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

Вторая международная конференция «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» ФПС'06 9 - 13 октября 2006 года

Сборник Трудов

Москва – Звенигород, 2006

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:

Пудалов В.М. (ФИАН) – председатель Варлашкин А. В. (ФИАН) – зам. председателя Мицен К.В. (ФИАН) – зам. председателя Крайская К.В. (ФИАН) - секретарь Иваненко О.М. (ФИАН) - секретарь Автономов В.П. (Роснаука) Гришечкина С.П. (ФИАН) Давидовская Т.Ю. (ФИАН) Жерихина Л.Н. (ФИАН) Заяц В.А. (ОФН РАН) Коваленко В.П. (ФИАН) Кузнецов Г.И. (ФИАН) Микуть С.М. (ФИАН) Николаева О.В. (ФИАН) Цветков А.Ю. (ФИАН) Цебро В.И. (ФИАН) Цховребов А.М. (ФИАН) Шабанова Н.П. (ФИАН)

Программный комитет:

Копаев Ю.В., член-корр.РАН (ФИАН) - председатель Гантмахер В.Ф., член-корр.РАН (ИФТТ РАН) - зам. председателя Головашкин А.И. (ФИАН) – зам. председ. Черноплеков Н.А., член-корр.РАН (РНЦ «Курчатовский институт»)-зам. председателя Аксенов В.Л. (ОИЯИ, Дубна) Андреев А.Ф., академик (ИФП РАН) Антипов Е.В. (химфак МГУ) Белявский В.И. (ФИАН) Гапонов С.В., член-корр.РАН (Ин-т физики микроструктур РАН) Елесин В.Ф. (МИФИ) Каган М.Ю., член-корр.РАН (ИФП РАН) Келдыш Л.В., академик (ФИАН) Максимов Е.Г., член-корр.РАН (ФИАН) Николаев Е.Г. (ИФП РАН) Осипьян Ю.А., академик (ИФТТ РАН) Пономарев Я.Г. (МГУ) Пудалов В.М. (ФИАН) Рахманов А.Л. (Ин-т высоких температур PAH) Трунин М.Ю. (ИФТТ РАН) Фишер Л.М. (Всероссийский электротехнический ин-т)

Финансовая поддержка:

Президиума и ОФН РАН Российского фонда фундаментальных исследований Министерства образования и науки РФ Правительства Московской области РАО "ЕЭС России" Фонда некоммерческих программ «Династия» ЗАО "РТИ, технологии, приборы, материалы" Российского научного центра "Курчатовский институт"

ISBN 5-902622-09-3

© Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Участникам конференции по сверхпроводимости

Уважаемые участники конференции! К сожалению, в связи с болезнью, я не могу присутствовать на конференции. Вместе с тем, хотелось бы поделиться с вами некоторыми соображениями и, с разрешения организаторов конференции, делаю это в письменном виде. Надеюсь, это не будет признано нескромным, поскольку я занимаюсь сверхпроводимостью уже 63 года (т.е. с 1943 г.), и моя цель только одна: активизировать исследования в этой области.

Всем известно, разумеется, что исследования в области сверхпроводимости это одно из актуальных направлений работы в области фундаментальной физики. И при этом направление, связь которого с так называемой прикладной физикой является сегодня самой непосредственной. Не всегда так было. Достаточно напомнить, что сверхпроводимость, открытая в 1911 г., начала достаточно широко использоваться лишь в семидесятые годы прошлого века (имею, очевидно, в виду создание сильных сверхпроводящих магнитов). Сейчас же даже высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), созданные впервые в 1987 г., уже используются в технике, несмотря на хорошо известные трудности при их обработке. И, разумеется, всем ясно, что создание новых «хороших» ВТСП, работающих при охлаждении жидким азотом, не говоря уже о создании комнатно-температурных сверхпроводников (КТСП), вообще не нуждающихся в охлаждении при их использовании при комнатной температуре, сразу же откроет широкие двери для применений на практике. Конечно, высокие значения критической температуры Т_с это лишь одно требование, предъявляемое к новым веществам, о которых идет речь, но, вероятно, труднее всего достижимое. Вряд ли стоит писать подробнее об этих очевидных вещах. Я хочу только подчеркнуть: изучение сверхпроводимости это одна из тех проблем современной физики, которые не только важны и интересны, так сказать, сами по себе, как и вся фундаментальная физика, но и привлекательно для тех, кто хочет как можно скорее видеть съедобные плоды фундаментальной науки. Кстати сказать, я сам к этим людям отнюдь не принадлежу. Точнее, радужные перспективы практических применений, естественно, привлекательны, но не могут служить поводом для умаления интереса даже к самым абстрактным, как кажется на сегодняшний день, проблемам науки. Другое дело, что когда средства ограничены (как деньги, так и другие ресурсы, скажем, людские), нужно считаться и с другими факторами, а не только с чисто научными интересами. Приведу конкретный пример.

После работы Эйнштейна 1918 г. встала проблема генерации и приема гравитационных волн (уверен, что вопрос ставился и ранее, может быть и в 19-ом веке, но я не знаю соответствующей литературы). Уже из результатов Эйнштейна было ясно, что соответствующие эффекты малы. Поэтому только в 60-ые годы прошлого века были предприняты серьезные попытки приема гравитационных волн космического происхождения. К сожалению, эти попытки оказались неудачными. Только сейчас, уже другими методами (с использованием лазерной интерферометрии), космические гравволны пытаются обнаружить в США и в Европе. В США создана соответствующая установка (точнее, две установки, находящиеся на большом расстоянии друг от друга) и эта установка LIGO, которая обошлась в 500 млн. долларов. Положительный результат еще не получен, но имеются основания полагать, что вскоре будет получен. Однако уже сейчас спроектирована более чувствительная установка (LIGO II). Кстати сказать, в этой работе активное участие принимает член-корр. РАН В.Б. Брагинский и его группа на физфаке МГУ. Прием гравволн откроет новый канал астрофизической информации, а в будущем, быть может, будет использоваться для связи на Земле и в пределах солнечной системы.

Так вот, если бы меня спросили сейчас (и даже во времена СССР): нужно ли у нас в России создавать установку типа LIGO, - я уверенно ответил бы отрицательно. Причина ясна – «по одежке и протягивай ножки». Нет в России сейчас средств для такого проекта. Или, точнее, имеющиеся большие средства нужно, конечно, использовать и на фундаментальную науку, но все же с выбором, ибо, как учил нас еще Козьма Прутков, «нельзя объять необъятное». Изучение сверхпроводимости, причем самыми современными методами, как раз и является объектом, в том числе и фундаментальной науки, который нужно исследовать в первую очередь. Что касается причин такого выбора, то он, надеюсь, ясен из сказанного выше, но к этому нужно добавить, что создание соответствующей современной лаборатории, о которой пойдёт речь, стоит всего около 15 млн. долларов. Да, именно «всего», ибо сравнивать нужно с упомянутыми 500 млн. на LIGO и миллиардами долларов, которые идут на создание LHC в Церне и, скажем, реактора ITER.

У нас в России, к сожалению, таких лабораторий нет, и поэтому я обратился к Президенту В.В. Путину с предложением создать ее при ФИАН'е. Письмо В.В. Путину, разумеется, со сметой необходимых расходов, было отправлено 10 февраля с.г. . Ответа пока нет, хотя как я знаю из телефонного разговора с А.А. Фурсенко, он относится к моему предложению положительно. Но будет ли практический результат, я, конечно, не знаю. Если положительное решение и будет принято в обозримое время, на создание лаборатории всё равно уйдет немало времени, и экспериментальных результатов можно ожидать лишь через пару лет.

Думаю, что к тому времени проблема ВТСП скорее всего будет решена в том смысле, что будет выяснено, какой механизм спаривания в основном ответственен за высокие значения T_c. Сейчас на этот счет в литературе царит полный разнобой [1], хотя со времени получения ВТСП прошло уже 20 лет. Особенно странным мне всегда казалось полное отрицание роли электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Одним из оснований для этого было отсутствие изотопического эффекта в отношении Т_с. Но это объяснимо и при наличии ЭФВ [2]. Главное же известно, что на некоторые характеристики образцов ВТСП замена изотопов оказывает сильное влияние [3]. В то же время, если малость изотопического эффекта и при ЭФВ объясняется довольно легко [2], как объяснить сильный изотопический эффект при отсутствии ЭФВ, я не знаю. Недавно обнаружено [4] также, можно сказать, сильное влияние замены ¹⁶ О на ¹⁸ О при тунеллировании. Итак, думаю, что для известных ВТСП очень существенную роль играет ЭФВ. Кстати, это всегда утверждал Е.Г. Максимов. Это обстоятельство важно с точки зрения создания новых ВТСП с возможно более высокими значениями T_c. Действительно, на повышение T_c можно в силу сказанного надеяться, изменяя структуру, а тем самым и решетку материала [5]. В том же плане важно открытие в 2001 году сверхпроводимости MgB_2 с $T_c = 40 \text{ K}$, несомненно обусловленной ЭФВ. Мне кажется очень интересными сделанные в этой связи и уже упомянутые замечания [5] о возможности повысить T_c при поиске новых структур с использованием ЭФВ.

Остаются, конечно, в силе и давно высказывавшиеся надежды на использование экситонного механизма [6], т.е. спаривания электронов проводимости за счет взаимодействия с электронными экситонами (плазмонами, поляритонами), т.е. бозе-возбуждениями в системе связанных электронов. На другом языке, речь идет о влиянии на T_c связанных электронов (см., в частности, [7]).

При всем этом существенно, что никакие ограничения сверху на значения T_c неизвестны [6]. Иллюстрацией этого обстоятельства может служить работа [8], в которой получено значение $T_c \cong 600K$ для металлического водорода при высоких давлениях $p \cong 20Mbar$. Коротко говоря, нам неизвестны никакие результаты, свидетельствующие о невозможности создать КТСП. Другое дело, что это, несомненно, трудно и быть может даже за пределами

имеющихся в настоящее время возможностей. Тем интереснее принять этот вызов природы, и пытаться создать комнатно-температурные сверхпроводники.

Мне хотелось бы также повторить давно высказывавшееся предположение, которое было напомнено в самое последнее время в [9]. Речь идет о том, что не все, быть может, публикации, в которых сообщалось о получении высоких значений T_c и в дальнейшем считавшиеся ошибочными, не имели под собой интересных оснований. Действительно, возможно, что в исследовавшихся образцах имелись какие-то небольшие включения метастабильных сверхпроводящих фаз, распадавшихся со временем и к тому же получавшихся при неконтролируемых условиях (особенно хорошо известным примером являются здесь CuCl с примесями). Ясно, что нужно вновь проанализировать подозрительные случаи, о которых идет речь.

Резюмируя, я хочу подчеркнуть, что в России в настоящее время в плане развития фундаментальной науки, о чем много сейчас пишут и говорят, имеются все основания и предпосылки обратить особое внимание на проблему ВТСП и КТСП. Об этом я уже говорил на предыдущей конференции по сверхпроводимости, проводившейся здесь же в 2004 году (см. [10]).

Желаю конференции успеха.

В.Л. Гинзбург

23 августа 2006 г.

Литература

- 1. D.A. Bonn, Nature Phys. **2**, 159 (2006) (в этом номере публикуется дискуссия о природе ВТСП, в которой участвали А. Леггетт, Д. Пайнс и др.).
- 2. А.Е. Каракозов, Е.Г. Максимов, ЖЭТФ 74, 681 (1978).
- 3. G.A. Gweon et al., Nature **430**, 187 (2004).
- 4. J. Lee et al., Nature 442, 546 (2006).
- 5. W.E. Pickett, cond-mat/0603482, cond-mat/0603428.
- 6. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, ред. В.Л. Гинзбург и Д.А. Киржниц Москва, Наука 1977.
- 7. W.A. Little, Physica C in press (доклад на 8-ой Международной конференции по ВТСП, Дрезден, июль 2006 г.).
- 8. E.G. Maksimov, S.Yu. Savrasov, Solid State Commun. 119, 569 (2001).
- 9. T.H. Geball, cond-mat/0608368.
- В.Л. Гинзбург. Несколько замечаний об изучении сверхпроводимости. УФН <u>175</u>, 187 (2005). Эта заметка помещена также в книге: В.Л. Гинзбург «О сверхпроводимости и сверхтекучести. Автобиография». М. Физматлит (2005).

К юбилею ВЛ

В канун нашей конференции 4 октября 2006 г. исполнилось 90 лет выдающемуся физику-теоретику, академику Российской академии наук, Виталию Лазаревичу Гинзбургу. Вклад В.Л. Гинзбурга в науку и жизнь общества XX и XXI столетий исключительно велик. Он оценён высокими мировыми научными премиями, званиями и государственными наградами.

В 2003 году В.Л. Гинзбургу была присуждена Нобелевская премия по физике « за пионерский вклад в теорию сверхтекучести и сверхпроводимости». Премией было отмечено создание В.Л. Гинзбургом и Л.Д. Ландау полуфеноменологической теории сверхпроводимости. Эта работа была опубликована в 1950 году и предвосхитила ряд важных элементов созданной несколькими годами позднее микроскопической теории Бардина-Купера-Шриффера. Теория Гинзбурга-Ландау не только не потеряла своего значения после создания микротеории, но, напротив, продолжает использоваться в тысячах (!) работ. Релятивистское обобщение теории Гинзбурга-Ландау и частично связанная с этой теорией идеология нашли широкое применение в квантовой теории поля (спонтанное нарушение симметрии и т.д.), а также в космологии и целом ряде других разделов физики и математики.

В наш век узкой специализации только очень немногих физиков можно назвать универсалами. К их числу вне всякого сомнения относится В.Л. Гинзбург. Его работы послужили основой многих направлений современной науки, полученные им первостепенной важности результаты относятся едва ли не ко всем разделам физики.

Совершенно особое место в деятельности В.Л. Гинзбурга по физике твердого тела занимает теория сверхпроводимости. Его интересы в физике сверхпроводимости и достижения в ней не сводятся только к созданию феноменологической теории Гинзбурга-Ландау. В этой области помимо классической работы, выполненной совместно с Ландау, им проведены многочисленные исследования физических эффектов, возникающих в рамках данной теории. Цикл работ В.Л. Гинзбурга (а также А.А. Абрикосова и Л.П. Горькова) по теории сверхпроводимости в сильных магнитных полях и теории сверхпроводящих сплавов, включающий работы по созданию, развитию и применению теории Гинзбурга-Ландау, был удостоен высшей премии страны (Ленинская премия, 1966 г.).

