signal with the amplitude proportional to bias current. After its growth phase, the hotspot starts to decrease, due to relaxation/recombination of excited QPs. Thus, after 30-ps-long QP relaxation time, the hotspot collapses, superconductivity (zero voltage state) is restored, and the detector is ready to register another photon.

SSPD demonstrated very promising capabilities: up to 30% quantum efficiency (η) in near infrared at 1.3 μm wavelength and η=10% at 1.5 μm wavelength 2 K temperature, single-photon sensitivity up to 5.6 μm wavelength [6] with η=0.4%, very low level of dark counts which can be as low as 2×10^{-4} s^{-1} [7], and timing resolution (jitter) of 18 ps [8]. Because of the favorable characteristics and the possibility to be effectively coupled to single-mode optical fiber [9, 10] many applications of the SSPD have already been reported. The most impressive one is the report on the quantum key distribution (QKD) over 200 km distance [11]. Other QKD experiments also were reported in [12] as well as non-quantum optical communication [13]. The implementation of the SSPD for the research into emission of single-photon sources, e.g. quantum dots or quantum wells, by time-correlated single-photon counting methods were reported as well [10, 14, 15, 16]. Recently we have successfully developed and implemented a photon-number resolving SSPD which demonstrated reliable resolution of up to 4 simultaneously absorbed photons [17].

Although both superconducting HEB and SSPD are very prospective devices their operating temperatures may be improved by implementation of HTS in the sensitive elements. Besides, the use of HTS in sensitive elements will allow us to get a HEB with larger gain bandwidth. It was shown in [18] that $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ utrathin film based HEB may have as large bandwidth as 18 GHz.

The main problem of YBCO HEB mixers fabrication is their degradation during the fabrication process and measurements. This effect is caused by the escape of oxygen from the film, that leads to the decrease of T_c and the increase of the transition width. In order to prevent the degradation we have developed a YBCO HEB mixer with a PBCO protective layer deposited over the sensitive element. This layer makes the structure stable but still does not prevent the film from degradation during the fabrication process. The transition width of a fabricated device is essentially wider than that of plain YBCO film. It is believed that YBCO HEB development is the matter of the transition width reduction.

In summary, superconducting HEB mixers and SSPD's demonstrate record characteristics. Both the devices are based on an ultrathin NbN film. The operating temperature of these devices is close or less than that of liquid ^{4}He. The implementation of YBCO instead NbN in the sensitive elements will provide significant increase of the operating temperature, gain bandwidth and counting rate of the considered devices and essentially expand the area of superconducting HEB and SSPD applications.

References

1. E. M. Gershenzon et al., Sov. Superconductivity **3**, 2143 (1990).
2. B.S. Karasik and A.I. Elantiev, Appl. Phys. Lett. **68**, 853 (1996).
3. S. A. Ryabchun et al., In Proc. 19th international symposium on space terahertz technology, Groningen, Netherlands (2008).
4. G. Gol'tsman et al., IEEE Trans.On Appl. Supercond. **13**, 192 (2003).
5. A. Semenov et al., Physica C **352**, 349 (2001).
6. G. Goltsman et al., IEEE Transactions on Applied Superconductivity **17**, 246 (2007).
7. A. Korneev et al., Applied Physics Letters **84**, 5338 (2004).
8. A. Verevkin et al., Journal of Modern Optics **51**, 1447 (2004).
9. W. Slysz et al., Applied Physics Letters **88**, 261113 (2006).
10. C. Zinoni et al., Appl. Phys. Lett. **91**, 031106 (2007).
11. H. Takesue et al., Nature Photonics **1**, 343 (2007).
12. R. Hadfield et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 241129 (2006).
13. B. Robinson et al., Optics Letters **31**, 444 (2006).
14. M. Stevens et al., Applied Physics Letters **89**, 031109 (2006).
15. M. Stevens et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electrinics **12**, 1255 (2006).
16. A. Korneev et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **13**, 944 (2007).
17. A. Divochiy et al., Nature Photonics **2**, 302 (2008).
18. M. Lindgren et al., Appl. Phys. Lett. **64**, 3398 (1994).

Динамика изменения температуры резистивного элемента токоограничителя при пропускании постоянного или переменного тока

Д. Ф. Алферов, И. Ф. Волошин, И. Н. Дулькин[1)], *Д. В. Евсин, В. П. Иванов, А. В. Калинов, В. А. Сидоров, Л. М. Фишер*

Всероссийский электротехнический институт, 12 Красноказарменная ул., 111250 Москва, Россия

При разработке резистивных токоограничителей с использованием эффекта перехода из сверхпроводящего в нормально проводящее состояние ВТСП 2-го поколения, охлаждаемых жидким азотом, важную роль играет динамика изменения температуры подложки из сплава никель–вольфрам во времени. Для расчета этого процесса разработаны простая математическая модель и экспериментальная установка, на которой проведены опыты, позволяющие проверить полученные расчетные результаты.

Через погруженный в жидкий азот резистивный элемент в виде металлической ленты толщиной δ, шириной w с сопротивлением на единицу длины R_l в начальный момент $t = 0$ включают либо постоянный ток I в виде прямоугольного импульса длительностью τ, либо синусоидальный переменный ток с амплитудой I_m и частотой ω. В начале процесса температура ленты равнялась температуре насыщения жидкого азота при атмосферном давлении $T(0) = T_s = 77.3$ K. Соответственно при $t = 0$ превышение температуры ленты над T_s, т.е. $\vartheta(0) = T(0) - T_s = 0$. Динамика изменения температуры ленты во времени описывается следующим дифференциальным уравнением мгновенного теплового баланса, которое учитывает джоулевы тепловыделения, нестационарный нагрев ленты и теплоотдачу в жидкий азот:

$$\gamma c(T)\frac{\partial\theta(t)}{\partial t} = \frac{i(t)^2 R_l(t)}{w\delta} - \frac{2h(\vartheta(t)\vartheta(t))}{\delta}, \qquad (1)$$

где для переменного тока $i(t) = \sin(2\pi\omega t)$, причем при $t = 0$ мгновенное значение переменного тока $i(t) = 0$, а постоянный ток ступенчато возрастает от 0 до I. Температурная зависимость удельной теплоемкости никелевой ленты [1] аппроксимирована дробно-линейной функцией $c(T) = (-275 + 7.806T)/(1 + 0.012T)$, а зависимость сопротивления единицы длины этой ленты находилось по формуле $R_l(T) = \rho(T)/(w\delta)$(Ом/м), где температурная зависимость удельного сопротивления никеля аппроксимировалась квадратичным полиномом $\rho(T) = (-8.189 + 0.2807T + 2.652 \cdot 10^{-4}T^2) \cdot 10^{-9}$ (Ом·м). Для ленты из ВТСП 2-го поколения шириной 12 мм с толщиной подложки из хастеллоя 55 мкм экспериментально полученная нами зависимость $R_l(T)$ в диапазоне $T = 77.3$–350 K аппроксимирована функцией $R_l(T) = 10^{-3}T\exp(-11/T) + 2.3 \cdot 10^{-8}T^3/\cosh(-T/86)$ (Ом/м). Последний член в правой части уравнения (1) описывает теплоотдачу в жидкий азот. На основании подхода работы [2] в которой теоретически и экспериментально определено так называемое "время задержки" t^*, т.е. интервал времени после начала пропускания тока через ленту, в течение которого теплоотдача от ленты осуществляется путем теплопроводности через слой неподвижной жидкости, прилегающей к ленте. При $t > t^*$ гидродинамическая устойчивость слоя перегретой жидкости нарушается и в жидкости начинается теплоотдача путем свободной конвекции. Согласно [2] время задержки находится по формуле

$$t^* = 43\left(\frac{k_l\nu_l}{g\beta_l\sqrt{\varepsilon_l}q'}\right)^{2/3}, \qquad (2)$$

где для жидкого азота при атмосферном давлении $\varepsilon_l = k_l/(\gamma_l c_l) = 8.84 \cdot 10^{-8}$ м^2/с – коэффициент температуропроводности, $k_l = 0.14$ Вт/(м·K) – коэффициент теплопроводности , $\gamma_l = 808$ кг/м^3 – плотность, $c_l = 1860$ Дж/(кг·K) – удельная теплоемкость, $\nu_l = 1.9554 \cdot 10^{-7}$ м^2/с – кинематическая вязкость, $\beta_l = 1.8 \cdot 10^{-4}K^{-1}$ – коэффициент термического расширения. При наименьшей линейной плотности теплового потока в наших опытах на никелевой ленте $q' = 5$ Вт/м и указанных значениях теплофизических параметров жидкого азота формула (2) дает время задержки $t^* = 2.05$ с, а при наибольшей линейной плотности $q' = 78$ Вт/м $t^* = 0.33$ с. Учитывая, что в наших опытах длительность эксперимента не превышала 0.15 с, что более чем в 2 раза меньше наименьшего расчетного времени задержки $t^* = 0.33$ с, можно констатировать, что в рассматриваемых процессах теплоотдача осуществляется в режиме теплопроводности. Поэтому коэффициент теплоотдачи в последнем члене правой части уравнения (1) вычислялся

[1)] heatmass@gmail.com

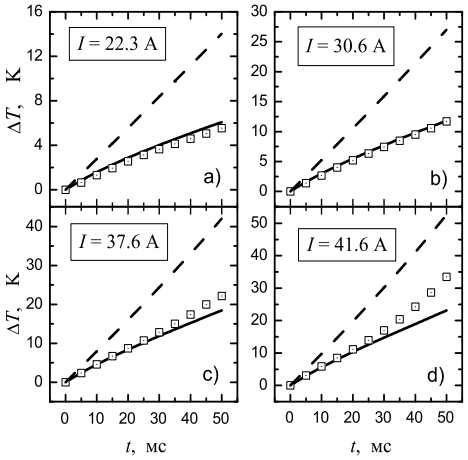


Рис. 1. Зависимость превышения температуры ΔT никелевой ленты от времени t при различных токах.

Штриховые кривые – расчет адиабатной ленты, сплошные кривые – расчет с учетом теплоотдачи в жидкий азот, точки – эксперимент.

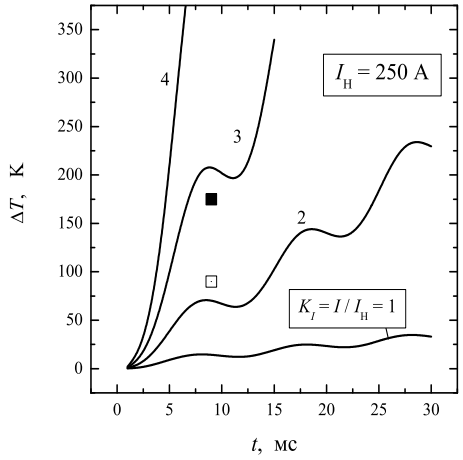


Рис. 2. Зависимость превышения температуры ΔT ВТСП 2-го поколения от времени при различных токах.

Сплошные кривые – расчет с учетом теплоотдачи в жидкий азот, точки – эксперимент при амплитудах тока ограничения 480 и 650 А.

по аналитическому соотношению [3] для теплоотдачи путем теплопроводности от ленты заданной толщины, но безграничной ширины:

$$h(\vartheta(t)) = \frac{k_l}{\delta}\frac{\alpha(\vartheta(t))b}{2\alpha(\vartheta(t))\sqrt{\mathrm{Fo}/\pi} - b}, \qquad (3)$$

где

$$b = 1 - \exp\{[\alpha(\vartheta(t))]^2\mathrm{Fo}\}\mathrm{erfc}[\alpha(\vartheta(t))\sqrt{\mathrm{Fo}}], \qquad (4)$$

а безразмерное время - число Фурье связано с размерным временем t и толщиной ленты δ соотношением $\mathrm{Fo} = \varepsilon_l t/\delta^2$.

На рис. 1 a–d показаны результаты расчета по формуле (1) с учетом теплоотдачи (сплошные кривые), без учета теплоотдачи, т.е. для адиабатического нагрева (последний член в правой части формулы (1)) и экспериментального измерения динамики превышения температуры никелевой ленты толщиной $\delta = 0.15$ мм, шириной $w = 0.9$ мм и длиной 240 мм при пропускании прямоугольного импульса постоянного тока $I = 22.3, 30.6, 37.6$ и 41.6 А длительностью $\tau = 50$ мс [4].

Можно видеть, что при токах 22.3 и 37.6 А расчетные кривые с учетом теплоотдачи в жидкий азот хорошо совпадают с опытными данными. Для этих токов скорость нарастания температуры примерно вдвое ниже, чем для адиабатически изолированной ленты. При токах 37.6 и 41.6 А опытные данные отклоняются вверх от расчетной кривой с учетом теплоотдачи при $t > 25$ и 20 мс соответственно и наклон кривой увеличивается во времени, приближаясь к наклону адиабаты.

На рис. 2 показаны результаты расчета по уравнению (1) динамики переходного теплового процесса с учетом теплоотдачи в жидкий азот ленты из ВТСП 2-го поколения шириной 12 мм, толщиной подложки из хастеллоя 55 мкм при пропускании синусоидального тока частотой 50 Гц с различными амплитудами $I_m = K_i I$, где $I = 250$ А, а коэффициент K_i изменяется от 1 до 4. Приведены также опытные данные определения превышения температуры этой ленты при $t = 9$ мс и амплитудах переменного тока $I_m = 480$ и 650 А. Эти данные могут быть использованы при разработке токоограничителей резистивного типа на основе ВТСП 2-го поколения.

Список литературы

1. http://cryogenics.nist.gov/NewFiles/304SS.html
2. S. V. Vest, V. L. Lawson, Int. J. Heat Mass Transfer **15**, 6, 1281 (1972).
3. G. Maranzana, S. Didierjean, B. Remy, D. Maillet, Int. J. Heat Mass Transfer **45**, 16, 3413 (2002).
4. I. N. Dul'kin, D. V. Yevsin, L. M. Fisher, V. P. Ivanov, A. V. Kalinov, V. A. Sidorov, IEEE Trans. of Applied Superconductivity **18**, 1, 7 (2008).

Применение ВТСП проводов 2-го поколения в сверхпроводящих магнитных системах

Е. И. Демихов, Л. Н. Жерихина, Е. А. Костров[1)], *А. М. Цховребов*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Представлена конструкция и результаты испытания соленоида изготовленного из ВТСП провода второго поколения. Также представлены две конструкции и результаты испытании 200 А токовводов, охлаждаемых потоком газообразного гелия без дополнительного охлаждения жидким азотом. Токовводы изготовлены с использованием ВТСП проводов 2-го поколения SuperPower и THEVA.

Возможность генерации сверхсильных магнитных полей до 26.8 Т с помощью сверхпроводящего магнита изготовленного из ВТСП провода второго поколения была продемонстрирована компанией SuperPower [1].

В криогенном отделе ФИАН разработан, изготовлен и испытан сверхпроводящий магнит на основе ВТСП провода 2-го поколения производства компании SuperPower SCS4050 с критическим током 78 А при 77 К. Разработана технология непрерывной намотки ВТСП соленоида, которая позволяет значительно упростить процесс изготовления магнита по сравнению широко применяемой галетной намоткой. Соленоид намотан из одного куска провода, что избавляет от необходимости создания низкоомных контактов между галетами. На Рис. 1. представлена фотография ВТСП соленоида.

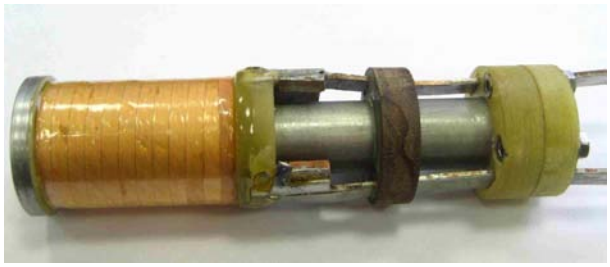


Рис. 1. Фотография ВТСП соленоида.

Основные параметры соленоида представлены в Таблице 1. Изготовленный модельный магнит способен генерировать магнитное поле с индукцией до 3.5 Т при 4.2 К, что легко достижимо с помощью более дешевого NbTi провода, поэтому наиболее перспективным является использование ВТСП соленоида в качестве внутренней секции NbTi+Nb_3Sn сверхпроводящего магнита для повышения максимальной индукции магнитного поля выше 20 Т.

Внешний диаметр обмотки	34 мм
Высота обмотки	50 мм
Диаметр полезного отверстия	19.6 мм
Число витков	358
Использовано ВТСП провода	37 м
Ток перехода в норм. состояние, 77 К	38 А
Максимальное поле в центре, 77 К	0.29 Т
Ток перехода норм. состояние, 4.2 К	470 А
Максимальное поле в центре, 4.2 К	3.51 Т

Таблица. 1. Параметры ВТСП соленоида.

Важной технической проблемой является проблема токовводов для сверхпроводящих соленоидов. Теоретический минимальный теплоприток для несверхпроводящих токовводов, охлаждаемых потоком газообразного гелия составляет 1.04 Вт/кА [2] на один токоввод. Использование ВТСП токовводов позволяет снизить это значение в несколько раз.

Разработаны, изготовлены и испытаны две конструкции токовводов на токи до 200 А с использованием ВТСП проводов 2-го поколения производства SuperPower (США) и THEVA (Германия). В обеих конструкциях токовводы охлаждались потоком испаряющегося гелия без дополнительного охлаждения жидким азотом. Конструктивно токовводы можно разделить на 3 части (несверхпроводящую, смешанную и сверхпроводящую), которые механически и электрически связаны между собой. Несверхпроводящая часть представляет собой проводник из латуни. В смешанной части, к латунному проводнику припаиваются ВТСП ленты. В сверхпроводящей части отсутствует шунтирование ВТСП лент латунным проводником, что позволяет снизить теплоприток к жидкому гелию.

[1)] kostrov@lebedev.ru

Для испытания токовводы были смонтированы на вставке в гелиевый сосуд. К нижней части токовводов были прикреплены две медных шины общим сечением 70 мм^2, которые позволяли поддерживать температуру нижних концов токовводов на уровне 4.2 - 5 К при изменении уровня жидкого гелия. Электрическая цепь была замкнута при помощи 3х ВТСП лент вблизи холодного терминала токовводов. Теплоприток к жидкому гелию вычислялся по количеству испарившегося гелия, измеренного счетчиком массового расхода газа.

В первой конструкции (Рис. 2) использовались ВТСП провода SuperPower SCS4050 сечением 4×0.1 мм^2 с критическим током 80 А при 77 К с дополнительный медным стабилизационным слоем толщиной 40 мкм. Механической основой токоввода являлась трубка из нержавеющей стали. Для интенсификации теплообмена токоввода с потоком испаряющегося гелия использовалось поперечное оребрение в виде медных колец.



Рис. 2. Фотография ВТСП токовводов

Результаты испытания токовводов (Таблица 2).

Ток, А	Теплоприток, мВт
0	50
100	64
150	85
200	127

Таблица 2. Теплоприток к жидкому гелию (в расчете на 1 токоввод).

Теплоприток к жидкому гелию составлят около 60 процентов от теоретического минимума для несверхпроводящих токовводов. Конструкция токовводов и результаты испытания более подробно описаны в [3].

Во второй конструкции (Рис. 3) использовались ВТСП провода THEVA сечением 10×0.1 мм^2 с критическим током 250 А при 77 К без дополнительного медного слоя. Механической основой токоввода являлись 4 стальных стержня. Ввиду технической сложности припайки ВТСП ленты к массивному латунному проводнику, в смешанной части токоввода вместо пайки использовался прижимной механический контакт.



Рис. 3. Фотография ВТСП токовводов

Результаты испытания токовводов (Таблица 3).

Ток, А	Теплоприток, мВт
0	15
100	39
150	45
200	93

Таблица 3. Теплоприток к жидкому гелию (в расчете на 1 токоввод).

Результаты испытаний показали, что разработанные токовводы позволяют более, чем в 2 раза снизить теплоприток к жидкому гелию по сравнению с несверхпроводящими токовводами.

На примере второй конструкции токовводов экспериментально подтверждена возможность использования ВТСП лент без дополнительной стабилизации медью, что позволяет уменьшить теплоприток к жидкому гелию. Но создание электрического контакта с массивными несверхпроводящими частями при этом значительно более трудоемкое.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-02-08205.

Список литературы

1. D.W. Hazelton, "2G HTS High Field Magnet Demonstration", Presentation at Magnet Technology Conference (MT-20), August 26-29, 2007, Philadelphia
2. M. Wilson, Superconducting Magnets (1983), Oxford Clarendon Press, pp.256-261
3. E. Demikhov, E. Kostrov, A. Tstkhovrebov, Journal of Physics: Conference Series 97 (2008) 012115P.

Терагерцовое излучение джозефсоновского вихря

А. С. Малишевский[1)], *В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Изучено черенковское излучение элементарного вихря, движущегося в протяженном джозефсоновском сандвиче. Излучение высвечивается с боковых поверхностей сверхпроводящих электродов и возникает при скоростях движения вихря больших скорости света в окружающем сандвич диэлектрике. Найдены мощность потерь, диаграмма направленности и спектральный состав излучения. Определена величина транспортного тока, необходимого для компенсации радиационных потерь.

Интерес к возможности излучения электромагнитных волн джозефсоновскими структурами возник сразу после пионерских предсказаний Джозефсона (см. обзор [1] и цитированную там литературу). Большое число работ было посвящено изучению генерации микроволнового излучения в волноводы и линии задержки [2]. В настоящее время для различных приложений актуален вопрос освоения терагерцового диапазона частот. Перспективным представляется использование слоистых джозефсоновских систем, в частности, слоистых высокотемпературных сверхпроводников, которые можно рассматривать как многослойную джозефсоновскую структуру. При этом существующие теоретические представления в этом направлении базируются на возможности высвечивания волн Свихарта с торцов джозефсоновской системы либо одного перехода, имеющего конечную длину в направлении движения вихрей (см. [3] и цитированную там литературу).

Нами изучена иная возможность генерации излучения движущимся джозефсоновским вихрем, связанная с проявлением черенковского эффекта [4]. Эта возможность реализуется при движении вихрей в протяженном джозефсоновском сандвиче, помещенном в среду с достаточно большой диэлектрической проницаемостью. Возможность черенковской генерации излучения возникает, если скорость вихря больше скорости света в диэлектрике. Излучение испускается не с торцов, а с границ сверхпроводящих электродов сандвича. При этом диаграмма направленности определяется скоростью вихря и соотношением между скоростью Свихарта джозефсоновского сандвича и скоростью света в диэлектрике.

Используя связь компонент электромагнитного поля излучения в диэлектрике с разностью фаз, получено новое уравнение для разности фаз, описывающее движение вихрей в джозефсоновском сандвиче, помещенном в диэлектрик, которое учитывает возможность черенковского излучения электромагнитных волн с боковой поверхности сандвича. Базируясь на этом уравнении, описано движение элементарного вихря при разных соотношениях скорости вихря v, скорости света c_m в диэлектрике и скорости Свихарта в сандвиче. Вычислены потери энергии вихря на черенковское излучение электромагнитных волн и установлены условия, в которых радиационные потери превышают потери, связанные с конечной проводимостью туннельного слоя и с наличием нормальных электронов в электродах. Вычислена плотность потока излучения. Установлено, что вихри со скоростями, близкими к c_m излучают электромагнитные волны вдоль поверхности электродов, а при $v \gg c_m$ поток излучения направлен почти поперек поверхности сандвича. Для электродов с толщиной меньшей лондоновской длины обнаружен эффект видоизменения скорости Свихарта, обусловленный сильным взаимодействием вихря с полем излучения. Определен транспортный ток, обеспечивающий движение вихря с заданной скоростью. Рассмотрен спектральный состав черенковского излучения. Оказывается, что излучение, порождаемое быстро движущимся вихрем, может иметь сравнительно высокие частоты. Для типичных сандвичей характерные частоты излучения приходятся на терагерцовый диапазон.

Работа поддержана грантом Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-868.2007.2).

Список литературы

1. I. K. Yanson, Low Temp. Phys., **30**, 516 (2004).
2. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, Supercond. Sci. Tech. **13**, R53 (2000).
3. A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii, Phys. Rev. B **77**, 014530 (2008).
4. А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский, ЖЭТФ **134** (2008).

[1)] malish@lebedev.ru

Исследование высокотемпературного сверхпроводящего проводника 2-го поколения как элемента резистивного токоограничителя

Д. Ф. Алферов[1)], *Д. В. Евсин, В. П. Иванов, В. А. Сидоров, Л. М. Фишер*

Всероссийский электротехнический институт, 12 Красноказарменная ул., 111250 Москва, Россия

Предложена схема коммутационного резистивного сверхпроводящего токоограничителя (СТО), в котором последовательно с высокотемпературным проводником (ВТСП) подключен быстродействующий вакуумный выключатель, который способен отключать постоянный и переменный ток. В таком токоограничивающем устройстве существенно снижается длительность работы ВТСП в нормальном (не сверхпроводящем) состоянии и соответственно выделяемая в нем энергия, что позволит существенно снизить объем ВТСП обмотки при заданных параметрах токоограничения по сравнению с обычной схемой резистивного СТО. Кроме того, использование быстродействующего выключателя позволит сократить время восстановления рабочего состояния ВТСП элемента. Проведено исследование характеристик ВТСП 2-го поколения компании SuperPower для оценки возможности его использования в качестве элемента резистивного СТО. Был испытан проводник длиной 10–50 см с критическим током около 200 А при ожидаемом токе короткого замыкания до 4.5 кА. Отключение тока в ВТСП осуществлялось перед нулем тока в режиме токоограничения. По результатам испытаний проведены оценки нагрева и охлаждения проводника в жидком азоте.

Одним из перспективных способов решения задачи ограничения токов КЗ является создание токоограничителей, основанных на высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Сверхпроводящий токоограничитель (СТО) отличается от существующих токоограничителей малым уровнем энергетических потерь, способностью практически мгновенно реагировать на превышение тока (в том числе и токов КЗ) и быстро ограничивать его. В нормальных режимах устройство практически не оказывает влияния на режим работы системы, а в аварийных – вводит в сеть реактанс, необходимый для ограничения тока КЗ до требуемого уровня. Среди различных типов СТО резистивный токоограничитель на основе ВТСП второго поколения представляется наиболее перспективным с точки зрения компактности и цены [1]. Экономическая целесообразность создания резистивных ограничителей в значительной степени определяется стоимостью ВТСП и криостата, которая пропорциональна объему сверхпроводника.

Наиболее перспективным способом уменьшения объема ВТСП при заданном перегреве сверхпроводящей лент ΔT является уменьшение длительности режима токоограничения Δt. Этой цели можно достигнуть путем использования коммутационного СТО, в котором последовательно с ВТСП подключен быстродействующий вакуумный выключатель [2, 3]. Это позволит уменьшить длительность Δt воздействия одиночного КЗ до 5–10 мс, что более чем на порядок меньше по сравнению с традиционной схемой резистивного СТО.

Для демонстрации возможностей коммутационного СТО проведены испытания ленты ВТСП 2-го поколения компании SuperPower шириной 12.4 мм с критическим током $I_c \approx 270$ А. Испытательный стенд содержит трансформатор типа ОСУ-40/0.5 с выходным напряжением 20 В, сопротивление нагрузки $R_0 = 0.2$ Ом, шунтированное тиристорным ключом *VT*, ВТСП элемент, вакуумные контакторы *K1*, *K2* и систему управления *СУ* 1. Система управления выдает сигналы на включение *K1* в момент максимума сетевого напряжения, включение *VT* для генерации тока КЗ и отключение *K2* в конце первой полуволны тока КЗ. Полная длительность протекания тока составляла около 300 мс. Ожидаемая амплитуда первой полуволны тока КЗ составляла 4500 А. Контактор 2 шунтировался сопротивлением $R_1 = 5 - 40$ Ом. ВТСП элемент содержал сверхпроводящую ленту, наложенную бифилярно в изоляционном каркасе, который погружался в сосуд Дьюара с жидким азотом.

Проведено три цикла испытаний с различной длиной ленты: $l = 50$ см, 25 см и 10 см. В каждом цикле измерялись ток в ВТСП с помощью датчиков тока типа LT и падение напряжения на ВТСП. Типичные осциллограммы для ленты длиной 25 см показаны на 2. Здесь 1 и 4 лучи – напряжение на ВТСП и ток в режиме охлаждения соответственно (50 мс/дел), 2 и 3 лучи – напряжение на ВТСП

[1)] alferov@.vei.ru

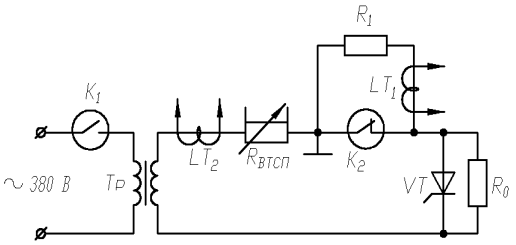


Рис. 1. Схема эксперимента.

и ток в режиме токоограничения соответственно (5 мс/дел). Из анализа осциллограмм было найдено изменение сопротивления ленты в течение первой полуволны тока ограничения, и после отключения тока контактором *K2* при протекании в ВТСП тока 1 А. Из анализа осциллограмм было найдено изменение сопротивления ленты в течение первой полуволны тока ограничения, и после отключения тока контактором *K2* при протекании в ВТСП тока 1 А. Температура перегрева ленты ΔT оценивалась по известной зависимости сопротивления от температуры.

Из результатов предварительной обработки следует, что для ленты длиной 50 см ток ограничения составил $I_{lim} \sim 480$ А; сопротивление ленты в конце первой полуволны тока ограничения увеличилось до $R_{lim} \sim 90$ мОм, что соответствует нагреву ленты на $\Delta T \sim 90$ К; уменьшение сопротивления ленты после отключения тока КЗ в режиме охлаждения в течение ~ 300 мс составило $R_{0.01}/R_{0.3} \sim 5$, где $R_{0.01}$ – сопротивление ленты после отключения тока КЗ, $R_{0.3}$ – сопротивление ленты через 300 мс. Для ленты длиной 25 см – $I_{lim} \sim 650$ А, $R_{lim} \sim 70$ мОм, $\Delta T \sim 170$ К и $R_{0.01}/R_{0.3} \sim 1.4$. Для ленты длиной 10 см – $I_{lim} \sim 970$ А, $R_{lim} \sim 60$ мОм, $\Delta T \sim 520$ К и $R_{0.01}/R_{0.3} \sim 1.1$. Найденный нагрев ленты превышает результаты расчета нагрева ленты, соединенной с источником напряжения при протекании полуволны тока, причем это превышение увеличивается с уменьшением длины ленты. Превышение экспериментальных значений над результатами расчета может быть обусловлено влиянием мест подсоединения проводов к сверхпроводящей ленте.

В результате выполненных экспериментов продемонстрирована возможность ограничения тока КЗ до 1000 А на одну ленту при использовании коммутационного СТО, ограничивающего длительность режима токоограничения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08–06–01483).

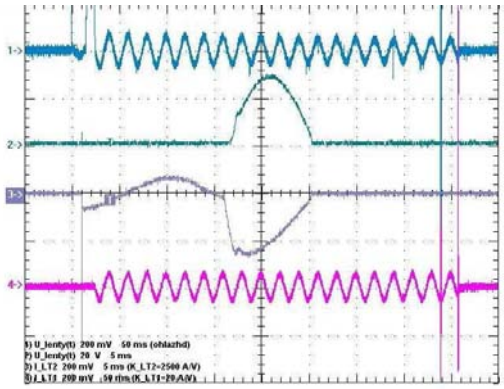


Рис. 2. Осциллограмма тока и напряжения.

Список литературы

1. S. Kalsi, A. Malozemoff, Proc. of IEEE Power Engineering Society Meeting (2004).
2. T. Hori, A. Otani, K. Kaiho et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **16**, 1999 (2006).
3. Д. Ф. Алферов, В. П. Иванов, В. А. Сидоров, Л. М. Фишер, Патент РФ 2321131, БИ **9**(2008).

Стенд для исследования ВТСП 2-го поколения

В. Д. Жемерикин, С. С. Иванов, С. И. Копылов, Я. А. Королев

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412, г. Москва, Ижорская, 13/19

Приведено описание криогенной части стенда для исследования свойств ВТСП 2-го поколения.

Разработка технологии производства сверхпроводящих текстурированных многослойных лент на основе системы 123 (т.н. ВТСП 2-го поколения), производимых в полупромышленных масштабах, например [1], создает предпосылки для проектирования и изготовления перспективных энергетических аппаратов (СПЭА) разного назначения, использующих сверхпроводящие элементы (СПЭ). Кроме того, возникает задача совершенствования технологии производства для отечественных производителей.

Отличительная особенность ВТСП 2-го поколения, связанная с неоднородностью пространственной структуры, заключается в большой анизотропии электрофизических (ЭФ) и теплофизических (ТФ) свойств в поперечном направлении. Знание особенностей ЭФ и ТФ свойств как ВСТП, так и СПЭ в целом, крайне важно для проектирования и оптимизации конструкций сверхпроводящих устройств разного назначения.

Для проведения исследований ЭФ и ТФ свойств ВТСП проводников и СПЭ спроектирован и изготовлен стенд на основе криокулера 140 фирмы Leybold (размер холодной зоны 115 мм, холодильная мощность при 80 К – 140 Вт, при 20 К — 20 Вт, диапазон температур 20–300 К, время охлаждения до 20 К — не более 40–50 мин, время отогрева от 20 до 300 К — 5–6 часов. Схема криогенного узла стенда представлена на рис.1. Суммарный тепловой теплоприток при разрежении 10–5 мм. рт. ст. не превышает 0.5 Вт при 20 К и определяется на 80 % теплопритоком по проводам к датчикам температуры и термопарам. Для уменьшения теплопритока излучением от стенок вакуумной камеры и выравнивания температурного поля может использоваться медный экран, устанавливаемый на головку криокулера.

Образец ВТСП представляет собой трехслойную ленту шириной 10 мм, общей толщиной 70 мкм, состоящей из слоя сплава хастеллоя С256 толщиной 50 мкм, диэлектрических буферов из $LaMnO_3$, MgO общей толщиной 0.15 мкм и собственно слоя ВТСП типа 123 толщиной 1 мкм и покрытую слоем серебра толщиной 2 мкм и слоем электролитической меди толщиной 20 мкм.

Измерение теплоемкости образца проводится модифицированным релаксационным методом [2] с учетом зависимости температуры окружающей среды от времени $T_0(t)$:

$$T = T_0(t) + \Delta T \exp(-t/\tau), \qquad (1)$$

где $\tau = C/K$ — время релаксации, $C = C_o + C_b$ — суммарная теплоемкость образца и блока нагревателя, $T = P\Delta t/C$, P — мощность нагревателя, Δt — время работы нагревателя.

Зависимость $T_0(t)$ определяется с помощью установленного на головке датчика температуры, а зависимость $C_b(T)$ находится в отдельном эксперименте. Поправка на потери тепла по проводам приводит к выражению:

$$T = P\Delta t - K_w(T(t) - T_0(t)), \qquad (2)$$

где K_w — коэффициент теплопередачи по проводам. Методика измерений теплоемкости представлена на рис.2.

Измерение температурной зависимости коэффициента теплопроводности проводится на образце ленты, один конец которого закреплен на головке, а второй подвешен на капроновой нити. На этом конце также установлены два нагревателя, по одному на каждую из поверхностей образца. В качестве нагревателей могут быть использованы полоски из хастеллоя и ВТСП шириной 0.5–1 мм с сопротивлением для хастеллоя 0.2–0.3 Ом, для ВТСП при $T > T_c$ 0.1–1 Ом. Нагреватели могут включаться как порознь, так и одновременно. На нагреватели может подаваться как постоянный ток, так и переменный ток заданной периодичности и амплитуды. Периодичность и амплитуда определяются требуемой точностью измерений и зависят от возможностей, применяемых измерительных приборов. На образце устанавливаются термопары: в продольном направлении с заданным расстоянием между точками крепления и в поперечном направлении. Если амплитуда сигналов с термопар зависит от теплоемкости образца и тепловых потерь, то сдвиг фаз зависит от коэффициента теплопроводности. Для оценки влияния межбарьерных границ между слоями на теплопередачу в продольном и поперечном направлениях проводятся иссле-

дования на полуфабрикатах, состоящих из одного и двух слоев. Измерение критического тока ленты проводится вблизи точки кипения азота. Температурный диапазон зависит от холодильной мощности головки, тепловыделения на вставках и теплопритоков от токовводов. Меняя сечение, материал и длину вставок можно в достаточно широких пределах менять этот диапазон.

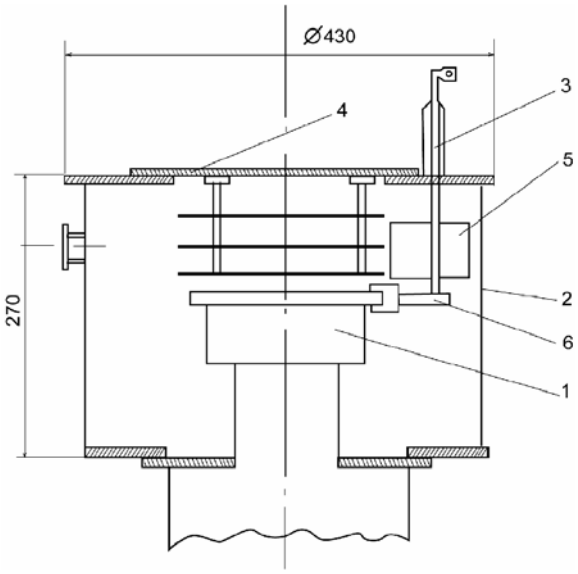


Рис. 1. 1—холодная головка криокулера; 2—вакуумная камера; 3—сверхпроводящие токовводы на максимальный ток до 200 А; 4—съемная крыша с тепловыми экранами; 5—камеры для жидкого азота, охлаждающие токовводы; 6—медные подводы сечением 14.5 мм^2.

Измерение температурной зависимости сопротивления проводится по стандартной четырехпроводной схеме как на однослойном и двухслойных полуфабрикатах, так и на трехслойной сборке.

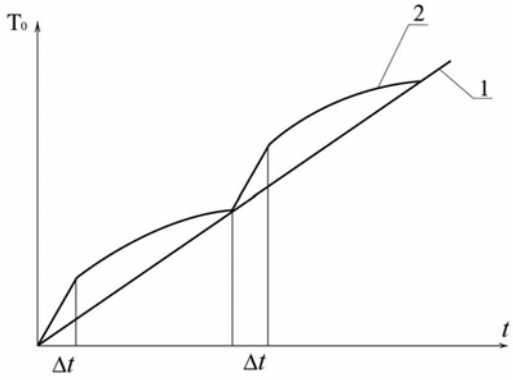


Рис. 2. Методика измерения теплоемкости: 1 – $T_0(t)$, 2 – $T(t)$.

Настоящая работа связана с программой ОЭММПУ РАН н. 8 “Изучение новых сверхпроводников и токонесущих элементов на их основе” и поддержана грантом РФФИ н. 08-08-003-81.

Список литературы

1. SuperPower inc., SuperPower 2G HTS Wire™ Specification, 2007
2. Ya. Kraftmakher, Phys. Report **356**, 1 (2002)

Основные проблемы повышения добротности микрополосковых сверхпроводящих резонаторов

Н. А. Волчков, А. Л. Карузский[1)], *А. Е. Крапивка, С. И. Красносвободцев, В. Н. Мурзин, А. В. Перестороним*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Изучены относительные вклады спектральных (геометрия и недиссипативные свойства материалов), с одной стороны, и диссипативных (потери в материалах) характеристик, с другой стороны, в ограничение максимальных достижимых добротностей микрополосковых сверхпроводящих резонаторов на основе обычных и высокотемпературных сверхпроводников. Показано, что достигнутый уровень максимальных добротностей $Q \gtrsim 10^5$ в сантиметровом СВЧ диапазоне ограничивается спектральными характеристиками микрополосковых резонаторов.

Добротность (Q) объёмных СВЧ резонаторов типа закрытой металлической полости, спектр частот которых описывается наличием слабо взаимодействующих между собой (уединённых) мод, определяется отношением запасённой в полости резонатора энергии к потерям за период колебаний. Для уединённой моды потери сводятся к уходу (излучению) волны вглубь металлических стенок, характеризующемуся быстрой диссипации на малой глубине проникновения, и описываются приближением поверхностного импеданса. Частотный спектр микрополосковых резонаторов (МПР), являющихся полуоткрытыми (открытыми волноводными) резонаторами, не изучался в сколько-нибудь полной постановке и проблема повышения Q МПР, важная в аспекте использования ВТСП, не исследована. Полуоткрытый характер МПР может приводить к непрерывному спектру даже для идеально бездиссипативных стенок и позволяет предположить, что достигнутые сравнительно небольшие максимальные $Q \gtrsim 10^5$ в сантиметровом СВЧ диапазоне объясняются сложным спектром МПР и доминированием вклада недиссипативных потерь на излучение в другие моды.

С целью изучения относительных вкладов спектральных и диссипативных характеристик в величину полных потерь МПР, исследованы три варианта конструкции МПР [1]. Материалы, в том числе резонансная полоска из Nb фольги толщиной $\gtrsim$10 мкм, во всех вариантах использовались одни и те же. В I прямоугольном варианте МПР достигнуты максимальные Q от 500 до 700 при $T = 4.2$ K и от 1000 до 2300 при 2.1 K на частотах ∼9 ГГц. Во II прямоугольном варианте МПР с большими размерами диэлектрической полости для тех же материалов получены максимальные $Q(1.6\text{ K}) \approx 2 \cdot 10^4$. На III варианте МПР с цилиндрическими диэлектриком и экраном ещё большего объёма получены $Q \sim 2 \cdot 10^5$ при $T \lesssim 4.2$ K. Резкий рост Q с изменением геометрии МПР при неизменных материалах указывает, что механизм потерь на излучение в другие моды доминирует над диссипативными потерями. Это подтверждается и слишком малым изменением Q в III варианте от $Q(4.2\text{ K}) \approx 1.6 \cdot 10^5$ до $Q(1.57\text{ K}) \approx 1,7 \cdot 10^5$, не соответствующим температурному изменению СВЧ поверхностного сопротивления Nb, а также статистикой полученных данных. После малых изменений геометрических параметров, таких как зазоры связи, при замене центральной полуволновой полоски или просто при переклейке той же самой полоски, иногда наблюдались как более высокие (вплоть до $Q \gtrsim 10^6$), так и более низкие (вплоть до $Q \lesssim 10^4$) значения Q МПР (рис. 1). По степени влияния малых изменений геометрии МПР наблюдавшиеся эффекты напоминали процесс юстировки открытых оптических резонаторов, что является следствием принадлежности МПР к типу полуоткрытых резонаторов.

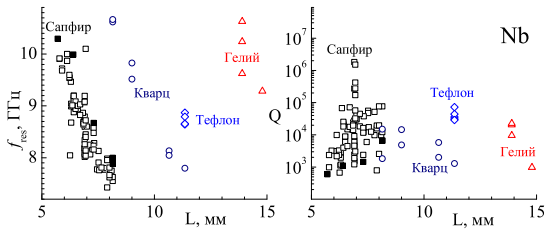


Рис. 1. Статистика параметров сверхпроводящих МПР из Nb при различных зазорах связи от длины резонансной полоски

Различные диэлектрические материалы были испробованы в качестве диэлектрика (рис. 1). Ока-

[1)] karuz@sci.lebedev.ru

залось, что сапфир, поликор и тефлон хотя и обладают различными, но достаточно малыми $\mathrm{tg}\,\delta$, не вносят заметного вклада в Q МПР на достигнутом уровне $Q \gtrsim 10^5$. Напротив, кварц с $\mathrm{tg}\,\delta \approx 7{\cdot}10^{-5}$ соответственно ограничивает максимальные Q МПР величиной $\sim 1.5 \cdot 10^4$ (рис. 1). На МПР I прямоугольного варианта конструкции ранее был обнаружен [2] интересный эффект, прямо указывающий на важность спектральных характеристик в проблеме повышения Q. При помещении в полость МПР (сверху сапфировой пластинки, вблизи поверхности сверхпроводящего экрана [1]), тонкой (∼0.2 мм) пластины Si добротность резко увеличивалась от $Q \lesssim 10^3$ до $Q \approx 4 \cdot 10^3$ (рис. 2). При помещении в полость МПР двух таких пластинок из Si добротность возрастала до $Q \approx 7 \cdot 10^3$. При замене всей верхней пластины из сапфира набором из четырёх пластин Si добротность увеличивалась до $Q \approx 2 \cdot 10^4$.

В пользу спектрального механизма ограничения Q свидетельствуют данные для резонансных полосок из других сверхпроводников – плёнок Nb_3Ge и NbC на сапфировых подложках, и фольги Nb_3Sn. Для Nb_3Ge [3] с толщиной $\gtrsim$1 мкм, T_c =20,5 K, ΔT_c ∼1 K и отношением сопротивлений $\Gamma = R_{300\ \mathrm{K}}/R_{22\ \mathrm{K}} \approx 3$, наблюдалась зависимость Q от СВЧ мощности. При мощности ∼1 мВт ширина АЧХ увеличивалась и соответствовала $Q(4.2\ \mathrm{K}) \approx 3{\cdot}10^4$. При мощностях ∼1 мкВт получены $Q(4.2\ \mathrm{K}) \approx 10^5$. Такое же увеличение Q наблюдалось при ∼1 мВт и при понижении T до 2.0 K (рис. 2). При измерениях Q этого резонатора при T =2.0 K по декременту затухания показатель τ менялся от 1.45 мкс при малых задержках до 2.7 мкс при больших (>5 мкс) временах задержки. При малых задержках τ соответствует $Q \sim 10^5$, согласующейся с Q, полученными по АЧХ. При больших задержках Q увеличивалась до $\sim 2 \cdot 10^5$, что объясняется дальнейшим уменьшением выделяемой мощности и сравнимо с обсуждавшимися выше Q для Nb фольги, ограничиваемыми потерями на излучение. Зависимость от мощности обусловлена влиянием нелинейных свойств сверхпроводника, проявление которых усиливается вследствие малой толщины плёнки Nb_3Ge. Ещё более сильный эффект толщина оказывала в случае плёнок малой толщины (∼0,1 мкм) из NbC [4] с T_c =12 K, ΔT_c ∼0.08 K, $\Gamma \approx 2.8$, и ВТСП (YBaCuO) также с параметрами сверхпроводимости высокого качества. Так, для плёнки NbC полученные низкие Q ∼500–1000 и значение резонансной частоты, не соответствующее длине использованного полуволнового резонатора, были обусловлены малой толщиной, сравнимой с глубиной проникновения. Тонкие плёнки не обеспечивали протекания сверхпроводящих токов, с плотностью достаточной для эффективного возбуждения основной полуволновой моды, и, в лучшем случае, служили антенной для возбуждения других менее добротных мод.

Влияние качества поверхности сверхпроводника на Q МПР проявилось при исследованиях фольги из Nb_3Sn не оптимального для СВЧ качества толщиной ∼10 мкм, с T_c =18.2 K, ΔT_c ∼0.8 K, $\Gamma \approx 5$. Слой Nb_3Sn получен впеканием Sn в Nb. Полученная после стравливания Sn поверхность оказалась существенно шероховатой, что отразилось на максимальных Q, которые не превысили ∼2000, что свидетельствовало о доминировании потерь на поверхностном сопротивлении вследствие низкого СВЧ качества поверхности образца Nb_3Sn.

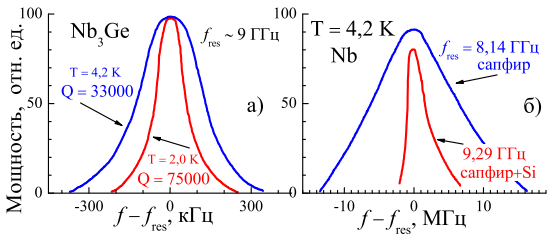


Рис. 2. Добротности МПР из Nb_3Ge на сапфире (а) и Nb на сапфире и Si (б)

Итак, достигнутые максимальные $Q \gtrsim 10^5$ объясняются доминированием вклада недиссипативных потерь на излучение в другие моды. Максимальные Q подразумевают высокое качество СВЧ свойств резонансной полоски, которое учитывает как низкое поверхностное сопротивление (активную часть поверхностного импеданса), так и глубину проникновения (реактивную часть поверхностного импеданса), которая ограничивает минимальную толщину резонансной полоски. Существенное значение для уменьшения излучательных потерь имеют форма и материал диэлектрического заполнения и внешнего заземляющего экрана-проводника.

Работа поддержана РФФИ (06-02-17391).

Список литературы

1. Н. А. Волчков и др., Представлено на ФПС'08.
2. Б. Г. Журкин и др., НТ–XXI, Харьков, 1980, Тезисы докл. ч. IV, с. 297.
3. А. И. Головашкин, Е. В. Печень, Труды ФИАН, 1984, т. **151**, 63-136.
4. А. И. Головашкин и др., КСФ, №12, 45–51 (1984).

Опыт создания электрических машин и устройств на базе ВТСП

К. Л. Ковалев, В. Н. Полтавец, Л. К. Ковалев [1)], *Р. И. Ильясов, Д. С. Дежин*

Московский авиационный институт (Государственный технический университет), Россия

Как показывают исследования, электрические машины на основе объемных высокотемпературных материалов (ВТСП) при температуре жидкого азота обладают в несколько раз лучшими удельными массоэнергетическими показателями по сравнению с обычными электрическими машинами. На основе проведенных исследований авторами разработаны ВТСП электрические машины различных типов. Серии гистерезисных, реактивных, с "вмороженным потоком" ВТСП электрических машин на основе YBCO, Bi-Ag и MgB_2 элементов с выходной мощностью 1-100 кВт были спроектированы, изготовлены и успешно испытаны. Накопленный опыт позволил приступить к разработке и созданию макетных образцов высокоэффективных ВТСП приводов различного назначения. В докладе будут рассмотрены: первый образец магистрального криогенного насоса с ВТСП электроприводом мощностью 15 кВт для систем криостатирования силовых ВТСП кабельных линий, высокодинамичный ВТСП электропривод для автомобильных стендов мощностью 500 кВт, а также кинетический накопитель энергии на базе ВТСП магнитного подвеса запасенной энергией 3 кДж. Будут приведены конструктивные схемы, теоретические и экспериментальные результаты, рассмотрены области применения.

[1)] kovalev@mai.ru

Композиционные ВТСП материалы Bi-2223/Ag

А. К. Шиков, А. Е. Воробьёва, Д. Н. Раков, М. И. Медведев, П. В. Коновалов, Ю. Н. Белотелова, Е. В. Котова

ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт Неорганических материалов им. А. А. Бочвара, 123060, ул. Рогова 5а, Москва, Россия

Разработаны режимы изготовления композиционных ВТСП проводников и листовых слоистых материалов Bi-2223/Ag. Проведена оптимизация химического состава порошка прекурсора и режимов термомеханической обработки многожильных проводников. Получены образцы композиционных сверхпроводников с критическим током на коротком образце более 100 А и более 80 А - на длинномерном. Разработаны дополнительные технические приемы по снижению размера и количества вспуханий и других дефектов проводника, что позволило улучшить его однородность по длине. Разработаны проводники, предназначенные для использования в токовводах, в качестве материала оболочки которых вместо чистого серебра применен сплав Ag-Au.

Введение

Высокотемпературные керамические сверхпроводящие соединения (Bi, $Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (Bi-2223) широко используются в настоящее время для изготовления технических сверхпроводников, главным образом в виде лент, а также в виде слоистого листового материала. Разработанные во ВНИИНМ технологические приемы позволяют изготавливать проводники с различным числом керамических жил (или слоев) в оболочке из серебра и/или его сплавов [1]. Сверхпроводящие свойства лент и листовых материалов Bi-2223/Ag, а также их однородность по длине, зависят от различных технологических факторов. В настоящей работе представлены результаты оптимизации химического состава и режимов обработки прекурсора, схемы термомеханической обработки для изготовления ВТСП-проводников Bi-2223/Ag с повышенными токонесущими свойствами и улучшеной однородностью по длине.

Экспериментальная часть

Ленточные проводники на основе Bi-2223 изготавливали методом "порошок в трубе" [2]. Коэффициент заполнения (КЗ) по керамике в проводниках составлял 40 %, число жил -– 61. Конечный размер ленточного проводника – 0.25-0.27×4.9-5.1 мм^2. Фазовый состав прекурсоров и керамической сердцевины проводников исследовали с помощью РФА. Микроструктуру керамики наблюдали в сканирующем электронном микроскопе. Критический ток измеряли стандартным 4-х контактным методом при 77 К в собственном поле на критерии 1 мкВ/см.

Листовой композиционный материал изготавливали аналогично, но прекурсор засыпали не в трубу, а в коробку прямоугольного сечения. После прокатки монослойный лист разрезали на мерные части, из которых собиралась многослойная заготовка. После ее многоходовой прокатки получали листы толщиной 0.3-0.6 мм с 10-20 слоями (рис. 1). КЗ по керамике в листовых материалах составлял 25 %. Свойства оценивали по измерению критического тока на образцах размером 10×70 мм^2, вырезанных из листов.

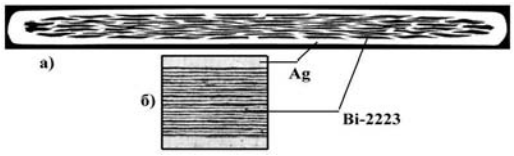


Рис. 1. Поперечные сечения: а) 61-жильного проводника, б) листового материала.

Результаты и обсуждение

Оптимизация обработки порошка: Исходный порошковый прекурсор Bi-2223 получали методом совместного осаждения оксалатов Bi, Pb, Sr, Ca, Cu при приливании щавелевой кислоты к смеси соответствующих азотнокислых растворов. С целью получения высокогомогенного мелкодисперсного (размер частиц 1-5 мкм) прекурсора были разработаны режимы осаждения, сушки и термообработки смеси оксалатов. Особое внимание уделялось повышению реакционной способности прекурсора при синтезе фазы Bi-2223. Было установлено, что эту способность существенно повышает применение сушки в СВЧ излучении. Пиролиз проводили при 400 °С, 30 мин, заключительную термообработку при 790 °С 12 ч.