Диапазон интересов В.Л. в физике сверхпроводимости простирается от термоэлектрических явлений в сверхпроводниках до проявлений сверхпроводимости во Вселенной.

Пожалуй, еще и сейчас трудно оценить в полном объеме ту роль, которую сыграл В.Л. Гинзбург в открытии и исследовании высокотемпературных сверхпроводников. Без всякого преувеличения можно сказать, что он на протяжении почти четверти века неизменно верил в реальность высокотемпературной сверхпроводимости и с поразительной энергией воплощал эту веру в практическую деятельность.

Изучение механизмов высокотемпературной сверхпроводимости и сегодня — одно из тех приоритетных направлений исследований, которому В.Л. уделяет много времени и сил. В частности, во многих своих статьях, опубликованных в последние годы, он широко пропагандирует необходимость развития в нашей стране исследований не только по высокотемпературной сверхпроводимости, но и возможностей создания сверхпроводников, работающих при комнатной температуре (КТСП систем). Глубокое огорчение вызывает у него значительная потеря интереса к этим проблемам, как и вообще к науке в целом, со стороны нашего государства и общества. Следует, однако, отметить, что проведение уже во второй раз нашей конференции показывает, что этот интерес к ВТСП проблеме не угасает среди научного сообщества.

Совершенно уникальный научный семинар по теоретической физике под руководством В.Л. Гинзбурга еженедельно проводился в ФИАНе на протяжении нескольких десятилетий.. Каждый семинар был не только источником научной информации, но еще и праздником, и радостью для всех его учеников, "оргия ума", как когда-то сказал о нем Б.Т. Гейликман.

Исключительная доброжелательность и научная бескомпромисность, широчайший диапазон научных интересов и глубокое проникновение в сущность решаемых научных задач, заботливое отношение к молодому поколению научных сотрудников, к аспирантам и студентам — все это не может не привлекать к В.Л. Гинзбургу молодых и уже набравшихся собственного опыта физиков и астрофизиков. Им создано несколько крупных научных школ, каждая из которых пользуется заслуженным авторитетом в науке.

Поздравляя В.Л. Гинзбурга с его 90-летием, мы от всей души желаем ему еще на многие годы такого же неиссякаемого энтузиазма и кипучей энергии, больших новых творческих удач и самых больших радостей в науке и жизни. Мы искренне признательны ему за все то, что он сделал уже и делает сейчас в нашей науке.

Программный и Организационный комитеты конференции ФПС'06

ФПС'06. Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости.

Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости

Strong-coupling theory of high-temperature superconductivity

Alexandrov A. S.

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

The long-range Fröhlich electron-phonon (eph) interaction is identified as the most essential pairing interaction in high-temperature superconductors owing to a poor screening of c-axis polarised optical phonons, as confirmed by isotope substitution and some ARPES studies. Low energy physics is that of superlight small bipolarons (realspace hole pairs dressed by phonons in a doped charge-transfer Mott insulator). They are itinerant quasiparticles existing in the Bloch states at low temperatures as confirmed by continuous-time quantum Monte-Carlo algorithm (CTQMC) fully taken into account the realistic Coulomb and long-range Fröhlich interactions. Here I argue that recent measurements of the normal state Nernst effect, diamagnetism, the Hall-Lorenz numbers and some other experiments strongly support the 3D Bose-Einstein condensation (BEC) of mobile small bipolarons with zero off-diagonal order parameter above the resistive critical temperature Tc at variance with phase fluctuation scenarios of cuprates.

1. Fröhlich – Coulomb model of cuprates

A possibility of real-space pairing, as opposed to the Cooper pairing, has been the subject of many discussions, particularly heated over the last 20 years after the discovery of high temperature superconductivity in cuprates. The first proposal for high temperature superconductivity, made by Ogg Jr in 1946 [1] already involved real-space pairing of individual electrons into bosonic molecules with zero total spin. This idea was further developed as a natural explanation of conventional superconductivity by Schafroth and Butler and Blatt [2]. Extending the BCS theory towards the strong interaction between electrons and ion vibrations we have shown that the Ogg-Schafroth and the BCS descriptions of superconductivity are actually two opposite extremes of the same electronphonon interaction [3] with high Tc existing in the crossover region of the e-ph interaction strength from the BCS-like to bipolaronic superconductivity [4].

Experimental evidence for exceptionally strong eph interactions from isotope substitutions [5] and more recent ARPES studies [6] is now so overwhelming that the bipolaronic charge Bose gas (CBG) could be a feasible alternative to the BCS-like scenarios of cuprates. Within our approach [7] cuprates are charge-transfer Mott-Hubbard insulators, where the first band to be doped is an oxygen band within the Hubbard gap. There is virtually no screening of the eph interaction of oxygen holes with c-axis polarized optical phonons in these doped charge-transfer insulators since the upper limit for the out-of-plane plasmon frequency (<200/cm) is well below characteristic optical phonon frequencies (> 400/cm). The unscreened Fröhlich e-ph interaction combined with on-site repulsive correlations binds holes into mobile bipolarons [7], so the chemical potential remains pinned inside the charge transfer gap as experimentally observed in the tunnelling experiments [8].

In the real space representation the Hamiltonian of our Fröhlich-Coulomb model (FCM) of cuprates reads

$$H = -t \sum_{\langle \mathbf{nn'} \rangle} c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n'}} + \sum_{\mathbf{nn'}} V(n-n') c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n}} c_{\mathbf{n'}}^{+} c_{\mathbf{n'}} + \frac{1}{2M} \sum_{\mathbf{m}} \widetilde{P}_{\mathbf{m}}^{2} + \frac{M\omega^{2}}{2} \sum_{\mathbf{m}} \xi_{\mathbf{m}}^{2} - \sum_{\mathbf{n,m}} f_{\mathbf{m}}(\mathbf{n}) c_{\mathbf{n}}^{+} c_{\mathbf{n}} \xi_{\mathbf{m}}^{+}$$

Here $\langle \mathbf{nn'} \rangle$ denote pairs of nearest neighbours, and $\breve{P}_{\rm m} = -i\hbar\partial/\partial\xi_{\rm m}$ is the ion momentum operator. Coulomb repulsion is introduced via V(n - n'), with on site repulsion U and off site repulsion $V_{\rm C}$. The form of the unscreened Fröhlich electron-phonon interaction with c-axis polarized phonons is specified via the force function [9], $f_{\mathbf{m}}(\mathbf{n}) = \kappa [(\mathbf{m} - \mathbf{n})^2 + 1]^{-3/2}$, where κ is a constant (we take the lattice period a = 1). The dimensionless electron-phonon coupling constant λ is defined as $\lambda = \sum_{m} f_{m}^{2}(0)/2M\omega^{2}zt$ which is the ratio of the polaron energy in the atomic limit (i.e. at t = 0) to the kinetic energy of the free electron zt.

We have studied many-particle FCM for $\lambda \geq 1$ analytically using $1/\lambda$ perturbation technique [10], and simulated a bipolaron numerically at any coupling with CTQMC algorithm [11]. The algorithm is preceded by an exact integration over phonon degrees of freedom, and as such is extremely efficient and numerically exact. Bipolarons are found to move with a crab like motion, which is distinct from the usual crawler motion, and is a consequence of strong local Coulomb repulsion and long-range electron-phonon interactions. Such bipolarons are small but extremely mobile for a wide range of realistic electron-phonon couplings and phonon frequencies, Fig.1, leading to bipolaronic superconductivity with an anomalously high critical temperature, in particular on a staggered triangular ladder and triangular and hexagonal lattices.



Fig.1. Polaron to bipolaron mass ratio on the staggered ladder and bipolaron radius (in units of *a*) [11]. Mobile *small* bipolarons are seen even in the adiabatic regime $\hbar \omega = 0.5t$ for couplings λ up to 2.5.

2. Normal state Nernst effect

In disagreement with the weak-coupling BCS and the strong-coupling bipolaron theories a significant fraction of research in the field of high-temperature superconductivity suggests that the superconducting transition is only a phase ordering while the superconducting order parameter $F(r,r') = \langle \psi_{\downarrow}(r)\psi_{\uparrow}(r') \rangle$ remains nonzero above the resistive Tc [12]. One of the key experiments supporting this viewpoint is the large Nernst signal observed in the normal (i.e. resistive) state of cuprates (see Ref. [13] and references therein). Ref.[13] proposes a "vortex scenario", where the long-range phase coherence is destroyed by mobile vortices, but the

amplitude of the off-diagonal order parameter remains finite and the Cooper pairing with a large binding energy exists well above Tc supporting the so-called "preformed Cooper-pair" or "phase fluctuation" model [12]. I believe that the vortex (or phase 0.5 fluctuation) scenario is impossible to reconcile with 0.4 the extremely sharp resistive transitions at Tc in high-0.3 quality underdoped, optimally doped and overdoped 0.2 cuprates.

Recently we have described the unusual Nernst signal in cuprates in a different manner as the normal state phenomenon [14], and extended the description to cuprates with very low doping level accounting for their Nernst signal, the thermopower and the insulating-like in-plane low temperature resistance [15].

Nernst-Ettingshausen effect (here the Nernst effect) is the appearance of a transverse electric field E_v in y direction when the temperature gradient and the magnetic field are applied in x and z directions, respectively. When bipolarons are formed the chemical potential is negative, and found in the impurity band just below the mobility edge at T>Tc. Carriers, localised below the mobility edge, contribute to the longitudinal transport together with the itinerant carriers in the extended states above the mobility edge. Importantly the contribution of localised carriers of any statistics 1.3 to the transverse transport is normally small since a microscopic Hall voltage will only develop at junctions in the intersections of the percolation paths, and it is expected that these are few for the case of hopping conduction among disorder-localised states. Even if this contribution is not negligible, it adds to the contribution of itinerant carriers to produce a large Nernst signal, $e_v(T,B)=-E_v/dT/dx$, while it reduces the thermopower S and the Hall angle Θ .

This unusual "symmetry breaking" is completely at variance with ordinary metals where the familiar "Sondheimer" cancelation makes e_y smaller than Stan Θ because of the electron-hole symmetry near the Fermi level. Such behaviour originates in the "sign" (or *p*-*n*) anomaly of the Hall conductivity of localised carriers. The sign of their Hall effect is often *opposite* to that of the thermopower as observed in many amorphous semiconductors. As the result the bipolaron model can account for a low value of Stan Θ compared with a large value of e_y in some underdoped cuprates due to the sign anomaly.

The model becomes particularly simple, if we neglect the localised carrier contribution to the in-plane resistivity ρ and Θ , and assume that near the mobility edge $S \propto T$ as in ordinary amorphous semiconductors. Then one obtains $S \tan \theta \propto T/\rho$ and $e_v \propto (1 - T/T_1)/\rho$ [15].



Fig.2 Stan Θ , e_y and the insulating-like in-plane resistivity ρ of La_{1.94}Sr_{0.06}CuO₄ (symbols [17]) described by the bipolaron model [15] in the magnetic field B=12 Tesla.

According to our earlier suggestion [16] the insulating-like low-temperature dependence of p in underdoped cuprates originates from the elastic scattering of nondegenerate itinerant carriers by charged impurities. The relaxation time of nondegenerate carriers depends on temperature as T^{-1/2} for scattering off short-range deep potential wells, and as T $^{1/2}$ for very shallow wells. Combining both scattering rates we $\rho = \rho_0 [(T/T_2)^{1/2} + (T_2/T)^{1/2}].$ obtain This equation with $\rho_0=0.236$ m Ω cm and T₂=44.6K fits extremely well the experimental insulating-like normal state resistivity of underdoped La_{1.94}Sr_{0.06}CuO₄ in the whole low-temperature range from 2K up to 50K, Fig.2, as revealed in the field B=12 Tesla [17]. Taking into account the excellent fit of ρ , Stan Θ and the Nernst effect can be parameterized as $S \tan \theta = e_0 (T/T_2)^{3/2} / (1 + T/T_2)$ and $e_v = e_0 (T_1 - T) (T / T_2)^{1/2} / (T_2 + T),$

where T_1 and e_0 are temperature independent constants. In spite of all simplifications, the model describes remarkably well both Stan Θ and e_v measured in La_{1.94}Sr_{0.06}CuO₄ with a single fitting parameter, T₁=50K using the experimental ρ (T), Fig.2. The constant e₀=2.95 μ V/K scales the magnitudes of Stan Θ and e_y. The magnetic field B=12 Tesla entirely destroys the superconducting state of the low-doped La_{1.94}Sr_{0.06}CuO₄ so that any residual superconducting order above 2K is clearly ruled out, while the Nernst signal, Fig.2, is remarkably large. The coexistence of the large Nernst signal and a non-metallic resistivity is in sharp disagreement with the vortex scenario, but in agreement with our model.

3. Normal state diamagnetism and the Hall-Lorenz number

A number of experiments, including torque magnetometries, showed enhanced diamagnetism above Tc, which has been originally explained as the fluctuation diamagnetism in quasi-2D superconducting cuprates, but later on linked with the Nernst signal and mobile vortexes in the normal state of cuprates [13]. However the magnetic field dependence of the magnetisation M(T,B) at and above Tc is entirely inconsistent with what one expects from a vortex liquid. While -M(B) decreases logarithmically at temperatures well below Tc, the experimental curves clearly show that -M(B) *increases* with the field at and above Tc , just opposite to what one could expect in the vortex liquid.

I have explained the anomalous diamagnetism in cuprates as the Landau normal-state diamagnetism of preformed bosons [18] The bipolaron model fits remarkably well the experimental curves in the critical region of optimally doped Bi-2212, Fig. 3, with reasonable values of the bipolaron density, in-plane mass, and the singlet-triplet exchange energy.

Further evidence for 2e bosonic carriers in the normal state has been provided by measurements of the Righi-Leduc effect. The effect describes transverse heat flow resulting from a perpendicular temperature gradient in an external magnetic field, which is a thermal analogue of the Hall effect. Using the effect "Hall-Lorenz" the electronic number, $L_{H}=(e^{2}/k_{B})\kappa_{xy}/T\sigma_{xy}$ has been directly measured [19] in YBa₂Cu₃O_y. Remarkably, the measured value of L_H just above Tc turned out precisely the same as predicted by the bipolaron theory [20], $L=0.15L_0$, where $L_{0}=\pi^{2}/3$ is the conventional Sommerfeld value. The breakdown of the Wiedemann-Franz law revealed in the Righi-Leduc effect [19] has been explained by a temperature-dependent contribution of thermally excited single polarons to the transverse magneto-transport [21], Fig.3. The bipolaron theory has also explained one order of magnitude difference in two independent direct measurements of the normal-state Hall-Lorenz number of detwinned [19] and twinned [22] single crystals [23].



Fig.3. The Hall-Lorenz number in underdoped twinned $EuBa_2Cu_3O_{6.65}$ (circles) [22] compared with the theory, and the significantly different Hall-Lorenz number in detwinned $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ (triangles) [19] described by the same theory [23] (lines). Next panel: diamagnetism of optimally doped Bi-2212 (symbols) compared with magnetization of CBG (lines) near and above Tc [18].

Another strong argument in favor of 3D BEC in cuprates has been drawn using parameter-free fitting of experimental Tc with BEC Tc in more than 30 underdoped, optimally and overdoped samples [24]. CBG upper critical and the specific heat in the magnetic field have been found in striking consensus with the experimental data [25] following our prediction [26].

The work was supported by EPSRC (UK) (grants no. EP/C518365/1 and EP/D035589/1), the Leverhulme Trust (UK), and by the Royal Society.

1. R.A. Ogg Jr., Phys. Rev. 69, 243 (1946).

2. M.R. Schafroth, Phys. Rev. **100**, 463 (1955); J.M. Blatt and S.T. Butler, Phys. Rev. **100**, 476 (1955).

3. A. Alexandrov and J. Ranninger, Phys. Rev. B23, 1796 (1981).

4. A.S. Alexandrov, Russ. J. Phys. Chem. 57, 167 (1983).

5. G.M. Zhao and D.E. Morris, Phys. Rev. B**51**, R16487 (1995); G.-M. Zhao et al. Nature (London) **385**, 236 (1997).

6. A. Lanzara et al., Nature (London) **412**, 510 (2001).

7. A.S. Alexandrov, *in Studies of High Temperature Superconductors* (ed. A. V. Narlikar, Nova, NY), v. **50**, pp 1-69 (2006).

8. I. Bozovic et al., Nature (London) **422**, 873 (2003).

9. A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, Phys. Rev. Lett. **82**, 807 (1999).

10. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B**53**, 2863 (1996); A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovitch, J.Phys.Cond.Matter **14**, 5337 (2002).

11. J.P. Hague, P.E. Kornilovitch, A.S. Alexandrov, and J.H. Samson, Phys. Rev. B73, 054303 (2006); cond-mat/0606036.

12. V.J. Emery and S.A. Kivelson, Nature (London) **374**, 434 (1995).

13. Y. Wang et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 247002 (2005); Y. Wang, L. Li, and N. P. Ong, Phys. Rev. B**73**, 024510 (2006).

14. A.S. Alexandrov and V.N. Zavaritsky, Phys. Rev. Lett. **93**, 217002 (2004).

15. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. Lett. **95**, 259704 (2005).

16. A.S. Alexandrov, Phys. Lett. A236, 132 (1997).

17. C. Capan et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 056601 (2002); C. Capan and K. Behnia, Phys. Rev. Lett. **95**, 259703 (2005).

18. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. Lett. **96**, 147003 (2006).

19. Y. Zhang, et al., Phys. Rev. Lett. 84, 2219 (2000).

20. A.S. Alexandrov and N.F. Mott, Phys. Rev. Lett. **71**, 1075 (1993).

21. K.K. Lee, A.S. Alexandrov, and W.Y. Liang, Phys. Rev. Lett. **90**, 217001 (2003).

22. M. Matusiak and Th. Wolf, Phys. Rev. B72, 054508(R) (2005).

23. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B73, 100501(R) (2006).

24. A.S. Alexandrov and V.V. Kabanov, Phys. Rev. B**59**, 13628 (1999).

25. V.N. Zavaritsky, V.V. Kabanov and A.S. Alexandrov, Europhys. Lett. **60**, 127 (2002).

26. A.S. Alexandrov, Phys. Rev. B48, 10571 (1993).

Critical temperature and giant isotope effect in presence of paramagnons

Dolgov O.V.

Max-Planck-Institut für Festkörperphysik, Heisenbergstr.1, 70569 Stuttgart, Germany

Mazin I.I.

Center for Computational Materials Science, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA

Golubov A.A.

Faculty of Science and Technology, University of Twente, 7500 AE Enschede, The Netherlands Savrasov S.Y.

Department of Physics, New Jersey Institute of Technology, Newark, New Jersey 07102, USA Maksimov E.G.

P.N. Lebedev Physical Institute, RAS, Leninskii pr. 53, 119991 Moscow, Russia

We reconsider the long-standing problem of the effect of spin fluctuations on the critical temperature and isotope effect in a phonon-mediated superconductor. Although the general physics of the interplay between phonons and paramagnons had been rather well understood, the existing approximate formulas fail to describe the correct behavior of Tc for general phonon and paramagnon spectra. Using a controllable approximation, we derive an analytical formula for Tc which agrees well with exact numerical solutions of the Eliashberg equations for a broad range of parameters. Based on both numerical and analytical results, we predict a strong enhancement of the isotope effect when the frequencies of spin fluctuation and phonons are of the same order. This effect may have important consequences for near-magnetic superconductors such as MgCNi₃.

O.V. Dolgov, I.I. Mazin, A.A. Golubov, S.Y. Savrasov, E.G. Maksimov, Phys.Rev. Lett. 95, 257003 (2005).

Связанные состояния трех и четырех частиц в ультрахолодных газах и высокотемператуных сверхпроводниках

Каган М.Ю., Клапцов А.В., Бродский И.В.

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина 2, Москва, 119334

Combescot R., Leyronas X.

Ecole Normale Superieure, Paris, France

Точно решена задача о нахождении амплитуды рассеяния для трёх и четырёх резонансновзаимодействующих фермионов в 3D и 2D ферми-газе. Определены энергии связанных состояний троек и четвёрок в резонансных бозе-газах и ферми-бозе смесях в 2D. Предложен новый сценарий сверхпроводимости в ВТСП-системах, основанный на формировании локальной пары из двух композитных дырок, содержащих спинон и холон, в d-канале.

1. Введение

В последние годы бурное развитие экспериментальной и теоретической физики ультрахолодных ферми-бозе газов было связано, в первую очередь, с экспериментальной реализацией эффекта Фешбаха в данном классе систем [1]. Эффект Фешбаха позволяет резко изменять знак и величину амплитуды рассеяния а в квазирезонансном случае при приложении внешнего магнитного поля. В применении к ультрахолодному ферми-газу случай a > 0 соответствует образованию молекулы (составного бозона) из двух элементарных фермионов $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$. При этом энергия связанного состояния: $E = -1/(ma^2)$. Отметим, что как составные бозоны $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ (⁶Li₂, ⁴⁰K₂), так и составные фермионы fb (${}^{40}K + {}^{87}Rb$) недавно наблюдались в дипольных оптических ловушках в экспериментах [4] по резонансу Фешбаха.

В данной статье мы рассмотрим составные фермионы fb и составные бозоны $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$, b_1b_2 [3] в ферми-бозе газах и смесях с резонансно большой амплитудой рассеяния $a >> r_0$, где r_0 – радиус действия потенциала. Мы точно определим амплитуды рассеяния элементарного фермиона (бозона) на молекуле (составном бозоне или фермионе), а также амплитуду рассеяния молекулы на молекуле в резонансных 3D и 2D ферми-бозе газах. Мы также вычислим все энергии связанных состояний троек и четвёрок в двумерном случае.

2. Рассеяние молекулы на атоме

В затравочном (борновском) приближении для трёх резонансно взаимодействующих фермионов $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ и $f_{\uparrow,\downarrow}$ знак амплитуды рассеяния a_{2-1} соответствует отталкиванию. Аналогичным образом, фермион $f_{\uparrow,\downarrow}$ отталкивается от молекулы fb, состоящей из фермиона и бозона [2]. Вместе с тем, в затравочном приближении бозон b притягивается к молекуле bb. Аналогично бозон b притягивается к молекуле *bf* [2]. Эта разница в знаках затравочного взаимодействия определяется только принципом Паули (статистикой взаимодействующих частиц).



мартиросяна для рассеяния 3-ех частиц. 1₃ – точная трехчастичная Т-матрица

Определим точное значение амплитуды рассеяния a_{2-1} для комплексов из трёх частиц. Для этого нам необходимо точно решить интегральные уравнения Скорнякова–Тер-Мартиросяна [7]. Графически эти уравнения приведены на Рис. 1. Решая это уравнение, мы находим, что длина s-рассеяния фермиона на молекуле $a_{2-1}(0) = 1,18a$, в соответствии с классическим результатом [7].

Для трёх бозонов в 3D решение уравнения [7] даёт бесконечное число связанных состояний (эффект Ефимова) [9]. В 2D случае эффект Ефимова отсутствует, и в трёхчастичной задаче имеется конечное число связанных состояний. Точное решение уравнения [7] в 2D показывает, что для трёх резонансно взаимодействующих бозонов имеется всего два уровня с энергиями связи:

$$E_3^{(1)} = 16,4E_b$$
 и $E_3^{(2)} = 1,3E_b$ (1)

Аналогично для рассеяния бозона b на композитном фермионе fb или для рассеяния бозона b_1 на молекуле b_1b_2 из двух бозонов разных сортов имеется всего один связанный уровень [8]:

$$E = 2,4E_b \tag{2}$$

для одинаковых масс $m_B = m_F$ фермиона и бозона. Подчеркнём, что энергии связи трёхчастичных комплексов (1), (2) в 2D являются функцией только двухчастичной энергии связи $|E_b|$.

3. Рассеяние молекулы на молекуле

Найдём амплитуду рассеяния молекулы на молекуле a_{2-2} в 3D и 2D ферми-газе и энергии связанных состояний E_4 в 2D бозе-газе и ферми-бозе смеси. В затравочном приближении, вновь исходя лишь из статистики частиц, можно показать, что две молекулы $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ и $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ – отталкиваются. В то же время две молекулы bb иbb, $f_{\uparrow}b$ и $f_{\downarrow}b$, а также молекулы fb и bb – притягиваются. Нам удалось [8] вывести точные интегральные уравнения

для четвёрок, аналогичные уравнению Скорнякова– Тер-Мартиросяна для троек. Решение этого уравнения для рассеяния молекулы $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ на молекуле $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ даёт $a_{2-2} = 0, 6a > 0$ в 3D [10][8] и $f_{2-2} = 1/(\ln(1,6 | E_b | / \varepsilon)) > 0$ при $\varepsilon \to 0$ в 2D [11].

В задаче о связанном состоянии четырёх частиц в 3D мы вновь имеем аналог эффекта Ефимова, и для случая взаимодействия двух молекул bb ubb, $f_{\uparrow}b$ и $f_{\downarrow}b$, и fb ubb, возможно решение при любых сколь угодно больших по модулю значений энергии связи E_4 . В реальной ситуации вновь $1/(ma^2) < |E_4| < 1/(mr_0^2)$.

В 2D случае аналог эффекта Ефимова для четвёрок вновь отсутствует, и мы опять имеем конечное число связанных уровней. Для четырёх взаимодействующих бозонов *bbbb* существует 2 связанных уровня с энергиями:

$$E_4^{(1)} = 194E_b$$
 и $E_4^{(2)} = 24E_b$ (3)

Для комплекса $f_{\uparrow}bf_{\downarrow}b$ из двух бозонов и двух фермионов или для комплекса $b_1b_2b_1b_2$ из бозонов разных сортов вновь имеется два связанных уровня с энергиями [8]:

$$E_4^{(1)} = 10,7E_b$$
 и $E_4^{(2)} = 2,9E_b$ (4)

Наконец, для комплекса *fbbb* в случае равных масс фермиона и бозона $m_B = m_F$ существует толь-ко один уровень [8]:

$$E_4 = 4, 1E_b \tag{5}$$

4. Смесь спинонов и холонов в ВТСП-системах

Для ВТСП-систем мы предлагаем, стартуя с гамильтониана сильно-взаимодействующей фермибозе смеси спинонов $f_{i\sigma}$ и холонов b_i , вывести эффективный однозонный гамильтониан для слабовзаимодействующих композитных дырок (или спиновых поляронов) $h_{i\sigma} = f_{i\sigma}b_i$. При этом мы можем опереться на известное струнное решение для композитной дырки, полученное в [5],[6]. Согласно этому решению, при движении дырки по AFMфону в 3D и 2D случае за дыркой тянется линейный след (струна) из фрустрированных спинов. При этом энергия связи спинона и холона в струнном потенциале конфайнмента определяется формулой $E_b \sim (zJS^2)^{2/3} t^{1/3}$, где $m_b \sim 1/t$ — масса холона, $m_f \sim 1/J$ – масса спинона, и для реальных ВТСПсистем J << t. При учёте квантовых флуктуаций композитная дырка приобретает большую, но конечную массу $M \sim 1/J$. В результате спектр композитной дырки в 2D: $E_h = E_b + J(\cos k_x + \cos k_y)^2$. Для возникновения сверхпроводимости в системе

Для возникновения сверхпроводимости в системе нам надо создать пару из двух композитных дырок, то есть четвёрку. Возможность образования такой пары связана с диполь-дипольным характером остаточного взаимодействия между дырками: $V(r) \sim \lambda/r^2$ [12]. Такое взаимодействие может привести к возникновению мелкого связанного состояния для двух композитных дырок в $d_{x^2-y^2}$ канале

[13].

5. Заключение

В резонансном приближении $a >> r_0$ мы вывели и точно решили интегральные уравнения для троек и четвёрок в 3D и 2D случае. Мы вычислили амплитуду рассеяния молекулы на молекуле в 3D и 2D резонансном ферми-газе, а также энергии связанных состояний троек и четвёрок в 2D бозе-газах и ферми-бозе смесях. Мы также предложили новый сценарий для сверхпроводимости в ВТСПсистемах, основанный на образовании локальной сверхпроводящей пары из двух композитных дырок, каждая из которых содержит спинон и холон, в d-канале.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16449.