Оптимизация химического состава прекурсора: Оптимизировалось содержание в керамике Cu, Sr и соотношения Ca/Sr. Целью являлся поиск такого состава, при котором содержание в керамике вредных несверхпроводящих примесей (плюмбаты

и купраты кальция-стронция) было бы минимальным. Было выявлено, что наибольшее значение имеют соотношения содержания катионов Ca/Sr, Bi/Sr и Bi/Cu. Установлено, что минимальное количество включений и наиболее высокие сверхпроводящие свойства соответствуют химическому составу $Bi_{1,80}Pb_{0,32}Sr_{1,87}Ca_{2,01}Cu_{3,01}O_x$ с соотношением кальций/стронция 1.06–1.09.

Оптимизация термообработки: Термическая обработка велась циклами, как при постоянной температуре, так и с ее изменением во время цикла (ступенчатый режим). Оптимальный режим состоял из 3 циклов отжига с одной промежуточной прокаткой между 1-м и 2-м циклами. Первый и второй циклы проводились на воздухе, а третий - в газовой среде $O_2 - N_2$ с пониженным (7,5 %) содержанием кислорода. Во время первого, изотермического, отжига происходил синтез фазы Bi-2223 (до 90-95 %). На втором, ступенчатом, отжиге — окончательный синтез Bi-2223 и спекание отдельных кристаллитов этой фазы друг с другом. После него в керамике оставалось большое количество купратов и плюмбатов, для уменьшения количества и размера которых проводили 3-й изотермический отжиг. Благодаря введенным улучшениям удалось получить значения критического тока на коротких образцах до 100 А (конструктивная плотность тока $J_e = 7.3{\cdot}10^3$ А/см^2. На образцах, вырезанных из листового материала, достигнут критический ток до 200 А, плотность критического тока по керамике была при этом на уровне ленточных проводников.

Повышение однородности свойств по длине: Главной проблемой при получении длинномерных проводников является низкая однородность сверхпроводящих свойств по длине, которая связана главным образом с наличием дефектов, возникающих при изготовлении провода: вспуханий (bubbling) и нарушений целостности оболочки. Причиной вспухания является наличие в прекурсоре и трубных заготовках следов воды и органических соединений. Для уменьшения размеров и количества вспуханий были разработаны специальные режимы обработки порошка, снаряжение прекурсором металлических ампул проводилось в вибростенде в атмосфере осушенного инертного газа. Кроме того, уменьшить количество вспуханий позволила оптимизация режимов термообработки и введение дополнительных промежуточных отжигов в ходе волочения проводника. Обрывность и нарушение целостности оболочки (язвы, свищи) связаны с возникновением в материале при волочении и плоской прокатке высоких локальных напряжений. Металлографические исследования поперечных шлифов прутков в процессе волочения показали наличие в них пористости, что и вызывает упомянутые напряжения. Для улучшения однородности деформации были разработаны режимы дополнительных промежуточных отжигов в процессе волочения. Разработанные режимы позволили добиться на длинномерных проводниках (∼10-15 м) хорошей однородности сверхпроводящих свойств по длине. Средний уровень критического тока проводника, измеренный по длине, составлял не менее 80 А.

Проводники с низкой теплопроводностью: От ВТСП-проводников, применяющихся в качестве рабочих элементов токовводов, требуется низкая теплопроводность. Так как чистое серебро обладает высокой теплопроводностью, то были разработаны конструкция и режимы термомеханической обработки проводника с металлической оболочкой из сплава серебро-золото (1.8 вес. % Au). Было показано, что такой проводник имеет теплопроводность в ∼10 раз ниже, чем аналогичные проводники в оболочке из чистого серебра при такой же токонесущей способности.

Заключение

В данной работе проведена оптимизация технологических параметров и режимов изготовления ВТСП проводников Bi-2223/Ag. Улучшена однородность свойств по длине. На коротких образцах проводников достигнуты значения критического тока порядка 100 А, а на длинномерных – до 85 А. Для применения в токовводах разработана конструкция проводников в оболочке из сплава Ag-Au, обладающих пониженной теплопроводностью.

Список литературы

1. I. Akimov, O. Dokman, L. Kovalev, A. Rekudanov, A. Shikov, Physica C, **372-376**, 899 (2002).
2. А. К. Шиков, И. И. Акимов, А. Е. Воробьева, Известия ВУЗов. Цветная металлургия вып. **4**, 76 (2001).

Система сбора данных для исследования переходных процессов в ВТСП устройствах

А. Ю. Кунцевич[1)], *В. А. Мальгинов*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

В докладе описывется устройство, технические характеристики и программное обеспечение системы сбора данных на основе платы DAQ NI6221 фирмы National Instruments. Система позволяет исследовать переходные процессы с разрешением 50 мкс, с одновременным сбором данных на 16 каналов. Описан алгоритм работы программы и приведен пример использования системы для исследования токоограничителя с ВТСП элементом.

При создании сильноточных электрических схем со сверхпроводящими(СП) элементами важно знать динамику перехода СП элемента в нормальное состояние. Это значит, что необходимо измерить характерные времена перехода, выяснить, насколько неоднороден переход по СП образцу, понять как меняется распределение токов при изменении условий эксперимента. Таким образом, необходимо исследовать временные зависимости токов и напряжений в разных частях схемы во время переходных процессов. Характерные длительности таких процессов $\sim 0.01 - 5$ с., при этом существенные изменения сигналов могут происходить и на временах ~ 1 мс. Это значит, что необходимы быстрые (> 10 кГц.) синхронные измерения напряжений нескольких каналов.

В течение эксперимента электрическая схема с СП элементом работает, в основном, в стационарном режиме, лишь изредка экспериментатор организует переходный процесс. Если непрерывно измерять и накапливать данные в памяти ЭВМ, то образующийся массив вскоре станет очень большого размера, так что с ним будет невозможно работать. Таким образом, возникает требование к измерительной системе: сохранять не все данные подряд, а только те, которые содержат информацию о переходных процессах.

В частности подобная проблема решалась авторами при испытании токоограничителя(ТОУ) с ВТСП элементом [2, 3]. Схема ТОУ приведена на рис. 1. Схема работает следующим образом: генератор подает на схему напряжение $V_\Gamma = V_1 + V_H$ частотой 50 Гц. Ток в цепи зависит от сопротивления нагрузки ($R_H = 10$Ом) и от индуктивного сопотивления первичной обмотки ТОУ. Как только у потребителя происходит короткое замыкание (имитируется замыканием ключа К), ток в схеме возрастает. Тогда возрастает ток и во вторичной

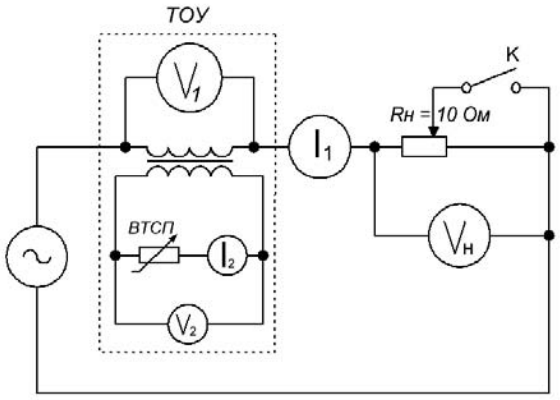


Рис. 1. Электрическая схема токоограничителя.

обмотке токоограничителя и СП элемент переходит в нормальное состояние. Появляется напряжение на вторичной обмотке, то есть увеличивается индуктивность первичной обмотки. Следовательно растёт падение напряжения на первичной обмотке и уменьшается ток в цепи. Детально работа СП токоограничителей проанализирована в статье [1].

В работе использовалась 16 канальная 16-разрядная плата сбора данных National Instruments NI6221 с частотой опроса до 250 кГц (на все каналы). Для измерения V_1,V_H и I_1(измерялось по падению напряжения на шунте) использовались дифференциальные предусилители с оптической развязкой ($3 \times 2 = 6$ каналов платы сбора данных). Это позволило "развязать" измерения в первичной и вторичной цепях трансформатора, таким образом значительно уменьшить шумы. Для измерения сигналов (тока с датчика тока, напряжения V_2 и напряжений между произвольными точками СП образца) использовались ещё 3 дифференциальных канала (ещё 6 каналов платы сбора данных). Также

[1)] alexkun@lebedev.ru

измерялось напряжение на термопаре, прикрепленной к образцу и напряжение на потенциальных контактах датчика Холла (для определения топологии распределения поля). Ток через датчик Холла задавался внешним источником тока. Программа сбора данных была написана на языке National Instruments LabView 7.1. Алгоритм работы программы показан на рис. 2:

1. Пользователь вводит калибровочные коэффициенты для всех каналов системы и имя файла, в который будет производиться запись данных

2. В течение 5 секунд происходит сбор данных со всех каналов устройства (описаны выше) в память компьютера с разрешением по времени 50 мкс.(∼3 Мбайт данных в формате double.)

3. Если произошёл переходный процесс (то есть среднее квадратичное значение одного из каналов за первые 20 мс отличается от среднего квадратичного за последние 20 мс на величину, большую заданного Vtr) или оператор нажал кнопку выхода из программы, переходим к пункту 4, иначе - к пункту 2 (при этом будет использоваться та же самая память - новые данные записываться поверх старых).

4. Измеренные значения умножаются на коэффициенты, и выводятся на экран в виде графиков зависимостей $V(t)$, $I(t)$.

5. Результаты записываются в файл. Операции 4 и 5 занимают 5-6 секунд. Размер выходного файла 8 Мб в текстовом формате ASCII.

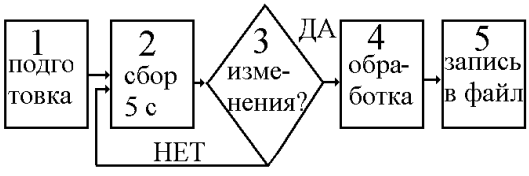


Рис. 2. Блок-схема алгоритма сбора данных.

Пример данных переходного процесса, полученный при помощи описанной системы, показан на рисунке 3. В момент времени 1720 мс (по оси абсцисс) происходит выключение короткого замыкания(размыкается ключ K). Токоограничитель полностью восстанавливает нужное потребителю значение тока и напряжения в первичной цепи через 350 мс(рис. 3c и 3d). Именно в этот момент ВТСП элемент во вторичной цепи полностью переходит в СП состояние (видно по обнулению напряжения на рис. 3b к моменту 2070 мс).

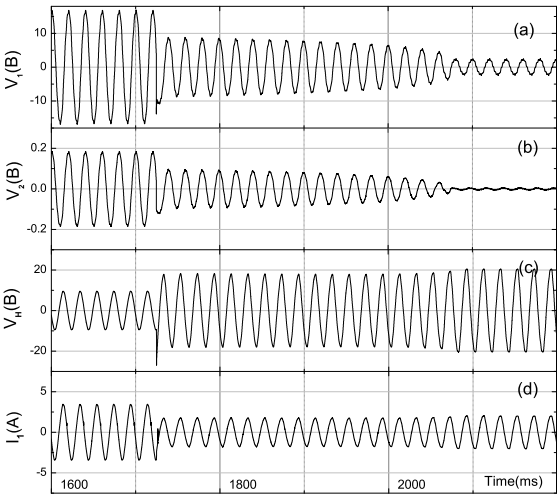


Рис. 3. Пример собранных данных.

Следует отметить, что собранная система может быть полезна для исследований переходных процессов в любых, а не только СП схемах. Также система может быть использована для измерения характеристик в стационарных условиях (для этого, например параметры схемы сравнительно медленно меняются и анализируются огибающие $V(t)$ и $I(t)$). Программа написана на простом языке, что позволяет модифицировать сбор данных в случае надобности.

Работа поддержана РФФИ (грант №07-08-00353-а) и Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ"(грант №02.120.11.2693).

Список литературы

1. Ш. И. Лутидзе, Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, И. И. Акимов, А. К. Шиков, Инженерная физика **2**, 22, (2004).
2. В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, Л. С. Флейшман, ФПС08, труды конференции (2008).
3. Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, ФПС08, труды конференции (2008).

Механические, тепловые и электромагнитные механизмы разрушения сверхпроводимости в ВТСП проводах 2 – го поколения

А. В. Мальгинов, В. А. Мальгинов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Л. С. Флейшман

ОАО "Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского", 117927 Москва, Россия

На переменном токе измерены временные зависимости напряжений и получены ВАХ ВТСП провода 2 – го поколения. Обнаружено, что вдоль ленты существует слабые места нескольких типов. Первый тип связан с наличием участков с ухудшенным теплоотводом от ленты, он проявляется за время равное нескольким периодам. Второй тип проявляется тогда, когда ток превышает критический более чем на 30 А. Провод в этом случае достигает критической температуры в первом же периоде и разогрев в слабом месте происходит в квазиадиабатических условиях. Третий тип - механический. В таких местах, при малых деформациях, высокой температуре и большом ее градиенте возникает не только трещина в слое YBCO, но и расслоение структуры вблизи поврежденного участка. При увеличении деформации, повреждения имеют чисто механическую природу и наступают еще до ввода тока в образец.

Изучение процессов, происходящих в ВТСП проводах 2 – го поколения при превышении механического предела прочности и достижении током критического значения, проводилось на переменном токе промышленной частоты. Методика измерений описана в [1].

На рис. 1 показаны размеры образца и участки, на которых производились измерения.

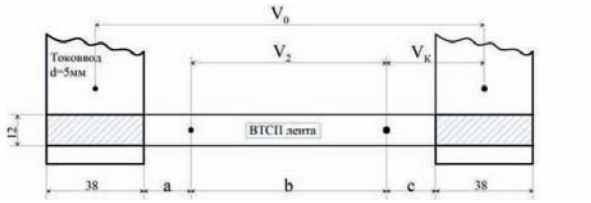


Рис. 1. Схема крепления образца и расположения потенциальных контактов

На рис. 2а показано изменение напряжений на потенциальных контактах при незначительном превышении током критического значения в 300 А. Из рисунка видно, что в течение пяти периодов сопротивление изменяется за счет роста температуры и в определенный момент (по-видимому, в той точке, где наиболее плохой теплоотвод) происходит резкий рост сопротивления на участке (в) и спад напряжений до нуля на участках (а) и (с). На рис. 2б показано изменение напряжений на том же образце при котором амплитуда тока превышает критические значения на 30 – 40 А. В этом случае, образец переходит в нормальное состояние в течение первого периода. Как видно из рисунка, при

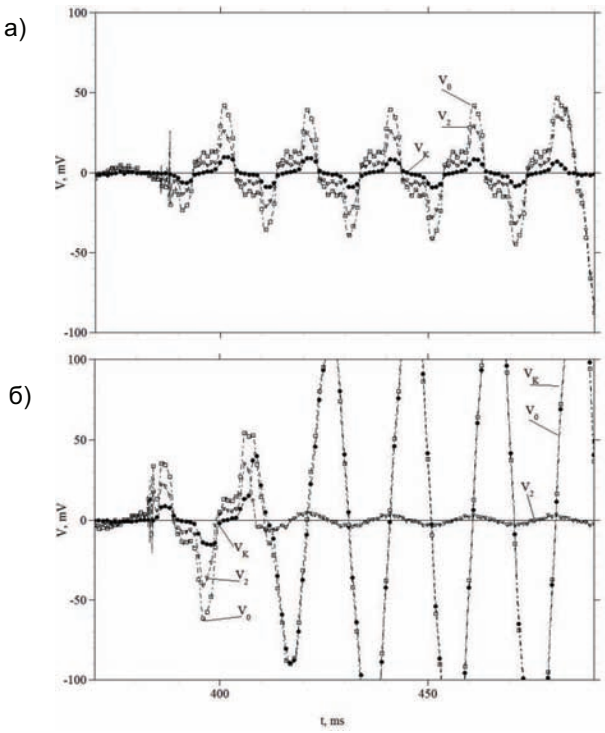


Рис. 2. Временные зависимости напряжений на участках образца при включении тока, превышающего критический а) на незначительную величину, б) на 30-40 А

этом домен с нормальной зоной зарождается уже на другом участке ленты - (с), а участки (а) и (b) остаются сверхпроводящими.

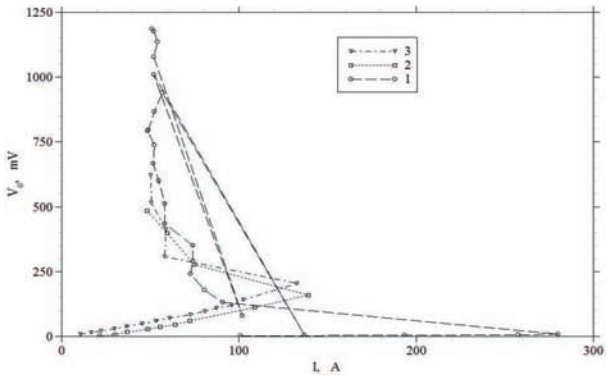


Рис. 3. Вольтамперные характеристики сверхпроводящего образца и образца с наличием механического и теплового повреждения (1 - первый ввод тока, 2 - ввод тока после повреждения, 3 - 3 – й ввод тока)

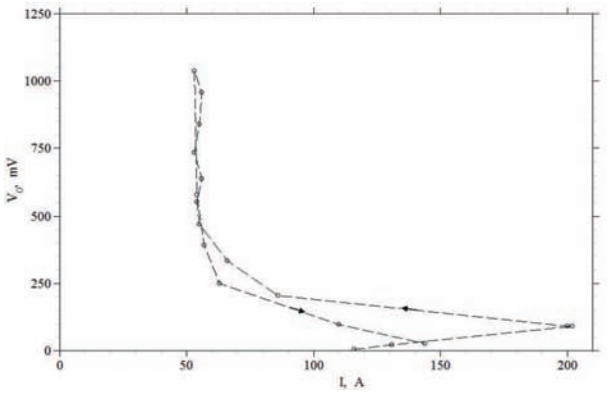


Рис. 4. Вольтамперная характеристика образца с наличием частичного механического повреждения сверхпроводящего слоя.

На рис. 3 приведена ВАХ образца с диаметром изгиба ленты 25 мм. Из рисунка видно, что при скачках напряжения до 0.94 В в образце происходят процессы, начальная стадия которых показана на рис. 2a,b. После снятия напряжения образец возвращается в сверхпроводящее состояние. При следующей подаче напряжения в 1 В в образце происходят необратимые процессы при уменьшении напряжения на участке (c) остается сопротивление около 1 мОм (кривая 1). Повторное измерение ВАХ показало, что на участке (c) поперек ленты произошло разрушение слоя YBCO и критический ток упал до 25 А (кривая 2). При следующем вводе критический ток и вовсе падает до нуля, а остаточное сопротивление образца составляет 1.5 мОм (кривая 3). ВАХ для случая существенных механических изгибов приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что образец частично потерял сверхпроводящие свойства. Его критический ток упал до 110 А, сопротивление места с дефектом примерно в три раза меньше, чем при тепловом разрушении (рис. 3). Повторные испытания показывают, что критический ток и сопротивление слабого места остаются на том же уровне. Для изучения процессов вблизи механического повреждения, показанного на рис. 3, размер d постепенно уменьшался. При этом снимались характеристики, аналогичные рис. 2 – 4. После проведения серии испытаний, ленту опять выдвинули из токоввода до расстояния d=19 мм. Сопротивление области (c) для малых значений V_0 приведено на рис. 5. Верхняя кривая отражает первый цикл уменьшения области (c). Из рисунка видно, что при d=9 мм происходит резкий спад сопротивления. Повторный цикл увеличения и уменьшения d (нижняя кривая) показывает, что спад сопротивления, полученный в первом цикле носит необратимый характер. То есть, сжав поврежденный участок мы частично "вылечили" его. По-видимому, во время повреждения слоя YBCO при высокой температуре и большом ее градиенте (рис. 3), керамика не только треснула, но и произошло расслоение структуры ленты вблизи поврежденного места, а в результате сжатия трещина и окружающий ее материал вернулись в одну плоскость.

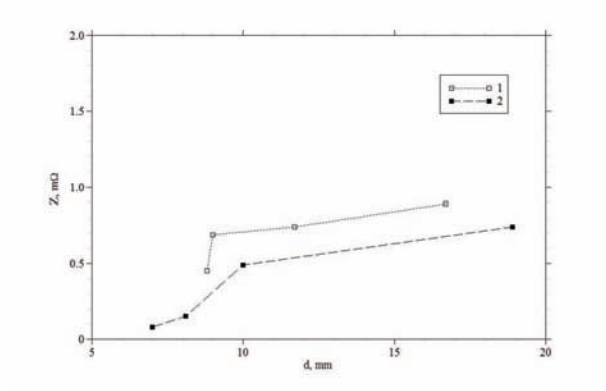


Рис. 5. Зависимость сопротивления области (c) от ее размера. (1 – первый цикл уменьшения размеров области (c), 2 – уменьшения размеров области (c) после процесса "лечения" механического повреждения.

Работа поддерживается РФФИ(грант № 07-08-00353-a), Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ" (грант №02.120.11.2693).

Список литературы

1. А. Ю. Кунцевич, В. А. Мальгинов, ФПС-08, Сборник трудов, Москва, (2008).

Образование домена с нормальной фазой и характер его распространения в ВТСП проводе 2 – го поколения

А. В. Мальгинов, В. А. Мальгинов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Л. С. Флейшман

ОАО "Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского", 117927 Москва, Россия

Проведены экспериментальные исследования переходных процессов в ВТСП проводе 2 – го поколения. Обнаружено, что во время перехода образца в нормальное состояние образец разбивается на сверхпроводящие участки с пузырьковым охлаждением, которые разделены доменом с нормальной фазой. Сверхпроводящие области являются устойчивыми, а градиент температуры на границе домена вдоль ленты составляет 300-400 градусов на мм. При повышении напряжения растет температура домена и его размер. При достижении $V_0 = 0.5$ В температура в центре домена достигает 300 С. При дальнейшем повышении напряжения ток практически не меняется и близок к 56 А, плотность тепловыделений выходят на уровень 2.8 Вт/мм, температура растет слабо, а размер домена d линейно растет с напряжением. Разрастание домена идет в том направлении, где наибольшая концентрация слабых мест. При скачке напряжения от 0.83 до 0.9 В максимальная скорость разрастания домена составляет 1 мм/с.

Для изучения процессов, происходящих в ВТСП проводах 2 – го поколения, измерения проводились на переменном токе по методике, описанной в [1]. На рис. 1 показаны исследуемые участки образца и расположение потенциальных контактов. Зарождение нормальной фазы и локализацию нормальной зоны вдоль образца можно проследить по временным зависимостям напряжений на образце при пропускании тока с амплитудой, превышающей критический ток на 30-40 А (рис. 2). При включении тока в момент 620 мс образец переходит в резистивное состоянии, а уже через 2 мс, происходит резкий рост сопротивления области (с) и спад сопротивления на остальных участках. То есть в образце появляются две устойчивые области: домен с нормальной фазой и с плохим теплоотводом вдоль и поперек ленты и сверхпроводящие зоны, где нет тепловыделений и хороший теплоотвод за счет пузырькового кипения.

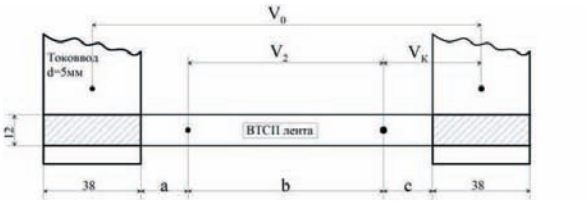


Рис. 1. Схема крепления образца и расположения потенциальных контактов

Для исследования процессов зарождения и развития домена в образце создавалась микротрещина в иттриевом слое. Поскольку образец имеет слоистую структуру, его сопротивление определяется сопротивлением параллельных слоев YBCO(толщина 1 мкм), нержавеющей стали(100 мкм) и серебра(2 мкм). При малых значениях V_0 мы снимаем информацию о начальной стадии резистивного состояния иттриевого ВТСП слоя. При разогреве ленты и больших напряжениях V_0 сигналы с потенциальных контактов ленты уже несут информацию о сопротивлении подложки.

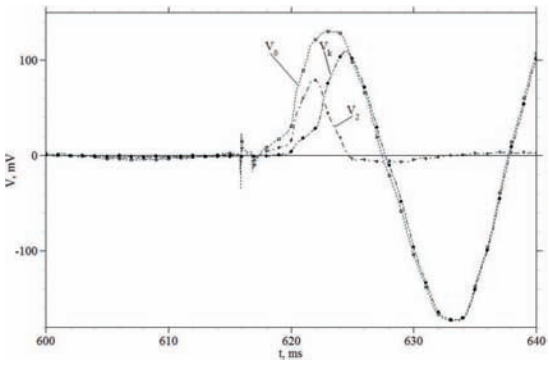


Рис. 2. Зависимости напряжений на участках образца от времени при превышении амплитудой тока критического значения

Эксперименты показали, что сопротивление Z участка ленты длиной d в нормальном состоянии имеет следующую зависимость от температуры T:

$$Z = (0.6 + 0.001 * (T - 273)) * d \qquad (1)$$

где Z в мОм, T - в К, d - в мм.

При повышении напряжения V_0 на образце, у которого размер d области (c) равен 16.7 мм, регистрировались сигналы на участках (в) и (с). При $V_0 < 828$ мВ, $V_0 = V_k$, $V_2 = 0$. При изменении V_0 с 828 мВ до 898 мВ, появляется сигнал V_2, временное поведение которого представлено на рис. 3. До $t = 4200$ мс идет заполнение участка (b) несверхпроводящей фазой и нелинейный рост сопротивления иттриевого ВТСП слоя с температурой. При $t > 4200$ мс рост напряжения V_2 определяется сопротивлением подложки. С помощью выражения (1) и рис. 3 при токе 58 А определяем, что скорость разрастания нормального домена составляет 1.1 мм/с. Изменение сопротивления Z для разных значений d приведено на рис. 4. Выход зависимости $Z(V_0)$ на насыщение соответствует тому, что область (c) полностью заполнена нормальной зоной.

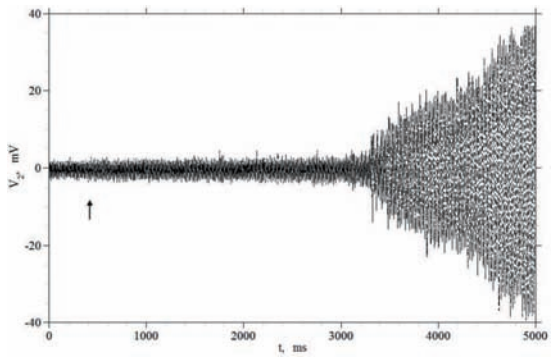


Рис. 3. Процесс продвижения фронта домена при изменении напряжения V_0 с 828 мВ до 898 мВ (стрелкой показан момент изменения V_0)

При $V_0 > 500$ мВ из данных, приведенных на рисунке получаем связь между Z, d и V_0:

$$Z = 0.018 * V_0 \qquad (2)$$

$$d = 0.02 * V_0 \qquad (3)$$

где Z в мОм, d в мм, V_0 - в мВ

Из выражения (2) следует, что ток в образце равен 55.5 А и является величиной постоянной, не зависящей от величины V_0. Плотность тепловыделений и теплоотдачи также постоянны и равны 2.8 Вт/мм. Из сравнения выражений (1), (2) и (3) следует, что разогрев в сердцевине нормального домена около 300 С.

При 150 мВ $< V_0 <$ 500 мВ рост размера нормального домена идет также в соответствии с выражением (3), а отклонение зависимости $Z(V_0)$ от выражения (2) связано с разогревом ленты от 90 К до 300 С.

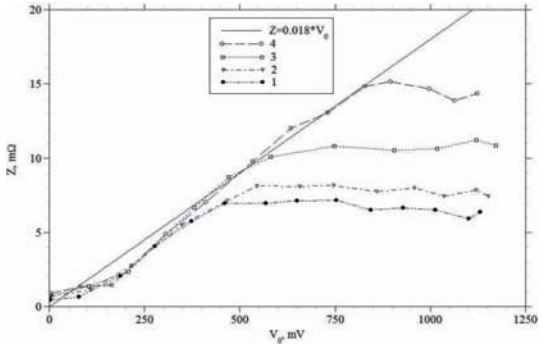


Рис. 4. Зависимость сопротивления на участке (c) от напряжения V_0 при разных размерах домена(1 — $d = 8.8$ мм, 2 — $d = 9.0$ мм, 3 — $d = 11.7$ мм,4 — $d = 16.7$ мм)

После того как поврежденное место ленты было зажато между пластинами токоввода, лента была выдвинута до $d = 19$ мм и процедура уменьшения области (c) была повторена. Зависимость сопротивления Z для второго цикла изменения d показана на рис. 5. Из сравнения рисунков 4 и 5 видно,что для второго цикла измерений в тот момент, когда нормальная зона проникает на участок (b), только часть области (c) перешла в нормальное состояние. Это означает, что место с повреждением частично "вылечилось", а разрастание нормального домена идет только в направлении к участку (b).

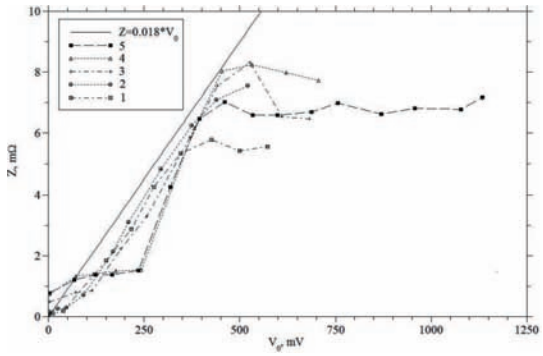


Рис. 5. Зависимость сопротивления на участке (c) от V_0 после процедуры "лечения" механического повреждения (1 - $d = 7.0$ мм, 2 - $d = 8.1$ мм, 3 - $d = 10.0$ мм, 4 - $d = 18.9$ мм, 5 - $d = 18.7$ мм)

Работа поддерживается РФФИ(грант № 07-08-00353-а), Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ" (грант №02.120.11.2693).

Список литературы

1. А. Ю. Кунцевич, В. А. Мальгинов, ФПС-08, Сборник трудов, Москва, (2008).

Ограничение токов короткого замыкания с использованием ВТСП проводов второго поколения

В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Л. С. Флейшман

ОАО "Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского", 117927 Москва, Россия

Разработан и изготовлен лабораторный образец сверхпроводникового токоограничивающего устройства для электрических сетей, в котором применяется нелинейный резистор из ВТСП проводов 2 – го поколения. Установлено, что применение ВТСП проводов 2 – го поколения взамен проводов 1 – го поколения позволяет снизить расход сверхпроводниковых материалов в устройстве более чем на порядок. Проведены экспериментальные исследования переходных процессов в электрической цепи с таким токоограничивающим устройством. Подтверждена эффективность применения этого устройства для ограничения ударного и установившегося токов короткого замыкания.

Исследования были выполнены на лабораторном образце токоограничивающего устройства (ТОУ) трансформаторного типа с нелинейным резистором из ВТСП провода 2 – го поколения на основе сверхпроводника YBCO. Конструктивное исполнение лабораторного образца ТОУ было аналогичным примененному ранее в устройстве с проводами 1 – го поколения [1]. Первичная и вторичная обмотки трансформатора изготавливались из медных проводов. ВТСП резистор, включенный во вторичную цепь трансформатора, размещался в криостате с жидким азотом.

Электрическая схема для исследования переходных процессов и установившихся режимов в цепи переменного тока промышленной частоты с ВТСП ТОУ приведена на Рис. 1. В качестве нагрузки использовалось активное сопротивление резистора Rн. Для моделирования изменений режимов электрической сети, таких как близкое и удаленное короткое замыкание (КЗ) и резкий наброс нагрузки, определенная часть резистора Rн закорачивалась посредством замыкания ключа К.

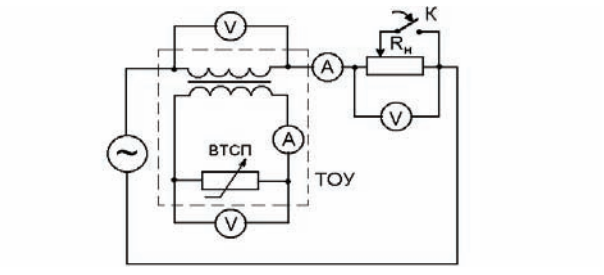


Рис. 1. Схема цепи с ВТСП ТОУ (показано пунктиром)

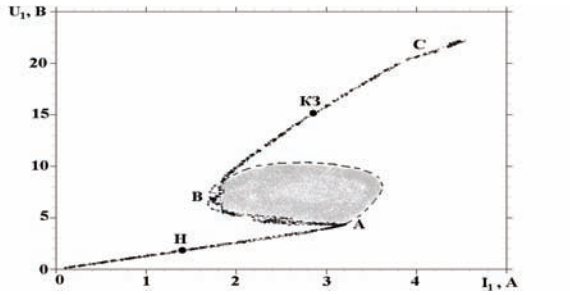


Рис. 2. Характеристика ВТСП ТОУ (обведена область нестационарных состояний)

Полученная вольтамперная характеристика (ВАХ) ТОУ для действующих значений приведена на Рис. 2, из которого следует, что ВАХ состоит из трех частей: участки ОА и ВС соответствуют стационарным состояниям, а на участке АВ состояния нестационарны, т.е. могут существовать лишь в течение некоторого ограниченного промежутка времени.

Для исследования переходных процессов КЗ в цепи моделировалось посредством полного закорачивания резистора Rн с помощью ключа К. Начальный (номинальный) режим работы цепи выбирался на ветви ОА ВАХ (точка Н), а конечный - на ветви ВС (точка КЗ). После включения режима КЗ напряжение на входе ВТСП ТОУ устанавливалось практически равным напряжению питания цепи.

Чтобы исследовать процесс восстановления исходного состояния ВТСП ТОУ после отключения тока КЗ и возможность его нового срабатывания после повторного КЗ, коммутация ключа К выполнялась в последовательности "замыкание – размыкание – замыкание".

На Рис. 3(а, б) приведены временные зависимости огибающих напряжения на ТОУ (Рис. 3(а)) и силы тока (Рис. 3(б)) в цепи при указанной последовательности коммутаций. Буквами обозначены режимы: Н - номинальный, КЗ - короткого замыкания, ВСТ - восстановления. При переходе от режима Н к режиму КЗ напряжение на ТОУ возрастает на порядок, ток КЗ после прохождения ударного значения принимает установившееся значение, вдвое превышающее номинальное.

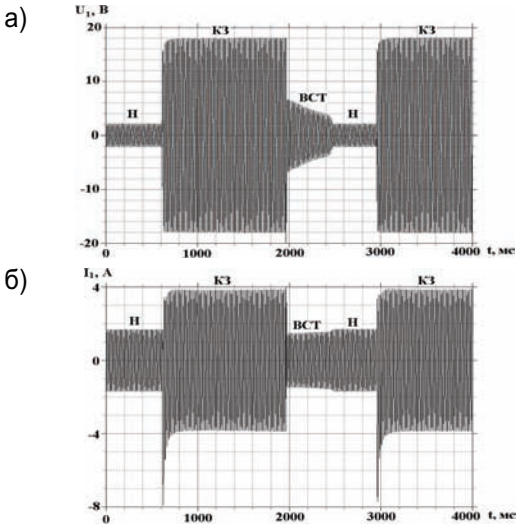


Рис. 3. Временные зависимости напряжения (а) и тока (б) при коммутациях ключа К

После отключения КЗ напряжение на ТОУ падает до значения, превышающего номинальное (Рис. 3(а)), а ток в цепи становится меньше номинального (Рис. 3(б)). Это означает, что ТОУ не возвращается мгновенно в исходное состояние. Через промежуток времени 0,4 с напряжение и ток принимают исходные номинальные значения, т.е. происходит восстановление ТОУ. При повторном включении КЗ описанные выше процессы повторяются, т.е. происходит повторное срабатывание ТОУ.

Детальное поведение напряжения и ударного тока КЗ приведено на Рис. 4(а, б). Как видно из Рис. 4(б), в момент включения КЗ начинается быстрый рост тока, который спустя 2 мс прекращается благодаря действию ТОУ, после чего через 5 мс ток достигает ударного значения, ограниченного по величине.

Приведенные результаты подтверждают эффективность применения рассматриваемого ВТСП ТОУ для ограничения токов КЗ. Как следует из Рис. 3(б), благодаря действию ВТСП ТОУ установившийся ток КЗ превышает номинальный ток всего лишь вдвое, в то время как ожидаемый ток

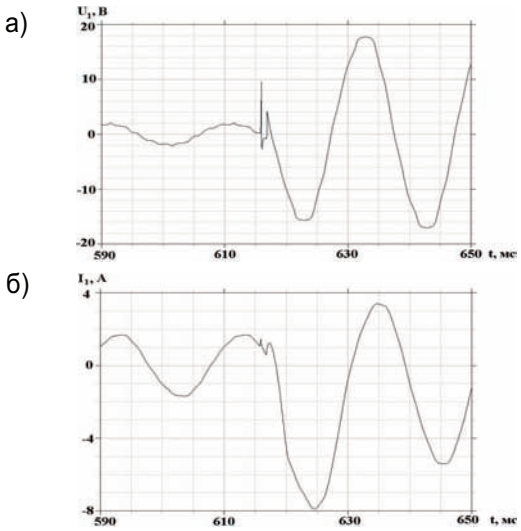


Рис. 4. Временные зависимости напряжения (а) и тока (б) во время КЗ

КЗ (в отсутствие ТОУ) должен на порядок превысить номинальный ток. Кроме того, ТОУ не нуждается в дополнительной внешней защите посредством отключения тока КЗ быстродействующим выключателем.

Рассмотрим ограничение ударного тока КЗ. Как показывают приведенные на Рис. 3(б), 4(б) временные зависимости тока, отношение ударного тока к амплитуде установившегося тока КЗ очень близко к 2. Этот факт служит доказательством того, что испытанный в настоящей работе образец ВТСП ТОУ ограничивает ударный ток КЗ, а значит обладает необходимым для этого быстродействием.

В целом результаты экспериментов на лабораторном образце ВТСП ТОУ трансформаторного типа подтверждают его работоспособность, высокое быстродействие, термическую стойкость, а применение в данном устройстве проводов 2 – го поколения позволило снизить более чем на порядок расход сверхпроводниковых материалов.

Работа поддерживается РФФИ (грант № 07-08-00353-а), Президентской программой “Поддержка ведущих научных школ” (грант НШ-1160.2008.2)

Список литературы

1. Ш. И. Лутидзе, Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, И. И. Акимов, А. К. Шиков, Индуктивные токоограничители со сверхпроводниковым нелинейным резистором. Инженерная физика, **22-30**, 2 (2004).

Структурные трансформации и свойства покрытий на основе соединений (Bi-2223, Bi-2212 и Y-123), полученных прокаткой на подложках с различной механической прочностью

Б. П. Михайлов[1)], *А. Р. Кадырбаев, А. Б. Михайлова, В. Ф. Шамрай*

Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 119991 Москва, Россия

И. А. Руднев

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), 115409 Москва, Россия

Л. П. Ичкитидзе

Московский институт электронной техники (Технический университет), 124498 Москва, Россия

Представлены результаты исследований микроструктуры, фазового состава, сверхпроводящих параметров (T_c, ΔT_c, $J_c(B)$, $J_c(T)$, ВАХ) покрытий на основе Bi-2223, Bi-2212 и Y-123 ВТСП соединений, полученных холодной прокаткой порошков на подложках из олова, алюминия, серебра, меди и никеля, имеющих 2-3 х кратную разницу по твердости, прочности и различную способность к упрочнению в процессе пластической деформации. Разработанная методика холодной прокатки хрупких порошков ВТСП на указанных подложках позволяет получить тонкие (до 10 мкм и менее) сверхпроводящие покрытия с различной степенью базисной текстуры и, соответственно, с различными значениями функциональных характеристик. По мере повышения степени холодной деформации лент и оптимизации режимов последующей термообработки установлено сужение ширины сверхпроводящего перехода ΔT_c, повышение температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c, а также критического тока (J_c). Наибольшие плотности покрытий после прокатки достигнуты на подложках из меди и никеля. Степень текстурированности прокатанных вхолодную слоев с повышением твердости подложек уменьшается, однако после термообработки возрастает.

Токонесущая способность проводников на основе ВТСП соединений в значительной степени определяется текстурным фактором. Основная цель текстурирования заключается в создании параллельной ориентации базисных плоскостей зерен, для которых токонесущая способность наиболее высокая. Для создания базисной текстуры используют различные методы, например, направленную кристаллизацию [1, 2, 3], осаждение эпитаксиальных пленок на текстурированных подложках, деформацию различными способами, в том числе при различных температурах [4, 5].

В данной работе для формирования текстуры в керамических покрытиях из различных ВТСП соединений (Y-123, Bi-2223, Bi-2212) разработана специальная методика холодной прокатки порошков на пластичных подложках (из олова, меди, серебра и никеля) с различными механическими свойствами.

Исследованы трансформации фазового состава, плотности, размеров и морфологии зерен, текстуры и функциональных характеристик (T_c, ΔT_c, $J_c(B)$, $J_c(T)$, ВАХ) керамических ВТСП покрытий, продеформированных в процессе холодной прокатки на пластичных подложках различной твердости (Sn, Al, Ag, Cu и Ni) до толщины 30—10 мкм и менее, и последующей термообработке в интервале температур от 800 до 855°C.

Микрофотографии поверхности ВТСП-покрытий, полученных холодной прокаткой порошка соединения Bi-2223 на подложках из серебра, меди, никеля и олова, представлены на рис. 1 а-г. Видно, что самые плотные покрытия формируются на наиболее прочной никелевой подложке, при этом размер зерен в 2-3 раза выше (рис. 1в), чем на подложке из чистой меди (рис. 1б). Наименее плотные покрытия формируются на подложке из олова (рис. 1в). В тоже время текстура после холодной прокатки на самой мягкой подложке (олове) проявляется сильнее, чем на покрытиях, прокатанных на более твердых подложках.

Ширина перехода в сверхпроводящее состояние ΔT_c и T_c прокатанных Bi-2223-покрытий в значительной степени зависят от степени деформации композиционной ленты. В случае прокатки на серебре (рис. 2) при толщине ленты 1.2 мм ширина перехода более чем в 2 раза выше, чем у того же образца, прокатанного до 0.5 мм. При этом середи-

[1)] borismix@ultra.imet.ac.ru

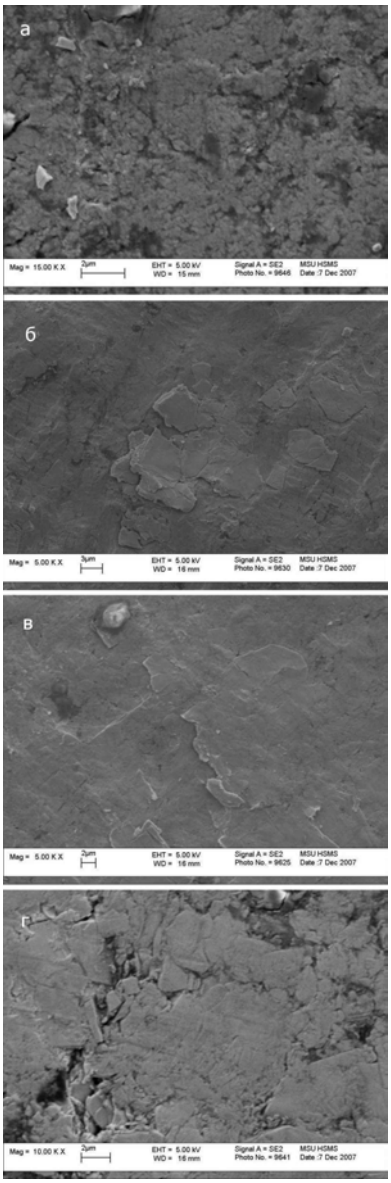


Рис. 1. Микроструктура поверхности Bi-ВТСП покрытия, прокатанного на подложке из: а — серебра; б — меди; в — никеля и г — олова.

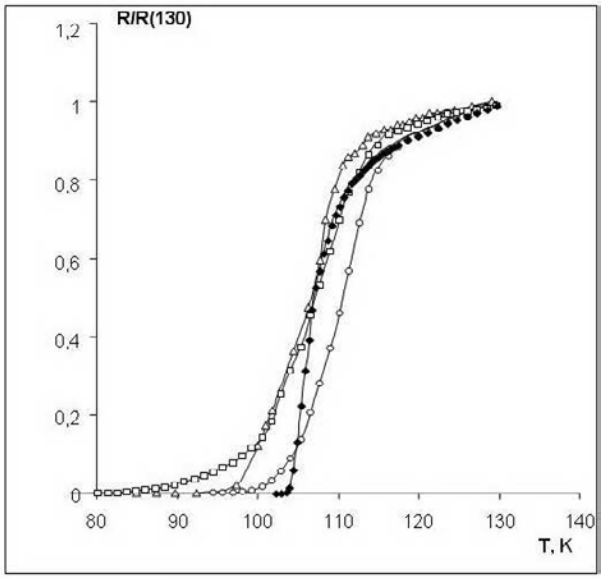


Рис. 2. Кривые перехода в сверхпроводящее состояние Bi-2223 керамической таблетки (♦) и покрытий, прокатанных на серебряной подложке (толщина ленты — 1.2 мм (□); 0.8 мм (△) и 0.5 мм (○) после отжига при 840°C/24 ч.

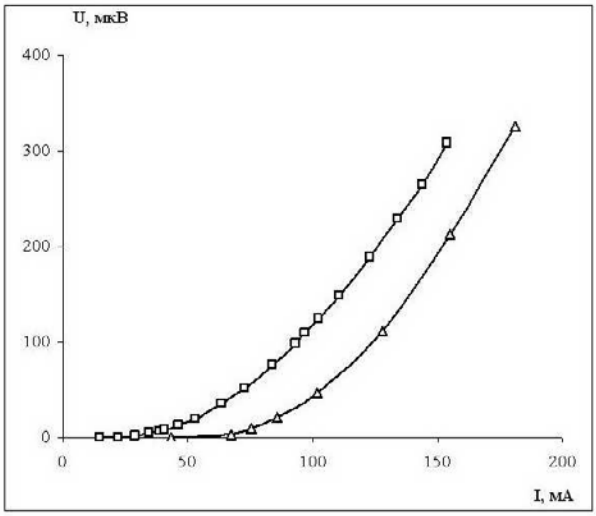


Рис. 3. Вольтамперные характеристики Bi-2223 покрытия, прокатанного на серебряной подложке после отжига при 840°C/24 ч: толщина ленты — 1.2 мм (□) и 0.8 мм (△).

на сверхпроводящего перехода смещается в сторону более высоких температур на 4 — 5 K по сравнению с исходной керамической пластиной. Наряду с повышением T_c на прокатанных ВТСП покрытиях повышается критический ток, о чем свидетельствуют результаты измерения ВАХ (рис. 3).

Работа поддержана РФФИ (грант № 06-03-32720а).

Список литературы

1. K. Salama, V. Selvamanicam, L. Gao, K. San, Apll. Phys.Lett., **54**(23), 2352 (1989)
2. S. Jin, H. Tiefel, R.S. Sherwood et al., Phys. Rev. B:Condens. Mater, **37**(13), 7850 (1988)
3. Б.П. Михайлов, А.Р. Кадырбаев, Неорган. материалы, **31**(2), 247 (1995)
4. Б.П. Михайлов, А.Р. Кадырбаев, А.А. Бабарэко и др. ФИХОМ, №5, 15 (1995)
5. Б.П. Михайлов, А.П. Бащенко, А.О. Комаров, В.С. Круглов, ФИХОМ, №5, 49 (1995)

Улучшение сверхпроводящих свойств ВТСП ленты Y-123 при воздействии высокотемпературной импульсной плазмы

Г. Н. Михайлова[1)], *Л. Х. Антонова*, *А. В. Троицкий*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

В. Я. Никулин, *А. В. Огинов*, *П. В. Горшков*, *Е. И. Демихов*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Л. И. Иванов, *И. В. Боровицкая*

Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 119991 Москва, Россия

Исследована возможность применения высокотемпературной импульсной плазмы для модификации свойств ВТСП лент на основе Y-123 от SuperPower. Обнаружено, что кратковременное воздействие высокоскоростной кумулятивной струи плазмы может приводить к повышению криттока ВТСП ленты.

В последние годы значительно повысился интерес к исследованиям экстремальных воздействий на вещество, возник ряд практических задач – получение материалов с уникальными свойствами в экстремальных условиях. Ранее [1] было впервые получено увеличение температуры сверхпроводящего перехода для соединения Nb_3Sn в лазерном поле.

В настоящей работе сообщаются первые результаты применения высокотемпературной импульсной плазмы для модификации свойств сверхпроводника нового класса $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

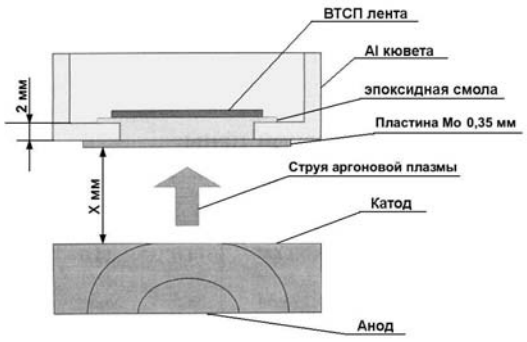


Рис. 1. Схема эксперимента.

Эксперименты проводились на установке типа плазменный фокус ПФ-4 комплекса "Тюльпан" (ФИАН) [2, 3]. Для реализации субмикросекундного ударно-волнового воздействия использовалось явление генерации ударных волн при взаимодействии высокоскоростной кумулятивной струи плазмы с твердотельной мишенью. Для этого выбран режим работы установки с хорошей повторяемостью параметров струи со следующими параметрами: энергия, запасаемая в конденсаторном накопителе – 3.6 кДж, рабочий газ – аргон, давление рабочего газа 2.5 мбар. Применение относительно тяжелого газа позволяет увеличить передаваемый импульс, начальное давление газа в камере выбрано вблизи верхней границы формирования однородной осесимметричной оболочки, дающей заданную плазменную струю. Установка данного типа позволяет получать кумулятивные плазменные струи с ионной плотностью около 10^{18} см$^{-3}$. Скорость струй зависит от геометрии электродов, газового состава в разрядной камере, а также от расстояния от анода до мишени. В нашем случае эта скорость в месте установки исследуемых образцов варьировалась в пределах $(1-4)\cdot10^7$ см/с. Время воздействия плазменного импульса на образец $\sim$50 нс. Температура плазмы в струе $\sim$5 эВ. Плотность потока энергии плазменного импульса на мишени от 10^8 до 10^{10} Вт/см^2.

Кумулятивная плазменная струя направлялась в узел установки образца (рис. 1), представляющий собой разборную алюминиевую кювету с окном 8×21 мм в стенке, обращенной к струе, толщиной 2 мм. Для исключения термического воздействия струи устанавливалась пластина молибдена толщиной 0,35 мм, имеющего высокую температуру плавления и менее хрупкого по сравнению с другими тугоплавкими металлами, например с вольфрамом. Для равномерной передачи воздействия на плоскость образца по всей площади контакта использовалась вакуумная эпоксидная смола, заполняющая промежуток от Mo пластины до образца толщиной около 2 мм. Проведена серия экспериментов по пять импульсов воздействия на

[1)] galina@kapella.gpi.ru

разном расстоянии (10 – 100 мм) от катодного среза разрядной камеры ПФ. Временной интервал между импульсами ∼3 мин, что предотвращает разогрев образца. Для удаления смолы образец промывался в ацетоне.

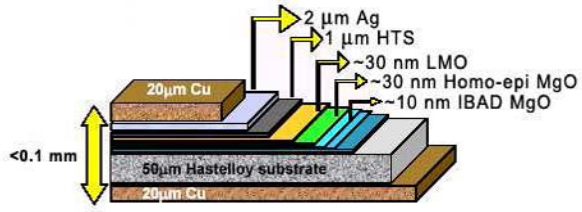


Рис. 2. Сечение ВТСП ленты от SuperPower.

Образцы представляли собой отрезки герметичной многослойной ленты размером $0.1{\times}4{\times}30$ мм^3 производства компании SuperPower (США) с плотностью критического тока $J_c = 2 \times 10^6$ А/см^2 (рис. 2). Величина критического тока до и после воздействия кумулятивной струи плазмы определялась четырехзондовым методом по вольт-амперным характеристикам, приведенным на рис. 3. Как видно из рис. 3, для двух образцов получено заметное увеличение величины критического тока. Для образца A, расположенного на расстоянии 50 мм от катода, I_c увеличился с 92 А до 99 А. Для образца B, расположенного на расстоянии 20 мм, I_c увеличился с 95 А до 100 А. В другой серии экспериментов никаких изменений в величине I_c не обнаружено.

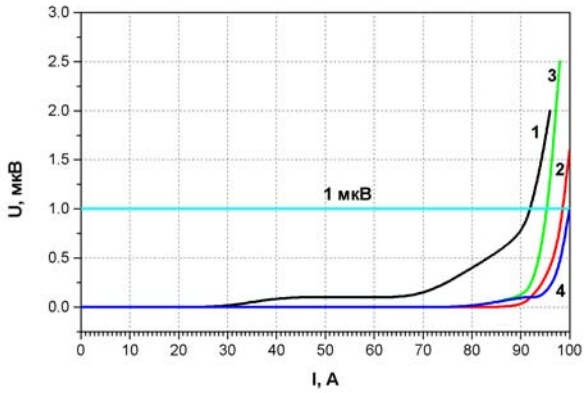


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ВТСП лент от SuperPower до и после воздействия кумулятивной струи плазмы. 1 – исходный образец A, 2 – образец A после воздействия кумулятивной струи плазмы, 3 – исходный образец B, 4 – образец B после воздействия кумулятивной струи плазмы.

Для нахождения оптимальных условий обработки и выяснения причины увеличения критического тока требуются детальные эксперименты. Однако уже первые результаты позволяют надеяться, что использованные экстремальные воздействия могут приводить к улучшению сверхпроводящих свойств купратных высокотемпературных сверхпроводников.

Список литературы

1. И. Я. Дегтяр, Л. И. Иванов, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, М. М. Нищенко, А. М. Прохоров, Н. Н. Рыкалин, В. А. Янушкевич, Квантовая электроника **3**(4), 844 (1976).
2. A. V. Oginov, V. Ya. Nikulin, A. A. Tikhomirov, S. P. Eliseev, Czech. J. of Phys. **56**, Suppl. B., 315 (2006).
3. S. P. Eliseev, V. Ya. Nikulin, A. V. Oginov, A. A. Tikhomirov, Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics **12**(6), 47 (2006).