Литература

- S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H. J. Miesner, D. M. Stemperkurn, and W. Ketterle, *Nature*, **392**, 151 (1999)
- [2]. M. Yu. Kagan, I. V. Brodsky, D. V. Efremov and A. V. Klaptsov, *Phys. Rev.* A, **70**, 023607 (2004)
- [3]. M. Yu. Kagan, D. V. Efremov, *Phys. Rev.* B, 65, 195108 (2002)
- [4]. M. Greiner, C. A. Regal, and D. S.Jin, *Nature*, 426, 537 (2003)
- [5]. Л. Н. Булаевский, Е. Л. Нагаев, Д. И. Хомский, ЖЭТФ, 27, 836 (1968)
- [6]. W. F. Brinkman and T. M. Rice, *Phys. Rev. B*, 2, 1324 (1970)
- [7]. Г. В. Скорняков, К. А. Тер-Мартиросян, ЖЭТФ, **31**, 775 (1956)
- [8]. I. V. Brodsky, M. Yu. Kagan, A. V. Klaptsov, R. Combescot, and X. Leyronas, *Письма в* ЖЭТФ, 82, 306 (2005); *Phys. Rev.* A, 73, 032724 (2006)
- [9]. В. Н. Ефимов, Ядерная физика, **12**, 1080 (1970); *Phys. Rev.* C, **64**, 2003 (1991)
- [10]. D. S. Petrov, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 090404 (2004)
- [11]. D. S. Petrov, M. A. Baranov, and
 G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev.* A, 67, 031601(R) (2003)
- [12]. B. I. Shraiman and E. D. Siggia, *Phys. Rev.* B, 42, 2485 (1990)
- [13]. V. I. Belinicher, A. L. Chernyshev, and V. A. Shubin, *Phys. Rev.* B, **56**, 3381 (1997).

Кулоновский механизм сверхпроводимости

Копаев Ю. В.

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

Представлена концепция сверхпроводящего спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании и ее применения к интерпретации ключевых экспериментов физики купратов.

Сверхпроводимость в купратах возникает при допировании родительского антиферромагнитного диэлектрика. Свойства купратов в сверхпроводящем и нормальном состояниях существенно отличаются от свойств сверхпроводящих металлов. В настоящее время нет единой точки зрения относительно природы сверхпроводимости купратов и роли, которую играет антиферромагнетизм родительского соединения.

Общепринятыми могут считаться представления о купратах как квазидвумерных электронных системах с сильными кулоновскими корреляциями в плоскостях CuO₂, являющихся основным структурным элементом купратных сверхпроводников [1]. Кулоновское отталкивание, ограничивающее двукратное заполнение узлов решетки атомов меди в купратных плоскостях, приводит к тому, что родительское соединение оказывается диэлектриком с магнитным упорядочением в виде волны спиновой плотности.

С ростом концентрации носителей, вводимых при допировании, дальний магнитный порядок сменяется ближним при сохранении диэлектрической щели и создаются условия для возникновения сверхпроводимости с необычной симметрией энергетической щели. Это фактически исключает электрон-фононное взаимодействие как основной механизм сверхпроводящего спаривания и позволяет предположить, что сильные кулоновские корреляции приводят не только к диэлектризации, но и к сверхпроводимости купратов [1].

Возможность сверхпроводимости при спаривающем отталкивании, впервые отмеченная Ландау, для изотропного вырожденного электронного газа исследована Коном и Латинджером [2], а для металлов с двухзонным электронным спектром-Москаленко [3] и Сулом и др. [4]. Оценки, сделанные в этих работах, приводят к весьма низким значениям температуры сверхпроводящего перехода T_c , и это дает основание полагать, что в высокотемпературных сверхпроводящих купратах канал куперовского спаривания с нулевым импульсом пары при отталкивательном взаимодействии оказывается неэффективным.

Магнитное упорядочение родительского соединения соответствует удвоению элементарной ячейки в купратной плоскости, и наполовину заполненная электронная зона оказывается расщепленной на две подзоны, разделенные достаточно широкой (~ 2eV) запрещенной зоной. Поэтому избыточные дырки, вводимые при допировании, распределяются в вершине нижней электронной подзоны.

Кулоновские корреляции, ответственные за диэлектрическое состояние родительского соединения c волной спиновой плотности с импульсом $K = (\pi, \pi)$, приводят к возникающему в результате допирования контуру Ферми, который ограничивает области дырочного заполнения в виде четырех малых карманов, центрированных в серединах сторон магнитной зоны Бриллюэна. Половина кармана (главная зона) принадлежит первой магнитной зоне и характеризуется максимальным спектральным весом, тогда как другая половина (теневая зона [5]) относится ко второй магнитной зоне и имеет существенно меньший спектральный вес. Увеличение допирования приводит к расширению карманов, что уменьшает диэлектрическую запрещенную зону, связанную с волной спиновой плотности, и спектральный вес теневых зон.

Для контура Ферми в виде дырочных карманов выполняется условие идеального нестинга

$$\varepsilon(K/2+p) + \varepsilon(K/2-p) = 2\mu, \qquad (1)$$

где $\varepsilon(p)$ - закон дисперсии, μ - химический потенциал, импульс *K* совпадает с антиферромагнитным вектором, определяющим период волны спиновой плотности в родительском соединении. Условие (1) выполняется, когда один из импульсов *p*, *p*+*K* принадлежит главной зоне одного кармана, а другой относится к теневой зоне другого кармана, связанного с первым карманом импульсом *K*. Это условие может приводить к диэлектрической неустойчивости системы.

Кроме того, для каждого кармана контура Ферми выполняется условие идеального зеркального нестинга

$$\varepsilon(K/2+p) = \varepsilon(K/2-p), \qquad (2)$$

что соответствует тому, что пара одноименно заряженных частиц с импульсами $k_{\pm} = K/2 \pm k$, принадлежащими контуру Ферми, имеет суммарный импульс *K* при импульсе относительного движения *k*, определенном в некоторой части зоны Бриллюэна (области кинематического ограничения). При зеркальном нестинге может возникать неустойчивость по отношению к синглетному сверхпроводящему спариванию с импульсом пары *K* при экранированном кулоновском отталкивании (η_{κ} -спаривание, по аналогии с η -спариванием, введенным Янгом [6] в модели Хаббарда). При η_{κ} -спаривании [7] сохраняется память о спиновом магнетизме родительского соединения с антиферромагнитным вектором K. Идеальный нестинг и зеркальный нестинг контура Ферми делают возможным развитие неустойчивостей как в сверхпроводящем (частица-частица), так и в некотором диэлектрическом (частица-дырка) каналах спаривания с импульсом K при кулоновском отталкивании.

Зеркальный нестинг контура Ферми фактически не влияет на канал диэлектрического спаривания, в котором не возникает логарифмическая сингулярность. По этой причине зеркальный нестинг (в отличие от обычного нестинга) не может стать причиной радикальной перестройки фононного спектра.

Необходимым (и достаточным при зеркальном нестинге) условием сверхппроводимости при отталкивании является существование хотя бы одного отрицательного собственного значения оператора спаривающего взаимодействия. Собственная функция, соответствующая отрицательному собственному значению, имеет линию нулей, пересекающую контур Ферми в области кинематического ограничения. Сверхпроводящая энергетическая щель оказывается знакопеременной функцией импульса относительного движения пары внутри этой области, обращаясь в нуль в нескольких точках контура Ферми.

Кинематическое ограничение, а также то, что спектральный вес теневой зоны резко уменьшается по мере удаления от контура Ферми, достаточны для того, чтобы экранированному кулоновскому спариванию соответствовало одно отрицательное собственное значение. Это также является основанием для приближенного описания спаривающего взаимодействия вырожденным ядром с двумя четными (по отношению к преобразованию $k \rightarrow -k$) собственными функциями с собственными значениями разного знака. Таким образом, сверхпроводящее упорядочение, возникающее при спаривающем кулоновском отталкивании, может быть адекватно описано двухкомпонентным комплексным параметром порядка (обычная сверхпроводимость при спаривающем притяжении из-за электронфононного взаимодействия описывается однокомпонентным комплексным параметром порядка).

Следствием кинематического ограничения является обрезание далеких Фурье-компонент экранированного кулоновского потенциала, что приводит к эффективному спаривающему потенциалу, проявляющему глубокие осцилляции в широкой области реального пространства [8]. При условии зеркального нестинга контура Ферми уравнение самосогласования имеет логарифмическую сингулярность и допускает асимптотически точное решение в пределе слабой связи. Отклонение от зеркального нестинга по мере удаления от контура Ферми формирует относительно небольшую область в пределах кинематического ограничения, которая дает сингулярный вклад в уравнение самосогласования. Остальная часть области кинематического ограничения определяет регулярный вклад, учет которого приводит к квазистационарным состояниям пар в сплошном спектре.

Предэкспоненциальный множитель в выражении энергетической щели определяется той частью импульсного пространства, которая соответствует сингулярному вкладу. Из-за того, что контур Ферми принадлежит протяженной окрестности седловой точки, наблюдаемой в купратах [9], энергетический масштаб этого множителя невелик, при этом, однако, происходит перенормировка экспоненциального множителя за счет увеличения плотности состояний вблизи логарифмической сингулярности Ван Хова.

Спаривающее отталкивание приводит к тому, что в каждой области кинематического ограничения Ξ, соответствующей одному из кристаллически эквивалентных импульсов пары $K = (\pm \pi, \pm \pi)$, имеются три особые линии [7] с общими точками пересечения. Одной из них является часть контура Ферми (один из дырочных карманов), на которой, в силу зеркального нестинга, кинетическая энергия пары $2\xi(k) = \varepsilon(K/2 + k) + \varepsilon(K/2 - k) - 2\mu$ обращается в нуль (при переходе через эту линию заряд квазичастицы меняет знак). Второй особой линией является линия нулей параметра порядка (точкам пересечения этой линии с контуром Ферми соответствует бесщелевой спектр квазичастиц). Линия минимумов энергии квазичастицы как функции импульса является третьей особой линией, на которой групповая скорость квазичастицы обращается в нуль.

Факторы когерентности обнаруживают нетривиальную зависимость от импульса с неоднородным распределением частиц в импульсном пространстве, что объясняет наблюдаемую асимметрию туннельной проводимости, "peak-dip-hump" структуру туннельных и фотоэмиссионных спектров [10], а также особенности андреевского отражения в купратах [11].

При переходе в сверхпроводящее состояние возникает линейный по абсолютной величине параметра порядка сдвиг химического потенциала, зависящий от отношения площадей заполненной и вакантной частей области кинематического ограничения. Это позволяет интерпретировать "нарушение оптического правила сумм" [12], связанное с тем, что перераспределение спектральной интенсивности оптической проводимости при сверхпроводящем переходе в купратах наблюдается в весьма широком диапазоне энергий ~100 Δ [12] ("high energy problem" [13]). Резкое падение спектрального веса теневой зоны по мере удаления от контура Ферми имеет следствием то, что лишь относительно малая доля частиц, относящихся к главной зоне, может найти партнеров для η_{κ} -спаривания в теневой зоне. Поэтому в схеме дырочных карманов конечная плотность внекондесатных частиц сохраняется вплоть до T = 0. Это находит отражение в друдевском поведении оптической проводимости [12] и квазилинейной температурной зависимости теплоемкости [14] купратов в сверхпроводящем состоянии.

Угасание теневых зон с допированием и возникновение односвязного контура Ферми ведет к нарушению идеального зеркального нестинга. Приближенный зеркальный нестинг может иметь место на отдельных участках контура Ферми, что при достаточно сильном спаривающем взаимодействии может привести к сверхпроводимости с большим (но, вообще говоря, несоизмеримым) импульсом пары.

Дальнейшая эволюция контура Ферми с допированием делает канал η_{κ} -спаривания неэффективным. При этом может оказаться неэффективным и обычный куперовский канал спаривания с нулевым импульсом пары при электрон-фононном взаимодействии из-за малости толмачевского логарифма, ограничивающего снизу константу связи.

Схема η_{κ} -спаривания с учетом вклада электрон-фононного механизма спаривания позволяет объяснить[15] проявления изотопического эффекта в купратах, включая так называемый отрицательный изотопический эффект [16].

Макроскопический подход к проблеме η_{κ} спаривания [7,17] приводит к функционалу Гинзбурга-Ландау, инвариантному относительно SU(2) преобразований двухкомпонентного параметра порядка (SU(2) инвариантный гамильтониан составляет основу теории [18]), и дает возможность учесть естественную связь и конкуренцию сверхпроводящего и орбитального антиферромагнитного упорядоченных состояний, что приводит к фазовой диаграмме, качественно согласующейся с наблюдаемой в купратах с дырочным допированием.

Концепция η_{κ} -спаривания, подробно изложенная в обзоре [7], основывается на утверждении о том, что фундаментальные свойства сверхпроводящих купратов определяются достаточно сильными электронными корреляциями в медно-кислородных плоскостях. При спаривании с большим импульсом пары экранированное кулоновское отталкивание естественно приводит к спаривающему потенциалу, приводящему к неполному ограничению на двукратное заполнение узлов (в отличие от полного гуцвиллеровского ограничения, предложенного в ранней схеме резонирующих валентных связей [1]), а также к вкладу притягивающего взаимодействия за счет глубоких осцилляций спаривающего потенциала (необходимость введения подобного дополнительного притяжения в рамках модели Хаббарда или *t-J* модели предполагается в [19]).

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты 05-02-17077а, 06-02-17186а).

1. P.W. Anderson, Science 235, 1196 (1987).

2. W. Kohn, J.M. Luttinger, Phys. Rev. Lett. 15, 524 (1965).

3. В.А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959).

4. H. Suhl, B.T. Matthias, L.R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).

5. A. Kampf, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. B42, 7967 (1990).

6. C.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 63, 2144 (1989).

7. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).

8. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **83**, 606 (2006).

9. X-X. Shen et al., Science 267, 343 (1995).

10. Yu.V. Kopaev, V.M. Sofronov, Phys. Lett. A344, 297 (2005).

11. Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, Письма в ЖЭТФ **82**, 652 (2005).

12. D.N. Basov, T. Timusk, Rev. Mod. Phys. 77, 721 (2005).

13. A. Leggett, Nature Physics 2, 134 (2006).

14. J.W. Loram, J.L. Luo, J.R. Cooper et al., Physica C **341-348**, 831 (2000).

15. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, N.T. Nguyen, Yu.N. Togushova, Phys. Lett. A**342**, 267 (2005).

16. J.P. Frank, D.D. Lawrie, J. Supercond. 8, 591 (1995).

17. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, М.Ю. Смирнов, ЖЭТФ **128**, 525 (2005).