Текстурированные ленточные подложки для высокотемпературных сверхпроводников второго поколения

М.И. Медведев, А.К. Шиков, А.Е. Воробьёва, В.А. Дробышев, В.С. Зурабов, Д.Н. Раков, А.В. Николаев, П.В. Коновалов, Ю.Н. Белотелова

ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт Неорганических материалов им. А.А.Бочвара, 123060, ул. Рогова 5а, Москва, Россия

Исследованы режимы получения биаксиальной текстуры в ленточных подложках для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) второго поколения на основе YBCO. Исследованы структура, текстура и морфологические характеристики ленточных подложек, прошедших термомеханическую обработку по технологии RABiTS (Rolling Assistant Biaxially Textured Substrates) из сплава Ni-5ат.%W. Проведён анализ влияния режимов термообработки на морфологию, степень выраженности текстуры и структуры подложек высокотемпературных сверхпроводников в диапазоне температур первичной и вторичной рекристаллизации сплава. Исследованы характеристики лент методами атомно-силовой микроскопии, химического анализа, рентгенографии и металлографии. С целью подготовки поверхности лент для последующей эпитаксии буферных и ВТСП слоев исследовано влияние метода электрохимической полировки на шероховатость поверхности лент.

Высокотемпературные сверхпроводники второго поколения являются перспективными материалами для использования их в различных областях науки и техники. В основе технологии получения этих проводников лежат методы получения эпитаксиалных (состоящих из монокристаллических зерен заданной ориентции) оксидных слоев, наносимых на подложку. Главной задачей в технологии получения таких проводников является получение Ni-W ленты-подложки с комплексом структурных, текстурных и морфологических характеристик.

Целью данной работы стала разработка режимов термообработки (ТО) и подготовки поверхности лент-подложек, качество которых должно удовлетворять следующим требованиям: содержание W — 3-5 ат.%, средний размер зерна < 25 мкм, наличие 100% биаксиальной текстуры, полуширина текстурного максимума - не более 7-8 угловых градусов, устойчивость текстуры при температуре эпитаксии (850 °C); поверхность лент должна обладать по параметру Ra нанометровым рельефом - 3-5 нм.

В исследованиях использовали ленту составом Ni-5ат.%W толщиной 70 мкм, полученную по разработанной во ВНИИНМ им. А.А.Бочвара технологии с применением метода RABiTS (от выплавки слитка до получения готовой ленты).

Отжиги образцов проводили в области температур первичной рекристаллизации от $t = 1000$ °C до $t = 1150$ °C в течение от 15 до 120 мин и в области температур свойственной для протекания вторичной рекристаллизации – свыше $t = 1150$ °C до $t = 1250$ °C в течение от 0.5 до 20 мин, обеспечивающих формирование острой кубической текстуры (по данным фирмы AMSC температура начала вторичной рекристаллизации соответствует 1150 °C [1]).

Вопросом влияния температуры отжига на формирование структуры и текстуры лент-подложек занимались многие исследователи. Так группа Vanozzi из Италии [2] рассмотрела процесс образования текстуры и ее стабильность для сплава Ni-5ат.%W. Ленты подвергали отжигу в высоком вакууме при температурах от 200 до 1300 °C. Ими установлено, что процесс рекристаллизации начинается при 600 °C, а образование острой кубической текстуры наблюдали уже при 800 °C. Повышение температуры отжига до 1000 °C привело лишь к незначительному улучшению текстуры, а при температуре около 1300 °C наблюдали активную вторичную рекристаллизацию.

Наши исследования показали, что для всех режимов отжига в диапазоне от 1000 °C до 1150 °C и от 1150 °C до 1250 °C - вторичная рекристаллизация - средний размер зерна составил 20-27 мкм (отсутствие роста размера зерна в области температур вторичной рекристаллизации, вероятно, связано с влиянием малой толщины (70 мкм) ленты - подложки [3]).

Поэтому использование длительных отжигов снижает производительность процесса текстурирования, а с повышением тепмературы отжига свыше 1150 °C при уменьшении времени ТО производительность процесса существенно увеличивается, не влияя на структуру подложки.

Рентгеноструктурными исследованиями на дифрактометре Bruker D-8 ADVANCE, установле-

но, что параметры рассеяние текстуры для образцов Ni-W, отожжённых в интервале температур 1000 °C - 1250 °C имеют один порядок и находятся в диапазоне 6.45° - 8.4° для полуширины ТМ. При этом следует отметить более высокую выраженность текстуры для образцов ТО - 1150 °C/7.5 мин (6.45°), и ТО - 1250 °C/10 мин (7.34°), которая наиболее соответствует техническим требованиям.

Морфологические исследования качества поверхности подложек проводили методом атомно-силовой микроскопии. На рис. 1г представлен внешний вид ленты-подложки в исходно деформированном состоянии. Как видно состояние поверхности ленты представляет собой совокупность полос прокатки, микротрещин и загрязнений. Уровень шероховатости по параметру Ra составляет порядка 20-25 нм. Проведённые исследования образцов, отожженных в области температур первичной рекристаллизации 1000 °C - 1150 °C с длительностью выдержек до 30 минут, показали, что термообработка приводит к значительному снижению (в 1.5-2 раза) шероховатости поверхности лент с 20-25 нм до 10-14 нм (см. рис. 1а-в). Следует отметить наличие глубоких межзёренных границ, глубина которых достигает 21-30 нм.

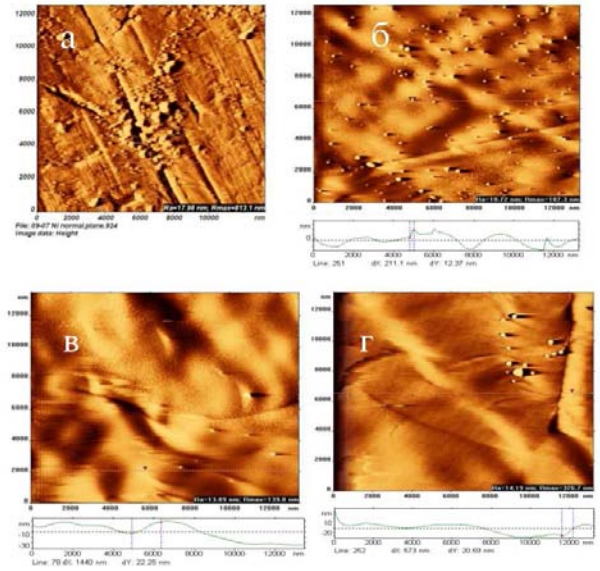


Рис. 1. АСМ-сканы и профилограммы лент для образцов Ni-5ат.%W (Sск –12.5 × 12.5 мкм): а) исходно деформированный, Ra = 20 нм; б) ТО 1050 °C-30 мин, Ra= 10.7 нм; в) ТО 1100 °C-30 мин, Ra= 13.9 нм; г) ТО 1150 °C-30 мин, Ra= 14.2 нм.

С повышением температуры текстурирующей ТО в диапазоне температур свойственной вторичной рекристаллизации наблюдается дальнейшее повышение качества поверхности. Так при термообработке по режиму 1200 °C/0.5 мин, образец имеет параметр шероховатости Ra равный 7.1 нм, а прошедший термообработку при температуре 1250 °C/5 мин, - Ra 4.5 нм, при этом глубина межзеренных границ уменьшилась до 10-15 нм.

Для дальнейшего снижения шероховатости лент были проведены исследования влияния электрохимической полировки на качество их поверхности. Электрохимическую полировку отожжённых образцов (Ra 8.2 нм) проводили в смеси фосфорной кислоты и хромового ангидрида в течение 1 и 2 минут, Показано, что электрохимполировка в течение 60 с благотворно влияет на качество поверхности лент, обеспечивая снижение Ra с 8 нм до 2 - 4 нм (съём металла 8 мкм), с увеличении времени электрохимической полировки до 120 с качество поверхности повышается до Ra= 1.6 нм.

Из представленных результатов можно сделать вывод, что совокупность режимов термообработки и электрохимической полировки обеспечивает получение заданных структурных (средний размер зерна 25 мкм), текстурных (100 % биаксиальной текстуры) и морфологических (шероховатость поверхности лент 3-5 нм) характеристик.

Работа выполнена в рамках программ с Федеральным агентством по Науке и инновациям и ФПЦ «Национальная технологическая база» на 2007-2011 годы по подразделу «Технология ядерной энергетики нового поколения».

Список литературы

1. Superconductivity for Electric System Annual Peer Review Washington, DC - July 23-25, 2003.
2. Vanozzi et al., Supercond. Sci. Techn. **19**, 1240, (2006)
3. И. И. Новиков, “Теория термической обработки металлов”. Учебник. Изд. 3-е, М., “Металлургия”, 1978. 392 с.

Автоматизированный измерительный комплекс для определения качества балластного материала для композитных сверхпроводников

В. С. Круглов, П. В. Волков

Российский Научный Центр "Курчатовский Институт"
Институт Сверхпроводимости и Физики Твёрдого Тела, 123182 Москва

К. С. Перваков

Российский Химико-Технологический Университет им. Д. И. Менделеева, 125047 Москва
Физический Институт им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук, 119991 Москва

Разработан комплекс измерительного оборудования для определения качества исходного балластного материала (Cu, Al, Ag, Ni *etc.*) для сверхпроводящих композитов методом измерения относительного остаточного электросопротивления. Данный комплекс включает в себя две установки для измерения сопротивления, криостат и ПЭВМ для обработки результатов в режиме реального времени. Измерения позволяют оценивать дефектность структуры по величинам относительного остаточного электросопротивления.

Сверхпроводящие сплавы и соединения непосредственно не могут быть использованы для создания сверхпроводящих устройств. Современные технические сверхпроводники - это сложные композитные системы, одной из основных составляющих которых являются элементы из балластных материалов, которые обеспечивают механическую и электрическую стабилизацию сверхпроводника при эксплуатации. От чистоты подложки зависит её сопротивление, а это значит, что более чистая подложка будет лучше отводить тепло и ток в случае возникновения аварийных ситуаций. При прочих равных условиях также уменьшится количество используемого материала, и, следовательно, уменьшится масса и себестоимость готового изделия.

Поскольку концентрация тепловых дефектов является экспоненциальной функцией температуры [1], то при охлаждении материала до низких температур, согласно правилу Матиссена [2], основной вклад в электросопротивление металлов и сплавов дает дефектность кристаллической структуры, приобретённая в процессе роста и обработки структуры:

$$\rho(T) = \frac{1}{\sigma(T)} = \frac{1}{\sigma_{\mathrm{def}}(T)} + \frac{1}{\sigma_{\mathrm{clean}}(T)} \qquad (1)$$

где ρ – электросопротивление, σ – электропроводность. Таким образом, вклад от дефектов можно наблюдать только при низких температурах, когда проводимость чистого материала стремится к бесконечности $\sigma_{\mathrm{clean}} \to \infty$.

Для контроля качества используемого балластного материала был разработан комплекс измерительного оборудования, состоящий из двух установок для измерения сопротивления, криостата и ПЭВМ. Комплекс позволяет оценивать качество материала ещё до того, как его превратят в готовое изделие, и, соответственно, выявить непригодный материал заранее и избежать дорогостоящей обработки.

Первая установка позволяет производить измерения сопротивления при температуре 0° C, однако использование термостатов экономически не выгодно, поэтому измерения проводятся при комнатной температуре с последующим пересчетом на 0° C. Вторая установка с технологической точки зрения представляет собой перевёрнутый сосуд Дьюара, помещенный в криостат, с помощью которого содержимое дьюара термостатируется в пределах от 4.2 K до 20 K. Управление исполнительными элементами установки производится от ПЭВМ с помощью управляющего измерительного комплекса National Instr. (PXI крейт).

Измерения при комнатной температуре проводятся на "линейке". Проволочный или ленточный образец прижимается зажимами к основанию и растягивается для спрямления при помощи юстировочных винтов, расположенных по бокам. Сопротивление измеряется по углу наклона кривой вольтамперной характектеристики. Причём, ЭДС, возникающие на границе контактов, не изменяют угол наклона кривой, а вносят дополнительный вклад в величину напряжения. Провод для подвода измерительного тока выводится на унифицированный для всего комплекса зондов разъём. В разъёме предусмотрены специальные перемыч-

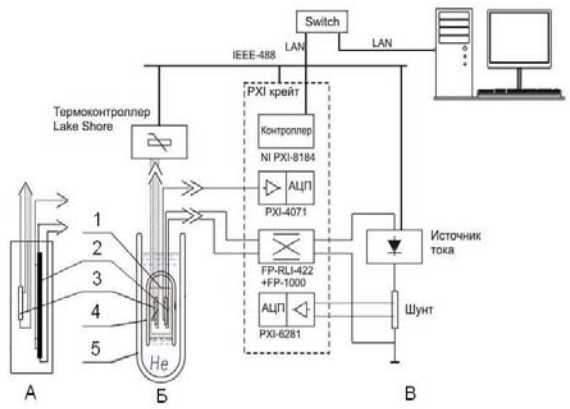


Рис. 1. Принципиальная схема установки

А – "линейка", Б – криостат с измерительным зондом, В – ПЭВМ

1 – медный чехол с нагревателем, 2 – исследуемый образец, 3 – термометр, 4 – перевернутый сосуд Дьюара, 5 – криостат

ки для идентификации измерительного устройства (зонда) при машинной обработке результатов. Для уменьшения наводок от внешних магнитных полей сигнальные провода (медный провод марки ПЭВ диаметром 0.3–0.5 мм) от контактов прокладываются непосредственно под образцом и витой неразрывной парой подводятся к измерительному прибору.

Для измерений при температурах до 20 K используется криостат, в который помещается образец в перевёрнутом (обратном) дюаре, смонтированном на зонде. Необходимая температура достигается в парах гелия с помощью нагревателя, намотанного в верхней и нижней частях держателя образцов. Управление нагревателем осуществляется термоконтроллером LakeShore, в обратную связь которого включен термометр сопротивления. Внутри дюара размещается медный держатель образцов на два образца с медным экраном, выравнивающим градиент температур на образцах. Образцы припаиваются к токовым и потенциальным контактам на подложках из металлизированного стеклотекстолита. Колебания температуры внутри дьюара на холостом ходу составляют около 0.1 K, а при измерениях – 0.5 K.

Температура измерения сопротивления зависит от характеристик измеряемого материала. Если материал не проявляет сверхпроводящего перехода в диапазоне температур 4.2 – 20 K, то измерения можно проводить при температуре кипения жидкого гелия – 4.2 K. Если же материал переходит в сверхпроводящее состояние в указанном диапазоне температур, то измерения проводятся при температуре на 1 – 2 K выше температуры начала сверхпроводящего перехода.

В качестве примеров были взяты образцы медных слитков, выплавленных на заводе "Кристалл" г. Владикавказ. Образцы получены методом индукционной плавки катодной меди. Из литературных данных известно, что примеси оказывают наибольшее негативное влияние на электропроводность [1, 2, 3], поэтому теоретическая электропроводность рассчитывалась, исходя из полуэмпирического правила Нордгейма [4]:

$$\Delta\rho/c = \zeta(1 - \varphi c/1000) \qquad (2)$$

где $\Delta\rho$ –добавочное электрическое сопротивление; c –концентрация примесного элемента; ζ –прирост электросопротивления на 1 ат% примеси; φ –коэффициент, учитывающий распределение примесного элемента. Количество примесей определялось масс-спектрометрическим анализом. Относительное остаточное сопротивление рассчитывалось как [5]

$$R_{273}/R_{4,2} = (1,55 + \Delta\rho)/\Delta\rho \qquad (3)$$

где 1.55 мкОм·см – удельное электросопротивление идеальной меди при 273 K [6].

Отклонение экспериментальных данных от теоретически рассчитанных составило в среднем 20 %.

Работа выполнена в рамках участия Российской Федерации в Международном проекте создания Международного Экспериментального Термоядерного Реактора (ITER) по лоту № 8. Оборудование разработано для ОАО "Чепецкий Механический Завод" государственной корпорации "ТВЭЛ".

Список литературы

1. П. В. Ковтуненко, Физическая химия твердого тела. Кристаллы с дефектами, 352 (1993).
2. В. И. Зиненко, Б. П. Сорокин, П. П. Турчин, Основы физики твёрдого тела, 335 (2001).
3. Ф. Зейтц, Современная теория твердого тела, 720 (1949).
4. Б. Г. Лившиц, В. С. Крапошин, Я. Л. Линецкий, Физические свойства металлов и сплавов, 320 (1980)
5. А. С. Каролик, В. М. Голуб, ФММ **75**, 23 (1993)
6. Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мелихова, Физические величины, 1232 (1991)

Изучение двумерного распределения критического тока в ВТСП лентах второго поколения

С. В. Покровский,[1)] *И. А. Руднев, А. И. Подливаев*

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

Из экспериментального распределения захваченного магнитного потока в ВТСП ленте, измеренного методом Холловской магнитометрии, путем численного решения задачи инверсии закона Био-Савара, получено двумерное распределение критического тока в ленте. На основе стандартного алгоритма решения задачи, применяемого для интерпретации магнитооптических экспериментов, разработан модифицированный алгоритм расчета, позволяющий уменьшить область измерения магнитного поля. Найден оптимальный метод регуляризации решения. С помощью разработанной методики исследованы ВТСП ленты второго поколения ($2G$).

Для того чтобы из экспериментально полученных поверхностей распределения магнитного потока определить распределение критического тока, необходимо решить задачу инверсии уравнения Био-Савара. В данной работе мы представляем модифицированный алгоритм расчета и результаты его применения для исследования характеристик $2G$ ВТСП лент

Детальное описание стандартной методики расчета приведено в обзоре Jooss и др. [1]. Для корректного решения задачи с помощью стандартного алгоритма необходимо производить измерения распределения захваченного магнитного потока на площади превышающей площадь образца в несколько раз. Предложенный нами модифицированный алгоритм расчета позволяет уменьшить область измерения поля. В случае отсутствия в рассматриваемой системе каких-либо токов кроме токов образца, магнитное поле в областях, удаленных от образца может быть восстановлено по значению магнитного поля, измеренному вблизи образца (рис. 1). Последнее необходимо для корректного решения задачи восстановления распределения тока. При этом магнитное поле во всем пространстве вне образца определяется единственным образом как решение краевой задачи Дирихле [2]. Эта задача решается на двумерной сетке, представленной на рис. 1 следующим итерационным алгоритмом.

Определению подлежит значение магнитного поля в области II (на сетке рис. 1 эта область отмечена квадратами). Исходное значение магнитного поля на определяемой области полагается равным нулю. Значение магнитного поля в области I не изменяется при итерациях и равно экспериментальному (на сетке рис. 1 эта область отмечена кружками). Отметим, что область экспериментального

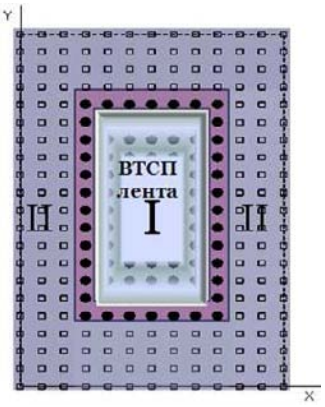


Рис. 1. Схема рассчетной сетки ($\Delta x = 0.5\,\mathrm{mm}$, $\Delta y = 0.5\,\mathrm{mm}$) и области экспериментально определяемого (I) и рассчетного (II) поля.

определения поля только на один шаг сетки выходит за границы СП образца. Определенное таким образом на расширенной области магнитное поле позволяет найти ток. Этот ток в рамках закона Био-Савара определяет магнитное поле в области II, что завершает итерационный шаг. Итерации продолжаются до сходимости магнитного поля в области II. Нами исследована сходимость данного итерационного процесса. Поскольку все преобразования поля и тока в итерационном процессе линейны по этим величинам, итерационный алгоритм определения магнитного поля в области II на $n+1$ итерационном шаге может быть представлен в следующем общем компактном виде:

$$B^{n+1}_{Z\,II} = M(B_{Z\,I}) + N(B^{n}_{Z\,II}), \qquad (1)$$

где $B_{Z\,I}$ - экспериментально определяемое магнитное поле в области I, M и N - линейные операторы, задаваемые описанным выше итерационным процессом. Эти операторы имеют достаточно громоздкий вид, и поэтому в настоящем сообщении

[1)] sergeypokrovskii@gmail.com

в явном виде не приводятся. Для сходимости итерационного процесса, определяемого выражением (1) необходимо, чтобы норма оператора N была меньше единицы. Мы проверили выполнение этого условия для сетки, представленной на рис.1 для тех значений h (высоты измерения) при которых решалась задача и убедились, что итерационный процесс сходится. Уместно заметить, что согласно выражению (1) сходимость определяется только геометрией сетки и не зависит от экспериментального значения магнитного поля $B_{Z\,I}$ в узлах сетки области I. Решение задачи подразумевает обязательную регуляризацию. В отличие от случая использования магнитооптики для измерения захваченного потока [1] оптимальным методом регуляризации решения оказался подход, разработанный Тихоновым (детальное описание см. [3, 4]).

Эффективность и корректность экспериментального метода, метода расчета и регуляризации были проверены на тестовых измерениях. Затем проводились измерения на промышленных $2G$ ВТСП лентах. Для измерения распределения магнитного потока использовался метод сканирующей Холловской магнитометрии. Были исследованы ленты различных производителей, причем как новые, так и ранее использованные. В данной работе мы приводим только наиболее характерные результаты измерений и соответствующих расчетов. На рис. 2 и 3 представлены поверхности захваченного магнитного потока и соответствующего восстановленного распределения компонентов тока в $2G$ ВТСП ленте American Superconductors (AMSC) 344.

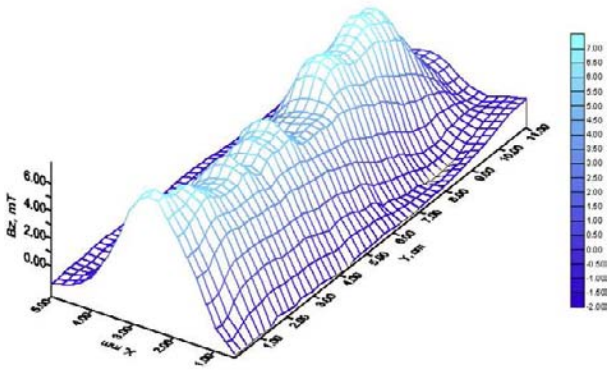


Рис. 2. Поверхность распределения захваченного магнитного потока $2G$ ВТСП лентой AMSC 344.

Профиль поверхности намагниченности качественно соответствует модели Бина. Отметим небольшую неоднородность распределения магнитного потока, что в свою очередь свидетельствует о неоднородности распределения экранирующих токов в ленте, наведенных в процессе намагничивания. Поверхности распределения токов свидетельствуют о круговом протекании наведенных токов. Рассмотрим отдельно компоненты тока вдоль ($J_y(x,y)$) и поперек ленты ($J_x(x,y)$) (рис.3). Распределение $J_y(x,y)$ неоднородное, что в свою очередь приводит к ненулевому распределению $J_x(x,y)$. То есть вследствие неидеальности ленты, неоднородности ее свойств, возникают перетекания токов, обтекания (появления ненулевой компоненты тока поперек ленты).

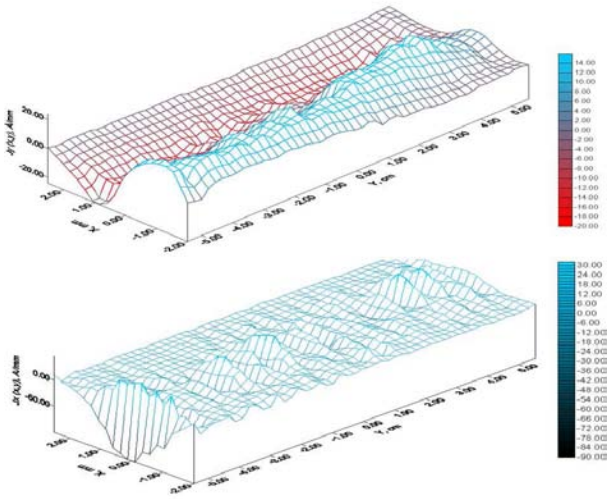


Рис. 3. Поверхности распределения компонентов токов в $2G$ ВТСП ленте AMSC 344. Сверху: $J_y(x,y)$ - ток вдоль ленты. Снизу: $J_x(x,y)$ - ток поперек ленты.

Аналогичные результаты были получены для других лент. Стоит отметить, что ленты, многократно использованные показывают большую неоднородность распределения тока, чем в ленте, рассмотренной выше.

Работа поддержана Грантом РФФИ 06-08-00551-а

Список литературы

1. Ch. Jooss, J. Albrecht, S. Leonhardt , H. Kronmuller , Rep. Prog. Phys., **65**, 651 (2002).
2. P. G. L. Dirichlet, Abh. der Koniglich. Preus. Acad. der Wiss., **S99-116** (1850).
3. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин, Методы решения некорректных задач, Москва, Наука (1986).
4. А. И. Подливаев, И. А. Руднев, С. В. Покровский, Инженерная Физика **№5**, 18 (2007).

Магнитные бесконтактные подшипники с использованием объемных ВТСП элементов

О.Л. Полущенко[1)], *Н.А. Нижельский, В.А. Матвеев*

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005 Москва, Россия

В.А. Маевский, М.М. Сухарев, В.А. Лыхин

ФГУП ММПП "Салют" Филиал МКБ "Горизонт", 140091. Московская область, г. Дзержинский, Россия

Разработан и изготовлен макет роторной системы на двух магнитных YBCO ВТСП подшипниках, которые обеспечивают пассивную стабилизацию ротора при 77 К. Нагрузочная способность в радиальном направлении – 220 Н, в осевом - 150 Н.

В настоящее время появилась возможность практической реализации пассивных магнитных подшипников на основе объемных ВТСП. Наиболее перспективны для применения в магнитных пподшипниках однодоменные ВТСП элементы на основе иттриевых (YBCO) керамик. В однодоменных YBCO-объемных образцах при температуре жидкого азота реализуются достаточно высокие значения критической плотности токов $J_s \approx 5{\cdot}10^4$ А/см^2 и захваченного магнитного потока свыше 1 Тл.

Разработан и изготовлен макет роторной системы на двух магнитных ВТСП подшипниках. Фотографии подшипника и его компонентов представлены на рис. 1. Роторная система содержит вал и закрепленные на нем два комплекта кольцевых постоянных NdFeB магнитов, закрепленных на магнитопроводах, которые образуют магнитную систему подшипника. Магниты ($D = 92$ мм, $d = 68$ мм и $D = 64$ мм, $d = 44$ мм, $h = 8$ мм) разделены между собой концентрическими кольцевыми зазорами и объединены попарно по потоку магнитной индукции двумя кольцевыми магнитопроводами. Магнитный зазор в опорных узлах составляет 7 мм. В два статора, изготовленных из алюминиевого сплава, вмонтированы дисковые монодоменные ВТСП элементы. Диаметр дисков ВТСП – 28 мм, толщина – 5 мм, количество 14 штук. Отдельный ВТСП элемент способен захватить магнитное поле величиной 1 Тл Общая площадь ВТСП дисков 80 см^2, вес 170 г. Статоры устанавливаются в рабочем зазоре между магнитами. Зазор между постоянными магнитами и ВТСП элементами составляет 1 мм. Роторная система заключена в цилиндрический металлический корпус. выполненный из нержавеющей стали с теплоизолирующей рубашкой, в которую заливается жидкий азот для охлаждения подшипника до температуры

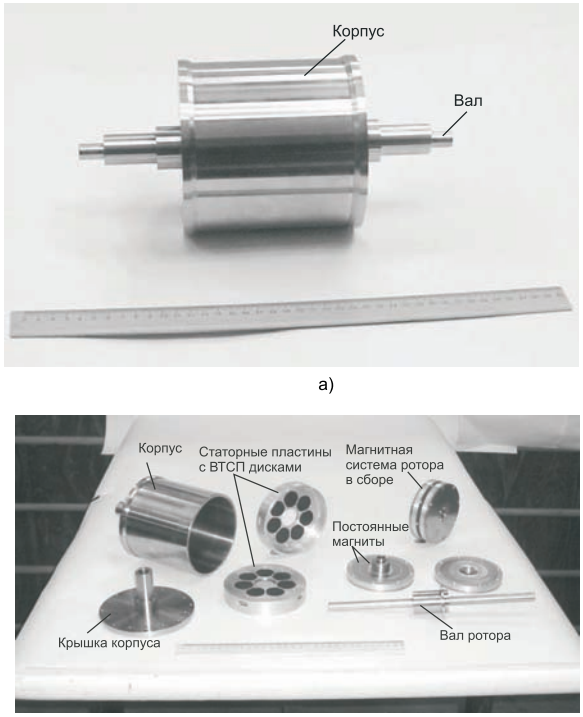


Рисунок 1 - Фото макета подшипника: а) подшипник в сборе, б) компоненты подшипника

77 К. Размеры макета подшипника с теплоизоляцией: ϕ 230 мм, длина 230 мм.

Устойчивая пассивная стабилизация ротора в радиальном и аксиальном направлениях обеспечивается за счет взаимодействия незатухающего сверхпроводящего тока в ВТСП элементах с высокоградиентными магнитными полями порядка 0.7 Тл, генерируемыми постоянными кольцевыми магнитами. Причем. пространственное взаимодействие осуществяется между плоскими поверхностями ВТСП элементов и постоянными магнитами. ВТСП элементы активируются в режиме FC. Измерены статические силовые и жесткостные ха-

[1)] olga@home.ru

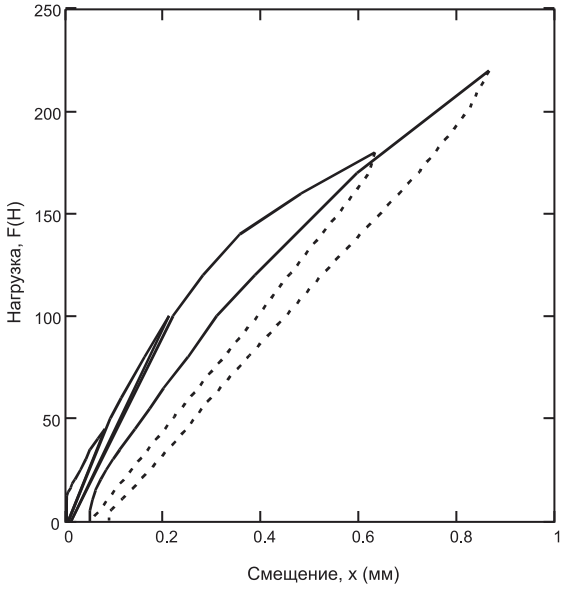


Рисунок 2 - Нагрузочная характеристика подшипника при радиальном смещении ротора

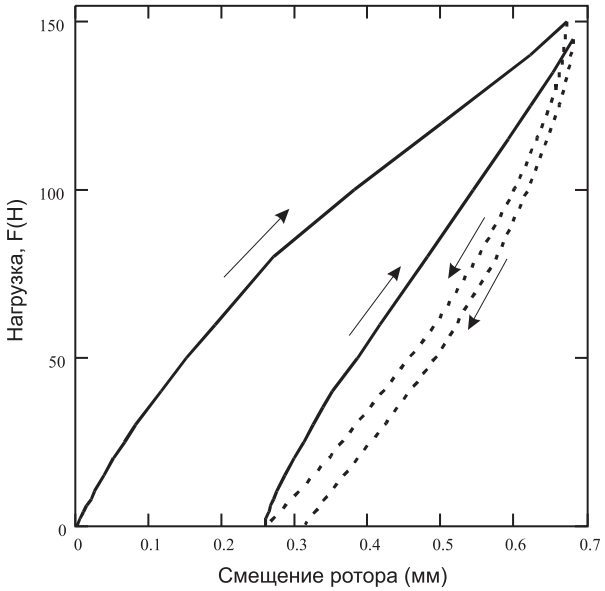


Рисунок 3 - Нагрузочная характеристика подшипника при осевом смещении ротора

рактеристики макета ВТСП подшипника Максимальная нагрузочная способность в радиальном направлении при смещении ротора 0.865 мм составляет 220 Н, в осевом – при смещении ротора 0.67 мм – 150 Н, средняя жесткость 270 Н/мм и 224 Н/мм соответственно. Отношение нагрузочной способности к массе сверхпроводников более 120. Максимальная скорость вращения ротора – 15000 об/мин. Предложенный принцип построения роторной системы использован в конструкции макета подшипника газотурбинного двигателя. Макет включает вал диаметром 100 мм, на котором размещены 5 комплектов постоянных кольцевых магнитов диаметром 190 мм.

В зазорах размером 10 мм между магнитами установлены 5 пластинчатых статоров толщиной 4 мм с дисковыми ВТСП элементами в количестве 70 шт. Для уменьшения теплопритока от ротора статорная пластина расположена внутри вакуумплотного тонкостенного кожуха толщиной 0.3 мм. Охлаждение ВТСП элементов до 77 К осуществляется за счет теплоотвода через статорную пластину, соединенным с цилиндрическим корпусом подшипника, охлаждаемым жидким азотом, который прокачивается внутри медной трубки, навитой на корпус.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 7-08-13502 2007, программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)”, проект 2.1.2.2481

Намагниченность поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ с нанодобавками оксида ниобия

Б. П. Михайлов

Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова РАН, 119991 Москва, Россия
Международная Лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

И. А. Руднев[1)]

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия
Международная Лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

Представлены результаты измерений намагниченности, поля необратимости и плотности критического тока поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника Bi-2223 с нанодобавками NbO_x (0.1 масс проц.) с размером частиц (дисперсностью) 25 - 125 нм в температурном интервале от 4.2 K до 85 K и магнитных полях до 14 Тл. Установлен немонотонный характер зависимости как поля необратимости, так и плотности критического тока от дисперсности вводимых добавок, что указывает на формирование в сверхпроводнике системы искусственных центров пиннинга.

Для конкурентоспособности ВТСП материалов в технических приложениях, необходимо увеличивать плотность критического тока в широком диапазоне магнитных полей. Одним из перспективных методов повышения плотности критического тока является внедрение неорганических тугоплавких добавок с характерными размерами частиц порошка несколько десятков нанометров для создания искусственных центров пининга. Методика внедрения добавок наиболее оптимальна, как с точки зрения трудоемкости, так и стоимости промышленного производства, по сравнению, например, с облучением нейтронами или высокоэнергетичными ионами.

В результате широкого круга исследований было показано, что внедрение наноразмерных тугоплавких соединений карбидов, нитридов, силицидов в Bi2223 приводит к значительному увеличению ($2-3$ раза) плотности критического тока j_c при некоторой оптимальной концентрации добавок (см. [1, 2]. В тоже время еще недостаточно изучен вопрос о влиянии на магнитные и транспортные характеристики композитного сверхпроводника такого параметра, как значение среднего размера (дисперсности) вводимых добавок. В данной работе на примере добавки NbO_x мы покажем, что дисперсность вводимых частиц оказывает заметное влияние на значение намагниченности, поле необратимости и плотность критического тока композитного сверхпроводника $Bi2223/NbO_x$

Высокотемпературный сверхпроводник Bi2223 синтезировался методом совместного осаждения карбонатов. По данным рентгенофазового анализа порошок синтезированного соединения преимущественно состоит из фазы 2223 (~90 объем. проц.), 2212 (5.9 объем. проц.), 2201 (2.3 объем. проц.) и следов $PbCaO_4$. Для легирования применялся порошок NbO_x с различной степенью дисперсности $Ds = 25$ - 123 нм. Концентрация порошка всегда составляла 0.1 мас. проц. Смесь порошков фазы 2223 и добавок перемешивали во вращающемся контейнере в течение 30 часов и затем проводили прессование в таблетки. Давление прессования во всех таблетках было одинаковым и равнялось 100 кг/см2. Последующее высокотемпературное спекание таблеток разного состава, в том числе и образца без добавок, проводилось одновременно. Спекание осуществлялось при температуре 840 °C в течение 10 часов. В последствии из таблеток вырезались образцы для измерений, которым механически придавалась сферическая форма.

Измерение намагниченности производилось с помощью вибрационного шагового магнитометра в диапазоне температур 4.2 - 85 K и магнитных полях до 14 Тл. На рисунках 1 и 2 представлены примеры петель намагниченности для температур $T = 50$ K и $T = 4.2$ K. На кривой намагниченности при $T = 50$ K стрелкой показано поле необратимости H^*. При этом поле петля намагниченности вырождается в линию, т.е. критический ток сверхпроводника обращается в ноль. Поле необратимости зависит от температуры (рис. 3), причем изменение дисперсности добавок приводит к сдвигу кривой $H^*(T)$.

Результаты измерений показали существование оптимального значения дисперсности нанодобавки $Ds = 44$ нм, при котором наблюдается максимальное увеличение j_c (рис. 4). Важно отметить, что

[1)] rudnev@newmail.ru

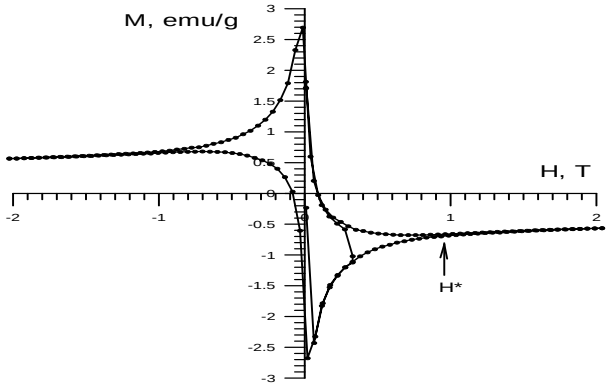


Рис. 1. Петля намагниченности образца Bi2223 с добавками NbO_x (0.1 масс. проц.) с дисперсностью частиц 125 нм при $T = 50$ K. Стрелкой показано поле необратимости.

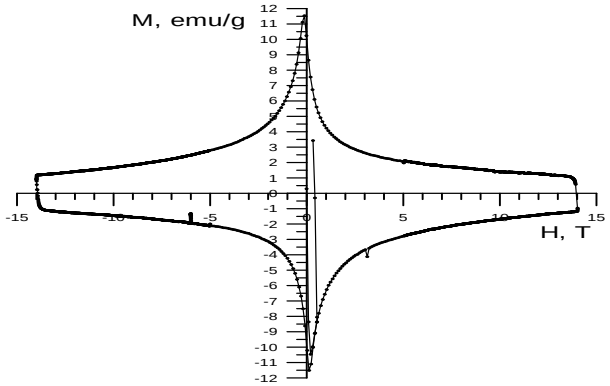


Рис. 2. Петля намагниченности образца Bi2223 с добавками NbO_x (0.1 масс. проц.) с дисперсностью частиц 23 нм при $T = 4.2$ K. Поле необратимости не достигнуто.

поле необратимости также немонотонно зависит от значения Ds (рис. 5). Однако при $Ds = 44$ нм поле необратимости имеет не максимум, а минимум. Полученные результаты указывают на то, что нанодобавки с оптимальной концентрацией и дисперсностью являются эффективными центрами пиннинга.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №06-03-32720а, 06-08-00551а).

Список литературы

1. B. P. Mikhailov, I. A. Rudnev, P. V. Bobin, Inorganic Materials **40**, S91 (2004).
2. И. А. Руднев, Б. П. Михайлов, П. В. Бобин, Письма в ЖТФ **31**, 88 (2005).

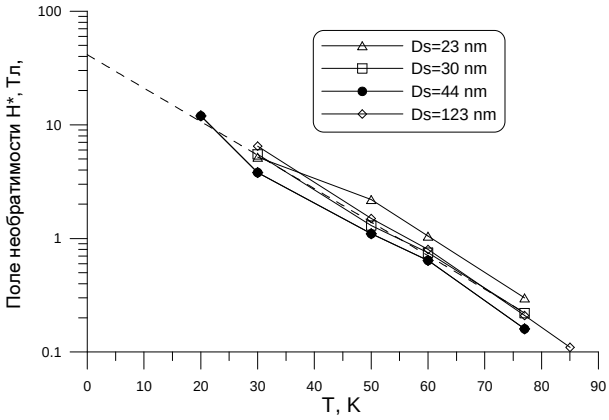


Рис. 3. Зависимость поля необратимости от температуры для образца с добавкой различной дисперсностью.

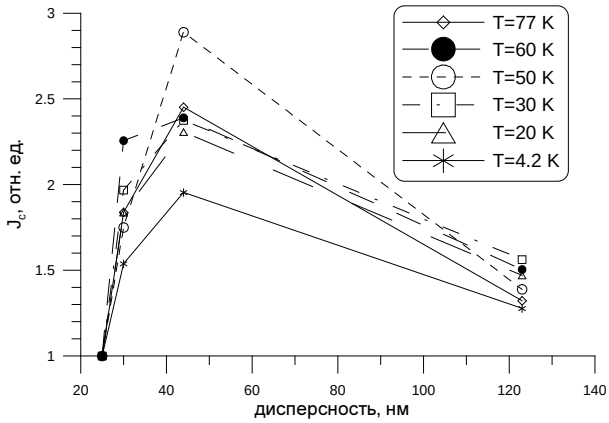


Рис. 4. Зависимость нормированного критического тока от дисперсности вводимых частиц в диапазоне температур $T = 4.2$-77 K

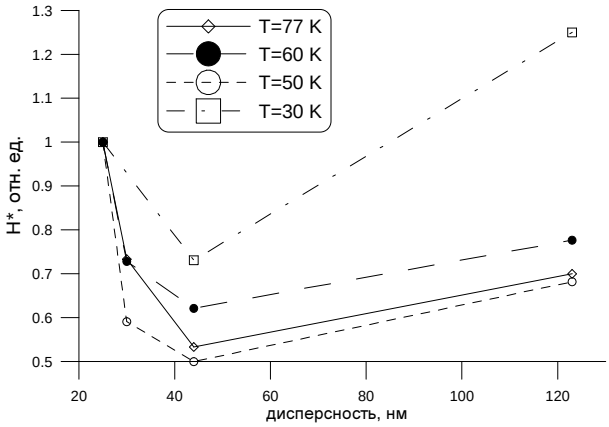


Рис. 5. Зависимость нормированного поля необратимости при $T = 30, 50, 60, 70$ K от дисперсности вводимых частиц.

NbN HEB mixer: fabrication, noise temperature reduction and characterization

I. V. Tretyakov[1)], *S. A. Ryabchun, S. N. Maslennikov, M. I. Finkel, N. S. Kaurova, V. A. Seleznev, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman*

Radiophysics Science & Educational Centre of Moscow State Pedagogical University (MSPU), 29 Malaya Pirogovskaya str., Moscow 119992, Russia

We demonstrate that in the terahertz region superconducting hot-electron mixers offer the lowest noise temperature, opening the possibility of using HTS's in the future to fabricate these devices. Specifically, a noise temperature of 950 K was measured for the receiver operating at 2.5 THz with a NbN HEB mixer, and a gain bandwidth of 6 GHz was measured at 300 GHz near T_c for the same mixer.

Hot-Electron Bolometer (HEB) [1] mixers have long ago established themselves as the primary detectors of choice for heterodyne observations in terahertz radio astronomy. At the same time, the quest for better characteristics – a lower noise temperature and a wider intermediate frequency (IF) bandwidth – has been underway. As far as heterodyne spectroscopy is concerned, a wider IF bandwidth might allow observation of a few relatively narrow lines or mapping a broader line without the necessity to change the local oscillator (LO) frequency, a procedure which is not only inconvenient but may also be practically impossible. In total power receivers the temperature resolution is inversely proportional to the receiver bandwidth and improves as the receiver noise temperature is reduced: $\Delta T = (T_a + T_r)/(B\tau)^{1/2}$ with T_a being the antenna temperature, T_r the receiver noise temperature, B the receiver final detection bandwidth and τ the integration time. Hence, both the increase of the IF bandwidth and the reduction of the noise temperature of a receiver are of great importance to applications.

HEB mixers were fabricated from 3.5-nm NbN films deposited on top of Si substrates by DC reactive magnetron sputtering. The deposition of NbN film was followed by in situ deposition of a 15-nm Au layer. The NbN-Au structure was then covered with electronic resist and a window was made in the resist for the subsequent ion milling and chemical etching of the Au layer all the way down to the NbN film. This defined the bolometer length. The devices had superconducting transition temperatures of about 11.5 K with transition widths of about 1 K. The critical currents were measured to be close to 400 μA and the normal state resistances were 60 to 100 Ω.

The IF bandwidth of our HEB mixers was measured at 300 GHz near T_c. The HEB mixer was glued to an extended hemispherical Si lens and installed into a mixer block which was mounted onto the cold plate of a liquid helium cryostat. Two backward wave oscillators (BWO) operating in a frequency range of 270-320 GHz were used as a local oscillator and a signal source, with the frequency of the signal BWO being fixed throughout the experiment. The power levels of both BWO's could be adjusted appropriately with the use of wire grid attenuators. After passing through their respective attenuators the signals were coupled with a mica beam-splitter and delivered into the cryostat. The HEB mixer was IF-coupled to a 1-inch coplanar line with a subsequent transition to a coaxial cable which led the IF signal out of the cryostat to a room-temperature bias-T with a bandwidth of 18 GHz and then to an amplifier with a pass band of 0.1-12 GHz and a gain of about 36 dB. The frequency range up to 6 GHz was processed with a Rohde&Schwartz spectrum analyser (frequency range 100 kHz-6 GHz). To cover the range beyond 6 GHz we modified the experimental setup by including a chopper in the signal path and replacing the spectrum analyser with a power detector and a lock-in amplifier. A tuneable band-pass filter (BPF) with the centre frequency running from 2 to 8 GHz and a bandwidth of 50 MHz was added to the setup to reduce the noise.

The noise temperature measurements were performed at 2.5 THz. The mixer block containing the device was installed into a cryostat with a high density polyethylene window 0.5 mm thick, a Zitex-104 cold infrared and a 2-3 THz mesh filter mounted on the cold plate. Radiation from a gas discharge H_2O laser at 2.5 THz was combined with radiation from a blackbody with the use of a Mylar beam-splitter 6 μm thick. The receiver back-end included a wideband bias-T followed by a cryogenic amplifier with a built-in isolator, together forming a unit with a gain of 30 dB across a bandwidth of 1-2 GHz. Outside the cryostat, the IF signal was further amplified by two amplifiers, each with a gain of 30 dB and a band-

[1)] vanya@rplab.ru

width of 0.01-2 GHz, separated by a 50-MHz BPF with the centre frequency 0.6-1.2 GHz. To suppress standing waves in the IF chain a 6-dB attenuator was placed immediately at the output of the cryostat and two 3-dB attenuators were placed at both ports of the BPF. The output of the second room-temperature amplifier was fed to a power detector followed by a remotely controlled nanovolmeter. All the noise temperature measurements were performed at 4.2 K with the use of the standard Y-factor procedure: $T_{\rm r} = (T_{\rm hot} - YT_{\rm cold})/(Y-1)$, where $T_{\rm hot}$ and $T_{\rm cold}$ are the physical temperatures of the blackbody loads equal to 295 K and 77 K respectively, and Y is the ratio of the output power levels when the mixer input is terminated with $T_{\rm hot}$ or $T_{\rm cold}$.

Fig. 1 shows the results of the IF bandwidth measurements for two devices with sensitive element lengths of 0.35 μm and 0.16 μm. The 3-dB cutoff frequencies are 3.5 and 6 GHz for the long and short bridges respectively.

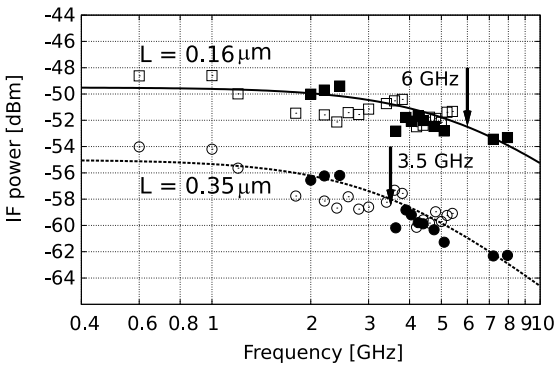


Fig. 1. IF power versus intermediate frequency for HEB mixers with different bolometer lengths.

Fig. 2 shows a family of the IV curves of an HEB mixer taken at different levels of the LO drive at 2.5 THz. The LO power increases from the top curve to the bottom one. Also shown is the noise temperature of the HEB receiver as a function of the operating point. As can be seen from the plot, there is quite a broad low noise area in the IV plane, with the lowest receiver noise temperature of 950 K. Note that atmospheric absorption at 2.5 THz was not allowed for, and we did not use an antireflection coating. We expect that taking account of atmospheric absorption and reflection losses may improve the receiver noise temperature by about 30%, in which case a noise temperature of about 600 K may be achieved.

In summary, we have demonstrated that the use of *in situ* gold yields an improvement of HEB mixer performance in terms of its noise temperature and IF bandwidth. Specifically, a noise temperature of 950 K was measured at an LO frequency of 2.5 GHz. Further

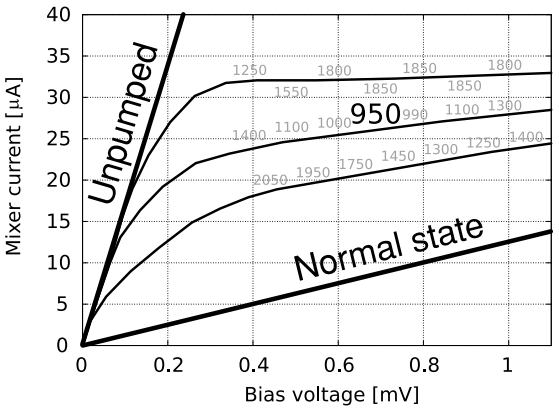


Fig. 2. A family of the IV curves for an HEB mixer taken at different levels of the LO drive at 2.5 THz. The LO power increases from the top curve to the bottom one. Also shown is the receiver noise temperature at various operating points.

improvement might come from the use of an antireflection coating of the Si lens. Allowing for atmospheric losses or eliminating them by means of a "dry box" ought to lower the noise temperature even more. Taking care of the unwanted effects may thus improve the receiver noise temperature by about 30%. An IF bandwidth as wide as 6 GHz was measured at an LO frequency of 300 GHz near the critical temperature. This value is almost twice as large as that obtained for HEB mixers with *ex situ* gold contacts. The dependence of the IF bandwidth on the length of the bridge unambiguously demonstrates the contribution of diffusion cooling to the energy relaxation process in the HEB mixers fabricated with the use of *in situ* gold, and opens the possibility of further increase of the IF bandwidth by making even shorter bridges.

Although the HEB mixers described in this article are made from low temperature superconductors and have operating temperatures close to that of liquid ^{4}He, the development of HEB mixers from HTS films in the future will bring evident advantages. HTS's have relaxation times of about an order of magnitude shorter than low temperature superconductors [2]. For HEB-mixers it will provide a conversion gain bandwidth of a few tens of GHz. High operation temperature will simplify the requirements for cooling, make HEB-based receivers cheaper and significantly expand the application range and market.

References

1. E. M. Gershenzon et al. *Sov. Superconductivity*, **3**, 2143, 1990.
2. M. Lindgren et al. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 3398, 1994.

Высокая стабильность критического тока ВТСП проводов на основе Y-123 и Dy-123 при длительном пропускании электрического тока при 77 K

А. В. Троицкий[1)], *В. П. Аксенов, Л. Х. Антонова, Г. Н. Михайлова*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Е. И. Демихов, Л. Н. Жерихина, Е. А. Костров, А. М. Цховребов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Получены данные по долговременной стабильности критического тока в современных коммерческих ленточных проводах из оксидных ВТСП материалов на основе Dy-123 (Theva, Германия) и Y-123 (SuperPower, США). Выяснилось, что не происходит заметных изменений величины критического тока при пропускании тока $(0.7 - 1.5)\ I_c$ в течение 300 – 400 час при погружении в жидкий азот. Влияние термоциклирования сильнее выражено в проводах Dy-123.

Оксидные сверхпроводящие материалы (ВТСП) имеют высокую критическую температуру, что делает их чрезвычайно перспективными для применения в электроэнергетике при температуре жидкого азота и выше. Однако кристаллохимические свойства оксидных ВТСП таковы, что они разрушаются под действием воды, углекислого газа, механических воздействий, термоциклирования и многих других факторов.

Смешанный характер проводимости и существенная доля ионной проводимости в нормальном состоянии у большинства ВТСП материалов является еще одним важным фактором, определяющим поведение проводов из ВТСП материалов в электрических цепях [1]. Как было показано в [2, 3], из-за близости магнитного, структурного и сверхпроводящего переходов в ВТСП керамиках в сверхпроводящем состоянии может происходить распад фазы при протекании тока, как в твердых электролитах.

В настоящее время прогресс в технологии достиг гигантских успехов. Ряд известных мировых компаний производит ВТСП ленты длиной $\sim$ нескольких сотен метров. Очевидно, что при использовании ВТСП материалов в сетях электроснабжения, в ограничителях тока, в накопителях энергии и т.п. требуется длительная бесперебойная работа при охлаждении жидким азотом. В последние годы на тему надежности и стабильности критического тока ВТСП проводов появляется все больше работ [4, 5].

Цель наших исследований - изучение надежности и стабильности параметров коммерческих ВТСП проводов (критического тока и критической температуры) для определения ресурса их работы в жидком азоте при длительном пропускании транспортного тока в диапазоне $\sim 0.7 - 1.5$ от критического значения.

Ранее [6] мы исследовали стабильность прямолинейных образцов многожильной сверхпроводящей ленты $(BiPb)Sr_2Ca_2Cu_3O_{10-x}$ производства компании American Superconductor (США). В результате опыта лента раздувалась и ее критический ток существенно уменьшался. Недавно мы провели изучение ленты на основе $DyBa_2Cu_3O_{7-x}$ компании Theva (Германия) и ленты на основе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ производства американской компании SuperPower.

На рис. 1 схематически представлены сечения изученных образцов и приведены их геометрические размеры. Лента на основе соединения Dy-123 имела плотность криттока 10^6 А/см^2. Провод 2 поколения на основе Y-123 - имел критическую плотность криттока 2×10^6 А/см^2. Эта лента, как видно из рис. 2, имеет многослойную подложку и покрыта герметичной оболочкой из меди для защиты сверхпроводника от воды и углекислого газа и улучшения механической прочности.