18. P.A. Lee, N. Nagaosa, X-G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006).

19. R.B. Laughlin, cond-mat/0209269.

Experimental identification of HTSC pairing mechanism by unification of modern momentum resolving techniques

Kordyuk A.A.^{1,2}, Borisenko S.V.¹, Eremin I.³ ¹ IFW Dresden, P.O. Box 270116, D-01171 Dresden, Germany ² Institute of Metal Physics, 03142 Kiev, Ukraine ³ MPI-PKS Dresden, 01187 Dresden, Germany

The complexity of HTSC properties is caused by complexity of their electronic structure and interactions involved. Understanding of HTSC depends crucially on experimental techniques which can resolve this complexity. Among the most powerful ones, there are three which have been evolved essentially during the last decade to be able to reveal very fine details of the electronic interactions with remarkable energy and momentum resolution: the angle resolved photoemission spectroscopy (ARPES), the inelastic neutron scattering (INS) and the Fourier transformed scanning tunnelling spectroscopy (FT STS). Here we discuss how these techniques can be unified to clarify the interaction which causes superconductivity, concluding the necessity of both elaboration of the exact procedures for data comparison and refinement of the datasets measured by each of the techniques. Approaching the problem from the side of ARPES, we also present new ARPES results, discussing the universality and fine details of the quasiparticle spectrum in different families of HTSC and peculiarities of its evolution with doping and temperature.

1. Looking for "fingerprints"

During the last decade, the conception of the HTSC phenomenon evolved from complexity to simplicity [1], which is a simple result of continued development of experimental techniques. Now, in the optimal for superconductivity doping range, the cuprates much resemble a normal metal with well predicted electronic band structure, but with rather strong electron-electron interaction. This principal disentanglement of the complex physics from complex structure reduced the mystery of HTSC to a tangible problem of interaction responsible for quasi-particle formation and superconducting pairing.

The isotope effect on T_c of conventional superconductors (LTSC) was important evidence that the phonons play essential role in the pairing mechanism. It was simple and clear because, in that materials, the isotope effect on electronic properties other than T_c is negligible. In HTSC the situation is different [2]: the isotope effect is weak on T_c , but comparably large on other electronic properties such as density of states, electron effective mass, etc. In this situation, another, much more convincing evidence for phonon pairing in LTSC—the "fingerprints" of the phononic spectrum in energy dependence of the superconducting gap [3]— might be adopted for HTSC. It was the most remarkable success of the BCS theory extended by Eliashberg that the bosonic spectrum extracted from tunneling spectra had been found to coincide with the spectrum of phonons. Such an extraction approach works especially well for the strong-coupling superconductors, and would work perfectly for HTSC if their gap where not of d-wave symmetry. The highly anisotropic gap would wash out any fine structure in the momentum integrated tunneling spectra even if the bosonic spectrum were isotropic, which is definitely not the case neither for phonons nor electronic excitations in cuprates. Therefore, to identify the nature of pairing in HTSC one needs to measure precisely (to compare) two quantities as functions of energy and momentum: the superconducting gap, $\Delta(\mathbf{k}, \omega)$, and a bosonic spectrum $\chi(\mathbf{k}, \omega)$. In following, we consider three momentum resolving techniques which can do the job.

2. Experimental techniques

ARPES is the most direct technique to resolve the electronic structure (the spectrum of one particle electronic excitations, namely quasiparticles) in *direct* 3D **k** ω -space of cuprates [4]. Roughly, it gives the quasiparticle spectral function multiplied by the Fermifunction: $A(\mathbf{k}, \omega) f(\omega)$. The former is the imaginary part of the quasiparticle Green function, $G(\mathbf{k}, \omega)$, which, in the normal (gapless) state can be expressed by the Dyson equation

$$G = 1/(G_0^{-1} - \Sigma)$$
 (1)

in terms of the Green function of non-interacting electrons, $G_0 = 1/(\omega - \varepsilon_k)$, where ε_k is the bare electron dispersion, and complex quasiparticle self-energy $\Sigma = \Sigma' + i\Sigma''$. The careful analysis of ARPES spectra [5, 6], from which both ε_k and $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$ functions can be derived, demonstrates complete self-consistency of Eq. (1) and thus to a large extent the applicability of the perturbation theory to cuprates. In the superconducting state, *A* becomes more sophisticated [7]:

$$A = \operatorname{Im}\left[\frac{\omega - \Sigma + \varepsilon_{\mathbf{k}}}{(1 - \Delta^2 / \omega^2)(\omega - \Sigma)^2 - \varepsilon_{\mathbf{k}}^2}\right].$$
 (2)

Here $\Delta(\mathbf{k}, \omega)$ is the complex superconducting gap, and, in such a way, ARPES provides an access also to this quantity [8].

INS is a unique source of information on the collective excitations in crystals. It allows to measure directly both the spectrum of phonons, $F(\mathbf{Q}, \Omega)$ [9], and the spectrum of magnetic excitations of the electronic system in terms of the generalized susceptibility $\chi(\mathbf{Q}, \Omega)$ [10]. (\mathbf{Q}, Ω) denotes here the *joint* momentum-energy space ($\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_i, \omega_i - \omega_i$).

STS gives a spatially resolved information on quasiparticle density of states $DOS(\mathbf{r}, \omega)$, which, for given \mathbf{r} , is the k-integrated $A(\mathbf{k}, \omega)$. **FT STS** is a result of recent breakthrough in improving the technique accuracy to a level where the Fourier transformed STS images ($\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{Q}$) have been crystallized into well-defined symmetric patterns [11]. This provides some representation of the quasiparticle distribution in (\mathbf{Q}, ω) space, which yet should be understood.

3. Identifying the key interaction

The concept of identifying the key interaction looks simple in theory, but splits inevitably into two steps in practice: (i) understanding of the main scattering mechanism in the normal state by comparing different bosonic spectra with their "fingerprints" in $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$; (ii) identification of the pairing interaction by revealing the similar "fingerprints" in $\Delta(\mathbf{k}, \omega)$. The former is easier to perform and it is this problem which is actively exploring now with the motto that *the interaction which plays the main role in formation of normal state quasiparticles is the first candidate to the pairing mediator*. However, it is clear that it is the step (ii) which can provide the ultimate answer on the pairing problem.

(i) As far as the applicability of the perturbation theory to HTSC have been approved, one can further try to apply it in its second order. Then, the recipe for this step can be sketched as:

$$\Sigma \sim (G \star \chi)_{\mathbf{k},\omega},\tag{3}$$

where " \star " denotes the cross-correlation operator and " \mathbf{k} , ω " means that this cross-correlation is applied over both \mathbf{k} and ω . The rigorous formulation of this equation can be found elsewhere [12]. Eq. (3) shows how, in general, a bosonic spectrum $\chi(\mathbf{k}, \omega)$ can be compared to $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$ measured by ARPES [5]. This can be done either in one run, using experimentally determined G_{ARPES} , or by iteration procedure, which includes Eq. (1) and starts from the Green function of bare electrons, G_0 , defined by the bare dispersion $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ measured again by ARPES [6].

Since the bosons in question are most likely either the phonons or spin-fluctuations [1], we consider only these two possibilities here.

The spectrum of phonons can be measured by INS or calculated. The later, however, requires some consideration of an essential interaction with electronic subsystem (e.g., screening) in order to account for strong dependence of Σ on charge carrier density (doping level) [5, 8]. Besides this, further search of the phonon "fingerprints" seems straightforward.

The spectrum of spin-fluctuations can also be measured by INS, but even its one-to-one identification in $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$, by means of Eq. (3), will not reveal the details of its origin, which are needed to understand the pairing mechanism. One can distinguish two main possibilities for the spin-fluctuations to occur: (1) on localized spins and (2) "itinerantly", on spins of the conducting electrons. The itinerant magnetic spectrum can be calculated starting from the calculation of the selfcorrelation of experimentally determined one-particle Green function [13]:

$$\chi_{\rm it} \sim (G \star G)_{k,\omega},\tag{4}$$

and first attempts show that $\chi_{it}(\mathbf{Q}, \Omega)$ is very similar to one measured by INS [14]. Nevertheless, there is possibility that χ_{loc} , stemmed from the in-stripes-localized spins, also exhibits very similar features in (\mathbf{Q}, Ω) [15]. Therefore, a careful calculation using both Eqs. (3) and (4) is needed to understand the magnetic scenario.

(ii) In the superconducting state, both $\Delta(\mathbf{k}, \omega)$ and $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$ can be obtained for given $\chi(\mathbf{Q}, \Omega)$ solving the Eliashberg equation [7]. Then one needs only to check, using Eq. (2), whether this $\chi(\mathbf{Q}, \Omega)$ can explain the ARPES spectrum in the whole Brillouin zone. Thus, the "phonons vs. spin-fluctuations" dilemma will be resolved when the effect of the differences between the phononic and magnetic spectra (measured by INS) on the quasipartical spectral function surpasses the ARPES precision in (\mathbf{k}, ω) space.

Independently of the nature of the pairing glue, the problem of space inhomogeneity of electronic properties of cuprates seems to be crucial for HTSC understanding. Not discussing the issue of the stripes here [16], whether they induce or suppress superconductivity, we note that phase separation is a natural reason to explain the discrepancy between the charge carrier densities measured by transport and ARPES [1, 17, 18]. Fortunately, the STS spatial resolution can be enhanced by the momentum resolution of the FT STS (e.g., see [11]). The details of the FT STS pattern formation still should be understood, as well as the procedures to get useful momentum resolved information still should be developed, but the already obtained results looks promising. For example, if an impurity scattering hypothesis, which says that the FT STS image, $F(\mathbf{Q}, \omega)$, is proportional to a joint density of states:

$$F \sim (A \star A)_{\mathbf{k}},\tag{5}$$

is correct, then one can derive $A(\mathbf{k})$ from $F(\mathbf{Q})$ uniquely, using a phase retrieval algorithm [19]. The understanding of the real mechanism of the FT STS pattern formation is highly needed since the very possibility to get some momentum resolved information preserving the spatial resolution is indispensable for the HTSC problem.

The way to resolving the HTSC puzzle, which is outlined here, is evident and must be thought over and discussed since the very discovery of the *d*-wave symmetry in cuprates. However, only now the momentum resolving techniques (which evolves rapidly in this direction) are reaching the required level of resolution. Therefore, the work on converging is accompanied by continues refinement and reevaluation of earlier results as well as by accumulation of new ones. In the following sections we briefly overview our recent ARPES findings which we believe important for the described advancement.

4. New ARPES results

4.1. Universality of ARPES spectra. This issue is important in view of the comparison of the data, available from different techniques, as well as for understanding the contradictions between the results measured by different groups on different compounds.

Investigating three families of cuprates: BSCCO, YBCO, and LSCO, we have found that only BSCCO is perfectly suitable for ARPES. The problem is in how the crystal cleaves (cleaving the crystal in ultra high vacuum is necessary to get a clean surface suitable for ARPES measurements). Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8- δ} cleaves perfectly between two adjacent BiO planes. As a result, the topmost CuO₂ bi-layer, from which the main photoemission signal originates, is covered by SrO and BiO atomic layers and, therefore, has its electronic properties indistinguishable from the bulk. This is supported by the sharp well defined ARPES spectra, by the Fermi surface (FS) area which corresponds well to the nominal doping level [6, 17], and by the reasonable values of the superconducting gap and pseudo-gap [20].

Cleaving YBa2Cu3O7-8 also reveals a mirror-like surface, but microscopically, this case is more complicated. The CuO chains, which play the role of charge reservoir for the CuO2 planes, break off by cleaving and remain partially on the surface. Consequently, the doping level of the topmost CuO₂ layer is different for the parts covered and not covered by the broken chains (which correspond to highly overdoped and almost undoped regions) and also different from the bulk. It is perfectly seen on ARPES spectra that the main signal comes from this highly overdoped surface bi-layer, forming the overdoped FS without any gap [21]. Nevertheless, the signal from the next CuO₂ bi-layer, which represents the bulk properties, is also visible and can be analyzed [21]. The latter is especially important, because it is YBCO samples which are most suitable for INS measurements [10].

 $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ samples are the worst to cleave. The resulting surfaces are far from flat and the ARPES spectra are consequently much wider then from YBCO and BSCCO [22]. But the main problem is that the topmost layer is not superconducting, like in YBCO. It is slightly overdoped, that explains the change of the FS topology [23] with doping while the bulk of the sample remains superconducting, but also reveal an essential contribution of the elastic scattering, which is strong enough to destroy the superconductivity.

To summarize, BSCCO compound is the most suitable for investigation by ARPES. Here the fine details of the quasiparticle spectrum can be resolved and analyzed. For this compound, it would be highly important to measure carefully by INS the spectra of phonons and spin-fluctuations. At the same time, preliminary ARPES results on YBCO show possibility to suppress the surface compound [21] and, therefore, carefully measure the relevant to superconductivity quasiparticle spectrum and compare it to INS results. STS measurements are mainly made on BSCCO, although, the space separation of the overdoped and undoped regions on YBCO surface should allow the tunneling tip to test the bulk quasiparticles under the latter. It seems unlikely to get relevant to superconductivity information from LSCO neither by ARPES nor by STS.

4.2. Fine details of the quasiparticle spectrum. The existence of the direction in the Brillouin zone of cuprates where the superconducting gap is zero (the nodal direction) essentially simplifies the data analysis giving an opportunity to study the gapless quasiparticle self-energy, defined by Eq. (1), even in the superconducting state. Despite the insensitivity of the nodal direction to superconductivity, in the aforementioned sense, the peculiarities of nodal ARPES spectra (namely "kink" on the renormalized dispersion) have been considered in favor of the phonon-driven superconductivity, as an evidence for strong electron-phonon coupling [24]. Such a conclusion was mainly based on visual ubiquity of the kink-feature for a number of HTSC samples of different composition and doping level measured at different temperature.

Recently [5], we have shown that the nodal ARPES spectra (when purified from structural artifacts such as bilayer splitting [25], diffraction replicas [20], etc.) in fact can be precisely described by the Dyson equation. The developed procedure allows to extract both the quasiparticle self-energy and bare electron dispersion. Applying the procedure to a number of BSCCO samples of different doping and at different temperature, we conclude that the kink-feature exhibits a strong temperature (T) and doping (x) dependence [22]. This dependence is well understood in terms of fermionic and bosonic inelastic constituents of the self-energy [26]. Both originate from interactions in the electronic subsystem, but while the primary channel is structureless and mainly xT-independent (it contributes to the coupling constant $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$ as $\lambda_1 \sim 0.5$) and, therefore, can be naturally explained by a direct electronelectron scattering (the Auger process), the secondary channel exhibits a critical dependence on doping and temperature (λ_2 is maximal, ~ 0.5, at optimal doping below T_c but vanishes with overdoping and above T^*) in agreement with the spin-fluctuation spectrum and can be explained by an indirect process via the magnetic degree of freedom [22]. Analising its xTdependence we conclude that the sharp kink feature is caused by an energy scale in the spin-fluctuation spectrum [13].

4.3. Novel effects. The finite bilayer splitting [25] and the observed selectivity of the bonding and antibonding photoelectrons to helicity of the circular polarized light (dichroic effect) [27] have allowed us to observe the different $\Sigma''(\omega)$ for the bonding and antibonding bands [28]. This can be attributed to the *odd* interband scattering, which implies that the bonding quasiparticles mainly interact with the antibonding ones and vice versa. This strongly implies that the bosonic scattering channel is odd with respect to layer exchange within a bilayer, that is the known property of the spin-fluctuation spectrum [29]. Both the kink evolution and odd parity have been also observed on YBCO [30].

In addition, another group and we have observed a "magnetic isotope effect" on BSCCO with Cu substitution by Zn and Ni impurities [31, 32]. It has been found that the nonmagnetic Zn atoms (effects the spinfluctuations much stronger than magnetic Ni) have also much stronger effect on quasiparticle spectrum in both the nodal and antinodal regions of the Brillouin zone [32]. The observed changes are consistent with the behavior of the spin resonance mode as seen by inelastic neutron scattering in YBCO [29].

5. Conclusions

The novel experimental results on HTSC indicate that it is the interaction with the spin excitations which captures all the main characteristic features of the low energy electron dynamics in the bilayer cuprates. Magnetic excitations, therefore, fulfill the crucial requirement-strong coupling to the conduction electronsand, thus, emerge as the most probable candidate for mediation of the electron pairing in HTSC. Nevertheless, the unification of all the described momentum resolving techniques are required: (1) to identify ultimately the "fingerprints" of the relevant bosonic spectrum in both $\Sigma(\mathbf{k}, \omega)$ and $\Delta(\mathbf{k}, \omega)$ over the whole Brillouin zone; (2) to determine the origin of the bosonic spectrum (the degree of itinerancy, in case of spinfluctuations); and (3) to understand the role of space inhomogeneity in pairing mechanism. The current rate of improvement of all of the described techniques suggests that these problems will be solved very soon.

We acknowledge useful discussions with V. B. Zabolotnyy, D. S. Inosov, J. Fink, M. Knupfer, B. Bühner, N. M. Plakida, T. Dahm, and S.-L. Drechsler. The project is part of the Forschergruppe FOR538.

1. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, Low Temp. Phys. 32, 298 (2006), cond-mat/0510218.

2. A. Deppeler, A. J. Millis, Phys. Rev. B 65, 224301 (2002).

3. T. Dahm, Adv. Solid State Phys., 40, (ed. B. Kramer) 671 (Vieweg, 2000).

4. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).

5. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, A. Koitzsch et al., Phys. Rev. B **71**, 214513 (2005).

6. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, M. Knupfer, J. Fink, Phys. Rev. B **67**, 064504 (2003).

7. D. J. Scalapino, J. R. Schrieffer, J. W. Wilkins, Phys. Rev. 148, 263 (1966).

8. J. Fink et al., cond-mat/0604665.

9. see L. Pintschovius, Phys. Stat. Sol. (b) 242, 30 (2005) and references therein.

10. B. Keimer, N. Belk, R. J. Birgeneau et al., Phys. Rev. B 46, 14034 (1992).

11. J. E. Hoffman et al., Science 297, 1148 (2002).

12. e.g., see A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, and I. E. Dzyaloshinskii, Quantum field theoretical methods

in statistical physics (Pergamon, Oxford, 1965).

13. I. Eremin, D. K. Morr, A. V. Chubukov et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 147001 (2005).

14. U. Chatterjee et al., cond-mat/0606346; D. S. Inosov et al., cond-mat/0606435.

15. J. M. Tranquada, H. Woo, T. G. Perring et al., Nature **429**, 534 (2004).

16. S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin et al. Rev. Mod. Phys. **75**, 1201 (2003).

17. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, M. S. Golden et al., Phys. Rev. B 66, 014502 (2002).

18. D. V. Evtushinsky, A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko et al., cond-mat/0605100.

19. A. A. Kordyuk, D. S. Inosov, V. B. Zabolotnyy, S. V. Borisenko, cond-mat/0511638.

20. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, T. K. Kim et al., Phys. Rev. B **66**, 140509(R) (2002); S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, A. Koitzsch et al., Nature **431**, doi:10.1038/nature02931 (2004).

21. V. B. Zabolotnyy, S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk et al. (2006).

22. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, V. B. Zabolotnyy et al., Phys. Rev. Lett. (2006) to be published; cond-mat/0510760.

23. A. Ino, C. Kim, M. Nakamura et al., Phys. Rev. B 65, 094504 (2002).

24. see X. J. Zhou, T. Cuk, T. Devereaux et al., cond-mat/0604284 and references therein.

25. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, A. N. Yaresko et al., Phys. Rev. B **70**, 214525 (2004).

26. A. A. Kordyuk, S. V. Borisenko, A. Koitzsch et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 257006 (2004).

27. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, S. Legner et al., Phys. Rev. B 69, 224509 (2004).

28. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, A. Koitzsch et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 067001 (2006).

29. M. Eschrig, Adv. Phys. 55, 47 (2006).

30. S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk, V. Zabolotnyy et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 117004 (2006).

31. K. Terashima, H. Matsui, D. Hashimoto et al., Nature Physics **2**, 27 (2006).

32. V. B. Zabolotnyy, S. V. Borisenko, A. A. Kordyuk et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 037003 (2006).

Оптическое правило сумм в металлах с сильным взаимодействием

Максимов Е.Г.

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

Каракозов А.Е.

Институт Физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, , Московская обл. Троицк 142190, Россия

Изучается зависимость ограниченного оптического правила сумм W от температуры, энергии обрезания и сверхпроводящей щели. Показано, что правило сумм существенно зависит от энергии обрезания и скорости релаксации электронов. Дополнительная зависимость от сверхпроводящей щели весьма мала. Подробно изучена однозонная модель металла. Показано, что экспериментальные данные о температурной зависимости W(T) для высокотемпературных сверхпроводников могут быть объяснены с учетом температурной зависимости скорости релаксации электронов.

Полное оптическое правило сумм может быть записано в виде[1]

$$W = \int_{0}^{\infty} d\omega \sigma_{1}(\omega) = \frac{\pi}{2} \frac{ne^{2}}{m}$$
(1)

где $\sigma_1(\omega)$ -действительная часть оптической проводимости, n-полная плотность электронов и m-их масса. Спектральный вес W здесь не зависит ни от температуры, ни от деталей электронного спектра.

Реальные измерения $\sigma_1(\omega)$ могут быть выполнены только в ограниченном интервале энергий до некоторой величины Ω_c . Соответствующее ограниченное правило сумм имеет вид:

$$W(\Omega_c, T) = \int_0^{\Omega_c} d\omega \sigma_1(\omega)$$
 (2)

Спектральная плотность $W(T, \Omega_c)$ является теперь функцией температуры T, сверхпроводящей щели Δ и энергии обрезания Ω_c . Экспериментальные измерения $W(T, \Omega_c)$ для высокотемпературных сверхпроводников [2-8] показали, что эта величина действительно зависит от Ω_c и температуры как

$$W(\Omega_{c}T) \approx W - B(\Omega_{c})T^{2}$$
 (3)

Существуют разногласия в этих работах об изменении величины $W(T, \Omega_c)$ при переходе металла в сверхпроводящее состояние.

В модели квазиизотропного металла выражение (2) можно переписать как

$$W(\Omega_c, T) = W - \int_{\Omega_c}^{\infty} d\omega \sigma_1(\omega) \qquad (4)$$

Из этого следует, что свойства $W(T, \Omega_c)$ зависят от поведения проводимости при высоких частотах. В частности, для нормального состояния будем иметь:

$$\sigma_{1}^{N}(\omega) = \frac{\omega_{pl}^{2}}{4\pi} \frac{2\Gamma(\omega = \infty, T)}{\omega^{2} + (2\Gamma(\omega = \infty, T))^{2}}$$
(5)

и для сверхпроводящего

$$W(\Omega_{c}, T) = \frac{\omega_{pl}^{2}}{8} \left[1 - \frac{2}{\pi} \left(\frac{2\Gamma(\omega = \infty, T)}{\Omega_{c}} \right) \left(1 - \frac{2}{3\pi} \alpha \frac{\overline{\Delta}^{2}}{\Omega_{c}^{2}} \right) \right]$$
(6)

Здесь $\Gamma(\omega = \infty, T)$ - скорость релаксации электронов. Из формул (5) и (6) видно, что сверхпроводящая щель не даёт никакого прямого вклада в правило сумм. Вся температурная зависимость $W(T, \Omega_c)$ определяется скоростью релаксации. Проведённые нами ранее [9] расчёты в модели однородного металла показали, что формула (5) разумно описывает поведение $W(T, \Omega_c)$ в нормальном состоянии металла. Большая часть предыдущих теоретических подходов [2,7] к объяснению температурной зависимости W(T), описываемой формулой (2) были основаны на рассмотрении системы невзаимодействующих зонных электронов. В этой модели спектральная плотность имеет вид:

$$W(T) = \int_{0}^{\Omega_{c}} d\omega \sigma_{1}^{\alpha}(\omega) = e^{2}\pi \sum_{\mathbf{p}} \frac{\partial^{2}\xi_{\mathbf{p}}}{\partial p_{\alpha}^{2}} n_{\mathbf{p}} \qquad (7)$$

Температурная зависимость в ней возникает из-за размазки поверхности Ферми и вычисляется с помощью разложений Зоммерфельда и имеет вид:

$$W(T) = W(0)(1 - \beta T^{2}/W_{b}^{2}) \qquad (8)$$

где W_b -полуширина электронной зоны. Этот результат качественно описывает экспериментальные данные, но количественно, как будет показано ниже, он не может описать ВТСП системы. Предыдущие теоретические расчеты были проведены в рамках однозонной модели металла. Мы рассмотрели эту проблему детально также используя однозонную модель. Гамильтониан для неё имеет вид :

$$H = \sum_{\mathbf{p},\sigma} \xi \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) a_{\mathbf{p}\sigma}^{+} a_{\mathbf{p}\sigma} + \sum_{\mathbf{p},\sigma,\mathbf{q},\lambda} g(\mathbf{q},\lambda) a_{\mathbf{p}+\mathbf{q}\sigma}^{+} a_{\mathbf{p}\sigma} \left(b_{\mathbf{q}\lambda} + b_{-\mathbf{q}\lambda}^{+} \right) + H_{\text{int}\,er}$$
(9)

Здесь **A** -электромагнитный потенциал, $g(\mathbf{q}, \lambda)$ матричный элемент электрон-фононного взаимодействия и H_{inter} представляет межзонные переходы. Пренебрегая межзонными переходами, для собственно-энергетической части одночастичной функции Грина можно написать выражение

$$\Sigma(i\omega_{n}) = \pi T \sum_{m,\mathbf{p}} \left[\lambda(i\omega_{n} - i\omega_{m}) + \delta_{nm} \frac{\gamma_{imp}}{\pi T} \right]_{(10)}$$
$$\left\{ -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{N_{b}(\mu)} \delta(\xi - \xi_{\mathbf{p}}) G(\xi_{\mathbf{p}}, i\omega_{n}) \right\}$$
здесь

$$\lambda(i\omega_n) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Omega \frac{\Omega \alpha^2(\Omega) F(\Omega)}{\Omega^2 - (i\omega_n)^2}$$
(11)
$${}^{\mathsf{M}}N_b(\xi) = \sum_{\mathbf{k}} \delta(\xi - \xi_{\mathbf{p}})$$
(12)

Функция $\alpha^2(\omega)F(\omega)$ -функция Элиашберга, описывающая ЭФВ. Уравнения (10-13) легко решить для случая упругого рассеяния на примесях или для ЭФВ при высоких температурах, $(\Omega_{\rm ph}/2\pi T)^2 \ll 1$ Функция $\Sigma(\omega)$ аналитически продолженная на действительную ось при этом имеет вид

$$\Sigma(\omega) = \frac{\Gamma}{W_b} \left(\omega - \Sigma(\omega) - \sqrt{(\omega - \Sigma(\omega))^2 - W_b^2} \right) (13)$$

Здесь Г равно γ_{imp} для примесного рассеяния и

 $\lambda \pi T$ для ЭФВ при высоких температурах. Можно показать, что это решение остаётся справедливым и при любых температурах если для Г использовать выражение

$$\Gamma(T) \approx \Gamma(\infty, T) = \pi \int_{0}^{\infty} d\omega \alpha^{2} F(\omega) \operatorname{cth}\left(\frac{\omega}{2T}\right)$$
 (14) Max

подтвердили это численным решением уравнений (10-12). График функции - $\Sigma(\omega)$ помещен на рис.1.



Рис. 1. Функция - $\Sigma(\omega)$ для однозонной модели металла.

На рисунке 1 показана зависимость собственноэнергетической части функции Грин электрона при T=200К.На верхней части рисунка показана мнимая часть - $\Sigma(\omega)$ и на верхней её действительная часть. Штрихованной линией изображено хорошо известное решение для металла с бесконечной шириной зоны. Сплошными линиями показаны приближенные решения (13-14). Точки - самосогласованное решение уравнений (10-13). На этом рисунке хорошо видно, что приближенное решение совпадает с хорошей точностью с самосогласованным на большом интервале энергий. Лишь при малых энергиях приближенное решение не воспроизводит перенормировки массы за счет динамического ЭФВ. Оба решения существенно отличаются от известного для однородного электронного газа. Во-первых, перенормировка массы меняет знак при некоторой энергии и становиться отрицательной. Масса уменьшается за счёт уширения зоны, связанного с затуханием электронов за счёт ЭФВ.

$$m_{el}^{*}(T) \sim \frac{W_{b}}{W_{b} + \Gamma(T)} m_{b} \approx m_{b} \left(1 - \frac{\Gamma(T)}{W_{b}}\right)$$
(15)

Во-вторых, само поведение электронного затухания также отличается от его поведения в однородной системе.