В опытах использовались два идентичных образца. Один экспериментальный, через который пропускался транспортный ток. Второй – контрольный – находился в криостате с жидким азотом продолжительное время и подвергался термоциклированию, так же как экспериментальный образец. Длина всех образцов - 110 мм. Токовые контакты – прижимные с дополнительной прослойкой индия.

На рис. 2 приведены результаты по длительному пропусканию тока через образец ленты 2 поколения Dy-123 (см. рис. 1а). Вначале было исследо-

[1)] at@kapella.gpi.ru

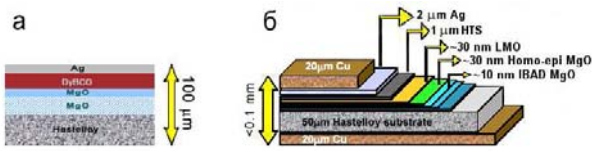


Рис. 1. Сечение ВТСП лент на основе Dy-123 (Theva) (*а*) и Y-123 (SuperPower) (*б*)

вано влияние на них термоциклирования. Было обнаружено, что после проведения трех термоциклов (охлаждение до 77 K – нагрев до 300 K – охлаждение до 77 K) критток образца падает примерно на 7%. Дальнейшее термоциклирование не влияло на I_c.

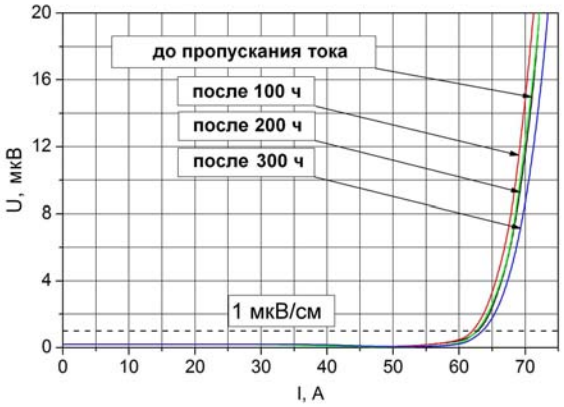


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образца ленты Dy-123 до и после пропускания тока 44 А при 77 K. Во всех случаях $I_c \sim 63$ А.

Лента Dy-123 продемонстрировала хорошую стабильность по критическому току. Через образец ленты Dy-123 пропускался ток 44 А в течение 300 час. при 77 K. Вольт-амперные характеристики сверхпроводника не изменились (в пределах ошибок эксперимента) (рис. 2). Далее еще в течение 100 ч пропускался ток выше критического – 90 А. Однако и это не вызвало существенных изменений величины криттока.

Эксперименты на образцах сверхпроводящей ленты 2 поколения на основе соединения Y-123 (рис. 3) производства компании SuperPower также начинались с изучения термоциклирования. Оказалось, что влияние термоциклирования на I_c существенно меньше, чем у Dy-лент от Theva: после проведения 3-х термоциклов критток образца падает не более, чем на 1.3%. Затем через образец пропускался транспортный ток. Пропускание тока 55 А при 77 K в течение 300 ч не привело к заметному изменению величины критического тока (рис. 3). После этого в течение 100 ч пропускался ток выше критического – 95 А. В результате этого критток образца уменьшился на 4% (рис. 3).

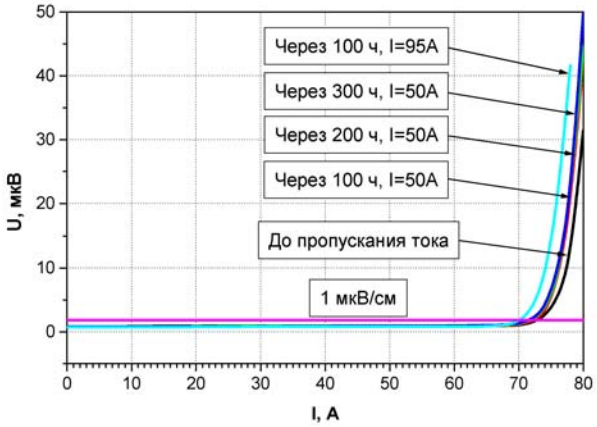


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики образца ленты Y-123 до и после пропускания тока 50 А при 77 K. Критток до пропускания тока $I_c' = 73$ А, критток после пропускания тока (300 часов 50 А и 100 часов 95 А) $I_c'' = 70$ А.

Таким образом, полученные данные по долговременной стабильности критического тока в современных коммерческих ленточных проводах из оксидных ВТСП материалов говорят о том, что в лентах второго поколения, изготовленных по эпитаксиальным технологиям, на основе Dy-123 (Theva, Германия) и Y-123 (SuperPower, США) не происходит существенных изменений величины критического тока при пропускании тока $(0.7-1.5)$ I_c в течение 300 – 400 ч при погружении в жидкий азот. Влияние термоциклирования сильнее выражено в проводах Dy-123.

Список литературы

1. Ю. А. Осипьян, Р. К. Николаев, Н. С. Сидоров, и др., Письма в ЖЭТФ, **47**(5), 257 (1988).
2. Г. Н. Михайлова, А. М. Прохоров, Л. Ю. Щурова, А. В. Троицкий, Неорганические материалы, **36**(8), 969 (2000).
3. G. N. Mikhailova, A. M. Prokhorov, L. Yu. Shchurova, A. V. Troitskii, Physica C, **408-410**, 692 (2004).
4. D. K. Bae, S. J. Lee, J. H. Bae, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**(2), 2949 (2003).
5. X. Wang, S. Banba, H. Ueda, et al., EUCAS'07, **0266-M1**, 282 (2007).
6. E. I. Demikhov, V. P. Aksenov, L. Kh. Antonova, et al., Journal of Physics: Conference Series (EUCAS'07 Brussels, Belgium 2007), **97**, 012321 (2008).

Цепочки вихрей в джозефсоновском переходе со слабой пространственной дисперсией

С. Г. Успенский,[1)] *А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Изучено равномерное движение цепочки вихрей в джозефсоновском переходе с пространственной дисперсией. Показано, что учет пространственной нелокальности в переходе приводит к новым нелинейным состояниям поля, движущимся с дискретными скоростями.

Сравнительно недавно возникло новое направление в физике джозефсоновских переходов (ДП), нацеленное на изучение проявления эффекта Черенкова в различных вихревых джозефсоновских структурах. Как показано в [1], при малом, но конечном отношение лондоновской длины сверхпроводников λ к джозефсоновской длине ДП λ_j, движущийся вихрь может возбуждать волны Свихарта. Такая возможность возникает из-за замедления линейных волн Свихарта в коротковолновой области, что обусловлено пространственно-нелокальной связью магнитного поля в переходе с разностью фаз волновых функций сверхпроводников. Теоретическое изучение черенковского возбуждения волн Свихарта движущимися вихрями начато в работах [2, 3]. В этих работах основное внимание уделено переходам для которых λ_j меньше λ.

В настоящем сообщении, как и ранее в [4], рассмотрено движение вихрей в типичном ДП, для которого отношение λ/λ_j сравнительно мало. При выполнении этого условия, но при условии учета малого параметра порядка $(\lambda/\lambda_j)^2$, ДП описывается не обычным для теории ДП уравнением синус-Гордона, а дифференциальным уравнением содержащим малый параметр, стоящий перед четвертой пространственной производной разности фаз. Отметим, что использование подобного приближения при описании как одиночного джозефсоновского вихря [4], так и мультивихрей (см., например, [5]), уже позволило к настоящему моменту получить ряд новых и интересных результатов, таких как черенковский захват волн Свихарта мультивихрями и обусловленная таким захватом дискретность скоростей движения вихревых структур. Однако до сих пор не было попыток применения этого приближения к периодическим вихревым структурам. Этот пробел теории восполняется в [6] и в настоящем сообщении.

С учетом слабой пространственной нелокальности уравнение для разности фаз волновых функций образующих переход сверхпроводников $\varphi(z,t)$ имеет вид [1, 4]:

$$F[\varphi(z,t)] = \lambda_j^2 \frac{\partial^2\varphi(z,t)}{\partial z^2} + \frac{1}{2}\lambda^2\lambda_j^2 \frac{\partial^4\varphi(z,t)}{\partial z^4} - \frac{1}{\omega_j^2}\frac{\partial^2\varphi(z,t)}{\partial t^2}, \tag{1}$$

где ω_j – джозефсоновская частота, а $F[\varphi(z,t)]$ – пилообразная функция, заменяющая синус в модели Сакаи-Татено-Педерсена [7, 8]:

$$F\left[-\frac{\pi}{2}+2\pi m \leqslant \varphi \leqslant \frac{\pi}{2}+2\pi m\right] = \frac{2}{\pi}(\varphi - 2\pi m),$$
$$F\left[\frac{\pi}{2}+2\pi m \leqslant \varphi \leqslant \frac{3\pi}{2}+2\pi m\right] = \frac{2}{\pi}[(2m+1)\pi - \varphi], \tag{2}$$

где m – целое число.

В настоящем сообщении мы ограничимся описанием решения в виде $\varphi(z,t) = \psi(z - Vt) = \psi(s)$ равномерно движущейся со скоростью V цепочки элементарных джозефсоновских вихрей (2π-кинков) с периодом l. На каждом периоде фаза изменяется на 2π. Для нахождения решения уравнения (1) необходимо отдельно рассмотреть участки роста и спада функции (2) и учесть, что функция ψ должна быть непрерывной вместе с тремя своими производными. Такое решение уравнения (1), в котором каждый вихрь в цепочке является симметричным относительно максимума магнитного поля, построено в работе [6]. Показано, что учет в уравнении (1) четвертой пространственной производной приводит к тому, что симметричная вихревая цепочка может существовать не при всех скоростях. Для существования такого решения необходимо чтобы были одновременно удовлетворены два уравнения, связывающие скорость движения вихревой цепочки и полуширину центральной части вихя s_0 (ср. [4]):

$$\mathrm{tg}(k_1 s_0) = \frac{k_e}{k_1}\mathrm{th}[k_e(l/2 - s_0)], \tag{3}$$

$$\mathrm{tg}(k_0 s_0) = \frac{k_e}{k_0}\mathrm{th}[k_e(l/2 - s_0)]. \tag{4}$$

[1)] ambl@list.ru

Здесь k_e, k_0, k_1 – зависящие от скорости цепочки V "волновые числа": $k_0 = \sqrt{2}k_j(1+\sqrt{1-\varepsilon^2})/\varepsilon$, $k_1 = \sqrt{2}k_j(1-\sqrt{1-\varepsilon^2})/\varepsilon$, $k_e = \sqrt{2}k_j(-1+\sqrt{1+\varepsilon^2})/\varepsilon$, где $k_j = \sqrt{2/\pi}\lambda_j^{-1}(1-V^2/V_s^2)^{-1/2}$, V_s – скорость Свихарта ДП, а ε зависит от скорости цепочки и малого параметра λ/λ_j: $\varepsilon = \sqrt{4/\pi}(\lambda/\lambda_j)(1-V^2/V_s^2)^{-1}$.

Приближенно значения разрешенных скоростей V_k имеют вид

$$\frac{V_k}{V_s} = 1 - \frac{2k}{\sqrt{\pi}}\frac{\lambda}{\lambda_j}\left[1+\frac{4}{\pi}\exp\left(-\frac{l}{\sqrt{2\sqrt{\pi}k\lambda\lambda_j}}+\frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (5)$$

где k – число, нумерующее разрешенные скорости. Формула (5) справедлива когда $1 \ll k \ll \lambda/\lambda_j, l^2/2\sqrt{\pi}\lambda\lambda_j$.

При малых k получены численные решения системы уравнений (3), (4) для случая $\lambda/\lambda_j = 0.01$: $V_1 = 0.986V_s, V_2 = 0.972V_s, V_3 = 0.951V_s$.

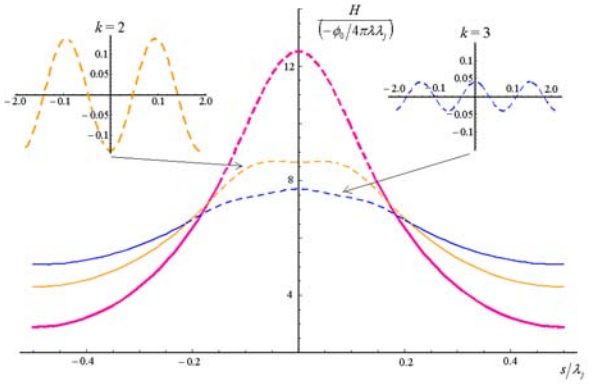


Рис. 1. Зависимость от s магнитного поля вихря для цепочки с периодом $l = \lambda_j$, которая движется со скоростями V_1, V_2, V_3. Точечные линии обозначают центральную часть вихря. На вставках представлены осциллирующие части магнитного поля в центре вихря.

На рис. 1 представлен на одном периоде график магнитного поля вихревых цепочек, отвечающих трем самым большим собственным скоростям V_1, V_2, V_3. В центральной части вихря, обозначенной на рис. 1 точечными линиями, видны осцилляции поля, обусловленные захваченными вихрем волнами Свихарта. С уменьшением скорости цепочки амплитуда осциллирующей части магнитного поля уменьшается, а число волн Свихарта в центральной части вихря возрастает. На рис. 2 представлен график магнитного поля на одном периоде для самой быстрой из цепочек, имеющей скорость V_1. На том же рисунке, для сравнения, построен график магнитного поля цепочки, возникающей при решении уравнения (1) без учета слагаемого с четвертой производной. Учет нелокальности приводит к относительному увеличению магнитного поля в центральной части вихря.

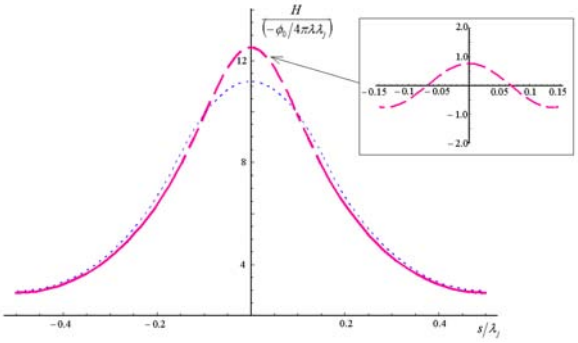


Рис. 2. Толстая кривая представляет собой график магнитного поля вихревой цепочки при $l = \lambda_j$, которая движется со скоростями $V_1 = 0.986V_s$. Точечная кривая – график магнитного поля цепочки с тем же периодом и скоростью, но без учета пространственной дисперсии. На вставке показана захваченная в центре вихря волна Свихарта.

Отметим, что влияние пространственной нелокальности ослабевает по мере увеличения периода вихревой цепочки.

Работа поддержана грантом МК-868.2007.2 и грантом фонда "Династия".

Список литературы

1. R. G. Mints, I. B. Snapiro, Phys. Rev. B **52**, 9691 (1995).
2. В. П. Силин, А. В. Студенов, ЖЭТФ **113**, 2147 (1997).
3. В. П. Силин, А. В. Студенов, ФТТ **41**, 582 (1999).
4. В. П. Силин, А. В. Студенов, ЖЭТФ **117**, 1230 (2000).
5. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A **270**, 347 (2000).
6. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, S. G. Uspenskii, Phys. Lett. A **372**, 4109 (2008).
7. S. Sakai, H. Tateno, Jpn. J. Appl. Phys. **22**, 1374 (1983).
8. S. Sakai, N. F. Pedersen, Phys. Rev. B **34**, 3506 (1986).

Переход ВТСП токоограничивающего устройства в состояние с высоким полным сопротивлением

Л. С. Флейшман

ОАО "Энергетический институт им. Г.М. Кржижановского", 117927 Москва, Россия

В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Экспериментально исследованы процессы перехода токоограничивающего устройства на основе ВТСП проводов 2 – го поколения в режим ограничения тока с высоким полным сопротивлением. Установлено, что такой переход осуществляется посредством резистивного и теплового механизмов, наличие которых обусловлено свойствами ВТСП материалов 2 – го поколения.

Для понимания особенностей переходных процессов в сети переменного тока с ВТСП токоограничивающим устройством (ТОУ) требуется детально исследовать динамику изменения состояния ТОУ и его ВТСП элементов при быстром изменении режимов сети.

Измерения проводились на переменном токе промышленной частоты с применением ТОУ трансформаторного типа, которое способно не только ограничивать ток в цепи, но и предотвращать повреждение ВТСП элементов в случае их перехода в нормальное состояние [1, 2]. В качестве нелинейного резистора, включаемого во вторичную цепь ТОУ трансформаторного типа, использовались ленточные ВТСП провода 2 – го поколения на основе соединения YBCO с критическим током около 300 А.

В работе были исследованы переходные процессы в цепи с образцом ВТСП ТОУ трансформаторного типа при токовой перегрузке, которая создавалась посредством шунтирования части активной нагрузки, включенной последовательно с ТОУ.

На рис. 1(а, б, в) приведены временные зависимости входного (первичного) напряжения на ТОУ, тока в цепи, равного первичному току ТОУ, и вторичного тока в ТОУ, равного току в ВТСП резисторе.Наиболее существенная черта этих временных зависимостей заключается в следующем: в то время как уменьшение сопротивления нагрузки путем закорачивания ее части производится только один раз (момент коммутации обозначен стрелкой на рис. 1), скачкообразный рост напряжения на ТОУ происходит дважды. Первый раз напряжение возрастает в момент коммутации, второй раз оно самопроизвольно возрастает спустя 100 мс (см. рис. 1(а)). При этом сила тока в цепи в момент коммутации также скачкообразно возрастает, а в момент второго (самопроизвольного) скачка напряжения ток сначала резко уменьшается, после чего в течение 100 – 200 мс достигает нового установившегося значения (рис. 1(б)). Временные зависимости тока через ВТСП резистор (рис. 1(в)) аналогичны соответствующим зависимостям тока в цепи.

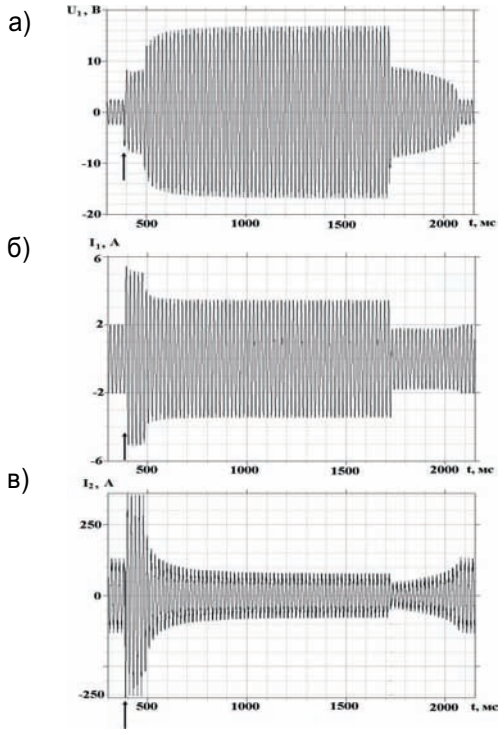


Рис. 1. Временные зависимости первичного напряжения (а), первичного (б) и вторичного (в) тока

Рис. 1 позволяет также наблюдать процессы восстановления номинального режима после снятия токовой перегрузки. Из рисунка видно, что возврат напряжений и токов к номинальным значениям происходит спустя 0.35 с после прекращения шунтирования нагрузки в момент времени 1720 мс.

Из приведенных на рис. 1(а, б) данных нетрудно определить, что полное сопротивление ВТСП

ТОУ в режиме токовой перегрузки после окончания переходных процессов в 4 раза превышает его полное сопротивление до момента коммутации.

Результаты измерения напряжений на различных участках ВТСП резистора с помощью системы потенциальных зондов приведены на рис. 2(а). Здесь U_{2T} - вторичное напряжение входящего в состав ТОУ трансформатора, которое измеряется между токовводами, соединенными с ВТСП резистором; $U_{2C\text{П}}$ - напряжение между потенциальными зондами, расположенными непосредственно на ВТСП проводе, U_{2K}- напряжение на участке вблизи токоввода. Зависимость тока в цепи от времени, на которой детально показан соответствующий переходный процесс, приведена на рис. 2(б).

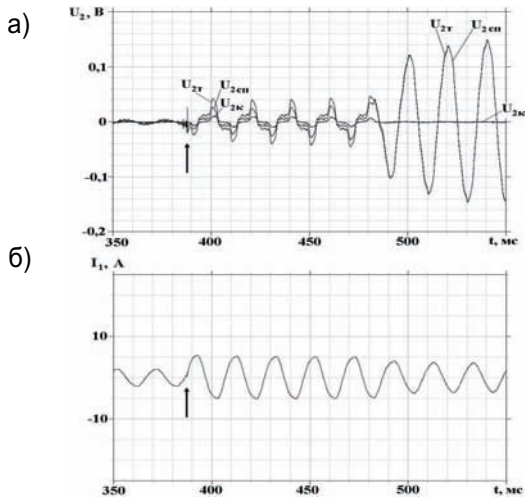


Рис. 2. Временные зависимости напряжений на потенциальных зондах во вторичной цепи (а) и первичного тока (б)

Как видно на рис. 2(а), до коммутации переменные напряжения U_{2T}, $U_{2C\text{П}}$ и U_{2K} малы по величине и имеют синусоидальную форму. После коммутации в каждом полупериоде на всех трех напряжениях возникают максимумы, сдвинутые во времени относительно максимумов исходных синусоидальных сигналов. Такая картина имеет место в течение нескольких периодов после коммутации, после чего амплитуды напряжений U_{2T} и $U_{2C\text{П}}$ резко возрастают, а их форма становится синусоидальной; напряжение же U_{2K} падает до нуля.

Одновременно с изменением вида временных зависимостей напряжений на рис. 2(а), изменяется также форма временной зависимости тока в первичной цепи (рис. 2(б)). А именно, до коммутации ток был синусоидальным; после коммутации ток становится несинусоидальным с ограниченными максимумами. Как показано выше на рис. 1, такое состояние не является стационарным и сменяется новым состоянием, в котором ток имеет меньшую амплитуду и синусоидальную форму. Переход в это новое, теперь уже стационарное, состояние происходит одновременно с резким ростом вторичных напряжений U_{2T}, $U_{2C\text{П}}$ (рис. 2(а)).

Следует отметить, что длительность пребывания ВТСП ТОУ в нестационарном состоянии уменьшается с ростом напряжения, подаваемого на вход ТОУ. При определенном напряжении длительность нестационарного состояния становится меньше одного периода, а при дальнейшем повышении напряжения оно перестает наблюдаться.

На основании представленных данных можно различить два механизма перехода ТОУ со сверхпроводящими проводами 2 – го поколения в состояние с высоким полным сопротивлением.

Первый из них можно назвать резистивным, т.е. действующим посредством перехода ВТСП провода в резистивное состояние без полной потери сверхпроводимости при превышении током в сверхпроводнике критического значения в определенные моменты каждого полупериода. Второй механизм, который естественно назвать тепловым, представляет собой переход ВТСП провода в нормальное состояние, что приводит к наличию высокого активного сопротивления провода на всем протяжении периода переменного тока.

Оба механизма перехода обеспечивают выполнение главной задачи ВТСП ТОУ - эффективное ограничения тока КЗ.

Работа поддерживается РФФИ, проект №07 – 08 – 00353 – а.

Список литературы

1. Л.С. Флейшман Термическая стойкость токоограничителей на основе высокотемпературных сверхпроводников. Электрические станции **71 – 75**, 8 (2005).
2. М.П. Алексеев, Е.И. Демихов, Е.А. Костров, В.А. Мальгинов, А.М. Цховребов. Некоторые свойства ВТСП ленты 2 поколения THEVA. Сборник трудов ФПС – 06, **257 – 258** (2006).

Переход диссипативность/бездиссипативность в интерферометре с одним джозефсоновским барьером под действием СВЧ

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Рассматривается переход из гистерезисного в безгистерезисный режим, реализуемый в RF-SQUIDe под действии СВЧ излучения на джозефсоновский туннельный барьер. Показано, что такое воздействие должно существенно (на 2÷3 порядка) повысить чувствительность квантового интерферометра.

Согласно теории Гинзбурга-Ландау ниже температуры фазового перехода 2-го рода состояние системы с нулевым параметром порядка становится неустойчивым. При этом если параметр порядка оказывается векторной величиной, обеспечивающий вклад в гамильтониан системы, пропорциональный внешнему силовому полю, то переориентация поля будет сопровождаться гистерезисными эффектами. Прохождение гистерезисной петли требует совершения работы, что приводит к необратимому расходованию энергии, т.е. к диссипации. Наглядным примером может служить процесс перемагничивания [1] ферромагнитной системы. Причем перевод системы из диссипативного (гистерезисного) режима в бездиссипативный (т.е. в безгистерезисный) режим перемагничивания может осуществляться не только в результате превышения температуры Кюри, но и за счет изменения параметра системы - уменьшения обменного интеграла.

Как известно [2] диссипативность перемагничивания сверхпроводящего кольца, включающего единичный джозефсоновский туннельный переход, также может меняться при изменении соответствующих параметров этой системы. В роли параметра управляющего переходом диссипативность/бездиссипативность выступает произведение индуктивности сверхпроводящего кольца на джозефсоновский крит.ток туннельный перехода: случаю $LJ_C > \Phi_0/2\pi$ соответствует гистерезисный режим перемагничивания кольца, а случаю $LJ_C < \Phi_0/2\pi$ безгистерезисный режим перемагничивания, где $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2 = 2,07 \times 10^{15}$ Вб - квант потока индукции магнитного поля.

Обычно, чтобы попасть в безгистерезисный режим, позволяющий создать свехрнизкошумящий сверхпроводящий квантовый интерферометр переменного тока (RF-SQUID), снижают, индуктивность кольца L (рис.1a,b). Помимо чисто технических трудностей, этот путь ведет к снижению взаимоиндукции между кольцом и трансформатором потока, т.е. к заметным потерям эффективной чувствительности интерферометра. В работе [3] предлагается уменьшить до необходимого уровня джозефсоновский крит.ток J_C посредством механического воздействия на точечный контакт (постепенное пошаговое подтачивание ВТСП контакта из керамики $YBa_2Cu_3O_x$). Предлагалось также искусственно подавлять джозефсоновский крит.ток J_C дополнительным магнитным полем, подобно тому как это делается в SIS смесителях терагерцового диапазона. Однако в отличие от SIS смесителей, измеряющих интенсивность излучения, а не потоки магнитного поля, в случае безгистерезисного режима, реализованного таким способом, в RF-SQUIDe не удастся обеспечить достаточную развязку управляющего и измеряемого магнитного поля.

Мы предлагаем реализовать вариант в какомто смысле "зеркально обратный SIS смесителям": подавлять джозефсоновский крит.ток J_C внешним СВЧ излучением, частота которого ω выбирается на порядок более высокой по сравнению с рабочей частотой RF-SQUIDa, а измерять соответственно магнитное поле (рис. 1c).

При наложении на туннельный переход разности потенциалов, включающей СВЧ составляющую $U(t) = V + v\cos\omega t$, джозефсоновский ток $I = J_C \sin\phi$ будет определяться разностью фаз, зависящей от времени, подчиняясь соотношениям, известным еще из первых работ Джозефсона [4]:

$$\begin{aligned} I &= J_C \sin\left(\frac{2e}{\hbar}\int_0^t (V + v\cos(\omega\tau))\,d\tau\right) \\ &= J_C \sin\left(\frac{2eVt}{\hbar} + \frac{2ev}{\hbar\omega}\sin(\omega t + \Theta) + \phi_0\right) \\ &= J_C \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n J_n\left(\frac{2ev}{\hbar\omega}\right) \times \\ &\quad \times \sin\left(\left(\frac{2ev}{\hbar} - n\omega\right)t - n\Theta + \phi_0\right) \end{aligned}$$

При этом, как видно, эффективное значение критического тока снижается $J_C \rightarrow$

[1)] tshovrebov@rambler.ru

$J_C J_n(2ev/\hbar\omega) \approx J_C(1 - 2e^2v^2/\hbar^2\omega^2)$, где J_n-функции Бесселя n-порядка оказывается по модулю меньше единицы. "На языке" нестационарного эффекта джозефсона такое снижение крит.тока описывается как возникновение нулевой ступеньки Шапиро [5]. Как видно при малой интенсивности излучения подавление J_C линейно по мощности $P \sim v^2$.

В заключении обсудим роль, которую может сыграть предлагаемый метод управления диссипативностью квантового интерферометра в технике сверхвысокочувствительных SQUIDов. В конце 70-х DC-SQUIDы наконец-то опередили по чувствительности своих "высокочастотных собратьев" [6]. По существу, эта победа стала результатом разработки совершенной технологии изготовления большого числа туннельных переходов с идентичными параметрами, выращиваемых на одной подложке с целью создания джозефсоновского компьютера. И по сей день квантовые интерферометры постоянного тока (DC-SQUIDы) сохраняют свое первенство над высокочастотными RF-SQUIDами. Однако, рост чувствительности DC-SQUIDa принципиально ограничен (уровнем примерно $10^{-7}\Phi_0$ Гц$^{-0.5}$), ибо эти системы являются резистивными (рабочий ток выше J_C), а диссипация порождает найквистовские шумы, ограничивающие их чувствительность. Конечно, обыкновенный RF-SQUID также не является бездиссипативным именно из-за гистерезиса рабочей характеристики (уровень чувствительности $10^{-5}\Phi_0$ Гц$^{-0.5}$). Но, уменьшая параметр LJ_C, в таком интерферометре можно обеспечить режим безгистерезисного функционирования ($LJ_C < \Phi_0/2\pi$), когда диссипация будет отсутствовать в той же мере в какой она отсутствует в параметрических усилителях (ожидаемый уровень чувствительности $10^{-9}\Phi_0\,$Гц$^{-0.5}$). Именно поэтому RF-SQUIDы считаются основными кандидатами в измерительные системы с квантовым сжатием когерентных состояний [7]. Но кроме столь серьезных преимуществ "на перспективу" RF-SQUIDы и на сегодняшний день обеспечивают экспериментатору большие удобства по согласованию трансформатора потока с рабочим кольцом интерферометра благодаря разумным размерам последнего по сравнению с микронными масштабами современных DC-систем [8]. Все это показывает актуальность "RF-направления" в развитии техники SQUIDов.

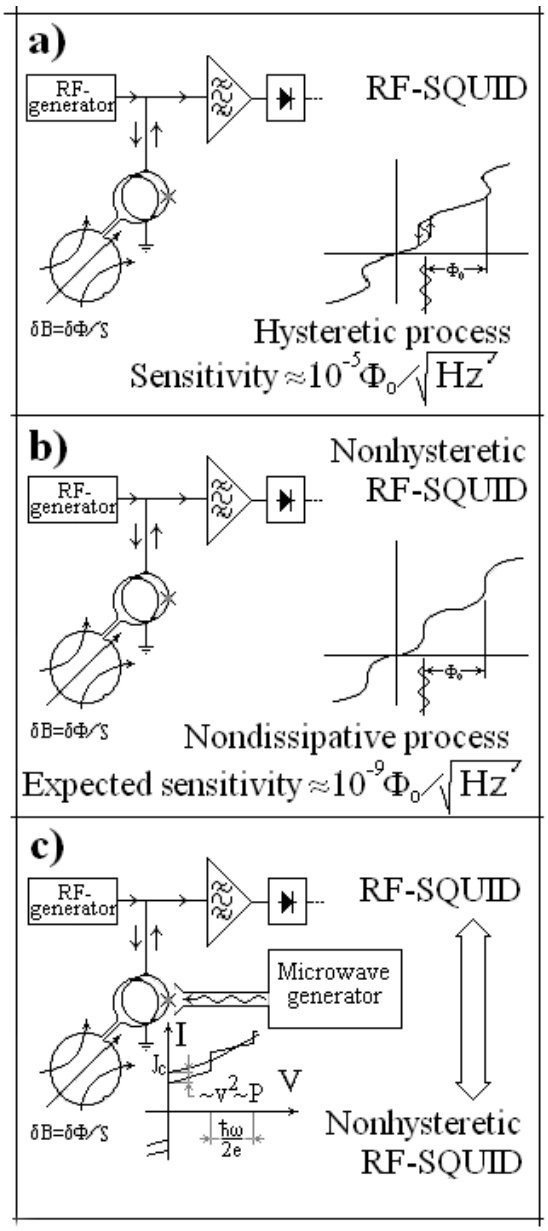


Рис. 1. a) – "обычный" RF-SQUID; b) – безгистерезисный RF-SQUID; c) – СВЧ управление переходом из гистерезисгного в безгистерезисный режим; × - джозефсоновский туннельный барьер.

Список литературы

1. A. I. Golovashkin, et al., Europe Physics Journal B **58**, 243 (2007).
2. K. K. Likharev, B. T.Ulrikh, Systems with Josephson contacts. Moscow Univ. Press (1978).
3. В. М. Закосаренко, Е. В. Ильичев,В. А. Тулин, Письма в ЖТФ **15**, №15, 7 (1989).
4. B. D.Josephson Phys. Lett. 1, 251 (1962)
5. S. Shapiro, A. R. Janus, S. Holly., Rev. Mod. Phys. **36**, 223 (1964).
6. J. Clarke, Physics Today, March 1986, 36.
7. А. И. Головашкин, et al., Научная сессия МИФИ, Сборник научных трудов **4**, 130, (2003).
8. В. К. Игнатьев, И. Я. Краснополин, ПТЭ, №1, 198 (1982).

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности регистрации нейтринных токов с помощью SQUID'а

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Г. Н. Измайлов

Московский государственный авиационный институт (технический университет) Москва, Россия

Продемонстрировано фундаментальное значение проблемы высокочувствительных методов регистрации нейтринных токов. Предложен оригинальный метод детектирования нейтрино с помощью системы состоящей из сверхпроводящей нейтринной антенны соединенной с квантовым интерферометром (SQUIDом).

Разработанные в последней четверти прошедшего века сверхвысокочувствительные SQUID'ы уже в то время могли иметь разрешающие способности, сопоставимые с квантовым пределом $\frac{\langle\delta\Phi^2\rangle/\Delta f}{2L} \simeq \hbar$ [1, 2] ($\hbar$ - постоянная Планка), при этом по магнитному потоку разрешение у этих приборов составляло значения на уровне $\sqrt{\langle\delta\Phi^2\rangle/\Delta f} = 5\times10^{-7}\Phi_0/\sqrt{Hz}$ [3, 4, 5, 6], где квант потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2e = 2,07\times10^{-15}$ Вб, L – индуктивность входного сверхпроводящего контура SQUIDa, включающего один (в случае RF-SQUIDa) или два (в случае DC-SQUIDa) джозефсоновских туннельных перехода. Достижение столь высоких технических параметров у квантовых интерферометров связано с разработкой RF-SQUIDов (SQUIDов переменного тока) с СВЧ накачкой [7], а также двухступенчатых DC-SQUIDов, в которых второй SQUID постоянного тока играет роль интегрированного малошумящего усилителя электрических сигналов, поступающих с первого DC-SQUIDa. Эти приборы создавались для регистрации сигналов в гравитационных антеннах веберовского типа [8, 9]. Однако, потенциальные возможности таких уникальных приборов до сих пор используются не в полной мере.

Остановимся на задаче детектирования нейтрино, которая актуальна как в рамках фундаментальной, так и прикладной физики [10]. С одной стороны это проблема солнечного нейтрино, нейтринная астрофизика, исследования ранней Вселенной, косвенные методы изучения распределения Темной Материи во Вселенной [11] и т.п. С другой стороны это разработка нейтринной связи, создание систем бесконтактного мониторинга ядерных реакторов и т.п.

Основные трудности, возникающие при разработке нейтринных детекторов, связаны с малой вероятностью взаимодействия нейтрино с веществом. Так, сечение упругого рассеяния нейтрино на атомных электронах составляет всего лишь $\sigma_{\nu e} \simeq 9\times10^{-44}E_\nu/10\ MeV[cm^2]$, примерно такое же значение оказывается у сечения упругого взаимодействия нейтрино с нейтронами ядра $\sigma_{\nu n}$. Чтобы обеспечить приемлимую вероятность регистрации этой слабовзаимодействующей частицы объем адсорбера, играющего роль "нейтринной антенны", приходится наращивать до уровня десятки÷сотни тонн вещества.

В работе [12] предложено использовать SQUID в составе сверхнизкотемпературного магнитного адиабатического калориметра, регистрирующего прирост равновесной тепловой энергии решетки на уровне 10meV, по снижению суммарного магнитного момента системы поляризованных ядер. В ядре рассеяние нейтрино на нейтронах носит когерентный характер и поэтому здесь полное сечение не есть простая сумма сечений на каждом нейтроне $\sigma_{\nu N} \neq N_n\sigma_{\nu n}$, а оказывается примерно в N_n^2 раз больше $\sigma_{\nu N} \simeq N_n^2\sigma_{\nu n}$. Это обстоятельсчтво позволяет снизить необходимую массу нейтринной антены в N_n раз ($N_n \simeq A/2 \simeq 50$, где A - атомный вес используемого вещества, N_n- общее количество нейтронов в ядре). Однако ядру в меру отношения электронной и ядерной масс от нейтрино передается значительно меньшая доля энергии (характерное значение 10 meV), чем это имеет место при упругом рассеянии нейтрино на электроне.

В настоящей работе предлагается в качестве рабочего тела нейтринной антенны использовать сверхпроводник 1-рода: массивный "сверхпроводящий крендель" (рис. 1). В широком сечении антенны нейтрино передают импульс электронам отдачи, а те в свою очередь куперовским парам. В результате возникает незатухающий кольцевой ток, который, концентрируясь в узкой перемыч-

[1)]tshovrebov@rambler.ru

ке "кренделя" обнаруживает себя наведенным магнитным полем. Прирост поля может регистрироваться SQUIDом, связанным с антенной с помощью сверхпроводящего трансформатора потока специальной конструкции (рис. 1). Макроскопические когерентные эффекты используются здесь в том смысле, что возникший незатухающий сверхпроводящий ток в силу эффекта Мейснера не может в односвязной области замкнуться "накоротко" по малому кольцу, а должен обязательно обогнуть дырку в "кренделе". Это позволяет собирать результирующие токи в узкой перемычке, при том, что возникают эти токи вследствие взаимодействия нейтрино с электронами в любой точке принадлежащей большой рабочей области, чем обеспечивается необходимое полное сечение взаимодействия.

Сделаем элементарную оценку энергетической чувствительности предлагаемой системы. Пусть в результате рассеяния нейтрино на электронах в материале антенны куперовский конденсат получил энергию в один электронВольт. Тогда $1\ eV = 1,6 \times 10^{-19}\ J = \Delta E = \Phi \Delta I$, где Φ – магнитный поток запасенный в сверхпроводящем "кренделе", ΔI - изменение тока в узкой его перемычке. При запасенном потоке $\Phi \simeq 50\Phi_0 \simeq= 10^{-13}$ Вб токовый отклик антенны на энерговыделеление $\Delta E = 1eV$ составит $\Delta I = \Delta E/\Phi \simeq 1,6\ \mu A$, что легко регистрируется обычным коммерческим SQUIDом, типовая чувствительность которого при измерении электрического тока находится на уровне 10 $pA/\sqrt{Hz}$. Запас по чувствительности, составляющий здесь примерно пять порядков, с одной стороны может быть "истрачен" на ослабление ограничений сверху на величину запасенного потока в нейтринной антенне больших размеров. С другой стороны в условиях малого запасенного потока (десятки квантов) можно исследовать взаимодействие с веществом нейтрино малых энергий (десятки микроэлектронВольт), что весьма актуально в связи с известной гипотезой роста сечения в области малых энергий [13], в следствии возможности наличия у нейтрино небольшого магнитного момента.

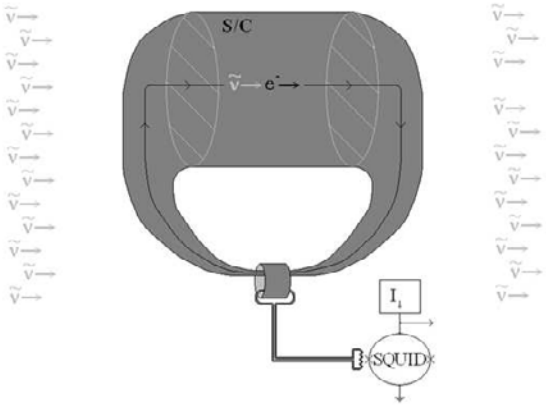


Рис. 1.Схема эксперимента для исследования эффекта увлечения куперовских пар нейтринным потоком, где результирующий ток концентрируется в узкой перемычке и затем его магнитное поле регистрируется SQUIDом.

Список литературы

1. J. Clarke. Physics Today, March 1986, 36.
2. R. F. Voss et al., Second Int. Conf. on Supercond. Quantum Devices, Berlin, May 1980, p.94.
3. R. F. Voss, R. B. Laibowitz, S. I. Raider, and J. Clarke., J. Appl. Phys. **51**, 2306 (1980).
4. M. B. Ketchen and F. Voss., Appl. Phys. Lett. **35**, 812 (1979).
5. J. Clarke., IEEE Trans. Electron Dev. ED-**27**, 1896 (1980).
6. M. B. Ketchen and J. M. Jaycox., Appl. Phys. Lett. **40**, 736 (1982).
7. J. M. Pierce, J. E. Opfer, L. H. Rorden. IEEE Trans. Magn. MAG-**10**, 599 (1974).
8. P. Falferi, Class. Quantum Grav. **21**, S973-S976 (2004).
9. L. Gottardi, M. Podt, M. Bassan et al., Class. Quantum Grav. **21**, S1191-S1196 (2004).
10. О. М. Бояркин, Введение в физику элементарных частиц. М.: КомКнига, (2006).
11. В. А. Рябов, В. А. Царев, А. М.Цховребов, УФН (в печати) (2008)
12. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Г. Н. Имайлов, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, Техника связи (2008), (в печати)
13. B. S. Neganov, V. N. Trofimov, V. N. Stepankin, J. Low Temp. Phys. **93**, 745 (1993)

"Обычные" SQUIDы и интерферометры на волнах материи в сверхтекучем гелии: роль квантовых флуктуаций

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

На основе анализа действия квантового интерферометра на волнах материи в сверхтекучем гелии (SHeQUID), выполненного за рамками полной аналогии SHeQUIDa и DC-SQUIDa, показана особая роль квантовых флуктуаций и связанных с ними ограничений на параметры входного контура SHeQUIDa. Вследствие рассматриваемых ограниченииий при проведении сверхвысокочуствительных измерений в макроскопических системах существенно возрастает значение трансформатора момента количества движения.

Параметры входного контура сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUIDa) подчиняются известному ограничению: произведение индуктвности входного контура на критический ток джозефсновского перехода LI_C не может значительно превышать квант магнитного потока $\Phi_o = \pi\hbar/e$=2,07×10^{-15} Вб. Это относится как к SQUIDам, работающим на переменном токе радиочастотного диапазона (RF-SQUIDы в гистерезисном $\Phi_o/2\pi < LI_C < \Phi_o/\pi$ и в безгистерезисном $LI_C < \Phi_o/2\pi$) режимах, так и к SQUIDам постоянного тока (DC-SQUIDы, $LI_C < \Phi_o/\pi$). Оставляя в стороне специфику работы этих приборов, можно сказать, что общая причина подобных ограничений заключается в требовании однозначности сигнальной харктеристики интерферометра, и сводится к исключению многоквантовых гистерезисных эффектов. Такие эффекты возможны, когда рабочие токи во входном контуре $I \approx I_C$ из-за его большой индуктивности создают поле, самодействие которого обеспечивает вклад в измеряемый магнитный поток, сопоставимый с основным интерференционным периодом, равным Φ_o. При этом SQUID ведет сябя как усилитель, охваченный сильной положительной обратной связью. Для измерений использовать SQUID в таком триггерном режиме разумеется невозможно, однако на этой основе в 70-80 годы разрабатывались схемы памяти джозефсоновского компьютера.

Именно в силу ограничения $LI_C < \Phi_o$ индуктивность контура не может быть настолько большой, чтобы его размеры соответствовали бы обычным размерам области, где по условиям эксперимента требуется производить магнитные измерения (L=1 нГ÷1 пГ при I_C=1 мА÷1 мкА). Для согласования микроскопических размеров входного контура с макроскопическими размерами области, из которой "отбирается" для измерения поток $\Phi = BS_L$, в технике SQUIDов используется специальный элемент: сверхпроводящий трансформатор потока. Однако, кроме обсуждавшегося выше ограниничения на величину произведения индуктвности контура на джозефсновский крит. ток, которое возникает в силу требования однозначности сигнальной характеристики, на LI_C также наклыдывается и другое, более фундаментальное, но для случая "обычных" электрических SQUIDов гораздо менее жесткое ограничение. Природа второго ограничения определяется ролью квантовых флуктуаций, амплитуда которых устанавливает предел разрешающей способости SQUIDa. Действительно электродинамический вклад в полную энергию, отвечающий квантовым флуктуациям (нулевым колебаниям), составляет $(\delta\Phi)^2/2L = \hbar\omega/2$, откуда их амплитуда выражается в виде $\delta\Phi = \sqrt{\hbar\omega L}$, а спектральная плотность $< \delta\Phi^2 > /1\,Hz = 2\pi\hbar L$. Необходимым условием функционирования SQUIDa является обеспечение параметров, исключающих возможность размытия интерференционной зависимости. При проведении измерений в единичной полосе частот условие "неразмытия" задается формулой: $\sqrt{< \delta\Phi^2 > /(1\,Hz)} = \sqrt{2\pi\hbar L} < \Phi_o/\sqrt{Hz}$ или в преобразованном виде $\sqrt{< \delta\Phi^2 > /(1\,Hz)} = \eta\Phi_o < \Phi_o/\sqrt{Hz}$, где $\eta = \sqrt{\frac{2e\Phi_c}{I_c\Phi_o}}$, $\Phi_C = LI_C$. Если подставить сюда первое ограничение $LI_C < \Phi_o$, то спектральная плотность флуктуаций окажется ограничена уровнями $\sqrt{< \delta\Phi^2 > /(1\,Hz)} = (2\times10^{-8} \div 6\times 10^{-7})\Phi_o/\sqrt{Hz} << \Phi_o/\sqrt{Hz}$, которые соответствуют реалистичным значениям I_C =1 мА÷1 мкА. Эти соотношения показывают почему "обычным" SQUIDом удается фиксировать магнитный поток с точностью до миллионных долей кванта, при временах измерения порядка секунды.

[1)] tshovrebov@rambler.ru

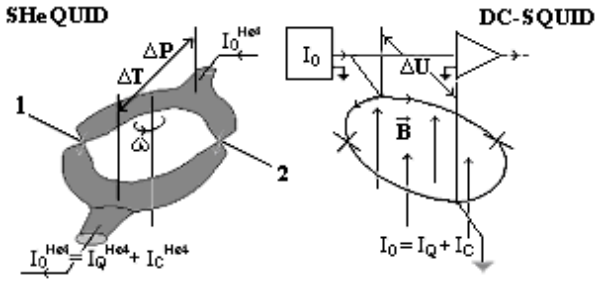


Рис. 1. Аналогия SHeQUIDa и DC-SQUIDa

Теперь рассмотрим ограничения на параметры SHeQUIDa - аналога DC-SQUIDa, функционирование которого основано на эффектах интерференции волн материи в сверхтекучем He [1, 2, 3, 4]. Входной контур SHeQUIDa представляет собой замкнутую тороидальную трубку, заполненную сверхтекучим гелием (Рис.1). Роль пары туннельных джозефсоновских барьеров играют два нанодросселя (1,2 - Рис.1), представляющие собой микроскопические сужения. Аналогом потока магнитного поля Φ для SHeQUIDa является механический момент количества движения Λ. Соответственно вместо Φ_o роль основного интерференционного периода здесь выполняет квант действия $\hbar$, передаваемый каждому атому He в виде орбитального момента движения, а эффект Бома/Ааронова заменяется его квантовогидродинамическим аналогом - эффектом Фейнмана. Однако эта цепочка аналогий нарушается при рассмотрении ограничений на параметры SHeQUIDa. Ограничения первого типа, связанные с требованием однозначности сигнальной характеристики, здесь отсутвуют, т.к. для сверхтекучего He нет полного гидродинамического аналога магнитного поля и здесь исключаются эффекты самодействия, приводящие в "обычном" SQUIDe к гистерезису его характеристик.

Чтобы рассмотреть ограничения второго типа запишем гидродинамический вклад квантовых флуктуаций в энергию во входном контуре SHeQUIDa: $(\delta\Lambda)^2/2J = \hbar\omega/2$. Тогда амплитуда флуктуаций выражается в виде $\delta\Lambda = \sqrt{\hbar\omega J}$, а их спектральная плотность $< \delta\Lambda^2 > /(1\,Hz) = 2\pi\hbar J$. На макроскопическом уровне основной интерференционный период, отвечающий передаче одного кванта действия $\hbar$ каждому атому He во входном контуре, оказвается равен $N_{He}\hbar$, где N_{He} - количество циркулирующих атомов. Тогда условие "неразмытия" интерфдеренционной зависимости в единичной полосе частот задается формулой: $\sqrt{< \delta\Lambda^2 > /(1\,Hz)} = \sqrt{2\pi\hbar J} < N_{He}\hbar/\sqrt{Hz}$, откуда при учете $J=r^2 m_{He} N_{He}$ следует условие на количество атомов, циркулирующих во входном контуре SHeQUIDa: $N_{He}/(1\,Hz) > 2\pi r^2 m_{He}/\hbar \approx 2\pi\, r^2 \times 10^7$ (где [r] = м). Если ввести обозначение $\zeta = \sqrt{2\pi J/\hbar}$, то $\sqrt{< \delta\Lambda^2 > /(1\,Hz)} = \zeta\hbar < N_{He}\hbar/\sqrt{Hz}$. Для $N_{He} \approx 10^{15}$ атомов (примерно 4 нанограмма или 1/2 наномоля гелия), циркулирующих в торе диаметром 100 мкм с сечением канала 100 мкм^2, получаем $\zeta \approx 6\times 10^7/\sqrt{Hz}$. При этом среднеквадратичная амплитуда флуктуаций, ограничивающая чувствительность SHeQUIDa в измерениях момента количества движения, составляет $\sqrt{< \delta\Lambda^2 > /(1\,Hz)} = \zeta\hbar \approx 6 \times 10^7\hbar/\sqrt{Hz}$, (т.е. 6×10^{-8} от основного периода равного $N_{He}\hbar/\sqrt{Hz} = 10^{-19}$(кг м^2/сек)$/\sqrt{Hz}$). Отметим, что именно микроскопические размеры входного контура обеспечивают выполнение необходимых условий сверхвысокой чувствительности SHeQUIDa. К сожалению, входной контур с такими размерами не способен "захватить" для измерения дастаточно большой момент количества движения. Т.о., при огромной разрешающей способности, невозможно производить высокоточные измерения момента вращения макроскопических систем. Так в работе [3] интерфенометр на сверхтекучем He^4 смог "на пределе" разрешить вращение Земли, вообще говоря, эффект и без того довольно заметный. Выход следует искать на пути создании аналога с/п трансформатора потока, который позволит передать момент вращения из приемного кольца макроскопических размеров во входной контур SHeQUIDa. Даже в отсутствии прямого гидродинамического аналога магнитного поля в работах [1, 4] нами была предложена конструкция такого устройства. Оно представляет собой отрезок трубки, составляющей общую часть входного контура SHeQUIDa и макроскопического измерительного кольца сверхтекучего трансформатора. Согласно формулам, описывающим эффект Фейнмана, коэффициент передачи момента вращения из измерительного кольца трансформатора во входной контур SHeQUIDa оказывается пропорцинален длине их общей части.

Работа выполнена при поддержке программы "Сильно коррелированные электроны в п/п, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах".

Список литературы

1. А. И. Головашкин, et al., Краткие сообщения по физике ФИАН, М.,2006, №6, 21, (2006).
2. Y. Sato, E. Hoskinson, and R. E. Packard, Phys. Rev. **74**, 144502 (2006).
3. Y. Sato, A. Joshi, and R. Packard, Appl. Phys. Lett., **91**, 074107 (2007).
4. А. И. Головашкин, et al., Квантовая электроника, **36**, №12, 1168-, (2006).

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности лабораторной регистрации гравимагнитных эффектов с помощью SQUID'а

А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Продемонстрировано фундаментальное значение эффекта Лензе/Тиринга в динамической релятивисткой теории тяготения. Предложен метод лабораторной регистрации гравимагнитных эффектов с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUID).

Разработанные в последней четверти прошедшего века сверхвысокочувствительные SQUID'ы уже в то время могли иметь разрешающие способности, сопоставимые с квантовым пределом $\frac{\langle\delta\Phi^2\rangle/\Delta f}{2L} \simeq \hbar$ [1, 2] ($\hbar$ - постоянная Планка), при этом по магнитному потоку разрешение у этих приборов составляло значения на уровне $\sqrt{\langle\delta\Phi^2\rangle/\Delta f} = 5\times10^{-7}\Phi_0/\sqrt{Hz}$ [3, 4, 5, 6], где квант потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2e = 2{,}07\times10^{-15}$Вб, L - индуктивность входного сверхпроводящего контура SQUIDa, включающего один (в случае RF-SQUIDa) или два (в случае DC-SQUIDa) джозефсоновских туннельных перехода. Достижение столь высоких технических параметров у квантовых интерферометров связано с разработкой RF-SQUIDов (SQUIDов переменного тока) с СВЧ накачкой [7], а также двухступенчатых DC-SQUIDов, в которых второй SQUID постоянного тока играет роль интегрированного малошумящего усилителя электрических сигналов, поступающих с первого DC-SQUIDa. Эти приборы создавались для регистрации сигналов в гравитационных антеннах веберовского типа [8, 9]. Однако, потенциальные возможности таких уникальных приборов до сих пор используются не в полной мере.