В изучаемой нами модели можно вычислить и спектральный вес, который может быть представлена в виде:

$$W(T) = \pi e^{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega f(\omega) \Biggl\{ -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi G(\xi, \omega) \Biggr\}$$
$$\frac{\partial}{\partial \xi} \sum_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}^{x} v_{\mathbf{p}}^{x} \delta(\xi_{\mathbf{p}} - \xi)$$
(16)

Используя выражение:

$$\sum_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}^{x} v_{\mathbf{p}}^{x} \delta(\xi_{\mathbf{p}} - \xi) = \left\langle V_{x}^{2}(\xi) \right\rangle N_{b}(\xi) = V_{x}^{2} \frac{2}{\pi W_{b}} \left[1 - \left(\frac{\xi - W_{b}}{W_{b}}\right)^{2} \right]^{\frac{3}{2}} (17)$$

где $V_x^2 = \frac{1}{3}V_m^2$ и V_m - максимальная скорость

электрона в зоне, для спектрального веса можно получить

$$W(T) = 3 \frac{\widetilde{\omega}_{b}^{2}}{W_{b}^{2}} \int_{0}^{\infty} d\omega \operatorname{Im} \left\{ \frac{\omega Z(\omega)}{N_{b}(W_{b})} g(\omega) \right\}$$
(18).
$$-6 \frac{\widetilde{\omega}_{b}^{2}}{W_{b}^{2}} \int_{0}^{\infty} d\omega f(\omega) \operatorname{Im} \left\{ \frac{\omega Z(\omega)}{N_{b}(W_{b})} g(\omega) \right\}$$

где $\widetilde{\omega}_b^2 = \pi e^2 V_x^2 N_b(W_b) = \frac{\omega_{pl}}{8}$ и ω_{pl} - плазмен-

ная частота зонных электронов. Первое слагаемое в (18) зависит от температуры только за счёт ЭФВ, второе даёт зоммерфельдовский вклад в спектральный вес. В приближении упругого рассеяния W принимает вид

$$\frac{W(T)}{\widetilde{\omega}_b^2} \approx 1 - \frac{\Gamma}{W_b} - \frac{\pi^2}{2} \frac{T^2}{W_b^2}$$
(19)

Даже используя простейшее выражение $\Gamma(T) = \lambda \frac{T^3}{\Omega_{ph}^2}$, что зоммерфельдовский вклад (2-ое

слагаемое) мало по сравнению с вкладом ЭФВ уже при температурах

$$\frac{T}{\Omega_{ph}} \ge \frac{\Omega_{ph}}{W_h} \tag{20}$$

Используя формулу (19), мы провели расчёты спектрального веса для моделей эйнштейновского фононного спектра с частотами $\Omega_E = 200K$ и $\Omega_E = 400K$. Константа ЭФВ была выбрана равной $\lambda = 1.5$ а ширина зоны как $W \approx 2ev$. Выражение для спектрального веса может быть написано в аналитическом виде:

$$w_{\text{mod}}(T) = 1 - \frac{\Gamma(T)}{W_b} \approx 1 - \frac{\pi}{2} \frac{\lambda \Omega_E}{W_b} - \pi \frac{\lambda \Omega_E}{W_b} n_B \left(\frac{\Omega_E}{T}\right)$$
(21).

Температурная зависимость этой функции изображена на рис.2.



Рис. 2 Зависимость спектральной плотности от температуры для простейшей модели фононов.

Верхняя кривая (левая ось) относиться к первой модели ,нижняя (правая ось) ко второй. Обе кривые демонстрируют T^2 поведение в интервале температур $100K \le T \le 200K$. Как видно из рис. 2, при низких температурах обе кривые отклоняются от квадратичной зависимости по Т. При этом отклонения для моделей направлены в разные стороны от асимптотики T². Можно отметить, что верхняя кривая достаточно хорошо описывает поведение спектрального веса для передопированных образцов ВТСП материалов [3,8], в то время как нижняя кривая лучше описывает недодопированные образцы. Существуют также отклонения от квадратичной зависимости и при высоких температурах (не показанные на рисунке). При этих температурах спектральный вес начинает линейно зависеть от Т. Мы вычислили также температурную зависимость правила сумм, используя формулу (18) и самосогласованное решение уравнений (10-13). При этом мы использовали выражение для функции Элиашберга из нашей предыдущей работы [9]. Это решение изображено на рис.3. Отметим, что наши расчёты были проведены как для нормального, так и для сверхпроводящего состояний. В согласии с уже отмечавшимся ранее фактом слабой зависимости W(T)от сверхпроводящей щели обе кривые неразличимы на имеющимся на рис.3 масштабе.



Рис.3 Спектральный вес для однозонной модели металла.

На нижней кривой показано поведение функции W(T), полученной в приближении упругого рассеяния для той же функции Элиашберга. Как видно из этого рисунка, данное приближение очень хорошо совпадает с самосогласованным решением. Отличие между ними составляет не более 1% Использованный в этих расчётах фононный спектр содержит оба пика при $\Omega_L \sim 200K$ и при $\Omega_H \sim 400K$ и низкотемпературное поведение функции W(T) может быть легко изменено перераспределением

величин констант ЭФВ с разными областями фононного спектра. Мы уже отмечали при обсуждении рис.2, что полученные нами температурные зависимости W(T) достаточно неплохо описывают экспериментальные данные по ВТСП системам. Детали низкотемпературного поведения спектрального веса, по нашему мнению, зависят от положения фононных мод, от их взаимодействия с электронами и т.п., поэтому имеющиеся данные о правиле сумм не могут пролить какой-либо новый свет на механизм высокотемпературной сверхпроводимости.

- 1. R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan 12, 570. (1957)
- 2. H. J. A. Molegraaf, et al., Science **295**, 2239. (2002).
- 3. A. F. Santander-Syro, Phys. Rev. **B** 70, 134504 (2004).
- 4. C. C. Homes et al., Phys. Rev. **B** 69, 024514 (2003).
- 5. A. V. Boris et al., Science 304 708 (2004).
- 6. M. Ortolani et al., Phys. Rev. Lett. 94, 667002 (2005).
- 7. F Carbone et al., cond.-mat./0605209 (2006).
- 8. N. Bontemps et al., cond.-mat./0603024 (2006).
- 9. A. E. Karakozov et al., Solid State Comm. 124, 119 (2002).

Электронный спектр купратных сверхпроводников в p-d модели Хаббарда

Плакида Н.М., Удовенко В.С.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна 141980, Россия

Формулируется микроскопическая теория электронного спектра медно-оксидных соединений в рамках p-d модели Хаббарда для плоскости CuO2. Получено уравнение Дайсона для одноэлектронной функции Грина в операторах Хаббарда, самосогласованное решение которого проведено для массового оператора в приближении непересекающихся диаграмм. Рассеяние электронов на спиновых флуктуациях за счет кинематического взаимодействия описывается модельной динамической восприимчивостью. Исследованы зависимость от легирования и температуры дисперсии, спектральных функций и поверхности Ферми. При малой концентрации дырок обнаружены образование псевдощели и «арок» на поверхности Ферми, перенормировка Ферми («кинки» на дисперсинных скорости кривых).

Исследования фотоэмиссионных спектров с высоким угловым разрешением (см., например, [1]) обнаружили необычный характер электронного спектра в нормальном состоянии купратных сверхпроводников: псевдощель на поверхности Ферми в виде «арок» в «нодальном» направлении Г(0,0)→М(π,π) 2D зоны Бриллуэна, значительную перенормировку скорости Ферми («кинки» в дисперсии) и т.д. Предполагается, что эти аномалии могут быть связяны с сильными электронными корреляциями на узлах меди, на особую роль которых в купратах впервые указал Андерсон [2].

В настоящем докладе сообщаются результаты вычисления электронного спектра для плоскости CuO₂ для p-d модели Хаббарда, в котором впервые самосогласованным образом учитываются вклады массового оператора по сравнению с расчетами в приближении среднего поля (ПСП) [3] и первым порядком теории возмущений [4]. Ранее такие же расчеты были проведены нами для t-J модели [5].

Модель и уравнение Дайсона

Учитывая сильную pdo-гибридизацию 3d-состояний меди и 2р-состояний кислорода, t_{pd}~1.5 эВ, при малой энергии их расщепления, $\Delta_{pd} = \epsilon_p - \epsilon_d \sim$ 3 эВ, а также сильное одноузельное кулоновское оталкивание на узлах меди, U_d ~ 8 эВ, исходную трехзонную p-d модель для плоскости CuO₂ можно записать в виде эффективной модели Хаббарда (см., например, [3, 6]):

$$\begin{split} H &= E_1 \sum_{i\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + E_2 \sum_i X_i^{22} + \sum_{i \neq j,\sigma} (t_{ij}^{11} X_i^{\sigma0} X_j^{0\sigma} \\ &+ t_{ij}^{22} X_i^{2\sigma} X_j^{\sigma2} + 2\sigma t_{ij}^{12} [X_i^{2-\sigma} X_j^{0\sigma} + H.c.]), \end{split}$$

где X $_{i}^{nm} = |in> <im$ – операторы перехода Хаббарда для состояний n, m = |0>, $|\sigma>$, $|2>=|\uparrow\downarrow>$, $\sigma=\pm\frac{1}{2}$ на узле $|i\rangle$, $E_1 = \varepsilon_d - \mu$, $E_2 = 2 E_1 + \Delta_{pd} - энергии$ однодырочного d-состояния и двудырочного p-d состояния (синглета), µ - химический потенциал, который определяется концентрацией дырок $n = \langle \Sigma_{\sigma} X_i^{\sigma\sigma} + 2 X_i^{22} \rangle = 1 + \delta.$

Интегралы перескока в однодырочной, t_{ij}¹¹, двудырочной, $t_{ij}^{\ 22}$, хаббардовских подзонах и параметр межзонной гибридизации, t_{ij}¹², в дальнейших численных расчетах мы выбраем одинаковыми в виде $t_{ij} = t (n.n.) + t' (n.n.n)$, где $t \sim 0.4 \ \Im B - \pi e$ рескок между ближайшими сосседями (n.n.) и t'= -0.3t < 0 - перескок между вторыми сосседями (n.n.n.). В модели Хаббарда (1) расщепление подзон определяется энергией p-d щели $\Delta_{pd} \sim 8t$, что соответствует пределу сильных корреляций. Это условие оправдывает применение техники операторов Хаббарда, которые позволяют строго учесть (по сравнению со спинон-холонными пред- ставлениями) отсутствие двукратно заполненных квантовых состояний на одном узле:

$$X_{i}^{00} + \Sigma_{i\sigma} X_{i}^{\sigma} + X_{i}^{22} = 1.$$

Для описания электронного спектра в модели (1) используется метод термодинамических функций Грина [7, 8] для двух хаббардовских подзон:

 $\begin{aligned} G_{ij\sigma}(t-t') &= \langle X_{i\sigma}(t) | X_{j\sigma}^{\dagger}(t') \rangle \rangle, \\ \text{rge onepatop } X_{i\sigma}^{\dagger} &= (X_i^{2\sigma} X_i^{-\sigma 0}). \end{aligned}$ (2)Применяя метод проектирования типа Мори в

уравнениях движения для матричной функции Грина (2), получаем для нее уравнение Дайсона:

$$G_{\sigma}(\mathbf{k},\omega)^{-1} = G_{\sigma}^{-0}(\mathbf{k},\omega)^{-1} - \Sigma_{\sigma}(\mathbf{k},\omega).$$
 (3)
Чулевая функция Грина

Нулевая функция Грина $G_{\sigma}^{0}(\mathbf{k}, \omega) = \{\omega \tau^{0} - E_{\sigma}(\mathbf{k})\}^{-1} Q$ определяется энергетической матрицей (4)

 $\boldsymbol{E}_{\sigma ij} = \langle [X_{i\sigma}, \mathbf{H}], X_{j\sigma}^{\dagger} \rangle \rangle Q^{-1},$ (5) где $Q = \langle X_{i\sigma}, X_{i\sigma}^{\dagger} \rangle \rangle$, {A, B} = AB + BA и <A B>- термодинамическое среднее. Массовый оператор

 $\Sigma_{\sigma \ ij} (\omega) = Q^{-1} \ll Z_{i\sigma} | Z_{j\sigma} \gg_{\omega} Q^{-1}$ (6) выра-жается через неприводимые операторы $Z_{i\sigma} = [X_{i\sigma}]$, Н] – $\Sigma_{\rm m} E_{\sigma \, \rm im} X_{\rm m\sigma}$, <{ Z i σ , X i σ^{\dagger} } > = 0, которые описывают неупругие процессы рассеяния на спиновых и зарядовых флуктуациях. Они обусловлены кинематическим взаимодействием для операторов Хаббарда, которое определяется теми же параметрами перескока t_{ij}^{nm} модели (1) и не требует введения дополнительных констант связи. Вычисление массового оператора (6) в приближе- нии непересекающихся диаграмм приводит к одинаковому для обеих зон выражению:

 $\Sigma (\mathbf{k}, \omega) = (1/N) \Sigma_{\mathbf{q}} |t(\mathbf{q})|^2 \iint dy dz / (\omega - y - z)$ (1/2)[tanh (z/2T) + coth (y/2T)] (1/\pi)Im\chi_{sc}(\mathbf{k}-\mathbf{q}, y) (1/\pi) Im {G_1(\mathbf{q}, z) + G_2(\mathbf{q}, z)}. (7)

Здесь заимодействие определяется интегралом перескока t(q) и спиново-зарядовой динамической восприимчивостью

 $\chi_{sc}(\mathbf{q}, \omega) = \langle \langle \mathbf{S}_{\mathbf{q}} | \mathbf{S}_{-\mathbf{q}} \rangle \rangle_{\omega} + (1/4) \langle \langle \mathbf{N}_{\mathbf{q}} | \mathbf{N}_{-\mathbf{q}} \rangle \rangle_{\omega}.$ (8) Это приближение позволяет получить замкнутую самосогласованную систему уравнений для массового оператора (7) и функций Грина для двух подзон:

G ₁₍₂₎ (**k**, ω) = 1 / { ω – E₁₍₂₎(**k**) – Σ_{σ} (**k**, ω)}, (9) где E₁₍₂₎(**k**) – спетр возбуждений для двух подзон в ПСП, определяемый матрицей (5) E_{σ} (**k**) [3, 4].