Рассмотрим возможности использования SQUIDов для лабораторной проверки фундаментального релятивисткого эффекта: гравимагнитного эффекта Лензе/Тиринга. В рамках общей теории относительности (ОТО) Лензе и Тиринг показали [10], что сферическое тело массой M, радиуса R, вращаясь с угловой частотой ω_{LM} вокруг своей оси, бесконтактно воздействует на материальную точку, движущуюся со скоростью v, создавая ускорение, которое вычисляется по формуле подобной выражению для ускорения, возникающего под действием обычной силы Кориолиса $\vec{a}_{LT} = 2\vec{v}\times\vec{\Omega}$. При этом гравимагнитное поле кручения оказывается аналогично полю магнитного диполя $\vec{\Omega} = \frac{2\gamma MR^2}{5c^2r^3}(\vec{\omega_M} - \frac{3(\vec{\omega_M}\cdot\vec{r})\vec{r}}{r^2})$, что и оправдывает термин гравимагнетизм. Нетрудно заметить, что ускорение Лензе/Тиринга оказывается в v/c раз слабее эффектов статической гравитации, подобно тому, как электродинамические силы согласно закону Ампера в v/c раз слабее электростатических сил. Будучи фундаментальным эффектом, от экспериментального подтверждения которого зависят различные аспекты и уточнения ОТО, гравимагнитное воздействие Лензе/Тиринга, как видно из приведенных формул, является исключительно слабым эффектом. Так вращение Земли с угловой частотой $\omega_\oplus$ вокруг своей оси увлекает плоскость вращения спутника, заставляя ее поворачиваться с угловой частотой $\Omega_\oplus \sim \frac{\gamma M_\oplus\omega_\oplus}{c^2R_\oplus} \sim 10^{-10}\omega_\oplus$. Ранее [11, 12] предпринимались попытки "орбитальной" проверки эффекта Лензе/Тиринга, в частности, на искусственных спутниках Земли в рамках программы LAGEOS.

В работе [13] предлагалось в лабораторных условиях наблюдать гравимагнитное воздействие вращающегося массивного тела вызывающее поворот плоскости циркуляции сверхтекучего гелия. Если гелий изначально циркулировал в тороидальном кольце (C_1 рис. 1), то под действием момента гравимагнитных сил небольшая часть момента количества движения будет передаваться в тор замкнутый в перпендикулярной плоскости (C_2 рис. 1). Для регистрации сверхслабого вращения во втором контуре (C_2) предлагалось использовать квантовый интерферометр на волнах материи (SHeQUID). Согласно теоретическим оценкам [14, 15] разрешающая способность SHeQUIDa в принципе оказывается достаточной для лабораторной регистрации гравимагнетизма. Однако на практике разрешение, достигнутое здесь к настоящему времени, составляет для скорости вращения $10^{-7}rad/s/\sqrt{Hz}$ и для угла поворота $10^{-3}rad/\sqrt{Hz}$ [16, 17]. Так в работе [17] интерфенометр на сверх-

[1)]tshovrebov@rambler.ru

текучем He^4 смог зарегистрировать вращение Земли - вообще говоря эффект довольно заметный и без SHeQUIDa. К сожалению, такая чувствительность примерно на десять порядков "не дотягивает" до "лабораторного" гравимагнетизма. Однако следует отметить, что это лишь первые эксперименты в которых разрешение SHeQUIDa было равно примерно одному интерференционному периоду, в то время как на "обычных" SQUIDax в настоящее время удается уверенно регистрировать 10^{-6} от основного интерференционного периода равного кванту потока. Разрешающая способность на уровне миллионных долей Φ_0 в SQUIDe оказывается возможной благодаря достаточно "мягким" ограничениям, которые накладываются на его чувствительность квантовыми флуктуациями сверхпроводящего тока во входном контуре, при этом достигнутый уровень разрешающей способности у SHeQUIDa еще очень далек от своих квантовых асимптотик.

С другой стороны, имея в виду связь орбитального момента количества движения заряженной частицы Λ с генерируемым этим движением потоком индукции магнитного поля Φ, вытекающую из теоремы Стокса $\Lambda = \frac{1}{2\pi}\oint \vec{p}d\vec{r} = \frac{2e}{2\pi}\oint \vec{A}d\vec{r} = \frac{e}{\pi}\oint\oint \vec{B}d\vec{S} = \frac{e\Phi}{\pi}$, можно, используя описанную выше топологию (рис. 1), заменить два связанных тора (C_1 и C_2), лежащих в перпендикулярных плоскостях, парой связанных кольцевых витков из сверхпроводника. Если в первом витке замораживается магнитный поток Φ_1, то перенос его второй "перпендикулярный" контур за счет перераспределения орбитального момента циркуляции куперовских пар со скоростью $\frac{d\Phi_2}{dt} = \Omega\Phi_1$ может быть зарегистрирован "обычным" сверхпроводящим SQUIDом. Чувствительность коммерческого SQUIDa $5\times10^{-6}\Phi_0/\sqrt{Hz}$ при накоплении сигнала в течении трех часов позволит обеспечить возможность регистрации приращения магнитного потока во втором сверхпроводящем контуре на уровне $\delta\Phi \simeq 10^{-22}$ Вб. Если в качестве источника поля кручения Ω использовать массивное ($M \simeq$100 kg) сферическое ($R \simeq$1m) тело, вращающееся с частотой примерно 100 оборотов в секунду ($f_M \simeq$100 Hz), то результирующее Ω оказывается на уровне $\Omega = \gamma\frac{2\pi f_M}{Rc^2} \simeq 5\times10^{-23} rad/s$. Тогда чтобы за три часа ($\Delta t \simeq 10^4 s$) обеспечить прирост потока во втором контуре $\Delta\Phi_2 \simeq \Omega\Phi_1\Delta t$ превышающий порог регистрации SQUIDa $\delta\Phi \simeq 10^{-22}$ Вб необходимо в первом сверхпроводящем контуре запасти поток примерно 2×10^{-4} Вб.

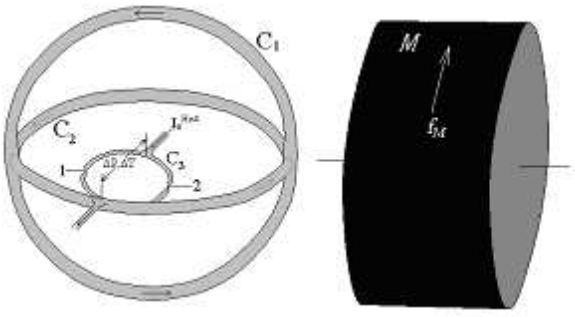


Рис. 1. Схема возбуждения и регистрации гравимагнитного эффекта - безконтактной передачи кручения.

Список литературы

1. J. Clarke., Physics Today, March 1986, 36.
2. R. F. Voss et al., Second Int. Conf. on Supercond. Quantum Devices, Berlin, May 1980, 94.
3. R.F. Voss, R. B. Laibowitz, S. I.Raider, and J. Clarke., J. Appl. Phys. **51**, 2306 (1980).
4. M. B. Ketchen and F. Voss., Appl. Phys. Lett. **35**, 812 (1979).
5. J. Clarke. IEEE Trans. Electron Dev. ED-27, 1896 (1980).
6. M. B. Ketchen and J. M. Jaycox., Appl. Phys. Lett. **40**, 736 (1982).
7. J. M. Pierce, J. E. Opfer, L. H. Rorden. IEEE Trans. Magn. MAG-10, 599 (1974).
8. P. Falferi, Class. Quantum Grav. **21**, S973-S976 (2004).
9. L. Gottardi, M. Podt, M. Bassan et al., Class. Quantum Grav. **21**, S1191-S1196 (2004).
10. H. Thirring, J. Lense, Phys. Ztschr. **19**, 156 (1918).
11. N. Ashby Nature, **431** 918 (2004)
12. I. Ciufolini, Pavlis E. C., Nature **431**, 958 (2004).
13. Г. Н. Измайлов, А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов , В. В. Озолин, Труды 13-ой Российской Гравитационной Конференции. Москва, 23-28 июня (2008)
14. А. И. Головашкин, В. М. Мишачев, А. М. Цховребов, И. В. Берлов, Г. Н. Измайлов, КСФ №6, 21-30 (2006).
15. А. И. Головашкин, Г. Н. Измайлов, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, Квантовая электроника **36**, №12, 1168-1175 (2006).
16. Y. Sato, E. Hoskinson, and R. E. Packard. Phys. Rev. B **74**, 144502 (2006)
17. Y. Sato, A. Joshi, and R. Packard, Appl. Phys. Lett. **91**, 074107 (2007).

Секция IS.
Проблемы общего характера (межсекционные).

Soft magnetic lithography in superconducting/ferromagnetic hybrids

V.K. Vlasko-Vlasov [1)], *U. Welp*, *W.K. Kwok*

Argonne National Laboratory, 9700 South Cass Avenue, Argonne, IL 60439

Short-range proximity effects and long-range orbital coupling provide an excellent opportunity for manipulating the electromagnetic response of superconductors in contact with ferromagnetic layers. This report reviews our recent experiments on superconducting/ferromagnetic hybrids which allowed a direct visualization confirmed by the transport measurements of strong interactions between superconducting vortices and ferromagnetic domains. These interactions introducing a substantial magnetic pinning can provide a considerable enhancement of critical currents and creation of a tunable superconducting anisotropy, that can be reversibly varied by application of relatively small magnetic fields.

We manufactured and studied NbSe crystals and type-II lead films covered with permalloy. The ferromagnetic permalloy layers had growth induced perpendicular magnetic anisotropy and possessed magnetic stripe domains that could be aligned in any chosen direction in the film plane. This allowed us to prepare well controlled magnetic domain patterns and to study their effect on the current flow in the adjacent superconductor. It was found that domain walls form a robust pinning potential providing preferential vortex motion along the stripe domains. The effect is well pronounced in a wide temperature range and results in a noticeable anisotropy of critical currents. The ratio of currents along and across the stripe domains increases near T_c when the core pinning becomes inefficient. By reorienting the direction of stripe domains it was possible to change the preferential current flow in the superconductor. Theoretical estimates show that the magnetic pinning, which becomes dominating at temperatures close to Tc, can yield critical currents close to the depairing values and thus provide superb current carrying capacity of the material. This, together with flexibility of regulating the magnetic potential, opens a perspective of creating new criomagnetic devices with robust transport characteristics controlled and tunable by magnetic fields such as microscale superconducting switches and modulators.

In the Pb/Pb hybrid an unusually high magnetoresitance of 106 % was observed in the fields of ~ 10 Oe for the currents perpendicular to the domain walls. It can be referred to the granular structure of the lead films. This granularity is not only responsible for the type II superconductivity of the studied lead films but also produces a network of weak links that are easily suppressed by small fields near T_c and form channels for the flux flow along the domain walls.

[1)] vlasko-vlasov@anl.gov

Crossover between vortex attraction and repulsion in thin films of layered superconductors

A. I. Buzdin

Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France

A. S. Mel'nikov[1)], *A. V. Samokhvalov*

Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

In thin films of anisotropic superconductors the intervortex interaction may be strongly modified because of the interplay between the long-ranged repulsion caused by an extremely slow decay of the supercurrent induced by a single vortex line (Pearl's effect), and the attraction caused by the tilt of the vortex lines with respect to the anisotropy axes. We show that such interplay strongly affects the structure of vortex matter in thin film systems. In particular, we predict that for rather large tilting angles Pearl's effect should result in a new type of vortex arrangement formed by finite-size vortex chains, i.e., vortex molecules.

Both the equilibrium and transport properties of the vortex matter in type II superconductors are essentially affected by the behavior of the intervortex interaction potential. In isotropic bulk superconductors this potential is well known to be repulsive and screened at intervortex distances R greater than the London penetration depth λ. As a result, in perfect crystals quantized Abrikosov vortices form a triangular lattice. In thin films of superconductors standard interaction potential behavior is strongly modified because of the long-ranged repulsion predicted by J. Pearl [1]. In the present work we demonstrate that in thin films of layered superconductors the Pearl's effect appears to be responsible for a strong modification of the vortex configurations formed in a tilted external magnetic field. This possibility to probe Pearl's potential is closely related to the phenomenon of the long–range attraction between tilted vortex lines in anisotropic systems [2, 3]. In bulk anisotropic superconductors this phenomenon is known to result in the formation of vortex chains in low magnetic fields.

Interaction potential for a vortex pair. – We choose here a typical geometry with the anisotropy axis **c** oriented perpendicular to the film plane and analyse the magnetic field and current distributions within the London theory. In this limit an anisotropic superconductor is known to be characterized by two penetration depths $\lambda_\perp$ and $\lambda_{||}$ which are, in fact, the lengths of magnetic field screening by currents flowing in directions perpendicular and parallel to the layers, respectively. Let us introduce a Cartesian coordinate system x, y, z with the $z-$axis chosen parallel to the **c** direction. We restrict ourselves to the case of straight vortex lines parallel to the plane (xz) and tilted at a certain angle γ with respect to the **c** direction. Using the London model we calculate the interaction energy of two vortex lines shifted by a certain vector **R** in the plane of the layers. Analogously to the bulk limit, the most energetically favorable configuration corresponds to the case $R_y = 0$ which is a consequence of the angular dependence of the attraction force. So we put $R_y = 0$ and present some typical plots of the interaction energy $\varepsilon_{int}^{(2)}$ vs the distance $R_x = R$ in Fig. 1. Analyzing the dependence $\varepsilon_{int}^{(2)}(R)$, one can separate

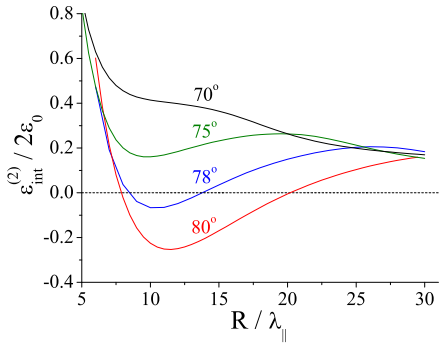


Fig. 1. Interaction energy per vortex vs the distance R between two vortices for a film of thickness $d = 3\lambda_{||}$ and different tilting angles $\gamma = 70^o$, 75°, 78°, 80° ($\varepsilon_0 = \phi_0^2/16\pi^3\lambda_{||}$).

three contributions to the energy of vortex interaction: (i) a short–range repulsion which decays exponentially with increasing intervortex distance R (for $R > \lambda_{||}$); (ii) an intervortex attraction which is known to be specific for tilted vortices in anisotropic systems; this attraction energy term decays as R^{-2} and strongly depends on the angle γ between the vortex axis and the **c** direction; (iii) long–range (Pearl) repulsion which decays as R^{-1} and results from the surface contribu-

[1)] melnikov@ipm.sci-nnov.ru

tion to the energy. Note that the third term does exist, even for a large sample thickness d although in the limit $d \gg \lambda_{||}$ it is certainly masked by the dominant bulk contribution. At $R \gg \lambda_{||}$ the short–range interaction term vanishes and one can write an approximate expression describing the behavior of the interaction energy vs R:

$$\varepsilon_{int}^{(2)} \simeq \frac{\phi_0^2}{8\pi^2}\left(-\frac{d_{eff}\tan^2\gamma}{R^2}+\frac{2}{R}\right), \qquad (1)$$

where the effective film thickness is given by the relation $d_{eff} = d - 2\lambda_{||}\tanh(d/2\lambda_{||})$. For large R the energy is always positive and corresponds to the vortex repulsion similar to the one between the pancakes in a single layer system. With a decrease in the distance R the attraction force comes into play resulting in the change of the sign of the energy at $R^* \simeq 0.5 d_{eff}\tan^2\gamma$. Such behavior points to the appearance of the minimum in the interaction potential. Certainly, this minimum can exist only if $R^* > \lambda_{||}$, so that we obtain the following restriction: $\tan^2\gamma > \tan^2\gamma_c = 2\lambda_{||}/d_{eff}$. This criterion gives us a tilting angle interval $\gamma > \gamma_c$ for which the minimum in the interaction potential can exist and the formation of vortex chains can be energetically favorable.

New vortex arrangements. Vortex molecules. – Even in the large angle regime ($\gamma > \gamma_c$) the formation of infinite chains can be questioned for rather thin films. The point is that, despite the fact that two vortices attract each other, further increase in the number of vortices arranged in a chain can be energetically unfavorable because of the slower decay of the repulsive force compared to the attractive one. In this case, for rather thin samples, there appears an intriguing possibility to observe vortex chains of finite length, i.e., vortex molecules. The vortex molecule cohesion energy is given by the expression:

$$\varepsilon_{int}^{(N)} = \sum_{i>j}\varepsilon_{int}^{(2)}(R_{ij}), \qquad (2)$$

where N is the number of vortices in the molecule, and R_{ij} are the distances between $i-$th and $j-$th vortices in the chain molecule. Shown in Fig. 2 are typical plots of the interaction energy per vortex vs the intervortex distance R for equidistant vortex chains with different N numbers. The energetically favorable number of vortices in a molecule grows as we increase the film thickness and/or the tilting angle because of the increasing attraction term in the pair potential $\varepsilon_{int}^{(2)}$. Shown in Fig.3 are schematic pictures of vortex matter consisting of dimeric (Fig.3a) and trimeric (Fig.3b) molecules. Finally, for rather thick samples with $d \gg \lambda_{||}$ we get a standard infinite chain structure typical of bulk systems. Note that the formation

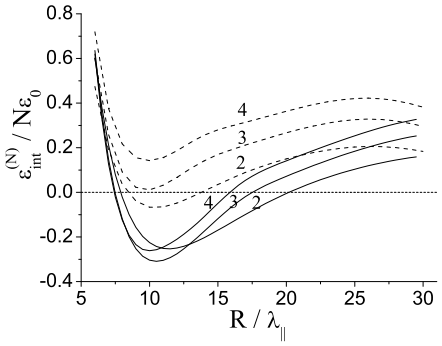


Fig. 2. Interaction energy per vortex vs the intervortex distance R in an equidistant chain of N vortices: solid (dash) lines correspond to $d = 3\lambda_{||}$, $\gamma = 80^o$ ($d = 3\lambda_{||}$, $\gamma = 78^o$). Here the numbers near the curves denote the vortex number N.

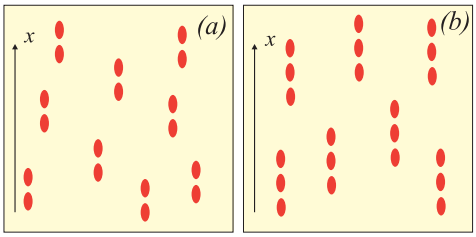


Fig. 3. Schematic pictures of vortex matter consisting of dimeric (a) and trimeric (b) molecules. Vortex positions are denoted by filled ellipses.

of an infinite vortex chain may be considered in some sense as a polymerization of the vortex molecules. The crossover from the vortex molecule state to the infinite chain structure is strongly influenced by the increase in the vortex concentration governed by the component of the external magnetic field perpendicular to the film. Such a crossover should occur when the mean intervortex spacing approaches the molecule size.

We expect that the interplay between the vortex repulsion and attraction and resulting unusual vortex structures can be experimentally observable in a wide class of anisotropic systems including high$-T_c$ superconducting films.

References

1. J. Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
2. A. I. Buzdin and A. Yu. Simonov, JETP Lett. **51**, 191 (1990).
3. A. M. Grishin, A. Yu. Martynovich, and S. V. Yampolskii, Sov. Phys. JETP **70**, 1089 (1990).

Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids

A. Yu. Aladyshkin[1)]

Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950, Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia
INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium

W. Gillijns, N. Schildermans, A. V. Silhanek, J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov

INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium

The influence of an inhomogeneous magnetic field on the magnetoresistance of thin superconducting films and mesoscopic structures was investigated. Different magnetic textures with out-of-plane magnetization were explored: (i) plain ferromagnetic films in a multidomain state, (ii) individual micro-sized ferromagnetic dots and arrays of such dots. By switching between different magnetic states of the ferromagnet, magnetic confinement of the superconducting order parameter can be tuned practically at will, hereby providing us a possibility to affect reversibly the conditions for the nucleation of superconductivity. The magnetic confinement in the S/F hybrids results in an unusual modification of the phase boundary $T_c(H)$ (where T_c is the superconducting critical temperature, H is the external magnetic field).

Recently a lot of efforts has been devoted to the investigations of ferromagnetic superconductors and superconductor/ferromagnet (S/F) hybrid structures [1]. An inhomogeneous magnetic field, induced by the ferromagnet, was shown to strongly affect the superconducting order parameter (OP) nucleation in S/F hybrid, resulting in an exotic dependence of the critical temperature of the superconducting transition T_c on an applied magnetic field H.

In this report we concentrate on the effect of the spatial characteristics of the nonuniform magnetic field on the OP nucleation in the S/F hybrids. The effect of the amplitude of the "internal" field on the $T_c(H)$ dependence was studied in Ref. [4]. Based on the well-known analogy between the linearized Ginzburg-Landau and Schrödinger equations, the suppression of the critical temperature can be estimated $(1 - T_c/T_{c0}) \sim \xi_0^2/\ell^2$, where T_{c0} is the critical temperature at zero field, ξ_0 is the coherence length at $T = 0$, and ℓ is the localization radius of the OP wave function, which apparently depends both the external field and the parameters of the nonuniform magnetic field [2]. It means that the typical width of the area, where the field compensation takes place, is crucial for the appearance of superconductivity: the OP trapping in a wider region results in a higher T_c value and vice versa.

We investigated the following S/F hybrid structures: (i) large-area S/F bilayers with plain F films [5]; (ii) large-area S films with a square array of 1.52 μm sized ferromagnetic dots with a period of 2 μm on top [5]; (iii) mesoscopic S/F structures consisting of superconducting and ferromagnetic disks of a diameter of 1.7 μm [6]. In all cases the ferromagnets, characterized by well-defined out-of-plane magnetization, consist of a Pt(2.5 nm) buffer layer covered by a multilayer of $[\mathrm{Co}(0.4\ \mathrm{nm})/\mathrm{Pt}(1.0\ \mathrm{nm})]_n$, where $n = 15$ for the plain film and $n = 10$ for the dots. Since the Al films (thickness of 50 nm) were insulated from the ferromagnetic substrates, the interaction between superconductor and ferromagnet is electromagnetic.

The magnetic state of the ferromagnet was reversibly changed after the following procedure of an incomplete demagnetization: $H = 0 \Rightarrow H = 10$ kOe $\Rightarrow H = H_{ret} \Rightarrow H = 0$. Indeed, one can get any desirable remanent magnetization $-M_s < M_{rem} < M_s$ by varying the H_{ret} value (here M_s is the saturated magnetization). The same procedure was applied to control the magnetic state of the ferromagnetic dots since the diameter of the dots exceeds the typical size of the domains and the dots were in the multidomain state. The magnetic force microscopy measurements confirmed that during such demagnetization the average magnetization undergoes a continuous evolution: the part of negatively magnetized domains monotonously increases at increasing the $|H_{ret}|$ value.

The phase boundary $T_c(H)$ was experimentally extracted from the magnetoresistive measurements according to the criterion $\rho(H, T_c) = 0.9\,\rho_n$, where ρ_n is the normal state resistivity. At $H_{ret} < 0$ the negative domains were introduced into the ferromagnetic film, and the shift of the T_c maximum toward to the negative H values should be attributed to the

[1)] E-mail: aladyshkin@yandex.ru

appearance of superconductivity above large positive domains due to the field compensation effect. As a direct consequence of the increase of the ground energy of the "particle-in-a-box", the height of the T_c peak decreases drastically as the width of the positive domain decreases [curve II in Fig. 1]. When M_{rem} is close to zero, thus indicating the presence of an equal distribution of positive and negative domains is present, resulting in a nearly symmetric phase boundary with two maxima of the same amplitude [curve IV in Fig. 1]. For higher H_{ret} values the first peak, located at negative fields, disappears, whereas the peak at positive fields shifts up in temperature and is displaced to a lower field [curve V in Fig. 1]. This second peak eventually evolves into a linear phase boundary when the ferromagnetic film is fully magnetized in the negative direction.

This concept of the tunable magnetic confinement can be applied also to a S/F hybrid, consisting of a superconducting Al film covering an array of magnetic dots [5]. Due to the presence of the magnetic dots, there are *three* different areas, where the OP can be localized: above the positive or negative domains inside the magnetic dot and between the dots.

In the demagnetized state [curve I in Fig. 2] the field between the dots is close to zero, therefore superconductivity starts to nucleate at this position at relatively low magnetic fields, resulting in an almost linear phase boundary centered at $H = 0$. By magnetizing the dots positively (i) the amplitude of the field between the dots increases negatively and (ii) the typical width of the positive domains becomes larger than that for negative domains. Therefore the peak, associated with the OP localization between the dots, shifts towards positive fields. In addition, a second local T_c maximum, corresponding to the appearance of superconductivity above the wider positive domains, appears, while the OP nucleation above narrower negative domains is still suppressed [curves II-III in Fig. 2]. For negatively magnetized dots the reversed effect occurs. It is important to note, that the amplitude of the main T_c peak, corresponding to the OP nucleation between the dots, remains constant, since the mentioned area of the OP localization is almost independent of the dot's magnetic state.

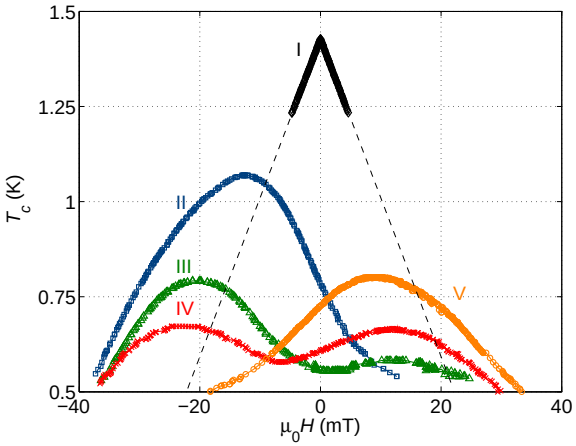


Fig. 1. The experimental phase boundaries $T_c(H)$ for the bilayered S/F sample in various magnetic states.

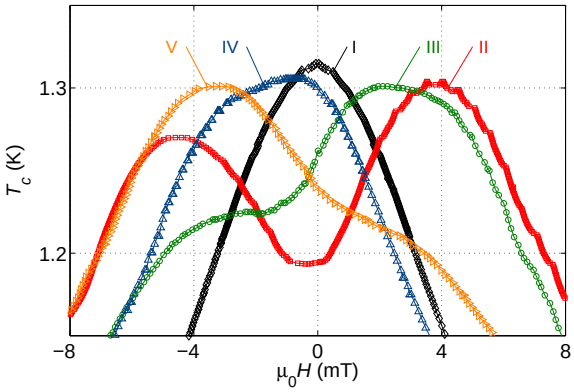


Fig. 2. The phase boundaries $T_c(H)$ for an S/F hybrid, consisting of an Al film and an array of magnetic dots, in the demagnetized (I), the completely magnetized (II) and intermediate magnetic states (III-V).

Finally, we have demonstrated that the magnetic-field enhancement near the edge of the magnetized dot makes it possible to suppress the OP nucleation near the perimeter of the mesoscopic superconducting disk (provided both F and S disks have the same diameters) and to get effectively the regime of the bulk OP nucleation even in samples for a finite lateral size [6].

This work was supported by the NES – ESF program, the Belgian IAP, the Fund for Scientific Research – Flanders (F.W.O), the RFBR fund, RAS under the program "Quantum macrophysics" and the Presidential grant MK-4880.2008.2.

References

1. A.I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935-976 (2005); I.F. Lyuksyutov, V.L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 67 (2005).
2. A. I. Buzdin and A. S. Mel'nikov, Phys. Rev. B **67**, 020503(R) (2003); A. Yu. Aladyshkin *et al.*, Phys. Rev. B **68**, 184508 (2003).
3. A. Yu. Aladyshkin and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **74**, 064503 (2006).
4. W. Gillijns *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 227003 (2005).
5. W. Gillijns *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 060503(R) (2007).
6. N. Schildermans *et al.*, Phys. Rev. B (2008).

Влияние спин зависящих фаз туннелирующих электронов на кондактанс точечного контакта ферромагнетик/изолятор/ d-волновой сверхпроводник

Б. П. Водопьянов[1)]

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

Найдена вероятность андреевского отражения для контакта ферромагнетик/изолятор/d-волновой сверхпроводник (FIS) при произвольных спин-зависящих амплитудах прошедших и отраженных через потенциальный барьер электронных волн. Показано, что вероятности андреевского отражения электронного и дырочного возбуждений в FIS контактах различны. Вычислен баллистический кондактанс точечного FIS контакта.

Характерной особенностью ферромагнитного металла (F), является наличие электронных спиновых подзон с различными значениями импульсов Ферми: $p_\uparrow$ - для подзоны со спином вверх и $p_\downarrow$ - для подзоны со спином вниз. Одним из следствий этого для слоистых F/S структур (S-сверхпроводник) является зависимость модулей и фазовых сдвигов амплитуд электронных состояний на поверхности Ферми прошедших– d_γ через интерфейс и отразившихся от него– r_γ ($d_\gamma = \sqrt{D_\gamma}\, exp\,(i\,\theta^d_\gamma)$); $r_\gamma = \sqrt{R_\gamma}\, exp\,(i\,\theta^r_\gamma)$; $R_\gamma = 1 - D_\gamma$) от спинового индекса – γ ($\gamma = \uparrow, \downarrow$). Ниже представлены результаты влияния данного факта на процесс андреевского отражения в точечном контакте ферромагнетик/изолятор/d-волновой сверхпроводник.

Найдено, что когда кристаллические оси сверхпроводника образуют с нормалью к плоскости контакта углы равные 45 градусов вероятность андреевского отражения равна:

$$A(\varepsilon,\theta_\gamma) = \frac{D_\uparrow D_\downarrow |\Delta_d \sin(2\vartheta_S)|^2}{[1-W]^2 \times \Gamma_1 + (1+W)^2 \times \Gamma_2}$$
$$\Gamma_1 = [\varepsilon \sin(\theta_\gamma) + \xi \cos(\theta_\gamma)]^2 \qquad (1)$$
$$\Gamma_2 = [\xi \sin(\theta_\gamma) - \varepsilon \cos(\theta_\gamma)]^2$$
$$\xi = \sqrt{|\Delta_d \sin(2\vartheta_S)|^2 - \varepsilon^2}; \qquad W = \sqrt{R_\uparrow R_\downarrow}.$$

Здесь $\theta_\gamma = (\theta^r_\gamma - \theta^r_{-\gamma})/2 - (\theta^d_\gamma - \theta^d_{-\gamma})$; ϑ_S– угол падения электрона из сверхпроводника на плоскость контакта, отсчитанный от оси x, перпендикулярной плоскости контакта, связанный с углами падения электронов из спиновых подзон ферромагнетика условием зеркального отражения: $p_S \sin\vartheta_S = p_\parallel = p_\downarrow \sin\vartheta_\downarrow = p_\uparrow \sin\vartheta_\uparrow$.

Из уравнения (1) следует, что вероятность андреевского отражения имеет максимумы, при значениях энергии – ε_γ:

$$\epsilon_\gamma = \begin{cases} |\Delta_d \sin(2\vartheta_s)|\, \sin(\theta_\gamma) & \text{при} \quad \cos(\theta_\gamma) > 0 \\ -|\Delta_d \sin(2\vartheta_s)|\, \sin(\theta_\gamma) & \text{при} \quad \cos(\theta_\gamma) < 0, \end{cases}$$

соответствующих уровням энергии андреевских поверхностных связанных состояний. Эти связанные состояния возникают в сверхпроводнике в результате интерференции электроноподобных и дырочноподобных квазичастиц, отраженных парным потенциалом и интерфейсом.

При $\theta_\gamma = 0$ получаем $\varepsilon_\gamma = 0$, то есть связанное состояние возникает в сверхпроводнике на уровне Ферми. Результат соответствующий случаю контакта нормальнй металл/изолятор/d-волновой сверхпроводник, полученных ранее в работе [1]:

На рисунках 1 и 2 представлены результаты численного расчета фазовых сдвигов и андреевского кондактанса, выполненных для прямоугольного барьера высотой – U, отсчитанного от дна зоны проводимости сверхпроводника . Параметры барьера: [$\chi(x)$–волновая функция электрона в изоляторе, $\chi(x) = C_1 \exp(\gamma\, x) + C_2 \exp(-\gamma\, x)$; $\gamma = \sqrt{k^2 + p^2_\parallel}$; $k^2 = 2m_b(U - E^S_F)$; E^S_F – энергия Ферми сверхпроводника; m_b – масса электрона в барьере]. Вычисления проводились для различных значений отношения $k/p_\uparrow$ и для различных значений поляризации ферромагнетика $\delta = p_\downarrow/p_\uparrow$. Фермиевский импульс сверхпроводника фиксировался соотношением: $p_S = (p_\uparrow + p_\downarrow)/2$.

На рисунке 1 представлена зависимость фазовых сдвигов от $\cos(\vartheta_\uparrow)$, для двух значений параметра $k/p_\uparrow$ при $\delta = 0.4$. Рисунок 1 отражает тенденцию к уменьшению угла $\theta_\uparrow$ до (-π/2) с ростом параметра $k/p_\uparrow$. Однако при $k/p_\uparrow > 1$ угол $\theta_\uparrow$ быстро уменьшается до нуля. Угол $\theta_\uparrow$ также имеет тенденцию к уменьшению с уменьшением поляризации ферромагнетика. С увеличением параметра $p_\uparrow d$, фиксированных параметрах δ и $k/p_\uparrow$, (но при $k/p_\uparrow < 1$) угол $\theta_\uparrow$ стремиться к (-π/2). Когда

[1)] vodopyanov@kfti.knc.ru

угол $\theta_\uparrow$ достигает значения (-$\pi/2$)расщепление вырожденного по спину андреевского связанного состояния на поверхности Ферми [1] достигает максимального значения. Отметим, что угол $\theta_\uparrow$ для ферромагнетиков с большой поляризацией практически не зависит от $\cos(\vartheta_\downarrow)$.

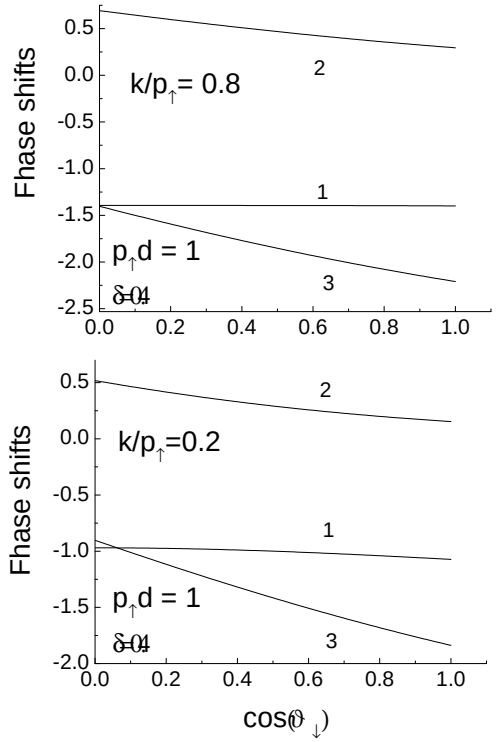


Рис. 1. Зависимости фазовых сдвигов амплитуд отражения и прохождения от $\cos(\vartheta_\downarrow)$. Линиям с номерами $1, 2, 3$ соответствуют зависимости от $\cos(\vartheta_\downarrow)$: $\theta_\uparrow$; $(\theta_{d\uparrow} - \theta_{d\downarrow})$ и $(\theta_{b\uparrow} - \theta_{b\downarrow})$ соответственно; $\delta = p_\downarrow/p_\uparrow$– поляризация ферромагнетика.

На рисунке 2 представлены результаты численных расчетов, показывающих влияние спинового расщепления энергетического уровня на поверхности Ферми на зависимость андреевского кондактанса от приложенного напряжения.

Из рисунка 2 видно, что без учета фазового сдвига (пунктирная линия) андреевский кондактанс имеет острый пик при нулевом напряжении, связанный с энергетическим уровнем на поверхности Ферми [2], пиковое значение которого подавлено из-за уменьшения эффективности андреевского отражения [3], определяющегося числом проводящих каналов в подзоне с меньшим значением импульса Ферми. Наличие фазового сдвига приводит к неэквивалентности вероятностей отражения электронных и дырочных возбуждений со спином γ, что приводит к расщеплению связанного состояния на уровне Ферми и, соответственно, к расщеплению пика при нулевом напряжении в андреевском кондактансе (сплошная линия).

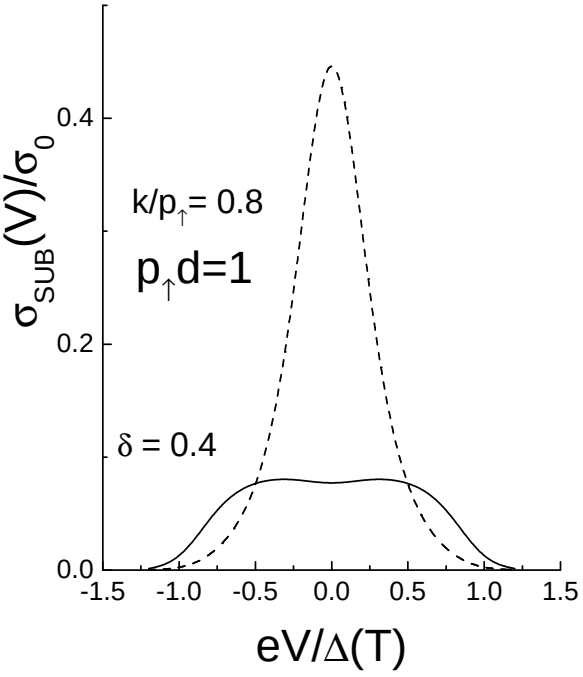


Рис. 2. Зависимость андреевского кондактанса $\sigma_{SUB}(V)/\sigma_0$ от приложенного напряжения для поляризации ферромагнетика $\delta = p_\downarrow/p_\uparrow = 0.4$ без учета (пунктирная линия) и с учетом фазового сдвига θ_α (сплошная линия). Отношение $\Delta_d(T)/2T$ равно 6. Ориентационный угол (α) d-волнового сверхпроводника равен $\pi/4$ ($\alpha = \pi/4$).

При $\alpha = 0$ наличие фазового сдвига приводит к появлению спин-зависящих уровней энергии внутри сверхпроводящей щели, аналогично контакту ферромагнетик/изолятор/s-волновой сверхпроводник [4].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 06-02-17233.

Список литературы

1. C.R. Hu, Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
2. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
3. B.P. Vodopyanov, Pis'ma v ZhETF **81**, 192 (2005) [JETP Letters **81**, 156 (2005)].
4. B.P. Vodopyanov, Pis'ma v ZhETF **87**, 379 (2008) [JETP Letters **87**, 328 (2008)].

Критические состояния сверхпроводимости и их кроссовер в многослойных структурах типа сверхпроводник/ферромагнетик

В. Н. Кушнир[1)]

Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь

Матричным методом получены собственные функции и собственные значения граничной задачи для линеаризованных уравнений Узаделя, описывающих критическое состояние многослойных структур типа сверхпроводник(S)/ферромагнетик(F). Собственные функции и собственные значения критической температуры исследуются в зависимости от количества бислоев и от толщины ферромагнитного слоя S/F структуры. Утверждается, что различные собственные состояния могут обнаруживать себя уширением переходной резистивной характеристики в силу неоднородности границ между слоями.

В настоящее время экспериментально доказано [1, 2], что критическое состояние сверхпроводимости трехслойных S/F/S и пятислойных F/S/F/S/F структур реализуется, в зависимости от толщины F-слоя, в одном из двух квантовых состояний: "0-состоянии" и "π -состоянии". Этим состояниям соответствуют различные сегменты зависимости критической температуры T_c от толщины F-слоя d_F, так что кривая $T_c(d_F)$ оказывается не монотонной и не гладкой. Для структур, обладающих плоскостью зеркальной симметрии (параллельной слоям), 0- и π- состояния описываются симметричной и антисимметричной конденсатной волновой функцией соответственно.

В данной работе рассматриваются, в рамках диффузионного приближения, структуры вида F+$N_{bl}\times$(S/F) с количеством S/F бислоев $N_{bl} > 2$. Для описания критического состояния этих структур решается граничная задача для линеаризованных уравнений Узаделя [1, 3]. Использован матричный метод [4]. В результате решения граничной задачи при различных значениях материальных параметров получены собственные значения критической температуры $T^{(k)}(N_{bl}, d_F)$ (k= 0,1,...) и соответствующие им собственные вектор-функции состояния $\mathbf{F}^{(k)}(z)$ (ось OZ направлена перпендикулярно поверхности слоев, координатная плоскость XOY совпадает с плоскостью симметрии структуры). Полученные решения обладают следующими свойствами: 1) Вектор-функции состояний симметричны, или антисимметричны: $\mathbf{F}^{(2k)}(z) = \mathbf{F}^{(2k)}(-z)$, $\mathbf{F}^{(2k+1)}(z) = -\mathbf{F}^{(2k+1)}(-z)$. 2) Количество собственных значений совпадает с числом бислоев структуры. 3) Собственные значения можно пронумеровать в соответствии с количеством нулей вектор-функции состояния.

Для многослойной структуры, так же как и для S/F/S, реализуется либо 0-, либо π- состояние для значений d_F, не принадлежащих окрестности точек пересечения (кроссовера) $d_{F,cr}$ зависимостей $T^{(k)}(d_F)$. Иначе говоря, истинной критической температуре $T_c = sup(T^{(k)})$ соответствуют, в зависимости от $d_F \neq d_{F,cr}$, либо симметричная вектор-функция состояния с наименьшим числом нулей, либо антисимметричная вектор-функция состояния с наибольшим числом нулей. Один из примеров зависимостей $T^{(k)}(d_F)$, рассчитанных вблизи кроссовера для 4-бислойной структуры, представлен на рис. 1. (Для расчета использованы параметры, близкие по своим значениям параметрам структур Nb/PdNi [5]). Черной сплошной линии на рисунке соответствует 0-состояние (кривая $T^{(0)}(d_F)$), красной сплошной линии соответствует π-состояние (кривая $T^{(3)}(d_F)$).

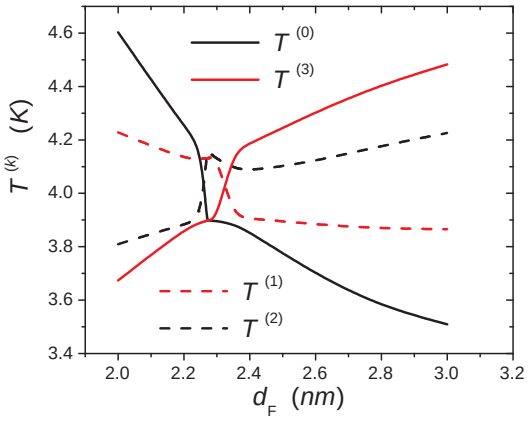


Рис. 1. Собственные значения критической температуры 4-бислойной структуры в зависимости от толщины F-слоя.

[1)] vnkushnir@gmail.com

Очевидно, в точках кроссовера значение критической температуры оказывается вырожденным, что приводит к радикальному изменению картины фазового перехода в сверхпроводящее состояние. На качественном уровне эту картину можно описать следующим образом. Вариации толщин F-слоев (которые для реальных структур всегда имеют место) приводят к разбиению S/F структуры на области, обладающие локальными значениями критической температуры (данное разбиение есть результат конкуренции состояний, описываемых вектор-функциями противоположной симметрии). Вследствие этого переход S/F структуры в сверхпроводящее состояние растягивается на некоторый температурный интервал. В начале перехода образуется небольшое количество сверхпроводящих областей. Их рост при понижении температуры определяется эффектом близости. Если эффект близости сильный, то фазовый переход начинается при меньшей температуре и занимает меньший температурный интервал, и наоборот. Таким образом, для многослойных S/F структур с толщинами F-слоя порядка $d_{F,cr}$ возможно уширение переходной резистивной характеристики. Обратим внимание на то, что данный эффект обусловлен близостью собственных значений $T^{(k)}, T^{(k+1)}$, которым соответствуют волновые функции противоположной четности. Следовательно, уширение резистивной характеристики возможно для многослойной структуры при условии, что разность между соседними собственными значениями $\Delta T^{(k)} = |T^{(k+1)} - T^{(k)}|$ порядка величины пространственных флуктуаций $\delta T^{(k)}$, вызванных неоднородностями образца.

Список литературы

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys., **77**, 935 (2005).
2. Y. Obi, M. Ikebe and H. Fujishiro, Phys. Rev. Lett. **94**, 057008 (2005).
3. K. Usadel, Phys. Rev. Lett., **25**, 507 (1970).
4. V. N. Kushnir, S.Ł. Prischepa, C. Cirillo and C. Attanasio, Eur. Phys. J. B. **52**, 9 (2006).
5. S.Ł. Prischepa, V. N. Kushnir, E. Ilyina, C. Attanasio, C. Iannone, C. Vecchione, R. T. Fittipaldi, J. Aarts, "Physics, chemistry, and applications of nanostructures", World Sci. 2007, 39.

Heat Transport along Vortex Lines in Clean Superconductors

N. B. Kopnin

Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland, L. D. Landau Institute for Theoretical Physics RAS, 117940 Moscow, Russia

A. S. Mel'nikov, V. I. Pozdnyakova, D. A. Ryzhov[1)], *M. A. Silaev, I. A. Shereshevskii*

Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

V. M. Vinokur

Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439

We develop a microscopic theory of single–electron low–energy transport in superconductor in the presence of applied magnetic field introducing vortex lines in a superconductor. Our theory is constructed analogously to the Landauer transport theory in mesoscopic conductors employing the idea that heat is carried by the quasiparticle modes propagating along the vortex core. We apply our method to calculation of the thermal conductance along the magnetic field in mesoscopic superconductors. We show that the vortex heat conductance in a mesoscopic sample is strongly enhanced as compared to its value for a bulk superconductor. This unusual behavior results from a strongly increased number of quasiparticle transport modes due to giant oscillations of energy levels, which originate from the interplay between the Andreev reflection at the vortex core boundary and the normal reflection at the sample edge or from quasiparticle tunneling between vortices.

Modern technology development provides a unique possibility to study subgap spectrum of quasiparticle in mixed state of superconducting samples. For well separated vortices positioned at distances much larger than the core radius the subgap spectrum can be described by the Caroli–de Gennes–Matricon (CdGM) theory [1]. At small energies $|\varepsilon| \ll \Delta_0$ the spectrum ε_μ for each individual vortex is a linear function of angular momentum μ: $\varepsilon_\mu \simeq -\mu\omega$, where $\omega \approx \Delta_0/(k_\perp \xi)$, Δ_0 is the superconducting gap value far from the vortex axis, $k_\perp = \sqrt{k_F^2 - k_z^2}$, k_F is the Fermi momentum, k_z is the momentum projection on the vortex axis, $\xi = \hbar V_F/\Delta_0$ is the coherence length, V_F is the Fermi velocity, and μ is half an odd integer. Experimentally the subgap spectrum can be probed, e.g., by the scanning tunneling microscopy or by the heat transport measurements. An important advantage of the heat conductance measurements along the vortex lines is associated with the fact that probing the number and transparency of quasiparticle transport channels this method appears to be sensitive also to the k_z–dependence of the spectrum.

We develop the Landauer approach [2, 3] described the electronic heat transport in superconductors and derive the heat current along the vortex using Bogoliybov–de Gennes theory. A general expression for the energy current along magnetic field direction is

$$I_\mathcal{E} = \int d^2r \sum_\mu \int \left\{ \varepsilon_\mu u^*_{\mu k_z} \left(\hbar k_z - \frac{e}{c} A_z \right) u_{\mu k_z} n(\varepsilon_\mu) \right.$$
$$\left. - \varepsilon_\mu v^*_{\mu k_z} \left(\hbar k_z + \frac{e}{c} A_z \right) v_{\mu k_z} \left[1 - n(-\varepsilon_\mu) \right] \right\} \frac{dk_z}{\pi m}. \quad (1)$$

Particles with the distribution $n(\varepsilon)$ carry the energy $+\varepsilon$ while the holes with the distribution $1 - n(-\varepsilon)$ carry the energy $-\varepsilon$. If the electrodes are in equilibrium, $1-n(-\varepsilon) = n(\varepsilon)$ at each electrode; the distribution inside the channel thus obeys the same relation. The sum runs over the states with $\varepsilon_\mu > 0$. Using the Bogoliubov–de Gennes equations one can derive the important identity for the electron– and hole– like wave functions of the bound states $u_{\mu k_z}$, $v_{\mu k_z}$ belonging to the eigenvalues ε_μ of a given momentum k_z [2]

$$\int \left[u^*_{\mu k_z} \left(k_z - \frac{e}{\hbar c} A_z \right) u_{\mu k_z} - \right.$$
$$\left. - v^*_{\mu k_z} \left(k_z + \frac{e}{\hbar c} A_z \right) v_{\mu k_z} \right] d^2r = \frac{m}{\hbar^2} \frac{\partial \varepsilon_\mu}{\partial k_z} \, .$$

Making use of this identity reduces the expression for the heat current to

$$I_\mathcal{E} = \sum_\mu \int_{-k_F}^{+k_F} \varepsilon_\mu n(\varepsilon_\mu) \frac{\partial \varepsilon_\mu}{\partial k_z} \frac{dk_z}{\pi\hbar} \, . \quad (2)$$

Equation (2) shows that, in a contrast to the electrical current, the energy flow is determined by the group velocity of excitations. Taking into account quasiparticle scattering at the normal metal/superconductor interface we introduce a probability P_{μ,k_z} of transmission from one lead to another. In the same manner

[1)] ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

as it was done for the charge transport in mesoscopic conductors (see, e.g., [4]) we conclude that excitations with a positive group velocity $v_g = \partial\varepsilon_\mu/\hbar\partial k_z$ have the distribution $n_L P_{\mu,k_z}$ where n_L is the distribution they had in the left lead. Similarly, excitations with a negative group velocity possess the distribution $n_R P_{\mu,k_z}$ where n_R is their distribution in the right lead. Since ε_μ is an even function of k_z we obtain

$$I_{\mathcal{E}} = \sum_\mu \int_0^{k_F} \varepsilon_\mu \left[n_L(\varepsilon_\mu) - n_R(\varepsilon_\mu)\right] P_{\mu,k_z} \left|\frac{\partial\varepsilon_\mu}{\partial k_z}\right| \frac{dk_z}{\pi\hbar}.$$

Defining the heat conductance as $I_{\mathcal{E}} = \kappa(T_L - T_R)$ where $T_{L,R}$ are the temperatures of the left and right electrodes respectively, one finds

$$\kappa = -\frac{1}{\pi T\hbar} \sum_\mu \int_0^{k_F} \varepsilon_\mu^2 \frac{dn(\varepsilon_\mu)}{d\varepsilon_\mu} P_{\mu,k_z} \left|\frac{\partial\varepsilon_\mu}{\partial k_z}\right| dk_z\,. \qquad (3)$$

We assume that $T_L - T_R \ll T_{L,R} \approx T$. Using the conductance quantum $\kappa_0 = \pi T/(3\hbar)$ (universal heat conductance per conducting mode in a normal metal), one can introduce the effective number of transverse modes propagating along the vortex line $N_{eff} = \kappa/\kappa_0$.

For an infinite sample in the limit $\omega_0 \ll T \ll \Delta_0$ we obtain a heat conductance for a single vortex $\kappa_v \sim T^2/(\hbar\omega_0)$ [here $\omega_0 = \omega(k_z = 0) \approx \Delta_0/(k_F\xi)$]. As one can see, it is the small group velocity of CdGM states which is responsible for a strong suppression of the heat conductance κ_v along a vortex core as compared to the Sharvin's conductance $\kappa_{Sh} \sim T(k_F\xi)^2/\hbar$ of a normal metal wire of the radius ξ at a certain temperature T: $\kappa_v/\kappa_{Sh} \sim (k_F\xi)^{-1}(T/\Delta_0) \ll 1$.

The quantum mechanics of quasiparticle excitations in *mesoscopic* superconductors turns out to be very sensitive both to the normal scattering of quasiparticles at the surface of superconductor [5] and to the quasiparticle tunneling between the vortex cores [6]. We suggest a description of a subgap quasiparticle spectrum in the multi–vortex state of a mesoscopic superconductor [7]. Taking the simplest example of the doubly–quantized vortex we have considered the evolution of the subgap spectrum which accompanies the splitting of the doubly–quantized vortex. We have shown that the minigap in the quasiparticle spectrum is absent for the intervortex distances $a < a_c \approx \xi\ln(k_F\xi)$. The spectrum of a single vortex placed near the parabolic surface is transformed analogously to the two–vortex system and the minigap in the spectrum is suppressed when the distance from the vortex to the surface is less than the critical value: $d < d_c \approx (\xi/2)\ln(k_F\xi)$. When the distance is of the order of the vortex core size, the interlevel spacing in the vortex spectrum becomes larger than the CdGM value. This effect leads to the disappearance of the subgap branch when the vortex approaches the surface.

We have analyzed the heat conductance along the magnetic field in the multi–vortex state in a mesoscopic superconductor [7]. Applying the general formula to the vortex pair we have observed a significant decrease of the heat conductance as a function of the growing intervortex distance. Even in the limit of the zero intervortex distance, i.e. for a doubly–quantized vortex, the number of conducting modes $N_{eff} \sim k_F\xi$ appears to be much less than the value $N_{Sh} = \kappa_{Sh}/\kappa_0 \sim (k_F\xi)^2$, which determines the number of conducting modes for a normal metal wire of the radius ξ. At nonzero intervortex distances and in the temperature region $\omega_0 < T \ll \Delta_0$ the effective number of transport modes is a linear function of temperature: $N_{eff} = N_0 + \alpha T$. The splitting of the doubly–quantized vortex is accompanied by the decrease of the residual number of modes N_0 and at rather large intervortex distances we get the doubled heat conductance of a single vortex: $N_{eff} \sim T/\omega_0 \ll k_F\xi$. Also we have shown that the normal reflection at the surface of the sample leads to a considerable increase in the heat conductance along the magnetic field when the distance from the vortex to the sample boundary becomes rather small: $\xi \lesssim d < d_c$. The exit of a vortex from the sample is accompanied by the disappearance of the anomalous spectrum branch and, therefore, the heat conductance is suppressed at $d \lesssim \xi$.

We thank S. V. Sharov for valuable comments. This work was supported, in part, by Russian Foundation for Basic Research, by Program "Quantum Macrophysics" of RAS, and by Russian Science Support and "Dynasty" Foundations.

References

1. C. Caroli, P. G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Rev. Lett. **9**, 307 (1964).
2. N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, and V. M. Vinokur, Phys. Rev. B **68**, 054528 (2003).
3. N. B. Kopnin et al., Phys. Rev. B **75**, 024514 (2007).
4. S. Datta, Electronic transport in mesoscopic systems (Cambridge 1995).
5. N. B. Kopnin et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 197002 (2005).
6. A. S. Melnikov, M. A. Silaev, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **83**, 675 (2006) [JETP Lett. **83**, 578 (2006)].
7. A. S. Melnikov, D. A. Ryzhov, M. A. Silaev, arXiv:0804.0685 (to be published in Phys. Rev. B).

Соотношение ток-фаза в джозефсоновском переходе с контролируемой фазовой неоднородностью

А. В. Самохвалов[1)]

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105,Россия

Теоретически изучены свойства гибридной системы ферромагнетик-сверхпроводник (FS), состоящей из джозефсоновского перехода, помещенного в неоднородное поле магнитной частицы. Выполнены расчеты распределения разности фаз в переходе, вызванного формированием в сверхпроводящих электродах пары вихрей Абрикосова противоположного направления, индуцированных магнитным полем частицы. Изучено влияние мелкомасштабной фазовой модуляции на соотношение между плотностью джозефсоновского тока и разностью фаз на переходе. Показано, что равновесное значение разности фаз зависит от положения и размера пары вихрь-антивихрь в контакте и может изменяться в широких пределах от 0 до π. Обсуждаются возможности создания джозефсоновского φ-контакта на основе такой гибридной FS структуры.

Для постоянной величины критической плотности джозефсоновского тока $j_c > 0$ и простейшей синусоидальной ток-фазовой зависимости $j(\varphi) = j_c \sin\varphi$, измеряемый в экспериментах джозефсоновский ток через контакт I_J определяется выражением

$$I_J = j_c \int\limits_{S_J} d\mathbf{r}\, \sin\left(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0\right), \qquad (1)$$

в котором интеграл вычисляется по площади перехода S_J. Постоянную разность фаз φ_0 в (1) следует выбирать из условия минимума джозефсоновской энергии

$$E_J = \frac{\hbar I_c}{2e} - \frac{\hbar j_c}{2e} \int\limits_{S_J} d\mathbf{r}\, \cos\left(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0\right). \qquad (2)$$

В отсутствие внешнего поля и тока через контакт ($\psi(\mathbf{r}) = 0$), минимум энергии $E_J = (\hbar I_c/2e)(1 - \cos\varphi_0)$ реализуется в основном состоянии, для которого $\varphi_0 = 0$ (0−состояние). Возможность изменения знака ток-фазовой зависимости $j(\varphi) = -j_c \sin\varphi = j_c \sin(\varphi + \pi)$ была впервые предсказана на примере джозефсоновского контакта, содержащего магнитные примеси, и SFS-перехода с ферромагнитным барьером (см, обзор [1]). В этом случае разность фаз на переходе в основном состоянии равна π, и формально удобно считать, что $j_c < 0$. Подобные π−состояния наблюдались в последнее время экспериментально в SNS-переходах с неравновесным заполнением андреевских уровней, в джозефсоновских переходах на основе сверхпроводников d−типа и в SFS-контактах [2].

Другой способ создания основного состояния с $\varphi_0 \neq 0$ связан с возможностью формирования в джозефсоновском переходе с $j_c > 0$ мелкомасштабной фазовой неоднородности $\psi(\mathbf{r})$. В качестве источников такой фазовой неоднородности могут служить одиночные вихри Абрикосова, захваченные в электродах контакта [3], а также инжекция внешнего тока в переход на масштабе меньшем характерной джозефсоновской длины λ_J [4].

В последнее время был предложен и успешно реализован иной способ формирования контролируемой системы фазовых неоднородностей в джозефсоновском переходе, основанный на взаимодействие контакта с неоднородным магнитным полем ферромагнитных наночастиц, расположенных вблизи барьера [5]. Периодическая модуляция джозефсоновской разности фаз, создаваемая полем рассеяния регулярного массива магнитных частиц, оказывает существенное влияние на критический ток контакта I_c и изменяет ток-фазовую зависимость перехода [6].

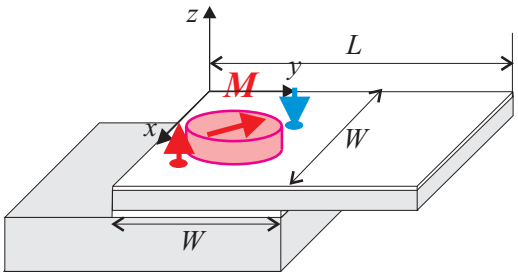


Рис. 1. Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из джозефсоновского перехода ($W \times W$) и ферромагнитной частицы. Пара вихрь–антивихрь показана вертикальными стрелками у противоположных полюсов частицы, однородно намагниченной в плоскости перехода.

[1)] samokh@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе теоретически изучено влияние фазовой модуляции, создаваемой полем одиночной магнитной частицы, на соотношение между плотностью джозефсоновского тока и разностью фаз на переходе. Показано, что в отсутствие внешнего поля и тока через контакт равновесное значение разности фаз φ_0 может изменяться в широких пределах от 0 до π. Обсуждаются возможности создания на основе такой гибридной FS структуры джозефсоновского контакта с контролируемой разностью фаз φ_0.

Рассмотрим гибридную FS систему, состоящую из джозефсоновского перехода на верхнем электроде которого, расположена магнитная частица, однородно намагниченная в плоскости контакта и создающая в верхнем электроде пару вихрей противоположного направления, как показано на рис. 1. Электроды контакта представляют собой длинные полоски ($L \gg W$) сверхпроводника второго рода шириной $W \gg \lambda$, толщиной $t_{1,2} > \lambda$, и параметром Гинзбурга–Ландау $\lambda/\xi \gg 1$. Опуская детали модели и методику вычисления распределения разности фаз в переходе $\psi(\mathbf{r})$, подробно изложенную в [6], приведем результаты анализа основного состояния джозефсоновского контакта с искусственной фазовой неоднородностью.

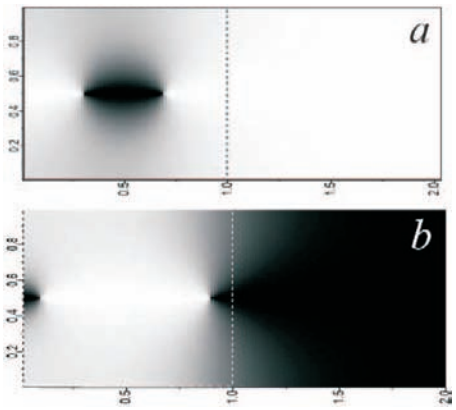


Рис. 2. Распределение $\cos(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0)$ в плоскости перехода для двух значений размера пары вихрь–антивихрь d: a. $d = 0.4\,W$; b. $d = 0.8\,W$. Белый цвет соответствует $\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0 = 0$, черный цвет – $\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0 = \pi$. Граница перехода показана пунктиром.

На рис. 2 показаны результаты расчетов распределения джозефсоновской разности фаз $\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0$ в переходе для двух значений размера пары вихрь–антивихрь d. Неоднородное слагаемое $\psi(\mathbf{r})$ существенно только в той части электродов, где отличен от нуля магнитный поток, создаваемый парой вихрь–антивихрь. Поэтому, на расстояниях L

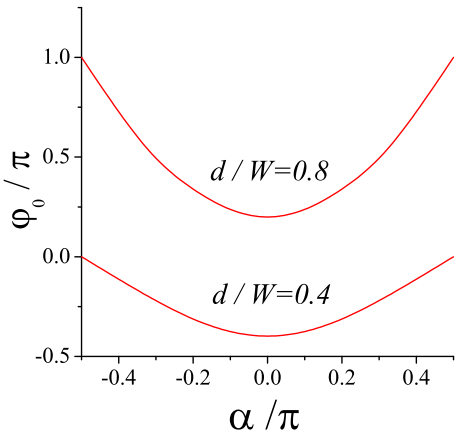


Fig. 3. Зависимость фазы φ_0 от положения $\mathbf{r}_{v,a}$ вихря (v) и антивихря (a) в плоскости перехода: $\mathbf{r}_{v,a} = (d/2)\,(1 \mp \cos\alpha,\ 1 \mp \sin\alpha)$.

от перехода порядка размера области неоднородности $\psi(\mathbf{r})$ величина $\psi(y \to \infty) + \varphi_0 \simeq \varphi_0$ определяет ток-фазовое соотношение контакта $j(\varphi) = j_c \sin(\varphi + \varphi_0)$. На рис. 3 приведены зависимости фазы φ_0 от положения и размера d пары вихрь–антивихрь, индуцированной магнитной частицей $\mathbf{M}$ в верхнем электроде джозефсоновского перехода. Легко видеть, что равновесное значение разности фаз φ_0 существенно зависит от положения вихрей в контакте и может изменяться в широких пределах от 0 до π. Это означает возможность изменения разности фаз основного состояния джозефсоновского контакта полем магнитной частицы, и формирования на основе такой гибридной FS структуры $\varphi-$контакта [7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, и программы РАН “Квантовая макрофизика”.

Список литературы

1. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. J. J. A. Baselmans et al. Nature (London) **397**, 43 (1999); C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000); V. V. Ryazanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001);
3. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **92**, 1512 (1987);
4. A.V. Ustinov, Appl. Phys. Lett. **80**, 3153 (2002); E. Goldibin et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
5. С. Н. Вдовичев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 758 (2004); A. A. Fraerman et al., Phys. Rev. B **73**, 100503(R) (2006).
6. А. В. Самохвалов, ЖЭТФ **131**, 500 (2007).
7. A. I. Buzdin, A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **67**, 220504(R) (2003).

Квантовые осцилляции в магнитном поле критического тока, сопротивления и постоянного напряжения, наблюдаемые на системах асимметричных сверхпроводящих колец

В.А. Тулин[1)], *В.Л. Гуртовой*, *А.И. Ильин*, *А.В. Никулов*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г.Черноголовка, Московская обл.

M. Exarchos, *R. Shaikhaidarov*, *В.Н. Антонов*

Physics Department, Royal Holloway University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, UK

Квантовые осцилляций сопротивления и постоянного напряжения, наблюдаемые на системах как симметричных так и асимметричных колец и критического тока симметричных колец соответствуют условию квантования циркуляции сверхпроводящего тока. Но квантовые осцилляции критического тока, наблюдаемые на асимметричных кольцах, противоречат этому условию. Странность данного эффекта может иметь важное значения для понимания особенностей макроскопических квантовых явлений, существование которых связывается с бозе-эйнштейновской конденсацией.

Сверхпроводимость является первым из обнаруженных макроскопических квантовых явлений, существование которых связывается с бозе-эйнштейновской конденсацией [1]. Это явление было открыто в 1911 году, сверхтекучесть в 1937 году и только в 1995 году был получен бозе-эйнштейновской конденсат газа [2]. Такая последовательность является не случайной, так как температура бозе-эйнштейновской конденсации [1]

$$T_{BEC} = \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B}(\frac{n}{2.612})^{2/3} \qquad (1)$$

пропорциональна плотности n и обратно пропорционально массе m частиц. Согласно формуле (1) конденсацию бозе-частиц с массой m электрона и их плотностью n в металле можно ожидать при $T_{BEC} \approx 50000\ K$, жидкого гелия при $T_{BEC} \approx 1\ K$ и разряженного газа атомов натрия с плотностью $n \approx 10^{14}$ атом/см^3 при $T_{BEC} \approx 10^{-6}\ K$ [2]. Теории этих квантовых явлений создавались в обратной последовательности. Теория конденсации идеального газа была создана Бозе и Эйнштейном в 1925 году, первая теория сверхтекучести Ландау в 1941 году [3], теория сверхпроводимости БКШ в 1957 году. Согласно (1) высокотемпературная сверхпроводимость была бы неизбежна, если бы электроны были бозонами, а не фермионами. Но электроны являются фермионами и условием их конденсации является спаривание. Механизм спаривания в ВТСП остается предметом дискуссий. В данной работе мы хотели бы обратить внимание на проблему, которая должна проявляться во всех сверхпроводниках, независимо от типа спаривания и которая может быть важна при исследовании других явлений, связанных с бозе-эйнштейновской конденсацией.

Ландау угадал [3] выражение для плотности сверхпроводящего тока

$$j_s = \frac{q}{m}n_s(\hbar\nabla\varphi - qA) \qquad (2)$$

задолго до создания теории БКШ. Выражение (2) объясняет эффект Мейсснера [3] и предсказывает квантования магнитного потока [4] и циркуляции скорости носителей заряда [5], наблюдавшиеся впервые через двадцать лет после публикации статьи Ландау [3].

Согласно условию квантование $\oint_l dl\nabla\varphi = 2\pi n$, следующего из условия однозначности волновой функции $\Psi = |\Psi|\exp(i\varphi)$, и (2) равновесная величина циркуляции сверхпроводящего тока $\oint_l dl j_s$ должна иметь минимальное значение при магнитном потоке внутри кольца $\Phi = \oint_l dlA$ кратном $\Phi = n\Phi_0$ кванту потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/q$ и максимальное значение при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$. В соответствии с этим максимумы осцилляций сопротивления $R(\Phi/\Phi_0)$ наблюдаются при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ и минимумы при $\Phi = n\Phi_0$ [5, 6, 7], а величина критического тока $I_c(\Phi/\Phi_0)$ симметричного кольца имеет максимум при $\Phi = n\Phi_0$ и минимум при $\Phi = (n+0.5)\Phi_0$ [7]. Осцилляции постоянного напряжения $V_{dc}(\Phi/\Phi_0)$, наблюдаемые на асимметричных сверхпроводящих кольцах, также соответствуют (2) и условию квантования [6, 8, 9].

Таким образом, выражения Ландау (2) предсказало многие квантовые явления. Однако мы обнаружили, что осцилляции критического тока асимметричных колец [7, 9] не соответствуют (2)

[1)] tulin@iptm.ru

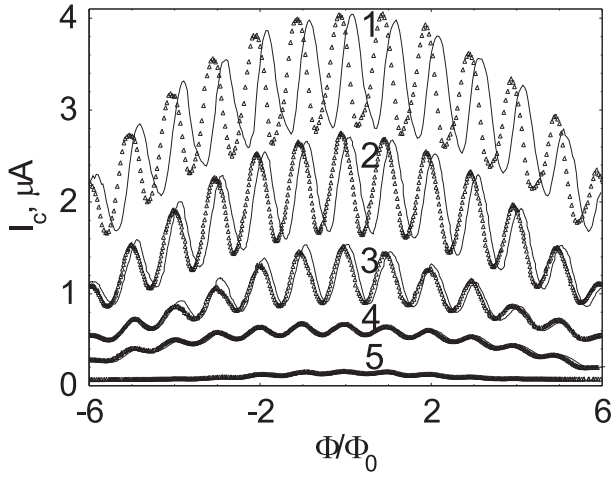


Рис. 1. Квантовые осцилляции критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$, измеренного в противоположных направлениях на системе 110 последовательно соединенных асимметричных алюминиевых колец диаметром $2r = 2$ мкм и шириной половинок колец $w_n = 0.2$ мкм и $w_w = 0.4$ мкм. $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ - показана сплошной линией; $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ - треугольниками. 1) $T \approx 0.968T_c = 1.313$ K, $I_c \approx 4.1$ мкА, $2\Delta\phi \approx 0.3$; 2) $T \approx 0.975T_c$, $I_c \approx 2.8$ мкА, $2\Delta\phi \approx 0.16$; 3) $T \approx 0.981T_c$, $I_c \approx 1.6$ мкА, $2\Delta\phi \approx 0.1$; 4) $T \approx 0.989T_c$, $I_c \approx 0.7$ мкА, $2\Delta\phi \approx 0.08$; 5) $T \approx 0.998T_c$, $I_c \approx 0.15$ мкА, $2\Delta\phi \approx 0.05$.

и условию квантование. Зависимости критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ одиночных алюминиевых колец диаметром $2r = 4$ мкм, измеренные в противоположных направлениях, смещаются в противоположные стороны на четверть кванта потока $\Delta\phi = \Delta\Phi/\Phi_0 \approx 0.25$ с появлением асимметрии кольца [7]. Это обеспечивает анизотропию критического тока $I_{an}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0) - I_{c-}(\Phi/\Phi_0) \approx I_{c-}(\Phi/\Phi_0 + 2\Delta\phi) - I_{c-}(\Phi/\Phi_0) \neq 0$ [9] и эффект выпрямления $V_{dc}(\Phi/\Phi_0) \neq 0$, наблюдаемый на асимметричных кольцах [8, 9], но сдвиг смещает экстремумы $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ в положение $\Phi = (n \pm 0.25)\Phi_0$, что противоречит условию квантования и (2).

Продолжение исследований данного парадоксального эффекта, проведенное нами на системах с разным числом асимметричных колец диаметром $2r = 4$ мкм, $2r = 2$ мкм и $2r = 1$ мкм, не столько прояснило сколько осложнило ситуация. При исследовании на единичных кольцах диаметром $2r = 4$ мкм было обнаружено, что величина сдвига $2\Delta\phi \approx 0.5$ не зависит ни от величины критического тока, изменяющейся с температурой $I_c(T)$, ни от отношения сечений половинок колец в интервале $w_w/w_n = 1.25 \div 2$ [7]. В отличие от этого при исследовании систем колец мы обнаружили, что величина сдвига $2\Delta\phi$ изменяется с температурой, Рис.1. Отметим, что это изменение не может объяснено изменением дополнительного потока $\Phi_{Ic} = LI_c(w_w - w_n)/2(w_w + w_n)$, создаваемого измерительным током, вследствие его малой величины $\Phi_{Ic} < 0.01\Phi_0$.

Странность поведения осцилляций критического тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ делает актуальным исследование данного явления на асимметричных кольцах из других сверхпроводников, включая ВТСП. Такие исследования могут быть важны для лучшего понимания особенностей не только сверхпроводимости, но и других макроскопических квантовых явлений.

Работа выполнена в рамках программ исследований Отделения информационных технологий и вычислительных систем РАН “Организация вычислений с использованием новых физических принципов”, проект “Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью”, Президиума РАН “Квантовые наноструктуры” и РФФИ, проект 08-02-99042-р-офи.

Список литературы

1. Д.Р. Тилли, Дж. Тилли, Сверхтекучесть и сверхпроводимость. Изд. *Мир*, Москва 1977. (D.R. Tilley, J. Tilley, Superfluidity and Superconductivity. Van Nostrand Reinhold Company, New York 1974)
2. K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
3. Л.Д. Ландау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941).
4. B. S. Deaver, Jr. and W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett., **7**, 43 (1961); R. Doll and M. Nobauer, Phys. Rev. Lett., **7**,51 (1961).
5. W. A. Little and R. D. Parks Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
6. А.А. Бурлаков, В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, В.А. Тулин, Письма в ЖЭТФ **86**, 589 (2007).
7. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, С.В. Карпий, А.В. Никулов, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **132**, 297 (2007).
8. С.В. Дубонос, В.И. Кузнецов, И.Н.Жиляев, А.В. Никулов, А.А. Фирсов, Письма в ЖЭТФ **77**, 439 (2003); (JETP Lett. **77**, 371 (2003)).
9. В.Л. Гуртовой, С.В. Дубонос, А.В. Никулов, Н.Н. Осипов, В.А. Тулин, ЖЭТФ, **132**, 1320 (2007).

Многократное Андреевское отражение в массивах сверхпроводящих контактов

N. Chtchelkatchev [1)]

Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка

T. I. Baturina

Институт Физики Полупроводников, 630090 Новосибирск

A. Glatz, V. M. Vinokur

Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439,USA

Incoherent multiple Andreev reflection (MAR) in dirty arrays of superconductor – normal metal – superconductor junctions have been recently intensively experimentally investigated. The fact that the voltages at the superconductors of the array are generally incommensurate makes additional problems for theory because then the effective MAR-circuits should have continuum amount of elements. Surprisingly, the transport problem in SNS arrays is analytically solvable. It is shown, in particular, that the subgarmonic structures in the current voltage characteristics may do appear, as experiments show, at voltages that do not correspond to integers of $2\Delta/eV$.

Протекание тока в сверхпроводящих контактах тесно связано с явлением Андреевского отражения[1], когда боголюбовские квазичастицы, электроны и дырки, отражаясь от поверхности сверхпроводника, генерируют в нем купперовские пары (или происходит обратный процесс). Теоретические исследования неравновесного транспорта в неупорядоченных сверхпроводящих джозефсоновских структурах, например, типа сверхпроводник (S) - нормальный металл (N) - сверхпроводник обычно сложны тем, что приходится иметь дело с матричными функциями Грина (в Келдышевском и Намбу пространствах), нетривиально зависящими от двух времен, и удовлетворяющими существенно нелинейным и неоднородным в координатном пространстве уравнениям в частных производных. Аналитическое решение этих уравнений можно найти только в ограниченном числе случаев, и эти решения обычно имеют такую же ценность, как, например, аналитические решения уравнений Навье-Стокса или уравнения Шредингера.

Некоторое продвижение в аналитическом исследовании транспорта в SNS контактах сделано в работе [2], где показано, что можно частично решить уравнения для функций Грина, используя схемотехнику, если нормальные части контактов “длинные”. Это значит, что их характерные размеры значительно превышают характерный масштаб спадания волновой функции куперовских пар вглубь нормального металла, но меньше соответствующей длинны энергетической релаксации

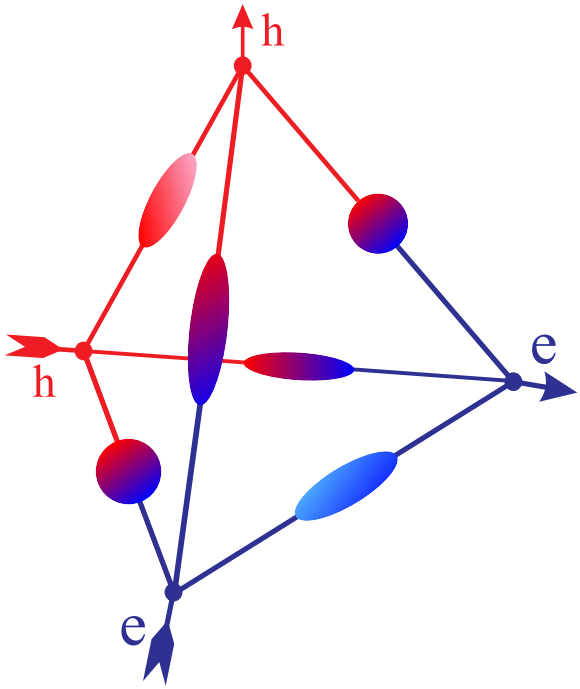


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая прохождение электрон-дырочного тока из одного нормального металла в другой через сверхпроводящий островок. Узлам схемы соответствуют не напряжения, а квазичастичные функции распределения. Двухцветные сопротивления описывают андреевское отражение и андреевское прохождение через островок сверхпроводника.

[1)] nms@itp.ac.ru

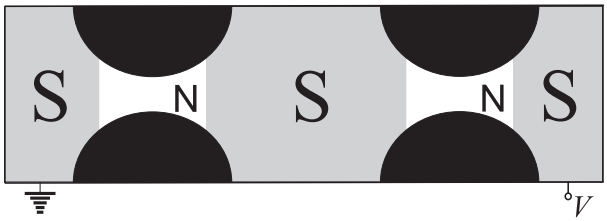


Рис. 2. Простейший линейный массив SNS контактов, SNSNS. Серым цветом показан сверхпроводник, черным – изолятор, белым – нормальный метал.

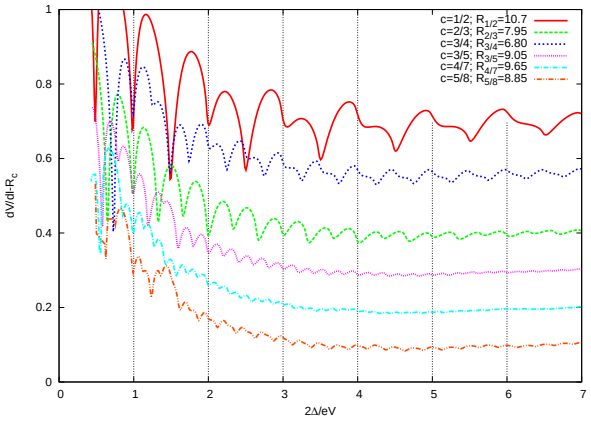


Рис. 3. Субгармонические особенности ВАХ могут появляться не только при напряжениях на границе SNSNS-контакта, таких что $2\Delta/eV$ – целое число, но и при промежуточных значениях напряжений. Здесь c – отношение напряжения на сверхпроводящем островке к полному напряжению V.

электронов. В этом случае, в термодинамическом равновесии эффект близости между сверхпроводниками почти полностью подавлен (например, стационарный эффект джозефсона экспоненциально мал по размеру нормальных областей). Известно, что в неравновесном случае, когда между сверхпроводниками длинного SNS контакта имеется конечная разность потенциалов, эффект близости в некотором смысле восстанавливается: в вольтамперной характеристике появляются субгармонические особенности, связанные с многократным Андреевским отражением (МАР) боголюбовских квазичастиц от NS границ. МАР в сверхпроводящих контактах, о которых выше шла речь, принято называть некогерентным, так как эффекты, связанные с интерференцией волновых функций боголюбовских квазичастиц в нормальном металле, не дают вклада в электронный транспорт (в отличие от обычного эффекта Джозефсона в “коротких” сверхпроводящих контактах). К сожалению, подход работы [2] верен только для симметричных в пространстве SNS контактов, этот подход неприменим для массивов контактов, ибо он приводит в этом случае к линейным системам уравнений с даже не счетным, а с континуалным числом элементов. В последнее время экспериментально найдено много интересных эффектов, связанных с некогерентным МАР в массивах SNS контактов [3]. Эти экспериментальные работы стимулировали поиск ответа на вопрос, можно ли добиться успеха в аналитическом описании квантового транспорта в несимметричных SNS контактах или в случае массивов таких контактов. Разработана техника [4, 5], позволяющая сводить задачу нахождения тока в данных системах к исследованию распределения тока по некой эффективной сетки сопротивлений. Например, на рис. 1 изображена схема, иллюстрирующая прохождение электрон-дырочного тока из одного нормального металла в другой через сверхпроводящий островок, см. рис. 2. Узлам схемы соответствуют не напряжения, а квазичастичные функции распределения. Двухцветные сопротивления описывают андреевское отражение и андреевское прохождение через островок сверхпроводника. На рис. 3 показано, что субгармонические особенности ВАХ могут появляться не только при напряжениях на границе сетки, таких что $2\Delta/eV$ – целое число, но и при промежуточных значениях напряжений.

Список литературы

1. A.F.Andreev, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)].
2. E.V. Bezuglyi, E.N. Bratus', V.S. Shumeiko *et al*, Phys.Rev. B **62**, 14439 (2002).
3. T.I. Baturina, Yu. A. Tsaplin, A.E. Plotnikov et al, JETP Lett. **81**, 10 (2005); T.I. Baturina, D.R. Islamov, Z.D. Kvon, JETP Lett. **75**, 326(2002). T.I. Baturina, Z.D. Kvon, A.E. Plotnikov, Phys. Rev. B 63, 180503 (2001).
4. N.M. Chtchelkatchev, JETP. Lett. **83**, 294 (2006).
5. N.M. Chtchelkatchev et. al., Некогерентный электронный транспорт в сверхпроводящих контактах, (in preparation).

Квантовые осцилляции проводимости границы сверхпроводник - двумерный электронный газ в магнитном поле

N. Chtchelkatchev [1)], *I. Burmistrov*

Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка

We develop the theory for the current voltage characteristics of a two-dimensional electron gas - superconductor interface in magnetic field at arbitrary temperatures and in the presence of the surface roughness. Our theory predicts that in the case of disordered interface the higher harmonics of the conductance oscillations with the filling factor are strongly suppressed as compared with the first one; it should be contrasted with the case of the ideal interface for which amplitudes of all harmonics involved are of the same order. Our findings are in qualitative agreement with recent experimental data.

Нами найдена вольтамперная характеристика границы сверхпроводник - двумерный электронный газ в магнитном поле с учетом беспорядка на границе [1]. В данной задаче существенную роль оказывает многократное андреевское отражение[2] электронов и дырок от сверхпроводника. Магнитное поле искривляет орбиты квазичастиц; благодаря этому эффекту отраженные от сверхпроводника квазичастицы возвращаются к сверхпроводнику опять, испытывают нормальное и Андреевское отражение, дальше процесс повторяется снова, если граница сверхпроводника достаточно длинная, см. рис. 1. Эффект MAP проявляется в крайне нелинейной зависимости сопротивления контакта сверхпроводник-2DEG от магнитного поля. Пусть L – длина границы сверхпроводник - двумерный электронный газ, и R_c – циклотронный радиус. Тогда если $L/2R_c < 2$, то Боголюбовские квазичастицы успевают два раза отразится от сверхпроводника и интерферируют, что приводит к зависимости кондактанса от фактора заполнения ν типа: $g = g_0 + g_1 \cos(2\pi\nu + \delta_1)$, где δ_1 фазовый сдвиг практически не зависящий от магнитного поля.

Если $2 < L/2R_c < 3$, то появляется следующая гармоника в осциллирующей части кондактанса: $g = g_0 + g_1 \cos(2\pi\nu + \delta_1) + g_2 \cos(4\pi\nu + \delta_2)$ и т.д., см. рис. 3.

Обычно в экспериментах длина границы контакта L удовлетворяет условию: $L/2R_c > 3$. Кондактанс границы ведет себя на эксперименте как осциллирующая функция фактора заполнения: $g = g_0 + g_1 \cos(2\pi\nu + \delta_1)$. Высшие гармоники, например, типа $g_2 \cos(4\pi\nu + \delta_2)$, обычно не видны на эксперименте, $g_1 \gg g_2 \gg \ldots$. Теории, основанные на предположении о идеальности границы (сверхпроводник - двумерный электронный газ), не могут описать даже качественно осцилляции кондактанса с фактором заполнения в экспериментах, так как они предсказывают $g_1 \sim g_2 \sim \ldots$. В на-

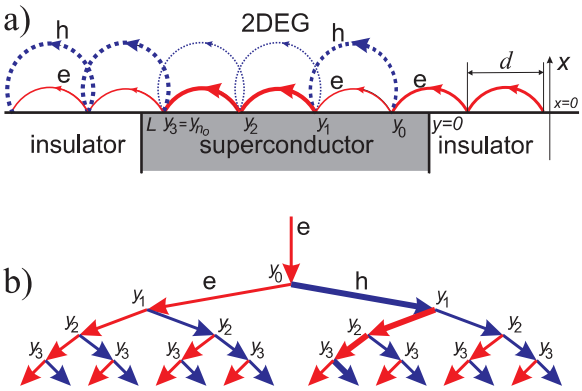


Рис. 1. а) Магнитное поле искривляет орбиты квазичастиц; благодаря этому эффекту отраженные от сверхпроводника квазичастицы возвращаются к сверхпроводнику опять, испытывают нормальное и Андреевское отражение, дальше процесс повторяется снова, если граница сверхпроводника достаточно длинная. б) Схема, иллюстрирующая рождение квазичастиц на границе сверхпроводник - двумерный электронный газ в магнитном поле при нормальном и Андреевском отражении.

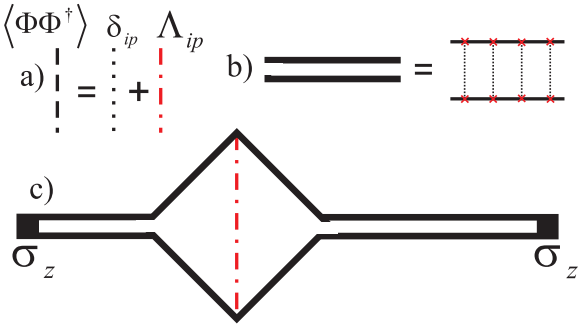


Рис. 2. Примеры диаграмм, которые дают вклад в ток в случае диффузной границы сверхпроводник - двумерный электронный газ.

[1)] nms@itp.ac.ru

шей работе разработаны аналитические диаграммные методы расчета транспортных характеристик контактов сверхпроводник-2DEG, где учитывалась возможность диффузности границы контакта, см. рис. 4. Экспериментальные данные [3] хорошо согласуются с нашими расчетами [1].

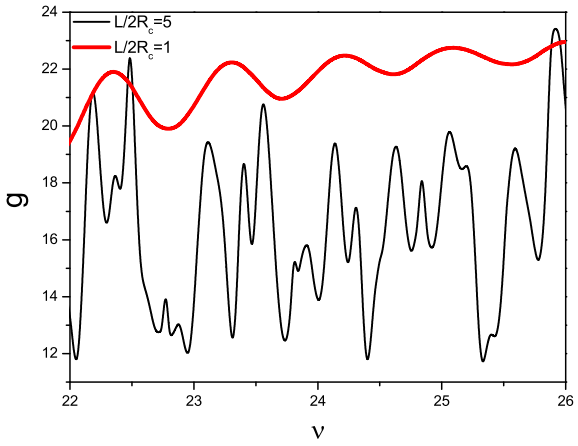


Рис. 3. Теоретическая зависимость безразмерного кондактанса идеально гладкой границы сверхпроводник - двумерный электронный газ от фактора заполнения. Если $L/2R_c < 2$, то Боголюбовские квазичастицы успевают два раза отразится от сверхпроводника и интерферируют, что приводит к зависимости кондактанса от фактора заполнения ν типа: $g = g_0 + g_1 \cos(2\pi\nu + \delta_1)$, где δ_1 фазовый сдвиг практически не зависящий от магнитного поля. Если $2 < L/2R_c < 3$, то появляется следующая гармоника в осциллирующей части кондактанса: $g = g_0 + g_1 \cos(2\pi\nu + \delta_1) + g_2 \cos(4\pi\nu + \delta_2)$. Параметрам эксперимента соответствует черная кривая, однако на эксперименте видна только одна гармоника, а черному графику соответствует много гармоник...

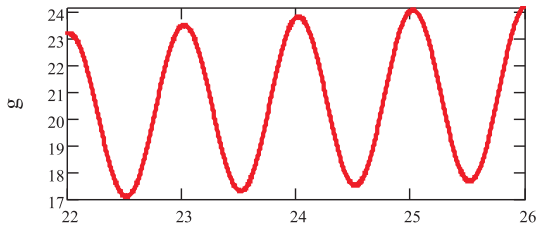


Рис. 4. Теоретическая зависимость безразмерного кондактанса диффузной границы сверхпроводник - двумерный электронный газ от фактора заполнения в случае $L/2R_c = 5$, см. рис. 3.

Список литературы

1. N.M. Chtchelkatchev, I.S. Burmistrov, Phys. Rev. B **75**, 214510 (2007).
2. A.F.Andreev, Zh. Éksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964)].
3. I. E. Batov, Th. Schapers, N.M. Chtchelkatchev, A.V. Ustinov, and H. Hardtdegen, Phys. Rev. B **76**, 115313 (2007).

Tunable anisotropic nonlinearity in perforated superconducting films with asymmetric pinning potential

A. Yu. Aladyshkin[1)]

Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950, Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia
INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium

C. C. de Souza Silva

Departamento de Fisica, Universidade Federal de Pernambuco, Cidade Universitaria, 50670-901 Recife-PE, Brazil

J. Van de Vondel, V. V. Moshchalkov

INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium

We demonstrate that the loss of the mirror symmetry of the pinning potential leads to the appearance of even Fourier components in the voltage induced on the superconducting Al bridge at an injection of a sinusoidal bias current. Artificially-introduced asymmetry for vortex motion makes it possible to create low-resistive materials, in which nonlinearity depends on the direction of injected/induced electrical currents.

The controlled manipulation of the magnetic flux quanta (or vortices) in superconducting films under the action of non-equilibrium fluctuations or external excitations with zero average (vortex ratchet) has recently attracted a lot of interests (see, e.g., Refs. [1, 2, 3, 4, 5] and references therein). A preferable vortex motion in an easy direction can be experimentally realized in various one-dimensional (1D) and two-dimensional (2D) systems of reduced symmetry: in films modulated by triangular dots [2], in perforated films with regular arrays of asymmetric antidots [3], in mesoscopic singly-connected superconductors [4], and in superconductors placed in a spatially-modulated magnetic field [5]. All these systems can be potentially used for designing flux pumps for removal of unwanted trapped flux in superconducting devices [1], and dc rectifiers (diodes).

Here we have generalized the concept of unidirectional vortex dynamics in a ratchet potential for the case of *higher harmonics generation* and revealed an interrelation between the symmetry of pinning potential and the nonlinear properties of such nanostructured superconductors.

Two perforated Al microbridges (width 600 μm and thickness 50 nm) were evaporated by dc-sputtering on a Si/SiO_2 substrate. The pinning array, prepared with electron beam lithography, has a period $a = 3.0$ μm and it can be represented as a superposition of two interpenetrated square sublattices of big and small microholes ("antidots" of 1.2×1.2 μm^2 and 0.6×0.6 μm^2 in size (Fig. 1). Depending on the separation s between centers of these antidots the resulting complex array can be symmetrical (sample S, $s = 1.5$ μm) or asymmetrical (sample A, $s = 1.1$ μm) with respect to the $y-$axis.

Our ac four-probe measurements were carried out as follows [6]: a sinusoidal driving current $I = I_{ac}\sin(2\pi f t)$, applied to the superconducting bridge (the amplitude $I_{ac} = 141$ μA and the frequency $f = 1.11$ kHz), generates a voltage drop $V(t)$. This time-dependent voltage can be represented as $V(t) = \sum_{n=0}^{\infty} V_{nf}\sin(2\pi n f t + \varphi_n)$, where V_{nf} and φ_n are the amplitude and the phase of the $n-$th Fourier component. The amplitudes of the first, second and third Fourier harmonics V_f, V_{2f} and V_{3f} as well as the dc voltage V_0 as functions of the magnetic field H and temperature T were measured by a lock-in amplifier Signal Recovery 7225 and a nanovoltmeter Hewlett Packard 34420A.

As expected, the loss of mirror symmetry of the pinning landscape along the $y-$axis significantly in-

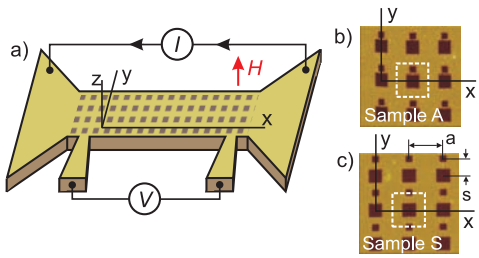


Fig. 1. (a) A schematic view of the perforated superconducting Al bridge; (b) and (c) Atomic force microscopy images of samples A and S.

[1)] E-mail: aladyshkin@yandex.ru

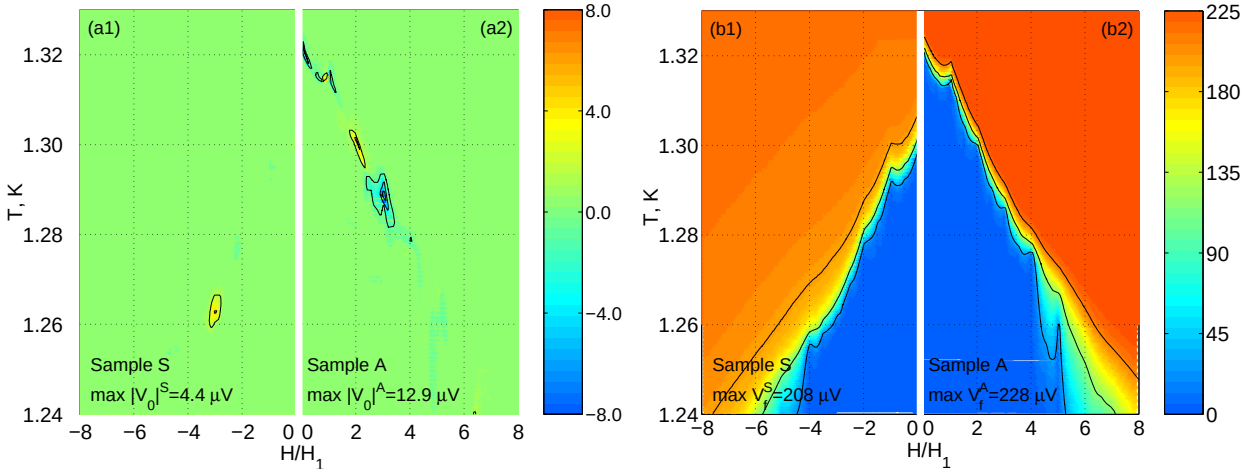


Fig. 2. The dependencies of the voltage, measured at zero and fundamental frequencies, on the external magnetic field H and temperature T: (a1) V_0^S, (a2) V_0^A, (b1) V_f^S, (b2) V_f^A. Only one half of the $H-T$ diagrams were shown since $|V_{nf}(H,T)| \simeq |V_{nf}(-H,T)|$. Solid black lines are the level curves, $|V_{nf}(H,T)| = \alpha \max V_{nf}$, $\alpha = 0.1, 0.5, 0.9$.

creases the dc rectification for sample A [see the panels (a1) and (a2) in Fig. 2]. We note that under the same conditions the diode effect for sample S is practically absent, except in the vicinity of the third matching field ($|H|/H_1 \simeq 3$). Such a 'resonant' rectification for the nominally symmetrical sample can be possibly associated with a loss of the mirror symmetry of the vortex lattice.

The $H-T$ diagrams of the response at the second Fourier harmonic, V_{2f}^S and V_{2f}^A seem to be similar to that for the dc response in many respects [compare panels (a1) in Fig. 2 and 3]. Due to a larger "signal-to-noise" ratio for measurement of the second Fourier harmonic in comparison with dc measurements, these modulation measurements appear to be more effective for probing the symmetry properties of the samples.

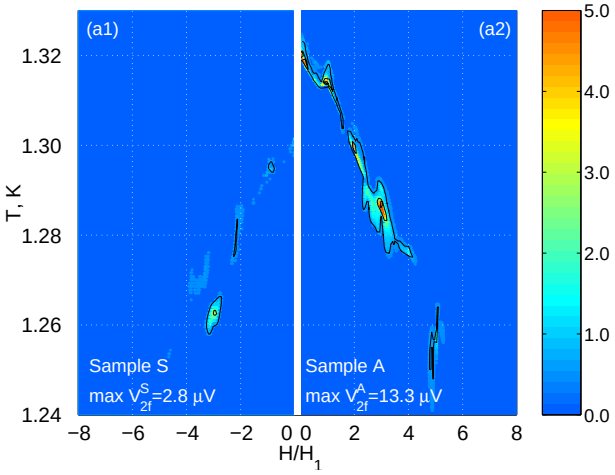


Fig. 3. Same as Fig. 2, but for the double frequency: (a1) V_{2f}^S, (a2) V_{2f}^A.

Summarizing, we have demonstrated that the nonlinear properties of the nanostructured superconductors can be tuned by making the pinning landscape of a required symmetry, and thus we proposed a tunable vortex frequency converter. Such a symmetry-breaking induced harmonics generation could be a basis for designing the materials with an anisotropic nonlinearity (or sensitive to the polarization of the incident electromagnetic wave).

This work was supported by the NES – ESF program, the Belgian IAP, the Fund for Scientific Research – Flanders (F.W.O), the Brazilian research agency CNPq, the RFBR fund, RAS under the program "Quantum macrophysics" and the Presidential grant MK-4880.2008.2.

References

1. C.-S. Lee *et al.*, Nature (London) **440**, 337 (1999); J.F. Wambaugh *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5106 (1999).
2. J.E. Villegas *et al.*, Science **302**, 1188 (2003).
3. J. van de Vondel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 057003 (2005); C.C. de Souza Silva *et al.*, Nature **440**, 651 (2006).
4. N. Schildermans *et al.*, Phys. Rev. B **76**, 224501 (2007).
5. C.C. de Souza Silva *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 117005 (2007).
6. A.Yu. Aladyshkin *et al.*, submitted to Appl. Phys. Lett. (2008).

Численное решение уравнений Гинзбурга-Ландау с различными граничными условиями

П. И. Безотосный[1)]

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Численными методами было изучено влияние граничных условий на решения уравнений Гинзбурга-Ландау для сверхпроводящих пластин в безвихревом пределе. Обнаружено, что изменение граничных условий приводит к существенным изменениям результатов решения этих уравнений. В частности, обнаружено уменьшение критической температуры и плотности критического тока по сравнению с током распаривания.

Поведение сверхпроводников в магнитном поле на основе решения системы нелинейных уравнений Гинзбурга - Ландау (ГЛ) [1] изучалось во многих работах [2]. При этом обычно использовались, как и с самого начала [1], обычные граничные условия, одно из которых состоит в том, что градиент параметра порядка равен нулю на границе сверхпроводника. В работе [3], было показано, что для решения ряда задач - особенно в случае ВТСП - надо использовать другое, более общее, граничное условие.

В данной работе численными методами было изучено влияние граничных условий на решения уравнений ГЛ для сверхпроводящих пластин в безвихревом пределе по схеме, разработанной в работе [2]. Предполагалось, что пластина имеет бесконечную ширину и длину, транспортный ток I и внешнее магнитное поле H взаимно перпендикулярны и направлены вдоль пластины. В качестве транспортного тока использовалось произведение его плотности на толщину пластины d. В декартовой системе координат (x, y, z) с осями y и z, направленными параллельно плоскости поверхности пластины, причём ось z направлена параллельно внешнему магнитному полю, а транспортный ток течёт вдоль оси y, уравнения ГЛ записываются в виде:

$$\partial^2 U/\partial {x_\lambda}^2 - \psi^2 U = 0, \qquad (1)$$

$$\partial^2 \psi/\partial {x_\lambda}^2 + \kappa^2(\psi - \psi^3) - U^2\psi = 0, \qquad (2)$$

где ψ - модуль параметра порядка и κ - параметр ГЛ. При этом векторный потенциал имеет лишь y-компоненту, $A = e_y A(x)$. Вместо размерных значений потенциала A, индукции поля $(B = rotA)$ и плотности тока в сверхпроводнике - j_s здесь введены безразмерные величины $U(x_\lambda)$, $b(x_\lambda)$ и $j(x_\lambda)$: $A = (\phi_0 U)/(2\pi\lambda)$, $B = (\phi_0 b)/(2\pi\lambda^2)$, $x_\lambda = x/\lambda$ и $j(x_\lambda) = j_s(c\phi_0/(8\pi^2\lambda^3))^-1 = -\psi^2 U$, где c – скорость света в вакууме, ϕ_0 – квант потока, λ – глубина проникновения магнитного поля. Граничные условия к уравнению (1) имеют обычный вид:

$b_{x_\lambda=0} = h - h_I, b_{x_\lambda=d} = h + h_I$, где

$h = H/H_\lambda$, $h = H_I/H_\lambda$, $H_I = 2\pi I/c$, $d = D/\lambda 0$ и $H_\lambda = \phi_0/(2\pi\lambda^2)$

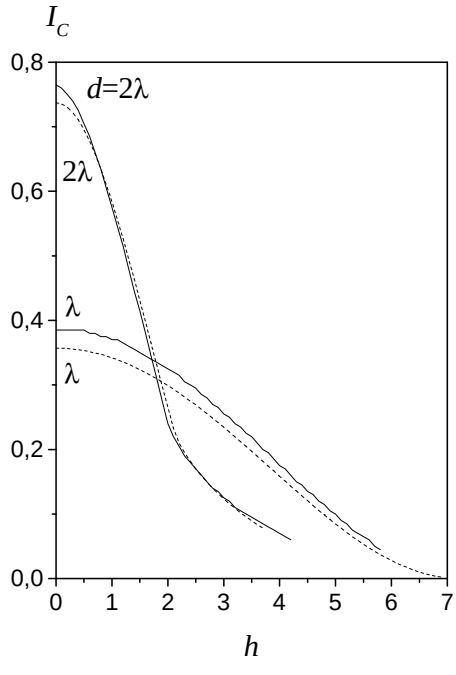


Рис. 1. Зависимость критического тока от магнитного поля для сверхпроводящих пластин различной толщины со старыми $1/\Lambda = 0$ (сплошная линия) и новыми граничными условиями $1/\Lambda \neq 0$ (пунктирная линия). В этом случае $\kappa = 2$.

[1)] pauligbez@mail.ru

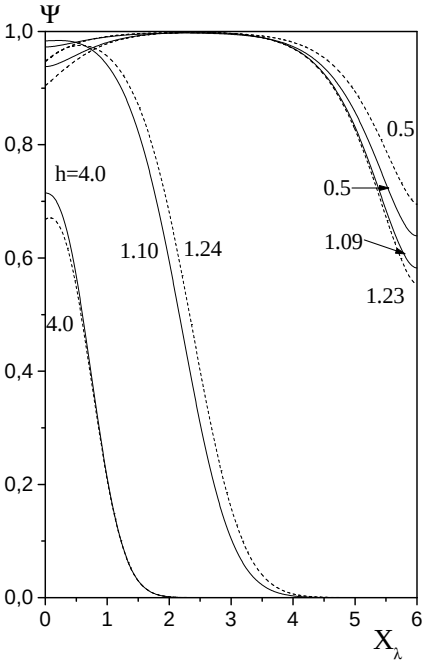


Рис. 2. Распределение параметра порядка по толщине сверхпроводящей пластины со старыми (сплошная линия) и новыми (пунктирная линия) граничными условиями. В этом случае $\kappa = 2$. Толщина пластины $d = 6\lambda$.

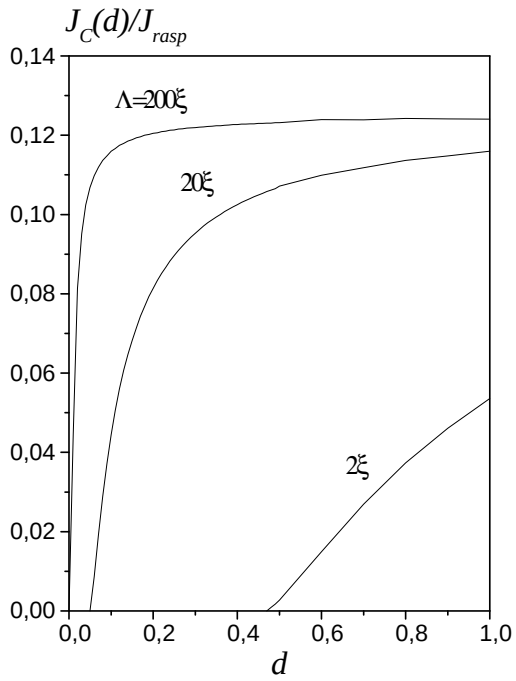


Рис. 3. Зависимость отношения критической плотности тока пластины к току распаривания ГЛ от толщины пластинок в нулевом магнитном поле. В этом случае $\kappa = 2$. Граничные условия: $\Lambda = 2\xi$, 20ξ, 200ξ.

Что касается уравнения (2), то на поверхностях пластины мы принимали более общее граничное условия, сформулированное в работе [3]:

$$(\partial\psi/\partial x_\lambda)_{x_\lambda=0,d} = \pm\psi_s/\Lambda, \qquad (3)$$

где Λ – феноменологический коэффициент размерности длины, названный в работе [3] длиной экстраполяции. Отметим, что обычно полагается $1/\Lambda = 0$.

Уравнения решались методом итерации. На основании самосогласованного решения системы уравнений ГЛ была найдена зависимость критического тока I_c от величины внешнего магнитного поля (рис. 1). Как видно из рисунка изменение граничных условий слабо влияет на характер этой зависимости. Численное решение уравнений ГЛ позволяет получить распределение макроскопических параметров по толщине пленки, в частности параметра порядка (рис. 2). Один из главных результатов работы - новые граничные условия приводят к уменьшению параметра порядка на границе сверхпроводника. Как следствие этого обнаружено уменьшение критической температуры и плотности критического тока по сравнению с током распаривания, значение которого оценивается в теории ГЛ в приближении постоянного параметра порядка. Интересные результаты получены для случая, когда Λ различны на разных сторонах пластины. Обнаружена зависимость функции $I_c(h)$ от направления транспортного тока в этом случае. Также обнаружено, что плотность критического тока тонких пленок уменьшается с уменьшением их толщины (рис. 3). Видно, что полученные значения плотности критического тока много меньше, чем плотность тока распаривания ГЛ для тонких пленок (J_{rasp}). Таким образом, изменение граничных условий приводит к существенным изменениям результатов решения уравнений Гинзбурга-Ландау.

Работа поддержана Президентской программой “Поддержка ведущих научных школ НШ-3600.2008.2”.

Список литературы

1. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **10**, 1064 (1950).
2. G. F. Zharkov, V. G. Zharkov and A. Yu. Tsvetkov, Phys. Rev. B **61 (18)**, 12293 (2000).
3. Е. А. Андрюшин, В. Л. Гинзбург, А. П. Силин, УФН **163**, 105 (1993).

Особенности полевых зависимостей критического тока неоднородных слоистых структур

Ю. В. Вишняков, С. Ю. Гаврилкин[1)], *А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков*

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

К. Аттанасио, К. Кирилло

Университет г. Салерно, Италия

С. Л. Прищепа

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск

В данной работе исследованы зависимости критического тока многослойных сверхпроводящих структур на основе ниобия, находящихся в параллельном слоям внешнем магнитном поле, от величины этого поля и от направления транспортного тока. Установлено, что токонесущие способности слоистых структур определяются взаимной ориентацией направления транспортного тока и направления внешнего магнитного поля. Полученный результат объяснен неоднородностью многослойных структур.

Исследования слоистых структур на основе Nb, в которых в качестве эффективных центров пиннинга выступали полупроводниковые слои или слои окислов NbO_x, обнаружили в параллельном слоям магнитном поле зависимость $I_c(H)$ от направления транспортного тока [1, 2]. Авторы [1] связывают наблюдаемый эффект с различием свойств границ металла на полупроводнике и полупроводника на металле, что может приводить к различию в величине сил взаимодействия вихрей с такими границами. В работе [3] предложен другой механизм возникновения такой анизотропии, основанный на разбросе параметров сверхпроводящих слоев в структурах. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию природы этого эффекта.

Образцы Nb/Pd с 10-ю одинаковыми двойными слоями были получены на подложке Si(100) при комнатной температуре методом магнетронного распыления. Были исследованы 3 таких образца. Они имели одинаковую толщину слоев Nb (d_{Nb} = 20 нм), а толщина слоев Pd (d_{Pd}) была для разных образцов в диапазоне от 1.7 до 20 нм. Образцы Nb/NbO_x с 14-ю слоями ниобия (d_{Nb} = 45 нм) и с 10-ю слоями (d_{Nb} = 90 нм) были приготовлены В. И. Дедю на сапфировой подложке чередованием магнетронного распыления ниобия и окисления ниобия кислородом. Из полученных пленок с помощью фотолитографии были получены мостики шириной 10 и 5 мкм для структур Nb/Pd и Nb/NbO_x соответственно. Каждый образец был подключен к измерительным цепям по стандартной четырехконтактной схеме. Внешнее магнитное поле было направлено параллельно слоям и перпендикулярно транспортному току. Критический ток образца I_c определяется как ток, при котором падение напряжения на образце достигает 1 мкВ. Все измерения проводились на автоматизированной установке при температуре 4.2 К. На рис. 1 показаны зависимости $I_c(H)$ для образца Nb/Pd с d_{Pd}=18 нм. В ходе каждого из измерений направление транспортного тока было постоянным. Кружками обозначены значения I_c при пропускании транспортного тока в прямом направлении (I_c^+), а треугольниками - в обратном (I_c^-). Видно, что пик-эффект значительно более выражен при прямом направлении тока. Следует отметить, что такое различие максимально при строгой параллельности слоев и внешнего магнитного поля, а с нарушением параллельности уменьшается.

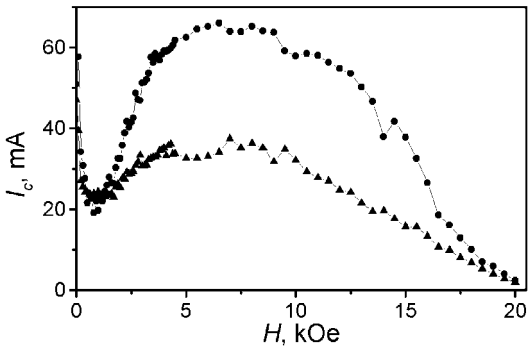


Рис. 1. Зависимости $I_c(H)$ для образца Nb/Pd с d_{Pd}=18 нм.

[1)] gavrs@sci.lebedev.ru

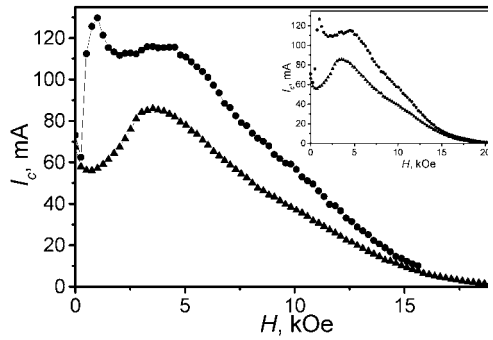


Рис. 2. Зависимости $I_c(H)$ для образца Nb/NbO_x с $d_{Nb} = 45$ нм.

На рис. 2 показаны зависимости $I_c(H)$ для образца Nb/NbO_x. Измерения проводились тем же способом, что и для образцов Nb/Pd. Кружками обозначены значения I_c при пропускании транспортного тока в прямом направлении, а треугольниками - в обратном. Видно, что результаты качественно согласуются с результатами для образцов типа Nb/Pd. На вставке на рис. 2 показаны зависимости $I_(H)$, полученные иным способом. А именно, обе зависимости были получены за один цикл развертки магнитного поля, при этом для каждого значения поля проводились по два измерения критического тока с противоположным направлением транспортного тока. Видно, что зависимости на основном рисунке и на вставке практически одинаковы. Это позволяет утверждать, что результаты эксперимента не зависят от способа измерения.

Пик-эффект был объяснен нами в работе [3] путем рассмотрения суперпозиции внешнего магнитного поля и поля, индуцированного транспортным током. Предложенный подход основан на численном решении уравнений Гинзбурга-Ландау для тонких пленок в безвихревом пределе. Транспортный ток создает магнитное поле, сонаправленное с внешним на одной границе каждого сверхпроводящего слоя, и противоположно направленное на другой. Изменение направления транспортного тока приводит к изменению направлений индуцированных им полей на границах слоев. Для однородных структур такое изменение не влечет за собой изменения критического тока всей структуры, т.к. структура симметрична. Для неоднородной слоистой структуры, в силу нарушения симметрии, ее критический ток будет зависеть от направления транспортного тока. Предложенная модель также позволяет объяснить наблюдаемую зависимость отношения критических токов I_c^+/I_c^- от величины внешнего магнитного поля, чего не позволяет подход, представленный в [1].

На рис. 3 показаны теоретические зависимости $I_c(H)$. В данном случае рассматривалась неоднородная слоистая структура типа сверхпроводник-изолятор, состоящая из 10 двойных слоев, причем первые пять сверхпроводящих слоев имели параметр Гинзбурга-Ландау, равный 3, а последние пять – 1. Как видно, наблюдается качественное согласие теории и эксперимента. В реальных структурах подобные неоднородности могут быть обусловлены разбросом физических свойств слоев, близостью материала подложки, окислением верхнего слоя и т.п.

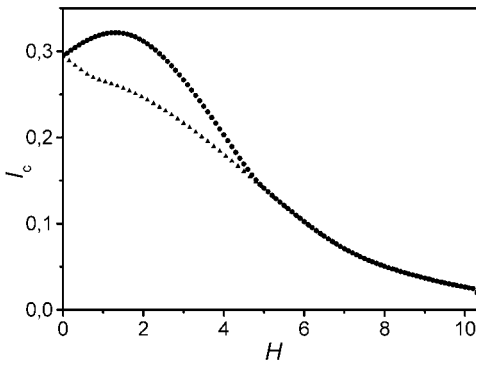


Рис. 3. Теоретические зависимости $I_c(H)$.

Таким образом, нами показано, что обнаруженные в данной работе особенности поведения полевых зависимостей критического тока не зависят от способа измерения и, следовательно, не связаны с эффектами памяти. Установлено, что анизотропия критического тока и пик-эффект объясняются разбросом параметров сверхпроводящих слоев в многослойных структурах.

Работа поддержана Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ НШ-3600.2008.2".

Список литературы

1. A.M. Kadin et al., Proceedings of the 17th International Conference on Low Temperature Physics, Amsterdam. 1984. - P. C09.
2. A.N. Lykov, Physica C **218**, 485 (1993).
3. A.N. Lykov, A.Yu. Tsvetkov, Phys. Rev. B **76**, 144517 (2007).

Природа продольного акустоэлектрического поля в сверхпроводящих пленках, нанесенных на пьезоэлектрическую подложку

Е.Д. Гутлянский[1)]

НИИ Физики Южного Федерального университета, 344090 Ростов-на-Дону, Россия

Акустическая поверхностная волна (ПАВ) увлекает вихревую структуру (ВС) "грязной" сверхпроводящей пленки и генерирует постоянную составляющую электрического поля как в направлении своего распространения, так и в перпендикулярном направлении. Возникновение продольного акустоэлектрического поля полностью обязано электрическому полю ПАВ. Теория качественно и количественно объясняет происхождение и величину этого поля наблюдавшегося в [1].

Ультразвуковые волны (УЗ), распространяющиеся в сверхпроводниках с подвижной ВС, увлекают ее и индуцируют постоянную составляющую электрического поля. Этот эффект наблюдался экспериментально [1, 2, 3] и исследовался теоретически [4, 5]. В работах [4, 5] нами впервые было показано, что вихревая структура может увлекаться продольной УЗ волной, эта движущаяся ВС генерирует постоянную составляющую электрического поля. По аналогии с увлечением носителей тока в полупроводниках и металлах мы назвали этот эффект акустоэлектрическим эффектом [5]. В частности, в работах [1, 2] наблюдалась продольная постоянная составляющая акустоэлектрического поля. Теория, качественно объясняющая эксперимент [1, 2], была предложена в [5]. Величина эффекта определялась параметром α, который пропорционален коффициенту Холла сверхпроводника. Хотя в эсперимантах [1, 2] использовались пленки без заметного эффекта Холла, тем не менее продольное акустоэлектрическое поле наблюдалось. Цель настоящей работы показать, что это поле обязано своим возникновением электрическому полю, сопровождающему ПАВ. И, как мы увидим ниже, его учет позволяет объяснить эксперименты [1, 2] без предположения о существовании в пленках эффекта Холла. Действительно, продольное переменное электрическое поле проникает как минимум на лондоновскую глубину проникновения λ_L, и поэтому мы можем считать, что в пленках толщиной $d \leq \lambda_L$ поле совпадает с полем ПАВ. И это электрическое поле будет генерировать продольные сверхпроводящие токи, которые будут вызывать поперечные колебания ВС, что в свою очередь будет приводить к возникновению постоянной составляющей силы Лоренца в поперечном направлении и соответственно постоянной составляющей электрического поля - в продольном. Мы рассмотрим следующую геометрию эксперимента [1]: пусть ПАВ распространяется вдоль положительного направления оси Z подложки Y среза ниобата лития. На поверхность нанесена пленка сверхпроводника толщиной $d \leq \lambda_L$, здесь λ_L - лондоновская глубина проникновения. Это условие позволяет считать электрическое поле ПАВ внутри сверхпроводящей пленки однородным, и мы будем предполагать его равным полю на поверхности подложки $E_z = E_{0z}\exp(ikz - i\omega t)$, а вектор деформации внутри пленки - равным вектору деформации поверхности подложки $U_z = U_{0z}\exp(ikz - i\omega t)$, здесь k, ω - волновой вектор и частота ПАВ, соответственно. Уравнение для сверхпроводящего тока, генерируемого вектором деформации ПАВ $\vec{U}$, ее электрическим полем $\vec{E}_{ext}$ и движением ВС имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\lambda_L^2\nabla^2\overrightarrow{\mathrm{j}}_s - \overrightarrow{\mathrm{j}}_s\right) = -qn_s\ddot{U} -$$

$$-\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\nabla\times\vec{E}_{ext} + \frac{1}{\mu_0}\nabla\times\nabla\times\left(\overrightarrow{B}_\nu\times\dot{W}\right) \quad (1)$$

а уравнение движения ВС для грязного сверхпроводника имеет вид

$$\eta\left(\dot{W} - \dot{U}\right) = \vec{J}_s\times\vec{B}_v \quad (2)$$

здесь $\vec{B}_v = \phi_0 n_\nu\vec{e}$, n_v - двухмерная плотность вихрей - количество вихрей на единицу площади в плоскости, перпендикулярной к вихревым линиям, а его направление определяется вектором $\vec{e}$, касательным к вихревой линии, $\vec{W}$ - вектор деформации вихревой структуры, $\vec{j}_s$ - ток сверхпроводящих носителей; η,μ_0, n_s, m, q – коэффициент вязкости ВС, магнитная восприимчивость, плотность сверхпроводящих носителей их масса и заряд, соответственно. Далее пренебрегаем обратным воздействием ВС на ПАВ и решаем систему уравне-

[1)]gutlian@ip.rsu.ru

ний (1) и (2) методом последовательных приближений. Найдем, что во втором порядке по амплитуде ПАВ ВС приобретает постоянную скорость как в направлении распространения ПАВ, так и в перпендикулярном направлении

$$\left\langle \dot{W}_2 \right\rangle_z = \frac{1}{2} k\omega \left(1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}\right) \frac{X^2}{1+X^2} U_0^2 \qquad (3)$$

$$\left\langle \dot{W}_2 \right\rangle_x = -\tfrac{1}{2} k^2 \left(1 - \tfrac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}\right) \tfrac{1}{B_0} \tfrac{X^2}{1+X^2} U_0 \Phi_0 + \\ + \frac{1}{2} k\omega \left(1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}\right) \frac{m\omega}{qB_0} \frac{X^3}{1+X^2} U_0^2 \qquad (4)$$

здесь $\dot{W}_2$ - локальная скорость ВС во втором порядке по амплитуде ультразвуковой волны, $\langle ... \rangle$ - символ усреднения по периоду ПАВ, $\vec{E}_{ext} = -\nabla\Phi$, $\Phi = \Phi_0 \exp(ikz - i\omega t)$ - потенциал электрического поля, сопровождающего ПАВ, $X = Dk^2/\omega\eta_0$, $\eta_0 = \eta(B_0)$ - нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости ВС по колебаниям плотности вихревой структуры b_v, а $\eta_{,B} = (d\eta(B_v)/dB_v)_{B_0}$. Полученные результаты показывают, что продольная волна увлекает ВС не только вдоль направления своего распространения, но и в поперечном направлении. Таким образом, продольная ультразвуковая волна увлекает ВС под углом к направлению своего распространения. Нас интересует постоянное электрическое поле в направлении оси Z, которое наблюдалось в работе [1], оно с точностью до второго порядка малости по аплитуде ПАВ имеет вид:

$$\left\langle \vec{E} \right\rangle_z = -\frac{1}{2} k^2 \left(1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}\right) \frac{X^2}{1+X^2} \frac{P_R}{\omega} 23.75 \cdot 10^{-5} \qquad (5)$$

Численные коэффициенты в формуле (5) соответствуют YZ срезу ниобата лития. P_R - мощность ПАВ на единицу длины пленки. В формуле (5) мы пренебрегли членом пропорциональным $\frac{m\omega}{q}$, поскольку в экспериментах [1, 2] рабочая частота была 87 Мгц, и он гораздо меньше первого члена. Для других материалов и срезов формула (5) справедлива, другим будет только численный коэффициент. В формуле (5) все величины в системе СИ, поле получается в $\mu V/cm$. На Рис. 1 показан результат расчета продольного акустоэлектрического эффекта для эксперимента Елисавского и др. [1]. Ширина пленки в их эксперименте была 1.8 mm, излучаемая мощность 2вт, поэтому $P_R = 1.41 \cdot 10^3 w/m$. Частота была 87 Мгц, поле 1Т, для удельного сопротивления пленки мы использовали анзац Тинкхама [5]. $r = r_0 I_0^{-2}(\gamma_0/2)$, $\gamma_0/2 = \delta(1-t)^{3/2} B^{-1}$, $t = T/T_c$, I_0 - модифицированная функция Бесселя, здесь T – абсолютная температура, а T_c – температура перехода в сверхпроводящее состояние,

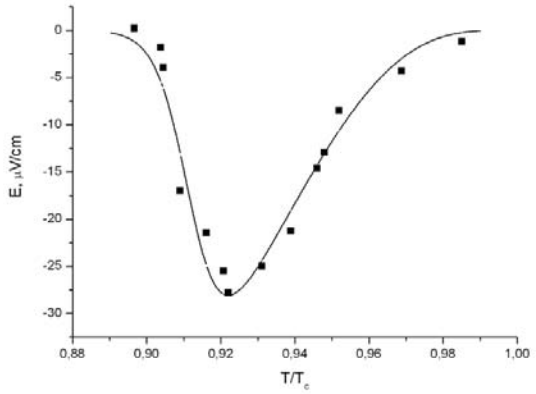


Рис. 1. Зависимость продольного акустоэлектрического поля от температуры. Сплошная линия - теория, квадратиками показан эксперимент [1].

$r_0 = 1.6 \cdot 10^{-6} \Omega m$, коэффициент вязкости выражался через удельное сопротивление $\eta = B^2/r$. Коэффициент δ из этого анзаца использовался в качестве подгоночного параметра, и оказался равным 57. Как следует из (5), знак акустоэлектрического поля в рассматриваемой геометрии отрицателен, хотя выше точки сверхпроводящего перехода он будет иметь положительный знак, поскольку носители тока дырки. Таким образом, учет электрического поля ПАВ позволил объяснить не только качественно, но и количественно экспериментальные данные группы Илисавского, не предполагая существования эффекта Холла в сверхпроводящем состоянии сверхпроводника. Причем теория, как можно видеть из рисунка 1, прекрасно описывает эксперимент.

Список литературы

1. Ю. В. Илисавский и др., ФТТ, **33**,824(1991).
2. Ю. Илисавский и др., Письма в ЖЭТФ, **52**,1138(1991).
3. C. Hucho et al., Sol. St. Commun., **142**, 212 (2007).
4. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ, **59**, 459 (1994).
5. Е. Д. Гутлянский, Письма в ЖЭТФ, **67**, 222 (1998).

Измерительные микрополосковые сверхпроводящие высокодобротные резонаторы

Н. А. Волчков, А. Ю. Голованов, А. И. Головашкин, А. Л. Карузский[1)], *А. Н. Лыков, В. Н. Мурзин, А. В. Перестороннин, А. М. Цховребов*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

С целью реализации обнаруженных возможностей использования микрополосковых резонаторов для исследования эффектов пространственной дисперсии в сверхпроводниках методами СВЧ, разработаны сверхпроводящие микрополосковые резонаторы с максимально высокими добротностями $Q > 10^5$ с учетом специфики их использования в качестве устройств, регистрирующих пространственную дисперсию.

Исследования эффектов пространственного расположения образца в поле микрополоскового резонатора (МПР) продемонстрировали явление сильного замедления СВЧ волны в таких резонаторах вплоть до скоростей меньше фермиевской [1]. В связи с этим появляется возможность экспериментального изучения пространственной дисперсии в металлах и сверхпроводниках. Высокий уровень чувствительности измерений такого рода предполагает наличие больших исходных величин добротности Q измерительных резонаторов. Однако для МПР в удобном для измерений сантиметровом диапазоне даже для сверхпроводников обычно $Q \lesssim 10^4$, только в нескольких работах сообщается о значениях $Q > 10^5$. Ниже представлены данные по разработке высокодобротных сверхпроводящих МПР с учетом специфики их использования в качестве устройств, регистрирующих пространственную дисперсию.

Типичный МПР представлял собой отрезок сверхпроводящей полоски, нанесённой на диэлектрик. Длина полоски составляла приблизительно половину длины СВЧ волны в диэлектрике. Относительная диэлектрическая проницаемость сапфира и поликора (состоящих из Al_2O_3) составляет $\varepsilon_d \approx 10$, а тангенс диэлектрических потерь не превышает 10^{-6}–10^{-9} в диапазоне частот ~ 10 ГГц. Длина волны вследствие частичного заполнения резонатора диэлектриком сокращается по сравнению с вакуумом, но за счёт эффектов краевого поля на концах полоски происходит эффективное увеличение её резонансной длины. В трёхсантиметровом диапазоне (7.8÷10.3 ГГц) длина полоски, соответствующая полуволновому резонансу, была найдена экспериментально и составляла 8÷6 мм на сапфировой подложке, 11.5÷8 мм на кварцевой подложке ($\varepsilon_d \approx 4$). Ещё более высокие значения 11.35 мм для 8.8 ГГц получались для тефлонового диэлектрика ($\varepsilon_d \approx 2$) и 13.9 мм для 9.6 ГГц для резонатора, практически полностью заполненного гелием ($\varepsilon_d \approx 1$).

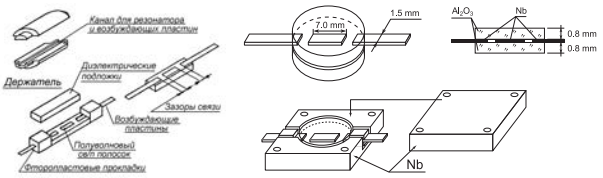


Рис. 1. Конструкции микрополоскового резонатора: слева – первый, справа – третий варианты

Опробованы несколько вариантов конструкции МПР. В первом варианте прямоугольной конструкции подложка из диэлектрика с наклеенной полоской накрывалась такой же диэлектрической пластиной и помещалась в прямоугольный канал разборного латунного экрана, стенки которого покрывались сверхпроводящим материалом (фольгой из Pb, Nb или Nb_3Sn), как показано на рис. 1. Использовались пластинки из сапфира или поликора толщиной 1 мм, длиной 12 мм и шириной 2–3 мм. Через фторопластовые (тефлоновые) прокладки, удерживающие диэлектрические пластины от движений вдоль волноводного канала, к резонансной полоске были проведены отделённые ёмкостным зазором входная и выходная микрополосковые линии. Резонансная полоска вырезалась из фольги технического Nb толщиной 10–15 мкм с $T_c = 9.2$ К и отношением Г сопротивлений при комнатной температуре и при температуре 10 К порядка 20. Полоска шириной $1 - 1.5$ мм и длиной в полволны приклеивалась к диэлектрику капелькой клея БФ-2 только в центре полоски, поскольку данные об СВЧ потерях клея отсутствовали. Полоски входной и выходной микрополосковых линий изготавливались как из той же фольги Nb, так и из несверхпроводящей фольги Cu. Эксперименты показали, что материал этих подводящих полосок не влиял на Q резонатора. Для всех МПР описан-

[1)] karuz@sci.lebedev.ru

ного I варианта конструкции с полоской из Nb или плёнкой Nb_3Sn, Nb_3Ge на подложках из Al_2O_3 были получены значения добротностей в пределах от 500 до 700 при $T = 4.2$ K и от 1000 до 2300 при 2.1 K на частотах ∼9 ГГц.

Во II варианте конструкции диэлектрические пластины с полуволновой полоской и волноводами также помещались в прямоугольный экран, но целиком изготовленный из массивного Nb. В качестве резонатора по-прежнему использовалась полоска, вырезанная из того же самого куска фольги и приклеенная в середине капелькой клея к сапфиру. Использование прямоугольного экрана из массивного Nb и, кроме того, с объёмом, заполненным сапфиром, приблизительно в 2 раза большим за счёт большей ширины сапфировых пластинок, чем в резонаторах I варианта конструкции, позволило достигнуть значения добротности $Q(1.6\ \text{K}) = 2 \cdot 10^4$ при $T = 1.6$ K на частоте 9 ГГц.

В III варианте конструкции в качестве диэлектрика, в отличие от вариантов I и II, использовались цилиндрические диски из сапфира толщиной ∼0.8 мм и диаметром ∼15 мм. В качестве заземляющего внешнего экрана использовался цилиндрический экран из массивного, как в варианте II, Nb (рис. 1). Ниобиевый экран вытачивался на токарном и фрезерном станках из технического Nb с $\Gamma \approx 50$. После механической обработки его поверхность полировалась на шлифовальном станке с применением алмазных паст. Никакой химической или электрохимической полировки экрана не проводилось [2]. В начальных экспериментах, как и в вариантах I и II конструкции МПР, центральная полоска фольги приклеивалась к сапфиру только в середине капелькой клея. Однако было обнаружено, что в процессе измерений в жидком гелии Q может самопроизвольно меняться на порядок величины от $Q \sim 10^4$ до $Q \sim 10^5$ и обратно. После того, как приклеивание фольги к одной из сапфировых подложек стало производиться плотно по всей длине полоски, эффект самопроизвольного изменения Q был устранён, и надёжно и воспроизводимо стали наблюдаться значения $Q > 10^5$, что указывает на пренебрежимо малые СВЧ потери в клеевом слое. На рис. 2 слева показаны типичные результаты измерения резонансных кривых МПР из Nb фольги в цилиндрическом экране с частотой ∼9 ГГц при $T = 4.2$ и 1.57 K. На рис. 2 справа показана кинетика сигнала излучения после выключения импульса СВЧ накачки того же МПР, что и в левой части рисунка. Значения нагруженной Q, измеренные по АЧХ и по декременту затухания, хорошо согласуются, хотя по декременту Q оказалась немного больше, что может быть связано с меньшим выделением мощности при импульсных измерениях. Получены $Q(4.2\ \text{K}) = 1.6 \cdot 10^5$ и $Q(1.57\ \text{K}) = 1.7 \cdot 10^5$ по АЧХ и $Q(4.2\ \text{K}) = 2.15 \div 2.35 \cdot 10^5$ по декременту, причём в последнем случае интервал соответствует большей и меньшей мощности импульса накачки.

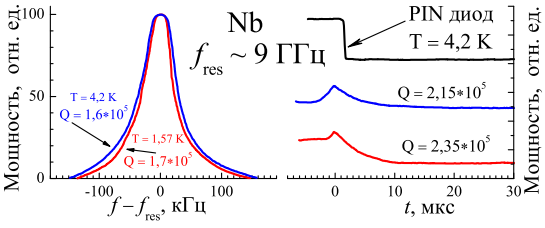


Рис. 2. Измерение Q МПР из Nb по АЧХ (слева) и по декременту затухания (справа)

Выполненные методом изменения величины ёмкостного зазора (см. рис. 1) исследования зависимостей нагруженной Q от коэффициента связи показали, что на МПР цилиндрического III варианта конструкции с высокой степенью воспроизводимости получались значения нагруженных добротностей $Q \sim 2 \cdot 10^5$ при температурах жидкого гелия на частотах ∼9 ГГц.

На основе полученных данных III вариант конструкции выбран для создания высокодобротных сверхпроводящих МПР с учетом специфики измерений пространственной дисперсии. В качестве диэлектрика преимущества имеют тефлоновые диски, обеспечивающие аналогичные приведённым максимальные значения $Q > 10^5$ и, кроме того, возможность удобного крепления исследуемых образцов в различных геометрических положениях относительно резонансной полоски [1]. Образцы закрепляются в соответствующем отверстии, вырезанном в тефлоновом диске. Расположение образца варьируется посредством поворота диска в полости резонатора вокруг центра диска. Дополнительным преимуществом тефлона является более высокая воспроизводимость резонансной частоты и Q по сравнению с МПР на сапфировых дисках.

Работа поддержана РФФИ (06-02-17391).

Список литературы

1. Н. А. Волчков и др., Известия РАН, сер. физическая **71**, 1124 (2007).
2. С. Н. Артёменко и др., КСФ №11, 10 (1986).

Магнето-резистивное поведение двух последовательно соединенных сверхпроводящих асимметричных колец

В. И. Кузнецов[1)], *А. А. Фирсов*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 143432 Черноголовка, Россия

Квантовые магнето-резистивные свойства сверхпроводящей структуры, состоящей из двух последовательно соединенных асимметричных колец, были измерены при различных значениях постоянного тока и температуре чуть ниже критической. Расстояние между кольцами значительно превосходило длину когерентности. Фурье-анализ осцилляций напряжения, измеренного на всей структуре, выявил две основные частоты, соответствующие периодическим откликам каждого кольца на магнитное поле. Обнаружены разные комбинационные частоты, свидетельствующие о взаимодействии между кольцами.

Впервые, ненулевое выпрямленное постоянное напряжение $V_{dc}(B)$ было измерено в сверхпроводящем циркулярно-асимметричном кольце, помещенном в перпендикулярное магнитное поле и смещенном синусоидальным током (без постоянной составляющей) с амплитудой порядка критической и с частотами вплоть до 1 MHz при температурах чуть ниже критической температуры T_c. Это напряжение осциллирует с периодом $\Delta B = \Phi_0/S$, где Φ_0 - сверхпроводящий квант магнитного потока, S - есть эффективная площадь кольца [1]. Асимметричное кольцо является очень эффективным выпрямителем переменного напряжения. Такое кольцо с очень малой шириной линий, возможно, может быть использовано как элемент для нового типа сверхпроводящего flux кубита с квантовыми центрами проскальзывания фазы [2]. Измерение

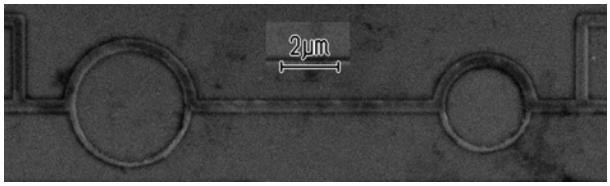


Рис. 1. СЭМ изображение структуры. Продольная метка равна 2 μm.

осцилляций выпрямленного $V_{dc}(B)$ напряжения в сверхпроводящей алюминиевой 8-подобной микроструктуре, состоящей из двух прямо сцепленных циркулярно-асимметричных колец [3, 4] с различными площадями, позволило определить квантовый резистивный отклик каждого кольца и обнаружить взаимодействие между кольцами. Для понимания этого взаимодействия, в этой работе

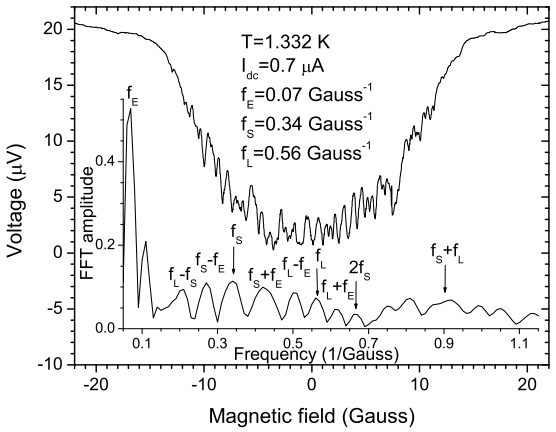


Рис. 2. $V(B)$ напряжение на структуре. Вставка. FFT-спектр этой $V(B)$ функции.

квантовые магнето-резистивные свойства двух последовательно соединенных колец (рис. 1), находящихся на расстоянии значительно превышающем длину когерентности, были изучены. Выпрямленное $V_{dc}(B)$ напряжение при смещении структуры переменным током (без постоянной составляющей) и $V(B)$ напряжение на постоянном токе (без какой-либо переменной составляющей) были измерены при различных значениях тока и температурах чуть ниже T_c. *В данном докладе представлены только $V(B)$ осцилляции напряжения.*

Структура толщиной 45 nm изготовлена путем термического напыления алюминия на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронно-лучевой литографии. Структура имеет параметры: $R_{4.2} = 32\ \Omega$, $R_{300}/R_{4.2} = 2$, $T_c = 1.350$ K. На рисунках 2-4 представлены $V(B)$ кривые, измеренные на структуре при различных значениях постоянного тока и температуры. На вставках показаны Фурье-спектры (FFT) $V(B)$ функций,

[1)] kvi@iptm.ru

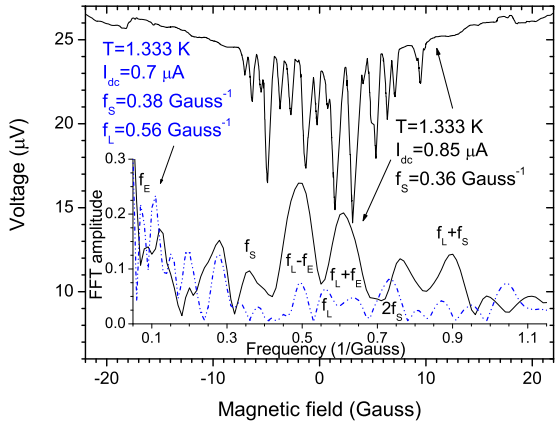


Рис. 3. $V(B)$ напряжение на структуре. Вставка. Сплошная линия: FFT-спектр $V(B)$ функции. Штрих-пунктирная линия: FFT-спектр $V(B)$ кривой (не показана здесь), измеренной на этой структуре при $T = 1.333$ K и $I_{dc} = 0.7$ μA.

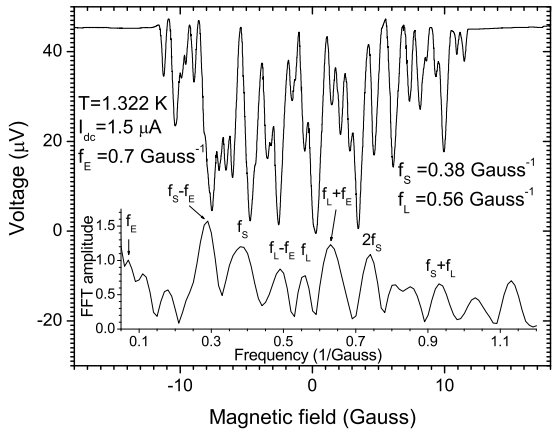


Рис. 4. $V(B)$ напряжение. Вставка. FFT-спектр этой $V(B)$ функции.

полученные при использовании 2^{14} равномерно распределенных точек в интервале от -50 G до $+50$ G. Спектры содержат фундаментальные частоты f_S и f_L, соответствующие периодическим откликам на магнитное поле меньшего и большего колец с эффективными площадями S_S и S_L, соответственно. Эти частоты обратно пропорциональны к периодам осцилляций в наименьшем и наибольшем кольцах, т.е. $f_S = 1/\Delta B_S = S_S/\Phi_0$ и $f_L = 1/\Delta B_L = S_L/\Phi_0$.

Значения фундаментальных частот, полученные из спектров, были: $f_S = 0.33 - 0.38$ G^{-1}, $f_L = 0.54 - 0.58$ G^{-1}. Средние геометрические значения фундаментальных частот входят в эти интервалы. На вставке в рис. 2 виден спектральный пик большой амплитуды на низкой частоте $f_E = 0.07$ G^{-1}. Эта f_E частота определяется неким магнитным полем $1/f_E$, при котором $V(B)$ осцилляции существенно угасают. Кроме f_S и f_L частот, спектры содержат высшие гармоники этих частот, разностную $f_\Delta = f_L - f_S$ и суммарную $f_\Sigma = f_L + f_S$ частоты. В спектре присутствуют также другие комбинационные частоты, определяемые как $f_L \pm f_E$ и $f_S \pm f_E$. Ранее комбинационные частоты f_Δ и f_Σ, указывающие на взаимодействие между кольцами, были обнаружены в Фурье-спектре выпрямленного $V_{dc}(B)$ напряжения в 8-подобной несимметричной структуре [3, 4]. Частоты, являющиеся комбинациями фундаментальной частоты кольца и низкой фоновой частоты, были ранее найдены в Фурье-спектре $V_{dc}(B)$ напряжения, измеренного в отдельном асимметричном кольце [5]. Отклик на магнитное поле различных колец структуры и взаимодействие между кольцами зависит от направления поля. Впервые, магнитная асимметрия была наблюдаема в 8-подобной структуре [4]. С уменьшением температуры и увеличением тока амплитуда $V(B)$ осцилляций увеличивается (рис. 2-4) и значительно превосходит амплитуду осцилляций Литтла-Паркса [6].

Вклады обоих колец в полное напряжение изменяются как по абсолютной величине, так и по отношению друг к другу при изменении тока и температуры. Наибольший вклад кольца реализуется, когда среднее резистивное состояние кольца соответствует середине S-N перехода. Итак, кольца, находящиеся на расстоянии, намного превышающем сверхпроводящую когерентную длину, взаимодействуют. Возможно, это взаимодействие осуществляется через неоднородное электрическое поле.

Работа поддержана программой “Организация вычислений на новых физических принципах” (ОНиИТ РАН) и программой Президиума РАН “Квантовая макрофизика”.

Список литературы

1. S. V. Dubonos et al., JETP Lett. **7**, 371 (2003).
2. J. E. Mooij, and C. J. P. M. Harmans, New J. Phys **7**, 219 (2005).
3. V. I. Kuznetsov et al., Phys. Rev. B **77**, 094521 (2008).
4. В. И. Кузнецов и др., Изв. РАН, сер. Физическая, **71**, 1118 (2007).
5. W. A. Little and R. D. Parks, Phys. Rev. Lett. **9**, 9 (1962).
6. В. И. Кузнецов, А. А. Фирсов, С. В. Дубонос, Изв. РАН, сер. Физическая **71**, 1116 (2007).

Граничные условия в теории Гинзбурга-Ландау и критическая температура ВТСП

А. Н. Лыков[1)]

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Обнаружено, что смешанные граничные условия к уравнениям Гинзбурга-Ландау ограничивают T_c ВТСП. Природа псевдощели может быть объяснена, используя данный подход. Установлено, что для увеличения T_c купратных ВТСП необходимо увеличивать количество близлежащих CuO_2 слоев в элементарной ячейке при их оптимальном уровне допирования.

Высокотемпературные сверхпроводники обладают рядом необычных свойств. Можно выделить два наиболее важных свойств ВТСП. Первое, зависимость критической температуры T_c от числа CuO_2 слоев (n) в элементарной ячейке. Отметим, что CuO_2 плоскости являются основными структурными элементами, отвечающими за сверхпроводимость. При этом ближайшие атомные слои к ним играют роль поставщика зарядов при допировании. Когда число слоев мало $n < 4$, наблюдается рост T_c с увеличением числа слоев, при $n = 3$ достигается максимум и далее наблюдается уменьшение $T_c(n)$. Это явление наблюдается в висмутовых сверхпроводниках $Bi_2Sr_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$, в талиевых сверхпроводниках $Tl_{1,2}Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$ и в ртутных сверхпроводниках $HgBa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2+2n+\delta}$ [1]. Другое интересное явление, обнаруженное в ВТСП - существование псевдощели (Δ^*) [2]. Псевдощель проявляется при температурах выше критической, где обычная щель "схлопывается", в аномалиях ряда физических свойств.

В данной работе сделана попытка объяснить эти явления на основе теории Гинзбурга-Ландау (ГЛ). Так как ВТСП являются слоистыми сверхпроводниками с сильной анизотропией свойств, то есть, со слабым взаимодействием между слоями, представляется важным рассмотреть свойства тонкой сверхпроводящей пластины. Направление, перпендикулярное плоскости пластины толщиной d, обозначим через x, причем пластина занимает область $-d/2 \le x \le d/2$. В отсутствии магнитного поля уравнение ГЛ для параметра порядка (ψ) записываются в виде:

$$\partial^2\psi/\partial x^2 + \frac{1}{\xi^2}\psi = 0, \qquad (1)$$

где ξ - длина когерентности сверхпроводника. Как обычно, мы предполагаемым, что параметр порядка нормирован на его равновесное значение (Ψ_0) в однородном сверхпроводнике. При записи этого уравнения мы учитывали тот факт, что параметр порядка мал и можно пренебречь кубическим членом в уравнение ГЛ. Для решения данного уравнения надо задать граничные условия. В высокотемпературных сверхпроводниках, как известно, длина когерентности $\xi(T = 0)$ - мала, в направлении перпендикулярном CuO_2 плоскостям она порядка 3-5 Å. Поэтому в работе [3] показано, что граничное условие на параметр порядка надо записывать в виде:

$$\partial\psi/\partial x = \pm\psi/\Lambda \mid_s \qquad (2)$$

где Λ - феноменологический коэффициент размерности длины, который в работе [3] назван длиной экстраполяции. Для обычных сверхпроводников длина экстраполяции очень велика, что объясняет правомерность обычно используемого граничного условия. С учетом симметрии задачи решение этого уравнения записывается в виде:

$$\psi = C\cos(x/\xi), \qquad (3)$$

где C - некоторая константа. Как видно из этого соотношения, волновая функция в случае тонких пленок уже не является постоянной по толщине пленок. Граничное условие (2) приводит к соотношению, которое определяет критическую толщину $d_c(T)$ пленки [3, 4]:

$$d_c(T) = 2\xi(T)\arctan(\xi/\Lambda). \qquad (4)$$

При $d < d_c(T)$ сверхпроводимость в пленке исчезает. Примеры такой зависимости показаны на рис. 1. Как видно из рисунка новые граничные условия приводят к уменьшению критической температуры слоев по сравнению с T_c массивного образца, причем степень подавления сверхпроводимости в слоях зависит от коэффициента Λ.

Проанализируем зависимость критической температуры от числа слоев CuO_2 в элементарной ячейке. Если применима теория ГЛ для ВТСП,

[1)] lykov@lebedev.ru

то она приводит к соотношению (4), которое определяет зависимость $T_c^*(d)$, и в принципе это соотношение может быть применимо для монослойной пленки. Это подтверждается тем, что в купратных ВТСП сверхпроводимость сохраняется в пленках толщиной равной размеру элементарной ячейки в направлении "c" и даже тоньше [5]. Граничное условие вида (2) приводит к подавлению сверхпроводимости в тонких слоях, при этом должно выполняться условие: $T_c^* < T_c$. В данном случае T_c - критическая температура гипотетического массивного сверхпроводника, состоящего только из CuO_2 слоев. Можно считать, что с ростом n увеличивается толщина сверхпроводящего слоя, что в соответствие с зависимостями, показанными на рис. 1, приводит к увеличению T_c^*. Толщина одиночного CuO_2 слоя полагалась равной $0,6\xi(0)$, то есть находится в интервале 1.8-3 Å, что согласуется с величиной, полученной из структурных измерений. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных $T_c^*(n)$ с расчетными, полученными их формулы (4). Этот подход объясняет рост T_c^* с увеличением количества купратных плоскостей в случае $n < 4$. Наблюдаемое уменьшение $T_c^*(n)$ для $n > 3$ объясняется, как обычно [1, 2], недостаточным уровнем допирования в купратных слоях в этом случае. Таким образом, для увеличения критической температуры купратных ВТСП необходимо увеличивать количество близлежащих CuO_2 слоев в элементарной ячейке при оптимальном уровне допирования.

Основываясь на этом подходе можно также объяснить и наличие псевдощели в ВТСП. Как показано Горьковым, уравнения ГЛ можно получить из микроскопической теории [6], при этом роль параметра порядка играет потенциал спаривания ($\Delta(x)$), амплитуда которого определяет энергетическую щель в спектре возбуждений. В отсутствие полей и токов в глубине однородного сверхпроводника потенциал спаривания равен энергетической щели в спектре возбуждений (Δ_0), получаемой из микроскопических расчетов. В нашем случае из-за граничного условия (2) потенциал спаривания подавляется на границе сверхпроводника. Более того, он подавляется в тонких сверхпроводящих слоях, из которых купратные сверхпроводники и состоят. Таким образом, в туннельных исследованиях на ВТСП измеряется не щель в спектре элементарных возбуждений Δ_0, а некоторое усредненное значение потенциала спаривания $< \Delta(x) >$, и наоборот, наблюдаемая в некоторых экспериментах псевдощель - это, возможно, следы реальной щели Δ_0.

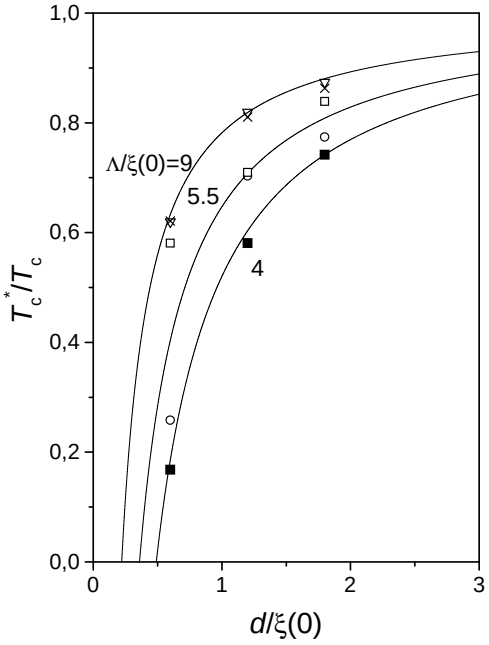


Рис. 1. Зависимость критической температуры от толщины сверхпроводящей пленки. Примеры показаны для $\Lambda = 4\xi(0)$, $5.5\xi(0)$ и $9\xi(0)$. Заштрихованные квадраты, незаштрихованные кружочки (○), квадраты (□) и треугольники (▽) демонстрируют $T_c^*(n)/T_c$, соответственно, для сверхпроводящих соединеней на основе Bi, Tl-1, Tl-2 и Hg в случае $T_c = 155$ K [1]; крестики (×) показывают эту зависимость для ртутных сверхпроводников при давлении 31 GPa в случае $T_c = 190$ K.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-17391 и Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ НШ-3600.2008.2".

Список литературы

1. K. Tanabe, S. Adachi, Y. Moriwaki, K. Nakanishi, T. Sugano, T. Tamura, T. Tatsuki, A. Tokiwa-Yamamoto, A. Tsukamoto and X.-J. Wu, Proc. of Int. Workshop on Superconductivity, Hawaii, USA, 11 (1997).
2. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).
3. Е. А. Андрюшин, В. Л. Гинзбург, А. П. Силин, УФН **163**, 105 (1993).
4. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **48**, 1759 (1965).
5. I. Bozovich, G. Logvenov, M.A. J. Verhoeven, P. Caputo, E. Goldobin and T. H. Geballe, Nature **422**, 873 (2003).
6. Л. П. Горьков, ЖЭТФ **10**, 998 (1960).

"Смешанное состояние" в сверхпроводящей нанопроволоке

С. В. Николаев, К. Н. Югай[1)]

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского, 644077 Омск, Россия

В настоящей работе проводится исследование "смешанного состояния" в сверхпроводящей нанопроволоки. Для этого используется одномерные нестационарные уравнения Гинзбурга-Ландау, при выводе которых был введен параметр u. Система уравнений решалась численными методами. Исследован процесс образования центров проскальзывания фазы в "смешанном состоянии". Выявлены особенности поведения вольт-амперных характеристик однородной и неоднородной сверхпроводящей нанопроволоки.

В настоящее время уделяется большое внимание процессам, протекающим в сверхпроводящих квазиодномерных объектах. Встречается много работ посвященных исследованию сверхпроводящих нанопроволок и изучению процесса проскальзывания фазы [1, 2]. К квазиодномерным сверхпроводникам интерес проявляется на протяжении нескольких десятков лет [3, 4]. В данной работе проводится исследование "смешанного состояния" в сверхпроводящей нанопроволоке. Основные результаты работы получены путем численного решения одномерного нестационарного уравнения Гинзбурга-Ландау, в которое был введен параметр u [5, 6]:

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + i\mu\psi = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \psi - |\psi|^2\psi, \qquad (1)$$

$$j = \mathrm{Im}(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}) - u\frac{\partial\mu}{\partial x},$$

где

$$u = 0.46\frac{l}{\xi_0}(1 - \frac{T}{T_c}). \qquad (2)$$

"Смешанное состояние" – это особое состояние сверхпроводящей нанопроволоки, возникающее в определенном диапазоне значений плотности полного тока при $u > u_c \approx 0.875$, с образованием центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Расчеты показали, что с увеличением плотности полного тока j число ЦПФ увеличивается и достигает своего максимального значения. Дальнейшее увеличение плотности тока приводит к непрерывному изменению сверхпроводящего смешанного состояния в сторону подавления сверхпроводимости в нанопроволоке. Это в корне отличается от прежних представлений о верхней границе резистивного состояния, где полагалось, что переход из "смешанного состояния" в нормальное происходит скачком. Анализ вольт-амперных характеристик показал, что появление нового ЦПФ сопровождается скачком напряжения на ВАХ, но при этом не происходит увеличения сопротивления. Исследование влияния тепловой неоднородности в сверхпроводящей нанопроволоке привело к общеизвестному поведению ВАХ, т.е. к скачкам напряжения с изменением сопротивления.

Термин "смешанное состояние", используемый нами, основан на аналогии со свойствами сверхпроводников в магнитном поле и разделением их на сверхпроводники I-го и II-го рода. В этом разделении "участвует" параметр теории Гинзбурга-Ландау $\varkappa$. В нашем же случае ему соответствует параметр u. Известно, что для сверхпроводников II-го рода существует две основных критических напряженности магнитного поля H_{c1} и H_{c2}, а у сверхпроводников I-го рода только одно H_{cm}. Причем, в диапазоне значений напряженности магнитного поля между его критическими значениями наблюдается смешанное состояние (вихри Абрикосова). В нашем случае можно также выделить некоторый диапазон значений только уже напряженности электрического поля E, в котором при значении параметра $u > u_c$ в сверхпроводниках наблюдается смешанное состояние, которое проявляется в виде образования ЦПФ. Также как и для сверхпроводников I-го рода, у сверхпроводников с параметром $u < u_c$ существует только одно критическое значение напряженности электрического поля E_c.

Список литературы

1. H. C. Fu, A. Seidel et. al., Phys. Rev. Lett., **96**, 7005 (2006).
2. F. Altomare, A. M. Changet et. al., Phys. Rev. Lett., **97**, 7001 (2006).
3. В. П. Галайко, ЖЭТФ **66**, 379 (1974).
4. Б. И. Ивлев, Н. Б. Копнин, УФН **142**, 435 (1984).
5. S. V. Nikolaev, K. N. Yugay, J. Superconductivity **18**, 261 (2005).
6. С. В. Николаев, К. Н. Югай, ЖЭТФ **129**, 371 (2006).

[1)]yugay@omsu.ru

Макроскопическое вихревое квантовое состояние ансамбля ультрахолодных атомов в оптической ловушке

А. Ю. Окулов[1)]

Институт Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН,119991, Москва, Россия

Рассматривается механизм пиннинга сверхтекучих вихрей Бозе-Эйнштейновского конденсата, помещенного в непотенциальную оптическую дипольную ловушку, образованную периодическим набором лазерных пучков с сингулярным волновым фронтом. Характерной особенностью таких пучков является передача момента импульса от излучения к атомам с квазирезонансным оптическим дипольным переходом за счет оптического момента силы, приводящего к угловому ускорению атомов. Показано, что в сильно анизотропной геометрии ловушки, когда поверхность равной интенсивности образует сильно сжа-тый по оси пучков эллипсоид вращения, волновая функция ансамбля ультрахолодных атомов может быть представлена в виде произведения одномерной волновой функции гармонического осциллятора, соответствующего колебаниям вдоль оси пучков и двумерной волновой функции, являющейся решением уравнения Гросса-Питаевского, описывающим движение атомов в поперечном сечении. Для квадратной решетки оптических вихрей с чередующимся направлением потока оптического момента импульса и для отстройки частоты излучения "вниз" от резонанса показано, что свехтекучие вихри, наводимые в конденсате непотенциальным лазерным полем, локализуются вблизи нулей амплитуды (оптических сингулярностей). Распределение момента импульса конденсата образует "антиферромагнитную" решетку сверхтекучих вихрей с чередующимися циркуляциями скорости. Проведено сравнение вращательной кинетической энергии конденсата с его потенциальной энергией в оптическом "потенциале" и энергией взаимодействия вихрей.

Ультрахолодные атомы, удерживаемые магнитными и оптическими ловушками привлекают в настоящее время значительный интерес исследователей как модели конденсировнных сред [1], так и в качестве прототипов устройств для квантовых вычислений [2]. Выбор геометрии ловушек [3] позволяет контролируемым образом исследовать условия фазовых переходов в атомных ансамблях различной размерности [4]. Для вращающихся оптических решеток наблюдался пиннинг сверхтекучих вихрей [5]. В настоящей работе рассмотрен альтернативный механизм образования и пиннинга вихревого квантового состояния, основанный на передаче момента импульса $\vec{M} = [\vec{r}\times\vec{P}(\vec{r},z)]$, где $\vec{P}(\vec{r},z)]$ - вектор Умова-Пойнтинга, от оптического поля к ква-зирезонансному атому [6] при от-стройке частоты излучения вниз от электрического дипольного перехода. В сильно анизотропной геометрии ловушки, когда характерный размер по оси распространения пучков $d_z = \sqrt{(\hbar/m\omega_z)}$ много меньше как поперечного размера ловушки $d_\perp = \sqrt{(\hbar/m\omega_\perp)}$, так и характерной нелинейной длины $\xi = \sqrt{1/8\pi n a_s}$, где m - масса атома, $\omega_{z,\perp}$ - характерные частоты колебаний в продольном и поперечном направлениях соответственно, $n \approx |\Psi|^2$- средняя плотность конденсата, a_s - длина рассеяния для s - волны, известно, что в данном случае возможно построение волновой функции конденсата Ψ методом разделения переменных $\Psi(z, r_\perp, t) = \Psi_{||}\Psi_\perp$, причем нелинейность играет роль лишь для "поперечной"волновой функции $\Psi_\perp$ [7, 8, 9]. Уравнение Гросса-Питаевского [1] в трехмерной геометрии:

$$i\hbar\,\frac{\partial\Psi(z,r_\perp,t)}{\partial t} = (\hat{H}_{||} + \hat{H}_\perp)\Psi(z,r_\perp,t), \qquad (1)$$

с сепарабельным Гамильтонианом следующего вида[7]:

$$\hat{H} = \hat{H}_\perp + \hat{H}_{||} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_\perp - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{m\,{\omega_z}^2 z^2}{2} - Re[\alpha(\omega)]\,|E(\vec{r}_\perp)|^{\,2} + \frac{m\,{\omega_\perp}^2|(\vec{r}_\perp)|^{\,2}}{2} + \frac{4\pi\hbar^{\,2}\,a_s(\vec{B})}{m}|\Psi(\vec{r},t)|^{\,2}, \qquad (2)$$

для сильно анизотропной ловушки расщепляется на точно решаемое линейное уравнение для одномерного осциллятора (вдоль оси распространения z) и двумерное нелинейное уравнение для ансамбля в пространственно-периодической решетке оптических вихрей. Его численное решение демонстрирует пиннинг сверхтекучих вихрей на максимумах оптического потенциала [10]. Макроскопическое квантовое состояние, описываемое волновой функцией $\Psi_\perp$, имеет нулевой суммарный момент импульса:

$$L_{ground} = <\Psi^*|\hat{L}|\Psi> \qquad (3)$$

[1)] okulov@kapella.gpi.ru

и ненулевую вращательную энергию, растущую пропорционально квадрату числа сверхтекучих вихрей, захваченных оптическими сингулярностями:

$$E_{ground} = < \Psi^* | \hat{H} | \Psi > = \\ = d_z \int\int \Psi^* \{ -\frac{\nabla^2}{2m} + V(\vec{r}_\perp) + \frac{4\pi \hbar^2 a_s}{m} |\Psi|^2 \} \Psi \, d^2 \vec{r}_\perp \tag{4}$$

Работа поддержана грантом РФФИ.

Список литературы

1. L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. Usp., **33**, 79 (2006).
2. M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos, Rev. Mod. Phys. **77**, 633 (2005).
3. R. Grimm, M. Weidemuller and Yu. B. Ovchinnikov, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
4. P. Kruger, Z. Hadzibabic, J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **99**, 040402 (2007).
5. S. Tung, V. Schweikhard, and E. A. Cornell, Phys. Rev. Lett., **97**, 240402 (2006).
6. M. Babiker, W. L. Power, and L. Allen, Phys. Rev. Lett. **73**, 1239 (1994).
7. A. Yu. Okulov, J. Mod. Opt., **55**, 241 (2008).
8. R. Fidele, P. K. Shukla, S. De. Nicola, M. A. Manko, V. I. Manko, F. S. Cataliotti, JETP Lett, **80**, 609 (2004).
9. V. M. Perez-Garcia, H. Michinel and H. Herrero, Phys. Rev. A **57**, 3837 (1998).
10. J. W. Reijnders and R. A. Duine, Phys. Rev. A **71**, 063607 (2005).

Особенности нелинейного СВЧ отклика Nb пленок во внешнем магнитном поле

Е. Е. Пестов, Ю. Н. Ноздрин, В. В. Курин

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия

Проведены локальные измерения нелинейного СВЧ отклика Nb пленок во внешнем магнитном поле методом ближнепольной микроскопии. Температурная зависимость нелинейного СВЧ отклика Nb пленок во внешнем постоянном магнитном поле демонстрирует два пика нелинейности, связанные, по-видимому, с двумя механизмами нелинейности. Обнаружено, что в слабых магнитных полях $B < 100$ Гс сначала происходит рост пика нелинейности вблизи T_c, а затем при увеличении поля до 450 Гс амплитуда пика уменьшается. При дальнейшем увеличении постоянного магнитного поля возникает дополнительный максимум нелинейности, смещенный в область более низких температур. Наблюдаемые особенности нелинейного СВЧ отклика Nb пленок проанализированы в рамках модели нелинейной вязкости вихрей (механизма Ларкина–Овчинникова) и крипа магнитного потока.

Отклик сверхпроводников на СВЧ излучение является нелинейным. Это приводит к росту потерь, уменьшению добротности резонаторов и искажению сигналов в линиях передачи, что ограничивает применимость сверхпроводниковых СВЧ устройств. Для объяснения нелинейного отклика сверхпроводников предложено большое количество моделей нелинейности: нелинейность, связанная с подавлением модуля параметра порядка (нелинейность уравнений Гинзбурга-Ландау); с наличием джозефсоновских (слабых) связей между гранулами в исследуемых образцах; с движением вихрей в непараболическом потенциале пиннинга; с термически активированными скачками вихрей в потенциале пиннинга; с вязким течением вихрей; с тепловой нелинейностью и др. Однако, несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных данной проблеме, вопрос о природе нелинейности как высокотемпературных, так и низкотемпературных сверхпроводников до сих пор остается открытым.

В настоящей работе исследована зависимость мощности СВЧ излучения на частоте третьей гармоники от внешнего постоянного магнитного поля в диапазоне температур от 4 до 9 К для пленок Nb. Для этих исследований мы использовали локальную методику измерений нелинейного СВЧ отклика сверхпроводника [1]. Этот метод ближнепольной нелинейной СВЧ микроскопии основан на регистрации нелинейного СВЧ отклика с помощью зонда индуктивного типа, который представляет собой металлическую проволоку длиной 1 мм и диаметром 50 мкм, соединяющую внешний и внутренний проводники коаксиального кабеля. Частота сигнала на первой гармоники составляла величину $\nu = 472$ МГц. Уровень падающей мощности на частоте первой гармоники был равен 100 мВт.

В работе экспериментально исследовались пленки Nb с толщиной 1000 Å, выращенные на подложках Si. Пленки Nb имели критическую температуру $T_c = 8 \div 9$ К. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов $\rho(T)$ измерялась стандартным четырехзондовым методом.

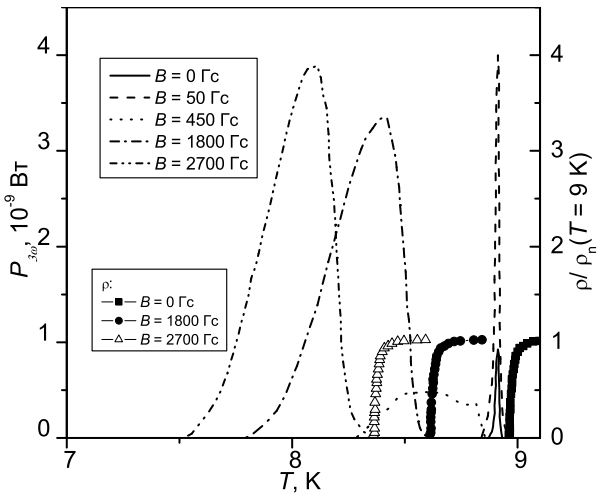


Рис. 1. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ и удельного сопротивления $\rho(T)$ при различном внешнем постоянном магнитном поле B для пленки Nb

В отсутствии постоянного магнитного поля на данных образцах мы наблюдали узкий пик нелинейности шириной ~ 0.03 К. При этом, нелинейный отклик в пленках Nb появляется, как и в случае пленок YBCO [1], при переходе образца в сверхпроводящее состояние.

Эксперименты показали, что нелинейный микроволновый отклик пленок Nb очень чувствителен к внешнему перпендикулярному постоянному магнитному полю B (рис.1). При включении B наблюдалось сложное поведение температурной зависимости $P_{3\omega}(T)$ вблизи T_c. Во-первых, пик нелинейности вблизи T_c с увеличением внешнего магнитного поля монотонно смещается в область меньших температур. При этом в малых полях $B < 100$ Гс сначала происходит рост пика вблизи T_c, а затем при увеличении поля до 450 Гс амплитуда пика уменьшается. При дальнейшем увеличении постоянного магнитного поля возникает широкий максимум нелинейности, смещенный в область меньших температур. Величина низкотемпературного максимума нелинейности в этой области температур монотонно возрастает с увеличением внешнего постоянного магнитного поля. Сдвиг температурной зависимости нелинейного отклика в область меньших температур коррелирует с результатами измерений $\rho(T)$ в постоянном магнитном поле, указывающих на уменьшение критической температуры Nb пленки во внешнем магнитном поле.

Для анализа экспериментальных данных, рассмотрим отклик, обусловленный нелинейной зависимостью коэффициента вязкости от скорости движения вихря (механизм Ларкина-Овчинникова) [2, 3]. В этом случае материальная связь тока с электрическим полем описывается следующим образом:

$$\mathbf{j}(\mathbf{E}) = \sigma_n \left[c + \frac{g(b)}{b(1-t)^{1/2}} \frac{1}{(1+(E/E^*)^2)} \right] \mathbf{E} \qquad (1)$$

где c — число порядка единицы, а

$$E^{*2} = \frac{B^2 D}{\pi \tau_\varepsilon} \sqrt{14\xi(3)(1-T/T_c)},$$
$$g(b) = 0.43(1-b)^{3/2} + 0.69(1-b)^{5/2}$$
$$b = B/H_{c2}(T),\ t = T/T_c.$$

Используя выражение (1), можно расчитать нелинейный СВЧ отклик в случае слабой нелинейности [4]. В этом случае были найдены температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ в зависимости от B (рис.2). Из рис.2 видно, что данная модель дает хорошее качественное согласие с экспериментом. Во-первых, возрастание и убывание пика нелинейности в зависимости от B соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости в случае слабых полей. Во-вторых, пик нелинейности сдвигается в сторону низких температур под действием постоянного магнитного поля. Поэтому, мы считаем, что поведение нелинейного СВЧ отклика Nb пленок в слабых магнитных полях обусловлено механизмом Ларкина–Овчинникова.

В более сильных полях, наблюдается увеличение второго максимума нелинейного отклика по мере увеличения магнитного поля (рис.1). Аналогичное поведение нелинейного отклика от внешнего магнитного поля наблюдалось в работе [5] из-за крипа магнитного потока в сверхпроводниках. Кроме того, низкотемпературные максимумы во внешнем магнитном поле существуют при температурах, при которых отличен от нуля ток пиннинга j_p [4]. Поэтому, мы считаем, что нелинейный СВЧ отклик в сильных магнитных полях при более низких температурах определяется крипом магнитного потока Nb пленок.

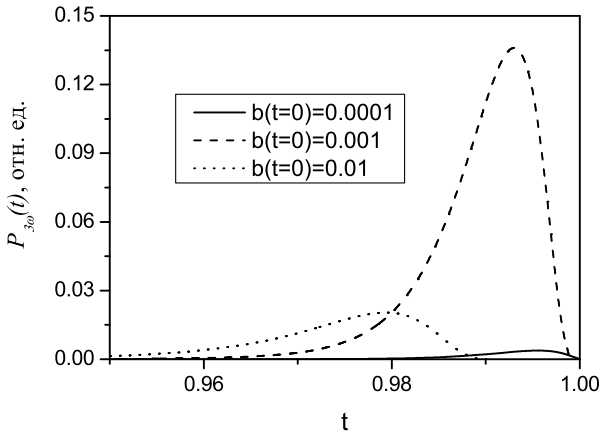


Рис. 2. Температурные зависимости мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ при различных магнитных полях B, вычисленные на основе модели Ларкина-Овчинникова

Работа поддержана грантом РФФИ (номер 06-02-16592) и программой "Научные школы".

Список литературы

1. E. E. Pestov, V. V. Kurin, Yu. N. Nozdrin, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **11**, 131 (2001).
2. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **68**, 1915 (1975).
3. D. Babic, J. Bentner, C. Surgers, C. Strunk, Phys. Rev. B **69**, 092510 (2004).
4. А. А. Андронов, Е. Е. Пестов, Ю. Н. Ноздрин, В. В.Курин, А. Ю. Аладышкин, А. М. Cucolo, R. Monaco, M. Boffa, Изв. Вузов.Радиофизика **46**, 123 (2003).
5. M. J. Qin, C. K. Ong, Physica C **319**, 41 (1999).

Disordering of vortex lattice in presence of regular pinning array

W. V. Pogosov[1)]

Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences, Izhorskaya 13, 125412, Moscow, Russia

V. R. Misko, H. J. Zhao, F. M. Peeters

Departement Fysica, Universiteit Antwerpen, Groenenborgerlaan 171, B-2020 Antwerpen, Belgium

The simultaneous effect of a regular and a random pinning potentials on the vortex lattice structure at filling factor one is studies theoretically. This structure is determined by a competition between the square symmetry of regular pinning array, by the intervortex interaction favoring a triangular symmetry, and by the randomness trying to depin vortices from their regular positions. Both analytical and molecular-dynamics approaches are used. We construct a phase diagram of the system in the plane of regular and random pinning strengths, and determine typical vortex lattice defects appearing in the system due to the disorder. We find that the total disordering of the vortex lattice can occur either in one or in two steps. For instance, in the limit of weak pinning, a square lattice of pinned vortices is destroyed in two steps. First, elastic chains of depinned vortices appear in the film, but the vortex lattice as a whole remains still pinned by the underlying square array of regular pinning sites. These chains are composed into fractal-like structures. In a second step, domains of totally depinned vortices are generated and the vortex lattice depins from regular array.

We study theoretically the effect of disorder on vortex lattices in the presence of a regular square array of pinning sites. We consider a two-dimensional system with the same concentration of regular pinning sites and vortices, i.e., with filling factor 1. We are mostly focused on a weak pinning regime, when vortex lattice demonstrates collective properties due to the mutual repealing of vortices. The resulting structure of the vortex lattice is determined by the competition between the square symmetry of the regular pinning array, by the triangular symmetry imposed by the vortex-vortex interaction, and by the action of randomness trying to destroy the order in vortex positions. Typical defects of vortex lattices have been identified and their energies and sizes have been estimated analytically. Molecular-dynamic simulations were also used for exploring regions on phase diagram, which are difficult to approach in an analytical way. Topological defects found are of various dimensionalities including fractional ones having fractal-like structure.

We then construct an approximate phase diagram of the system in the plane of random and regular pinning strengths. We found that disordering of the regularity in vortex positions can occur either in one or two steps depending on the strength of the regular pinning potential. In the former case, domains of deformed triangular lattice start to appear spontaneously in the system. In the latter case, in the beginning, reconnected chains of unpinned vortices are generated inside a square lattice (or the opposite: chains of pinned vortices appear inside the half-pinned phase), and only after that again domains of deformed triangular lattice depin the vortex lattice as a whole from the regular pinning array. Both chains and domains are elastic defects with vortices depinned collectively due to their interaction. Also found is that the minimal random pinning strength leading to a partial first-stage disordering of vortex lattice can behave non-monotonically with decreasing the strength of the regular pinning potential which is a rather counter-intuitive result. This is due to the fact that the intervortex interaction helps the random pinning potential to depin vortices from the regular pinning sites.

We also analyze an intermediate regime for values of regular pinning strength, which are between the regimes of collective and single-vortex pinning. In this case, the first step of disordering occurs by proliferation of opened, not reconnected, elastic chains of depinned vortices, which can form long fractal-like defects with complicated quasi-self-similar topology. Fractals appear due to the process of opening of reconnected chains and their straightening, when different chains start to connect to each other. At the same time, the average length of these defects is going to decrease with the increase of regular pinning strength due to a periodic potential sharpening, so that there is a competition between two tendencies. As a result, chains become straight and relatively short thus forming quasi-one-dimensional stripes. Finally, for high values of periodic pinning strength, they shrink continuously towards a quasi-zero-dimensional defects corresponding to a single-pinning regime. The latter regime is characterized by one-step disordering, i.e., the width of the region on the phase diagram with

[1)] wpogosov@yandex.ru

coexistent chains of unpinned vortices and domains of totally depinned vortices has to vanish with the growth of regular pinning strength, since these two types of defects also match. Thus, we can understand on the same footing all the regimes of disordering starting from a collective pinning to a single-vortex pinning by a concept of fractal defects with effective dimensionality changing smoothly from 2 to 0.

Our results are applicable not only to vortices in superconductors, but for a broader class of physical systems containing a large number of repealing objects and underlying system of traps: for instance, vortices in ultracold gases in optical lattices, colloids, macroscopic elastic balls interacting via Coulomb forces, charge and spin density waves, etc.

This work was supported by the Flemish Science Foundation (FWO-Vl) and the Interuniversity Attraction Poles (IAP) Programme - Belgian State - Belgian Science Policy, and the "Odysseus" program of the Flemish government and the FWO-Vl. V.R.M. is funded by the EU Marie Curie project, Contract No. MIF1-CT-2006-040816. W. V. P. is supported by Russian Foundation for Basic Research (project no. 06-02-16691), President of Russia programme for young scientists, and Russian Science Support Foundation.

Асимметрия критического тока в пленках сверхпроводников в параллельном магнитном поле

С. Л. Прищепа[1)]

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь

П. И. Безотосный

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия

А. Н. Лыков, А. Ю. Цветков

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

К. Аттанасио, К. Чирилло

CNR/INFM Laboratorio Regionale SuperMat and Dipartimento di Fisica "E.R. Caianiello", Università degli studi di Salerno, Italy

Представлено исследование влияния направления движения вихрей в пленках сверхпроводников в параллельном магнитном поле. Для этого измерялись зависимости плотности критического тока от параллельного магнитного поля для разных направлений транспортного тока через образец. Установлена асимметрия силы пиннинга, что свидетельствует о разных граничных условиях для входа вихрей в образец со стороны подложки и со стороны внешней границы тонкой пленки

В массивных сверхпроводниках критический ток определяется взаимодействием (пиннингом) вихревой решетки с решеткой дефектов. В сверхпроводниках ограниченных размеров (например, в тонких пленках) значения силы пиннинга определяются соотношением толщины пленки d с характерными длинами сверхпроводника [1]. В тонких пленках ($d < \lambda$), где λ - глубина проникновения магнитного поля, в параллельном поле вихревая решетка становится менее упругой и плотность критического тока J_c растет с уменьшением d [2]. В этом случае возможно возникновение мейснеровского безвихревого состояния в широком диапазоне магнитных полей. В этом состоянии плотность критического тока приближается к току распаривания. В пределе ($d < \lambda$) максимальное поле перегрева мейснеровского состояния определяется полем [3]: $H_S = \phi_0/(2\pi\xi d)$, где ϕ_0 - квант потока, ξ - длина когерентности.

В данной работе проводились исследования влияния граничных условий на величину критического тока пленок Nb различной толщины. Показано, что в условиях мейснеровского состояния наблюдается ассиметрия зависимости критического тока от магнитного поля. С ростом толщины и при переходе к объемному пиннингу эта асимметрия проявляется в меньшей степени.

Пленки Nb осаждались на подложки из Si ориентации (100) методом катодного распыления на постоянном токе. Изучались образцы с разными толщинами в диапазоне от 16.0 нм до 103.1 нм. Далее с помощью фотолитографии в пленке формировали полоску шириной 10 мкм и длиной 90 мкм. Направление движения вихрей в параллельном магнитном поле (к краю пленки от подложки или наоборот) изменялось путем изменения полярности протекающего через образец транспортного тока. На рис. 1 показан типичный пример зависимости силы пиннинга от параллельного магнитного поля для противоположных направлений движения вихрей в пленке. Видно, что при определенных магнитных полях наблюдается сильная асимметрия силы пиннинга. Мы это связываем с изменением граничных условий для входа вихрей в образец. Они будут разные для случая, когда вихрь входит в образец со стороны подложки, либо со стороны внешней границы пленки.

Для объяснения полученных результатов численными методами решались уравнения Гинзбурга-Ландау (ГЛ) для сверхпроводящих пластин в безвихревом пределе [4]. Предполагалось, что пластина имеет бесконечную ширину и длину, транспортный ток I_t и внешнее магнитное поле H взаимно перпендикулярны и направлены вдоль пластины. В декартовой системе координат (x, y, z) с осями y и z, направленными параллельно плоскости поверхности пластины, причём ось z направлена параллельно внешнему магнитному полю, а транспортный ток течёт вдоль оси y, уравнения ГЛ записываются в виде:

$$\partial^2 U/\partial {x_\lambda}^2 - \psi^2 U = 0, \qquad (1)$$

[1)] prischepa@bsuir.by

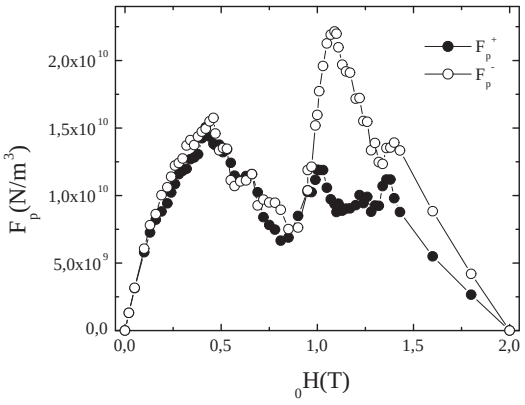


Рис. 1. Зависимость силы пиннинга от параллельного магнитного поля для разных направлений движения вихрей.

$$\partial^2\psi/\partial {x_\lambda}^2 + \kappa^2(\psi - \psi^3) - U^2\psi = 0, \qquad (2)$$

где ψ - модуль параметра порядка, а κ - параметр ГЛ. Вместо размерных значений здесь введены безразмерные величины $U(x_\lambda)$, $j(x_\lambda)$: $A = (\phi_0 U)/(2\pi\lambda)$, $x_\lambda = x/\lambda$ и $j(x_\lambda) = -\psi^2 U$, где A -векторный потенциал магнитного поля, c - скорость света в вакууме. Граничные условия к уравнению (1) имеют обычный вид:

$b_{x_\lambda=0} = h - h_I, b_{x_\lambda=d} = h + h_I$, где $h = H/H_\lambda$, $H_I = 2\pi I_t/c$ и $H_\lambda = \phi_0/(2\pi\lambda^2)$

Что касается уравнения (2), то на поверхностях пластины принимались более общие граничные условия:

$$(\partial\psi/\partial x_\lambda)_{x_\lambda=0,d} = \pm\psi_s/\Lambda, \qquad (3)$$

где Λ - феноменологический коэффициент размерности длины. Такое граничное ипользовалось в работе [5] для объяснения уменьшения T_c в тонких Nb, Pb и Bi пленках. Очевидно, это граничное условие и как следствие величина Λ со стороны подложки и со стороны внешней границы пленки могут отличаться. Уравнения ГЛ с новыми граничными условиями решались методом итерации. На основании самосогласованного решения системы уравнений ГЛ была найдена зависимость критического тока I_c от величины внешнего магнитного поля.

На рис. 2 показан пример, расчитанной таким образом зависимости $F_p = I_c H$, которая является аналогом силы пиннинга, от внешнего магнитного поля для противоположных направлений транспортного тока. Видно, что как и в эксперименте наблюдается асимметрия этой зависимости, которую можно объяснить разными условиями входа вихрей в пленку со стороны подложки и со стороны внешней границы тонкой пленки. При этом мы полагали, что исчезновение безвихревого состояния приводит к возникновению резистивного состояния.

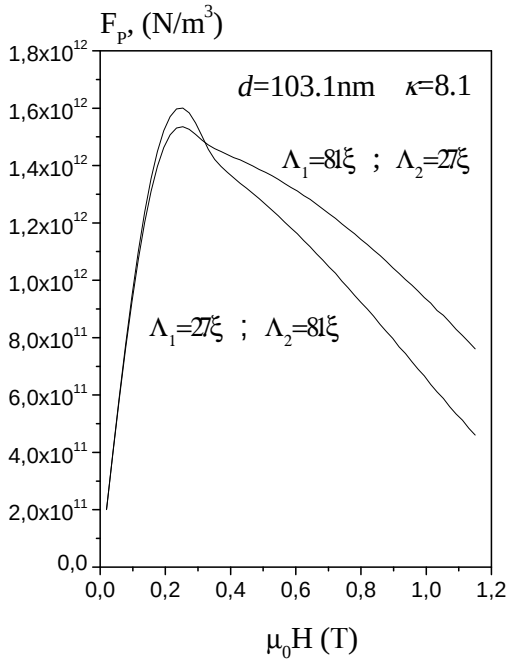


Рис. 2. Зависимость силы пиннинга от магнитного поля для сверхпроводящих пленок с различным значением длин экстрополяции Λ_1 и Λ_2 на поверхностях пленки.

Работа поддержана Президентской программой "Поддержка ведущих научных школ НШ-3600.2008.2".

Список литературы

1. R. Wördenweber and P. H. Kes, Phys. Rev. B **34**, 494 (1986).
2. S.Ł. Prischepa et al., Superc. Sci. Technol. **19**, 1124 (2006).
3. В. В. Шмидт, Г. С. Мкртчян, УФН, **112**, 459 (1974).
4. G. F. Zharkov, V. G. Zharkov and A. Yu. Tsvetkov, Phys. Rev. B **61 (18)**, 12293 (2000).
5. J. Simonin, Phys. Rev. B **33**, 7830 (1986).

Моделирование вольт-амперной характеристики джозефсоновского перехода с ангармоничной токо-фазовой зависимостью

Д. М. Сергеев[1)]

Военный институт Сил воздушной обороны , 030012 Актобе, Казахстан

К. Ш. Шункеев

Актюбинский государственный педагогический институт, 030012 Актобе, Казахстан

Изучена вольт-амперная характеристика джозефсоновского перехода с ангармоничной токо-фазовой зависимостью. Установлена аналитическая связь между нормированной собственной индуктивности и толщиной прослойки перехода d (параметром $\delta = d/d_c$). Выдвинута гипотеза об одной причине проявления ангармонизма токо-фазового соотношения в джозефсоновких структурах за счет флуктуационного тока.

Исследование физических свойств джозефсоновского перехода (ДП) показало, что при уменьшении толщины антиферромагнитной прослойки ДП токо-фазовая зависимость становится ангармоничным [1]. Степень деформации токо-фазового соотношения зависит от $\delta = d/d_c$ (где $d_c = \pi \cdot \xi$ - критическая длина, ξ - длина когерентности) [2]. Несинусоидальное токо-фазовое соотношение присущ и для ДП на основе высокотемпературных сверхпроводников [3, 4].

Несинусоидальный характер сверхпроводящего тока обясняется введением собственной индуктивности ДП [5]:

$$j(\varphi) = \sin(\varphi - lj(\varphi)), \qquad (1)$$

где $l = 2\pi\Phi/\Phi_0$ ($\Phi = LI_c$). Уравнение (1) рассмотрено в работе [6] с учетом экспериментальных данных из [1], где величина нормированной индуктивности $0 < l < 3$. Малое значение l дает возможность аппроксимировать выражение (1)(Рис. 1):

$$j(\varphi) = \sin(\varphi) - l\sin(2\varphi)/2. \qquad (2)$$

Параметры δ и d скрыты в нормированной индуктивности и вопрос аналитической связи между l и δ (или d) оставался нерешенным [6]. В данной работе зависимость величины тока от d или δ описывается выражениями

$$j(d) = j_0\exp(-d/\xi)[\cos(d/\xi) + \sin(d/\xi)], \qquad (3)$$

$$j(\delta) = j_0\exp(-\pi\delta)[\cos(\pi\delta) + \sin(\pi\delta)]. \qquad (4)$$

При $d = d_c$ j_c принимает значение $0,918J_0$. Из результатов численного моделирования выражений

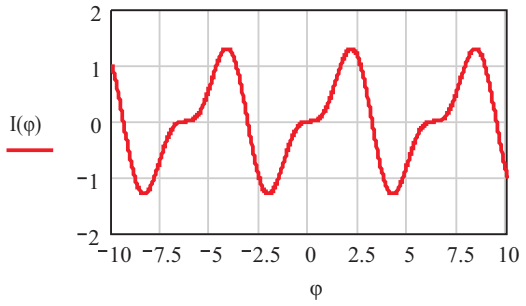


Рис. 1. График ангармонической зависимости сверхпроводящего тока от фазы.

(2, 3) видно, что значение $j(\delta)$ уменьшается в пределах δ от 0 до 2 (Рис.2). Учитывая выражения (3,4), и $l = (2\pi Lj_c)/\Phi_0$, где L - индуктивность ДП значение которого зависит от его размеров и геометрической формы, находим зависимость между l и δ (аналогично для d)

$$l(\delta) = 2\pi Lj_0\exp(-\pi\xi)[\cos(\pi\xi) + \sin(\pi\xi)]/\Phi_0\$. \qquad (5)$$

Модель вольт-амперной характеристики (ВАХ) ДП с учетом нормированной индуктивности для случая $\beta \le 1$ (6) и для $\beta > 1$ (7):

$$v(i) = R(i^2 - i_c^2)^{0.5}(1 - 3l^2), \qquad (6)$$

$$v(i) = R(i^2 - i_c^2 - a - b), \qquad (7)$$

где $a = 2\beta^{-1}(1 + 2\beta^{-2})^{0.5}$, $b = 0.5l\beta^{-1}(1 + \beta^{-2})^{-0.5}$.

Численное моделирование показало, что нормированновая индуктивность, характеризующая ангармонизм не влияет на ВАХ безгистерезисных ДП, а ВАХ ДП с параметром Мак-Камбера больше 1 подвергаются изменению. Гистерезис ВАХ последних под влиянием ангармонизма уменьшается (Рис. 3).

[1)] serdau@rambler.ru

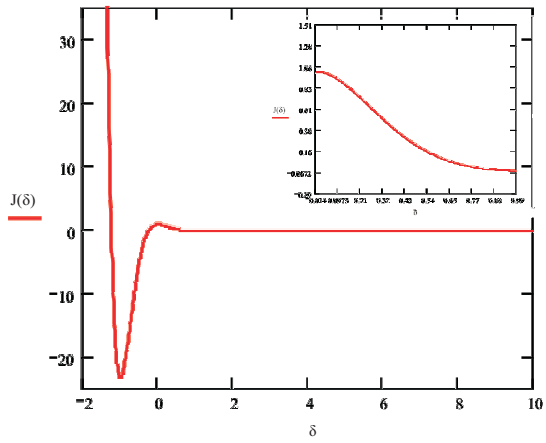


Рис. 2. График зависимости $j(\delta)$ (на вставке - изменение значений $j(\delta)$ в интервале δ от 0 до 2).

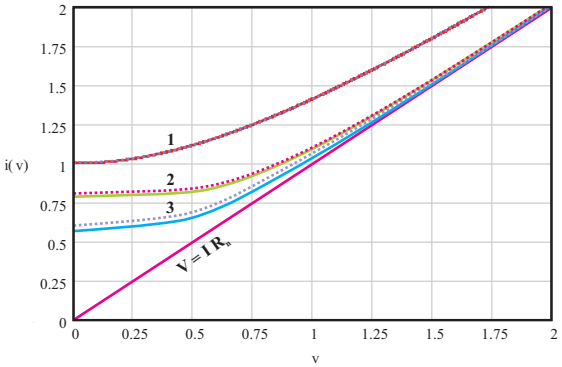


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика с ангармоничной токо-фазовой зависимостью (1 - при β=0, 2 - при β=3, 3 - при β=10; пунктирными линиями показано ВАХ с ангармоничным токо-фазовым соотношением)

Уменьшение гистерезиса ВАХ ДП проявляется и при воздействий флуктуационного тока. В работе [7] показана модель ДП под действием флуктуаций, где получены аналогичные ВАХ как на рис.3.

Происхождение ангармонизма токо-фазового соотношения разных джозефсоновских структур имеет разные природу и характер [8]. И во многих джозефсоновских структурах причиной проявления ангармонизма соотношения ток-фаза могут быть влияние флуктуации.

Таким образом, ангармонизм токо-фазового соотношения джозефсоновских структур влияют на ВАХ ДП только при $\beta > 1$ и одной из причин возникновения ангармонизма могут быть присутствие флуктуационных токов в переходе.

Список литературы

1. E. Demler, A. J. Berlinsky, C. Kallin, G. B. Arnold and M. R. Beasley, Phys. Rev. Lett. **80**, 2917-2921 (1998).
2. den Hertog, A. J. Berlinsky and C. Kallin, Phys. Rev. B **59**, 11645 (1999).
3. Y. Tanaka, S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **53**, 11957 (1996).
4. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др. ЖЭТФ, **122**, 1247 (2002).
5. А. А. Зубков, М. Ю. Куприянов, В. К. Семенов, ФНТ, 11, Т **11**, 1365-1371 (1999).
6. И. Н. Аскерзаде, ЖТФ, Т **73**, вып.11, 140-142 (2003).
7. Д. М. Сергеев, К. Ш. Шункеев, Вестник КарГУ, №1(49), 33-43 (2008).
8. И. Н. Аскерзаде, Письма в ЖТФ, Т **33**, вып.17, 10-15 (2007).

Замкнутые вихри Абрикосова

И.В. Тихомиров, К.Н. Югай[1)]

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, 644077 Омск, Россия

В данной работе рассматриваются свойства замкнутых вихрей Абрикосова. Предложен новый механизм генерации замкнутых вихрей Абрикосова из линейных. Рассчитана температура, соответствующая началу генерации замкнутых вихрей. Найдена фазовая кривая, определяющая область существования замкнутых вихрей в сверхпроводнике.

Открытие новых высокотемпературных сверхпроводников показало, что в отличие от большинства обычных сверхпроводников, в случае ВТСП тепловыми флуктуациями вблизи фазового перехода пренебрегать нельзя. Даже в отсутствие магнитного поля в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с температурой фазового перехода около 90 K ширина флуктуационной области имеет порядок 1 K, т.е параметр $Gi \sim 10^{-2}$, и она еще больше в сильно слоистых соединениях типа $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. Фазовый переход в сверхпроводящее состояние в магнитном поле еще более чувствителен к флуктуационным эффектам: помимо обычных флуктуаций параметра порядка, имеющихся при $B = 0$, здесь возможны также флуктуации положений вихревых линий в пространстве, которые очень сильно меняют фазу параметра порядка в окрестности каждой такой линии. С появлением тонких, качественно проделанных экспериментов [1, 2, 3], описывающих поведение сверхпроводника второго рода в магнитном поле, появилась необходимость создания более детальной теории смешанного состояния сверхпроводников второго рода.

В сверхпроводниках второго рода форма вихревой нити воспроизводит структуру силовых линий внешнего магнитного поля. Так однородному полю соответствует смешанное состояние в виде двумерной решетки прямолинейных вихрей. Более сложные структуры возможны, например, когда магнитное поле создается протекающим в сверхпроводнике током, и вихревая нить охватывает линии тока [4]. В сверхпроводнике даже в отсутствие внешнего поля могут появляться более сложные вихревые структуры, такие как замкнутые вихри Абрикосова. Каждый такой вихрь представляет собой вихревую нить, в которой силовые линии магнитного поля замкнуты [5, 6, 7, 8]. Такие вихри могут образовываться в результате достаточно сильных токовых флуктуаций.

При достаточно сильном внешнем магнитном поле, в сверхпроводнике одновременно могут присутствовать и замкнутые, и линейные вихри. Линейные вихри поддерживаются внешним магнитным полем, а замкнутые вихри разрушаются и появляются снова, так что их среднее число остается постоянным при заданной температуре. До сих пор в литературе рассматривался только один механизм образования замкнутых вихрей, а именно образование вихря в результате сильной тепловой флуктуации тока [4, 5, 6, 7, 8]. Как известно, тепловые флуктуации приводят к искажению формы линейного вихря. В силу флуктуационного механизма образования таких искажений, они могут иметь разнообразную форму. Увеличение длины вихря энергетически не выгодно, поэтому вихрь стремится сжаться до первоначального размера, определяемого толщиной образца. Однако если изгиб будет достаточно большим, кольцевые токи противоположных сторон изгиба будут взаимодействовать, что приведет к появлению дополнительной энергии взаимодействия. Конкуренция этих энергий может привести к тому, что изгиб не "разгладится", а замкнется в кольцо, радиус которого определится радиусом закругления изгиба. Замкнутый вихрь, образовавшийся таким образом, будет абсолютно идентичен замкнутому вихрю, образовавшемуся в результате сильной токовой флуктуации.

Число замкнутых вихрей, образованных из линейных, определяется вероятностью появления изгиба на линейном вихре. Эта вероятность пропорциональна больцмановскому множителю, содержащему энергию участка линейного вихря длиной ξ

$$p \sim \exp(-\frac{\varepsilon_0 \xi}{kT}), \qquad (1)$$

где ε_0 - энергия линейного вихря, приходящаяся на единицу длины. Т. е. для образования замкнутого вихря необходимо затратить энергию, по крайней мере, превышающую величину энергии $\varepsilon_0 \xi$. Следует отметить, что температуры, достаточные для образования замкнутого вихря, лежат вблизи T_c, т. е. вблизи флуктуационной области. Напротив, ве-

[1)] yugay@omsu.ru

роятность образования замкнутого вихря при низких температурах ничтожно мала.

Учет данного механизма образования кольцевых вихрей приводит к тому, что свободная энергия сверхпроводника возрастет на величину

$$\Delta F_V(T, H_0) = L_{CV}(T, H_0)\varepsilon_0(T, H_0), \qquad (2)$$

где $L_{CV}(T, H_0)$ - общая длина замкнутых вихрей. Поскольку число линейных вихрей содержащихся в сверхпроводнике определяется величиной внешнего магнитного поля, то кроме температурной зависимости, свободная энергия будет зависеть и от H_0. Общая длина замкнутых вихрей определяется их числом, и пропорциональна вероятности p образования одного вихря.

Введение механизма генерации замкнутых вихрей из линейных приводит к тому, что в сверхпроводнике появляется новый канал передачи энергии. Температурная зависимость (2) говорит о том, что этот механизм "включается" при определенной температуре T_b, соответствующей началу генерации замкнутых вихрей. При этой же температуре, теплоемкость, обусловленная замкнутыми вихрями, обращается в ноль, и имеет положительные (физичные) значения при $T > T_b$.

Увеличение внешнего магнитного поля приводит к возрастанию общего числа линейных вихрей, находящихся в решетке, а значит и к увеличению общей длины, на которой могут образовываться замкнутые вихри. Таким образом, температура T_b также будет зависеть от H_0; увеличение поля будет приводить к уменьшению T_b, и, следовательно, расширению области существования замкнутых вихрей. Следует также отметить, что средний размер замкнутого вихря ограничен постоянной решетки линейных вихрей.

Для сравнения с экспериментальными значениями, мы вычислили температуру T_b для параметров ВТСП взятых из работы [3]. Фазовая кривая, определяющая область существования замкнутых вихрей на плоскости $H - T$ определяется следующим выражением:

$$H_b(T) = H_b(0)(1 - T/T_c)^{\nu}, \qquad (3)$$

причем $\nu \simeq 1$, т.е. зависимость линейна. Следует заметить, что слоистость ВТСП соединений может привести к увеличению показателя ν. В работе [3] температурная зависимость поля перехода аппроксимируется выражением (3), но с показателем степени не 1, а 1.41. В силу того, что рассматриваемая область температур лежит вблизи T_c, полученные результаты практически не отличаются друг от друга, что позволяет интерпретировать их по разному. Таким образом, наличие фазового перехода во внешнем поле, подтверждаемое экспериментом, может быть связано с генерацией в сверхпроводнике замкнутых вихрей Абрикосова.

Список литературы

1. D. E. Farrel, J. P. Rice and D. M. Ginsberg, Phys. Rev. Lett., **67**, 1165 (1991).
2. H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, D. J. Bishop, Phys. Rev. Lett., **69**, 824 (1992).
3. W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree, M. M. Miller, Phys. Rev. Lett., **69**, 3370 (1992).
4. Z. Tesanovic, Phys. Rev. B, **59**, 6449 (1999).
5. В. А. Козлов, А. В. Самохвалов, Письма в ЖЭТФ, **53**, 150 (1991).
6. V. A. Kozlov, A. V. Samokhvalov, Physica C, **213**, 103 (1993).
7. A. V. Samokhvalov, Physica C, **308**, 74 (1998).
8. V. A. Kozlov, A. V. Samokhvalov, J. Superconductivity, **6**, 63 (1993).

Поведение системы двух связанных длинных джозефсоновских переходов в магнитном поле

Ю. В. Захаров[1)], *О. Г. Юшкова*

Сибирский государственный технологический университет, 660049 Красноярск, Россия

И. В. Уваев

Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия

В рамках аналогии между поведением длинного джозефсоновского перехода в магнитном поле и упругим стержнем под действием сжимающей силы рассмотрено поведение системы связанных длинных переходов. Получены выражения для распределения полей и токов вдоль переходов. Показано, что система связанных переходов может рассматриваться как аналог составной стержневой конструкции.

Джозефсоновский переход, являясь слоистой системой, проявляет нелинейные свойства, заключающиеся в том, что в переход магнитное поле проникает в виде особой формы - джозефсоновских вихрей.

Нами было показано [1], что проникновение вихрей в длинный одномерный переход является аналогией потери устойчивости упругого стержня, а сами проникающие вихри можно рассматривать как одномерную цепочку спинов в магнитном поле или динамическую доменную структуру. Соотношение внешнего и собственного поля перехода определяет ориентацию спинов – вихрей. Там же рассматривались собственные частоты колебаний поля, при этом уравнение для малых колебаний фазы в переходе было аналогично уравнениям, описывающим колебания намагниченности в ферромагнитном слое под действием магнитного поля [2]. Поведение найденных зависимостей было сопоставлено с синфазными и антифазными колебаниями динамической доменной структуры.

Позднее [3] был рассмотрен протяженный джозефсоновский переход цилиндрической формы, поведение которого также показало пороговый характер. Полученный вид распределений магнитного поля вдоль перехода был сопоставлен с формами цилиндрических оболочек при продольном сжатии.

В настоящей работе рассматривалась аналогия между поведением составной стержневой конструкции и системы связанных длинных джозефсоновских переходов. Были найдены приближенные аналитические выражения для распределения полей и токов вдоль переходов и получены выражения для порогов потери устойчивости. Показано, что система переходов также испытывает потерю устойчивости. При этом было установлено, что система переходов при воздействии на нее внешним полем ведет себя не однозначно, ее поведение определяется не только величиной внешнего поля, но и характером его нарастания. Например, некоторому внешнему полю может соответствовать или ситуация, когда в обоих переходах реализуется мейснеровское распределение полей с предельными по величине протекающими токами, или состояние, когда в переходы проникает один вихрь. Аналогом этого поведения для составной стержневой конструкции является ситуация, когда под воздействием внешней сжимающей силы происходит или "складывание" стержней пополам, или при быстром воздействии происходит их изгиб подобно тому, как происходит изгиб одного стержня. Кроме того, в отличие от одиночного перехода – упругого стержня, поведение связанной системы определяется соотношением величин внешнего и собственного поля перехода. В зависимости от соотношения полей, связанные переходы в предельном случае ведут себя или как одиночный – единый переход, или как два независимых – не связанных перехода. Таким образом, внешнее магнитное поле может управлять корреляцией поведения переходов, связанных между собой электрической цепью. Такое поведение может быть полезно при создании вычислительных систем на базе джозефсоновских контактов.

Список литературы

1. Ю. В. Захаров, И. В. Уваев, Вестник КрасГУ **3**, 17 (2003).
2. Ю. В. Захаров, ДАН **344**, 328 (1995).
3. Ю. В. Захаров, И. В. Уваев, Сборник трудов ФПС'06, 369 (2006).

[1)]yuzakharov@mail.ru

Авторский указатель

Aladyshkin A. Yu. 305, 321
Alexandrov A. S. 20, 69
Alloul H. 217
Avdonin V. V. 191
Avvakumov I. L. 215
Baturina T. I. 317
Blanchard N. 217
Božović I. 1
Božović N. 1
Bollinger A. 1
Boris A. V. 187
Borisenko S. V. 6
Borisenko. I. V. 88
Borrmann H. 190
Brom H. B. 199
Burmistrov I. 319
Butko V. 1
Buzdin A. I. 303
Charikova T. B. 102
Chtchelkatchev N. 317, 319
Collin G. 217
Constantinian K. Y. 88
Daghero D. 203
Delaude D. 203
Dooglav A. V. 217
Ekimov E. 233
Eremin I. 48
Eremin I. M. 145
Eremin M. V. 145
Exarchos M. 315
Finkel M. I. 284
Fortov V. E. 191
Galitski V. 74
Gasparov V. A. 78, 195
Gavrichkov V. A. 10
Gerashchenko O. V. 80
Gillijns W. 305
Glatz A. 317
Gol'tsman G. N. 245, 284
Gonnelli R. S. 203
Gorshunov B. 78
Gorshunov B. P. 199
Gozar A. 1
Grin Yu. 190
Gsell S. 193
Gumeniuk R. 190
Haesendonck Ch. V. 233
Harus G. I. 102
Hoekstra A. F. Th. 199
Horn S. 193
Ivanov A. A. 102
Kabanov V. V. 69
Kagan M. Yu. 4
Karpinski J. 76
Kartsovnik M. V. 191
Kaurova N. S. 284
Kehrle J. 193
Keimer B. 187
Keller H. 145
Kim J. S. 187, 203
Kislinskii Y. V. 88
Komissnskiy P. V. 88
Kopnin N. B. 311
Kordyuk A. A. 6
Korshunov M. M. 10
Kovaleva N. N. 187
Kremer R. K. 187, 203
Kuchinskii E. Z. 16
Kurbatova I. V. 181
Kwok W. K. 302
Larionov I. A. 143
Leithe-Jasper A. 190
Levy F. 195
Li Q. 78
Logvenov G. 1
Lyubin I. E. 145
Müller C. 193
Maslennikov S. N. 284
Massidda S. 203
Matiks Y. 187
Mel'nikov A. S. 303, 311
Mikheev M. G. 71
Misko V. R. 340
Miteva C. 181
Mitin A. V. 152
Moshchalkov V. V. 305, 321
Moskvin A. S. 56, 215
Mukhamedshin I. R. 217
Nekrasov I. A. 201
Nicklas M. 190
Nurgaliev T. 181
Obermeier G. 193
Ogarkov S. L. 4
Ohishi Y. 164
Omeliyanovskii O. 233
Opel M. 191
Ossipyan Yu. A. 191
Ovchinnikov S. G. 10

Ovsyannikov G. A. 88
Palnichenko A. V. 191
Panov Yu. D. 56
Pchelkina Z. V. 201
Peeters F. M. 340
Pelleg O. 1
Plakida N. M. 13
Platova T. A. 217
Pogosov W. V. 340
Ponomarev Ya. G. 71
Popovich P. 187
Pozdnyakova V. I. 311
Profeta G. 203
Pronin A. V. 199
Radović Z. 1
Romijn I. G. 199
Rosner H. 190
Ryabchun S. A. 284
Ryzhov D. A. 311
Sadakov A. 233
Sadovskii M. V. 16, 201
Samokhvalov A. V. 303
Sanna A. 203
Santi G. 195
Schildermans N. 305
Schnelle W. 190
Schouteden K. 233
Schreck M. 193
Seleznev V. A. 284
Seo S. S. A. 187
Serbyn M. N. 74
Shadrin A. V. 88
Shaikhaidarov R. 315
Shakhrai D. V. 191
Sheikin I. 195
Shelushinina N. G. 102
Shereshevskii I. A. 311
Shneyder E. I. 10
Sidorov N. S. 191
Silaev M. A. 311
Silhanek A. V. 305
Skvortsov M. A. 74
Sochinskaya O. E. 102
Teyssier J. 195
Tidecks R. 193
Tortello M. 203
Tretyakov I. V. 284
Troyanovskiy A. 233
Ummarino G. A. 203
Uspenskaya L. S. 181
Van de Vondel J. 305, 321
Varlamov A. A. 74
Vinokur V. M. 311, 317
Vlasko-Vlasov V. K. 302
Volodin A. 233
Voronkov A. 78
Voronov B. M. 284
Vyaselev O. M. 191
Welp U. 302
Wosnitza J. 199
Zhao H. J. 340
Zhukova E. 78
de Souza Silva C. C. 321
Аксенов В. П. 286
Алеев А. А. 46
Алферов Д. Ф. 248, 253
Андреев А. И. 48
Антоненко С. В. 119, 149
Антонов В. Н. 315
Антонова Л. Х. 272, 286
Арсеев П. И. 67
Аттанасио К. 325, 342
Балаев Д. А. 104, 106, 113, 117, 123, 156, 158, 160, 171, 223
Балакирев В. Ф. 164
Барабанов А. Ф. 54
Барковский Н. В. 133
Безотосный П. И. 323, 342
Белодедов М. В. 125
Белозерова И. Л. 106
Белотелова Ю. Н. 260, 274
Белявский В. И. 23
Бенгус С. В. 205
Блинов А. Г. 72
Блинова Ю. В. 108
Бобылев И. Б. 175
Бойков Ю. А. 162
Бойнагров Д. Э. 76
Бойцова О. В. 112
Бондаренко С. И. 110
Боровицкая И. В. 272
Боярский Л. А. 72
Бутко Н. Б. 177
Бухштаб Е. И. 205
Буш А. А. 229, 231
Быков А. А. 113
Вальков В. В. 34, 50, 54, 207
Васильев А. Д. 106
Васютин М. А. 141, 183
Вещунов И. С. 76
Винников Л. Я. 76
Вишнев А. А. 177
Вишняков Ю. В. 325
Водопьянов Б. П. 307
Волков М. П. 162
Волков Н. В. 223
Волков П. В. 276
Волошин И. Ф. 98, 248

Волчков Н. А. 257, 329
Воробьёва А. Е. 260, 274
Высоцкий В. С. 243
Гаврилкин С. Ю. 325
Гасумянц В. Э. 121
Голованов А. Ю. 329
Головашкин А. И. .. 82, 84, 129, 137, 141, 169, 173, 179, 183, 236, 292, 294, 296, 298, 329
Головня А. А. 50
Голубков М. В. 127
Горина Ю. И. 127
Горшков П. В. 272
Господарев И. А. 227
Гохфельд Д. М. 104, 123, 156
Гохфельд Ю. С. 104, 156
Гощицкий Б. Н. 197, 209
Гриненко В. А. 211
Гришаев В. И. 227
Гуртовой В. Л. 154, 315
Гутлянский Е. Д. 327
Дежин Д. С. 259
Демихов Е. И. 250, 272, 286
Дзебисашвили Д. М. 207
Долгов О. В. 29
Дробышев В. А. 274
Дубровский А. А. 104, 117, 156
Дулькин И. Н. 248
Евсин Д. В. 248, 253
Ерёмин И. 213
Ерёмин И. М. 46
Ерёмин М. В. 46, 48, 52
Жемерикин В. Д. 255
Жерихина Л. Н. ... 84, 179, 250, 286, 292, 294, 296, 298
Жиляев И. Н. 60
Залески А. 234
Захаров Ю. В. 348
Зверев В. Н. 76
Здравков В. И. 193
Зурабов В. С. 274
Зыбцев С. Г. 86
Зюзева Н. А. 175
Иваненко О. М. 36
Иванов А. А. 94, 115
Иванов В. П. 248, 253
Иванов Л. И. 272
Иванов С. С. 255
Ивановский А. Л. 197
Игламов В. В. 52
Измайлов Г. Н. 294
Ильин А. И. 315
Ильясов Р. И. 259
Ичкитидзе Л. П. 125, 270
Кадырбаев А. Р. 270
Калинов А. В. 98, 248
Калюжная Г. А. 127
Каменцев К. Е. 231
Капаев В. В. 25
Картамышев А. А. 135
Карузский А. Л. 129, 257, 329
Карькин А. Е. 197, 209
Кауль А. Р. 112, 242
Кашурников В. А. 167
Кирилло К. 325
Клинкова Л. А. 131, 133
Ковалев К. Л. 259
Ковалев Л. К. 259
Коверя В. П. 110
Кожевников В. Л. 197
Коновалов П. В. 260, 274
Копаев Ю. В. 27
Копылов С. И. 255
Коровушкин М. М. 54
Королев Я. А. 255
Коршунов М. М. 213
Костров Е. А. 250, 286
Костылева И. Е. 234
Котова Е. В. 260
Кравченко К. В. 227
Крапивка А. Е. 257
Красноперов Е. П. 135
Красносвободцев С. И. 257
Криницина Т. П. 175
Круглов В. С. 276
Крынецкий И. Б. 82, 137, 169
Кугель К. И. 40
Кузнецов В. И. 331
Кузнецова Е. И. 175
Кузьмичев Н. Д. 141, 173, 183
Кулеева Н. А. 139
Кулешова Г. В. 292
Кулич М. 29
Кунцевич А. Ю. 262
Курин В. В. 100, 338
Куроедов Ю. Д. 135
Кучинский Э. З. 139
Кушнир В. Н. 309
Лавров А. Н. 64
Лаченков С. А. 234
Леонидова О. Н. 197
Лойко С. О. 67
Лыков А. Н. 323, 325, 329, 333, 342
Лыонг Ч. В. 58
Лыхин В. А. 280
Маевский В. А. 280
Мазин И. 186
Мазов Л. С. 38
Макаров И. А. 147

Максимов Е. Г. 29
Малиновская О. С. 119, 149
Малишевский А. С. 252, 288
Мальгинов А. В. 264, 266, 268, 290
Мальгинов В. А. 262, 264, 266, 268, 290
Мамсурова Л. Г. 90, 177
Мартовицкий В. П. 150
Мартынова О. А. 121
Матвеев В. А. 280
Медведев М. И. 260, 274
Менушенков А. П. 94, 169
Михайлов Б. П. 270, 282
Михайлов М. Ю. 205
Михайлова А. Б. 270
Михайлова Г. Н. 272, 286
Мицен К. В. 36, 234
Морари Р. 193
Мурзин В. Н. 257, 329
Набережнов А. А. 221, 238
Некрасов И. А. 139
Нижельский Н. А. 135, 280
Николаев А. В. 274
Николаев Е. Г. 219
Николаев С. В. 335
Николайчик В. И. 133
Никонов А. А. 238
Никулин В. Я. 272
Никулов А. В. 154, 315
Ноздрин Ю. Н. 338
Овчинников С. Г. 44, 147
Овчинникова М. Я. 92
Огинов А. В. 272
Одинцов Д. С. 167
Окулов А. Ю. 336
Омельяновский О. Е. 150, 219, 229, 231, 234
Панарина Н. Ю. 42
Панова Г. Х. 221, 238
Парфенов О. Е. 231
Перваков К. С. 234, 276
Пересторонин А. В. 129, 257, 329
Пестов Е. Е. 338
Петров М. И. 104, 106, 113, 117, 123, 156, 158, 160, 171, 223
Пигальский К. С. 90
Подливаев А. И. 278
Покровский С. В. 278
Полтавец В. Н. 259
Полущенко О. Л. 135, 280
Попков С. И. 104, 106, 113, 117, 123, 156, 158, 160, 171
Попов К. Г. 30
Применко А. Э. 225
Прищепа С. Л. 325, 342
Прокофьев А. С. 94
Прокофьев Д. Д. 162
Прудковский В. С. 219
Пряничников С. В. 164
Пудалов В. М. 234
Раков Д. Н. 260, 274
Рахманов А. Л. 40, 96
Родин В. В. 127
Романов Е. П. 108, 175
Ростами Х. Р. 166
Руднев И. А. 167, 225, 270, 278, 282
Русаков А. П. 82, 137, 169
Рязанов В. В. 193
Садаков А. В. 150, 219, 229, 231, 234
Садовский М. В. 139
Салахутдинов Л. Ф. 42
Самойленков С. В. 112, 242
Самохвалов А. В. 313
Сбойчаков А. О. 40
Семёнов С. В. 223
Сентюрина Н. Н. 127
Сергеев Д. М. 344
Сидоренко А. С. 193
Сидоров В. А. 248, 253
Силин В. П. 252, 288
Славкин В. В. 173
Сочинская О. Е. 115
Степанов В. А. 127, 203
Сударева С. В. 108, 175
Сухарев М. М. 280
Съедин Ю. Ю. 225
Сыркин Е. С. 227
Сытников В. Е. 243
Тагиров Л. Р. 193
Таланов Ю. И. 42
Терехов А. В. 234
Титова С. Г. 108, 164
Тихомиров И. В. 346
Тищенко Э. А. 173, 229, 231
Тогушова Ю. Н. 58
Толкачева С. М. 119, 149
Троицкий А. В. 272, 286
Трусевич Н. Г. 177
Туан Н. Н. 58
Тулин В. А. 154, 315
Тулина Н. А. 94
Тумаев Е. Н. 154
Уваев И. В. 348
Урюпин С. А. 252, 288
Успенская Л. С. 84, 96
Успенский С. Г. 252, 288
Федоренко В. В. 209
Федоров Н. К. 67
Феодосьев С. Б. 227
Фирсов А. А. 331

Фишер Л. М. 98, 248, 253
Флейшман Л. С. 264, 266, 268, 290
Фогель Н. Я. 205
Фокин А. В. 221, 238
Фролова В. А. 119
Харус Г. И. 115
Хлыбов Е. П. 234
Цветков А. Ю. 323, 325, 342
Цебро В. И. 219
Цховребов А. М. ... 84, 179, 250, 286, 292, 294, 296, 298, 329
Чарикова Т. Б. 115
Черноок С. Г. 127
Чигинев А. В. 100
Чирилло К. 342
Шабанова Н. П. 236
Шабло А. А. 110
Шагинян В. Р. 30
Шайхутдинов К. А. ... 104, 106, 113, 117, 123, 156, 158, 160, 171, 223
Шамрай В. Ф. 270
Шапошникова Т. С. 42
Шеин И. Р. 197
Шелушинина Н. Г. 115
Шиков А. А. 238
Шиков А. К. 260, 274
Шнейдер Е. И. 44
Шулятев Д. А. 82
Шункеев К. Ш. 344
Югай К. Н. 335, 346
Юзефович О. И. 205
Юшкова О. Г. 348
Ямпольский В. А. 98