Результаты и обсуждение

При вычисления массового оператора вклад зарядовых флуктуаций не учитывался, а для спиновых флуктуаций использовалась модельная динамическая восприимчивость:

Im $\chi_{s}(\mathbf{q}, \omega) = \{\chi_{0} / [1 + \xi^{2} (1 + \gamma(\mathbf{q}))] \}$ $\cdot \tanh(\omega / 2T) \{1 / [1 + (\omega / \omega_{s})^{2}] \},$

где $\gamma(\mathbf{q})$ = (1/2)(cos q_x + cos q_y). В модели два параметра: антиферромагнитная (АФМ) корреляционная длина ξ и частота спиновых флуктуаций $\omega_s \approx J = 0,4$ t. Праметр $\chi_0 = [3 (1 - \delta) / 2\omega_s]$ { 1/N $\Sigma_{\mathbf{q}} [1 / [1 + \xi^2 (1 + \gamma(\mathbf{q}))]$ } ⁻¹ определяется из условий нормировки <**S**_i **S**_i > = (3/4) (1 - \delta). Численные оценки показывают, что $\xi \approx 2,5$ (1,4) для концентрации дырок $\delta = 0,1$ (0,3).

Самосогласованное решение системы уравнений (7), (9) было проведено для случая дырочного легирования при концентрации дырок $\delta = 0, 1 - 0, 3$ и температуре T = 0.03 t и T = 0.3 t.

Дисперсионные кривые вычислялись по максимуму спектральной функции

A(\mathbf{k}, ω) = B₁(\mathbf{k}) $\tilde{\mathbf{A}}_1(\mathbf{k}, \omega)$ + B₂(\mathbf{k}) $\tilde{\mathbf{A}}_2(\mathbf{k}, \omega)$, (10) где B₁₍₂₎(\mathbf{k}) – спектральный вес подзоны 1 (2) и

 $\tilde{\mathbf{A}}_{1(2)}(\mathbf{k},\omega) = -(1/\pi) \text{ Im } G_{1(2)}(\mathbf{k},\omega)$.

Дисперсионные кривые при малой концентрации дырок $\delta = 0,1$ имеют плоские участки вблизи уровня Ферми ($\omega = 0$) как показано на Рис. 1. При большой концентрации дырок, $\delta = 0,3$, (Рис. 2) или высокой температуре, T = 0.3t, (Рис. 3), когда АФМ спиновые корреляции становятся несущественными ($\xi \leq 1$), дисперсия увеличивается. Квазичастичный вес, который определяется величиной спектральной функции A(\mathbf{k}, ω) при пересечении уровня Ферми,

значительно возрастает при подавлении АФМ корреляций с ростом концентрации дырок δ или температуры Т.



Рис. 1. Дисперсионные кривые и спектральная функция при T = 0,03t, δ = 0,1 вдоль симметричных направлений $\Gamma(0,0) \rightarrow M(\pi,\pi) \rightarrow X(0,\pi) \rightarrow \Gamma(0,0)$.



Рис. 3. То же, что и на Рис.1, но для T = 0.3t.

Рисунок 4 показывет изменение плотности электронных состояний $A(\omega) = (1/N) \Sigma_k A(\mathbf{k}, \omega)$ при дырочным легировании: спектральный вес синглетной зоны растет, а однодырочной зоны уменьшается. Абсолютная же веичина спектраль- ной плотности на уровне Ферми меняется мало: $A(\omega = 0) = 0,25 - 0,35$ (1/t).



Рис. 4. Плотность электронных состояний при дырочном легировании для $n = 1 + \delta$

На Рис. 5 показана поверхность Ферми, которая определялась по максимуму спектральной функции (10) A($\mathbf{k}, \omega = 0$) (левая панель) и из уравнения E₂(\mathbf{k}) + $\Sigma_{\sigma}(\mathbf{k}, \omega = 0) = 0$ (правая панель). С ростом концентрации дырок происходит переход от дырочной поверхности Ферми при $\delta = 0,1$ к электронной при $\delta = 0,3$. При этом при малой концентрации дырок спектральная плотность обнаруживает провал в плотности состоний в области (0, π) (псевдощель) и максимум в направлении $\Gamma(0,0) \rightarrow M(\pi,\pi)$ в виде « арки ».



Рис. 5. Ферми поверхность. Левая панель: при $\delta = 0,1$; правая панель: при $\delta = 0,1$ (для T = 0,03t – сплошная линия и для T = 0.3t – точки), $\delta = 0,2$ (пунктир), $\delta = 0,3$ (штрих-пунктир).

Изменение дисперсии одночастичных возбуждений вблизи уровня Ферми с ростом энергии возбуждения (« кинк ») (Рис. 6) определяет эффективную константу связи λ : V₀ / V = (1+ λ), где V₀ и V – скорость Ферми при больших энергиях возбуждения и на уровне Ферми, соответственно. Согласно Рис.6, получаем оценки: $\lambda \approx 2,45$ для $\delta = 0,1$ и $\lambda \approx 0,7$ для $\delta = 0,3$.



Рис. 6. Спектральная функция при $\delta = 0,1$ вдоль $M(\pi,\pi) \to X(0,\pi)$ (слева) и при $\delta = 0,3$ (справа) вдоль $X(0,\pi) \to \Gamma(0,0)$ вблизи уровня Ферми.

Константа связи на уровне Ферми, $\omega = 0$, определяется также реальной частью массового оператора: $\lambda = -\partial \Sigma(\mathbf{k}, \omega) / \partial \omega$. На Рис. 7 представлены реальная и мнимая части массового оператора для точек $\Gamma(0,0)$, $S(\pi/2,\pi/2)$ и $M(\pi,\pi)$. При малой концентрации дырок, $\delta = 0,1$, константа связи $\lambda \approx 7$, а также Im Σ (\mathbf{k}, ω), значительно превышают эти величины при $\delta = 0,3$, где $\lambda \approx 3$.



Рис.7. Реальная (сплошная линия) и мнимая (пунктир) части массового оператора вблизи уровня Ферми в направлении $\Gamma(0,0) \rightarrow M(\pi,\pi)$.

Таким образом, в рамках микроскопической теории для эффективной p-d модели, учитыващей две верхние дырочные зоны, удается описать основные черты электронного спектра купратов, наблюбдаемые в фотоэмиссионных спектрах с высоким угловым разрешением. Согласно развитой теории, спектр одночастичных возбуждений контролируется АФМ корреляциями, которые существенно зависят от температуры Т и концентрации дырок δ. Последние обусловлены кинематическим взаимодействием, которое характерно для систем с сильной корреляцией и отсутствует в спинфермионных моделях. При этом для описания кинематического взаимодействия не требуется введения дополнительных констант связи электронов со спиновыми флуктуациями, которые обычно вводятся в феноменологических теориях.

Полученные в этой работе выражения для нормальных функций Грина будут использованы в дальнейшем для исследования сверхпроводимости в этой модели, которая была рассмотренна в [8] в приближении слабой свяи.

1. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X.Shen, Rev. Mod. Phys. **75**, 473 (2003).

2. P.W. Anderson, Science 235, 1196 (1987).

3. N.M. Plakida, R. Hayn, J.-L. Richard, Phys. Rev. B 51, 16599 (1995).

4. S. Krivenko, A. Avella, F. Mancini,

and N. Plakida, Physica B 359-361, 666 (2005).

5. N.M. Plakida, V.S. Oudovenko, Phys. Rev. B **59**, 11949 (1999).

6. V. Yu. Yushankhai, V.S. Oudovenko, R. Hayn, Phys. Rev. B 55, 15 562 (1997).

7. Д.Н. Зубарев, УФН 71, 71 (1960).

8. Н.М. Плакида, Л. Антон, С. Адам, Г. Адам, ЖЭТФ **124**, 367 (2003).

"Разрушение" поверхности Ферми сильно кореллированных систем псевдощелевыми флуктуациями

Садовский М.В., Кучинский Э.З., Некрасов И.А.

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, 620016, Россия

Псевдощелевые эффекты в сильно коррелированных системах существенно зависят от масштаба длины. Для объединенного описания физики псевдощелевых явлений и сильных межэлектронных корреляций предлагается обобщение динамической теории среднего поля (DMFT), включающее зависимость от корреляционной длины псевдощелевых флуктуаций через дополнительный (зависящий от импульса) вклад в собственно - энергетическую часть Σ_k , который вводится в стандартные уравнения DMFT. Эта собственно - энергетическая часть Σ_k описывает нелокальные динамические корреляции, вызванные коллективными спиновыми (SDW) или зарядовыми флуктуациями ближнего порядка. В рамках обобщенного $\mathbf{DMFT} + \Sigma_k$ подхода исследуется слабо легированная однозонная модель Хаббарда с переносом между ближайшими и вторыми ближайшими соседями. Изучены законы дисперсии квазичастиц и их затухание, спектральные функции и спектры ARPES, демонстрирующие формирование псевдощели вблизи уровня Ферми квазичастичной зоны. Продемонстрирована качественная картина "разрушения" поверхности Ферми и формирования "дуг Ферми".

В рамках спин - флуктуационного сценария формирования псевдощели [1] активно изучается упрощенная модель псевдощелевого состояния [2, 3], в которой псевдощелевые флуктуации ближнего порядка рассматриваются модели статического гауссова случайного поля ("замороженнный" беспорядок) и характеризуются векторами рассеяния из достаточно узкой окрестности $\mathbf{Q} = (\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a})$ (*a* - постоянная решетки), ширина которой определяется обратной корреляционной длиной ближнего порядка $\kappa = \xi^{-1}$, а также соответствующим энергетическим масштабом Δ (порядка температуры кроссовера в псевдощелевую область на фазовой диаграмме T^* [1]). Нелегированные ВТСП купраты, как известно, представляют собой моттовские изоляторы с $U \gg W$ (где U - эффективное одноузельное кулоновское отталкивание, а W - ширина зоны невзаимодействующих квазичастиц). Современные подходы к расчетам электронной структуры таких систем, в значительной мере, основаны на использовании динамической теории среднего

поля (DMFT) [4–7]. К сожалению, DMFT фактически неприменима в рамках "антиферромагнитного" сценария формирования псевдощели в сильно коррелированных металлах. Это связано с основным приближением этой теории, которое сводится к полному пренебрежению эффектами нелокальных динамических корреляций [4– 7]. В результате, в рамках стандартного подхода DMFT поверхность Ферми квазичастичной зоны не перенормируется взаимодействием и просто совпадает с таковой для "голых" квазичастиц [4]. Недавно нами был предложен полуфеноменологический DMFT+ Σ_k подход [8, 9], позволяющий ввести в DMFT характерный масштаб длины.

Основным предположением нашего подхода является запись фурье - образа решеточной мацубаровской одноэлектронной функции Грина в виде:

$$G_{\mathbf{k}}(\omega) = \frac{1}{i\omega + \mu - \varepsilon(\mathbf{k}) - \Sigma(\omega) - \Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)} \qquad (1)$$

где $\Sigma(\omega)$ локальный вклад в собственно - энергетическую часть DMFT, "выживающий" в пределе размерности пространчтва $d \to \infty$, а $\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)$ некоторый вклад, зависящий от импульса. Предполагается, что этот вклад связан либо с взаимодействием электронов с какими - либо "дополнительными" коллективными модами или флуктуациями некоторого параметра порядка, либо возникает из - за аналогичных нелокальных вкладов в рамках самой модели Хаббарда.

Алгоритм самосогласованных вычислений обобщенного DMFT+ $\Sigma_{\mathbf{k}}$ подхода формулируется следующим образом [8, 9]:

- 1. Выбираем произвольное значение начальной локальной собственно - энергетической части $\Sigma(\omega)$, например $\Sigma(\omega) = 0$.
- 2. Конструируем $\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)$ в рамках какой либо (приближенной) схемы, учитывающей взаимодействие с коллективными модами или флуктуациями какого - либо параметра порядка, учитывая возможную зависимость от $\Sigma(\omega)$ и химического потенциала μ .
- 3. Вычисляем локальную функцию Грина:

$$G_{ii}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{1}{i\omega + \mu - \varepsilon(\mathbf{k}) - \Sigma(\omega) - \Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)}$$
(2)

4. Определяем динамическое "поле Вейсса":

$$\mathcal{G}^{-1}(\omega) = \Sigma(\omega) + G_{ii}^{-1}(\omega).$$
(3)

- 5. Используя какой-либо метод решения эффективной примесной задачи Андерсона, вычисляем одноэлектронную функцию Грина $G_d(\omega)$ "андерсоновской примеси", расположенной в узле решетки *i*.
- 6. Определяем *новое* значение локальной собственно - энергетической части:

$$\Sigma(\omega) = \mathcal{G}^{-1}(\omega) - G_d^{-1}(\omega).$$
(4)

 Используя это значение в качестве "начального" на первом шаге итерационной процедуры, продолжаем процесс вычислений до достижения сходимости:

$$G_{ii}(\omega) = G_d(\omega). \tag{5}$$

Для расчета $\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)$ для электрона, движущегося в случайном поле таких (статических, "замороженных") гауссовых спиновых (SDW) (или зарядовых (CDW)) флуктуаций с доминирущим вектором рассеяния из окрестности характерного вектора **Q** (модель "горячих точек" [1]), мы используем рекуррентную процедуру, предложенную в [2, 3, 10], и учитывающую все диаграммы Фейнмана, описывающие рассеяние электронов таким случайным полем:

$$\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega) = \Sigma_{n=1}(\omega \mathbf{k}) \tag{6}$$

где

$$\Sigma_n(\omega \mathbf{k}) = \Delta^2 \frac{s(n)}{i\omega + \mu - \Sigma(\omega) - \varepsilon_n(\mathbf{k}) + inv_n\kappa - \Sigma_{n+1}(\omega \mathbf{k})}$$
(7)

Величина Δ характеризует энергетический масштаб (ширину псевдощели), а $\kappa = \xi^{-1}$ представляет собой обратную корреляционную длину рассматриваемых SDW (CDW) флуктуаций ближнего порядка, $\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$ и $v_n = |v_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}}^x| + |v_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}}^y|$ для нечетных n, тогда как $\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k})$ и $v_n = |v_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}}^x| + |v_{\mathbf{k}}^y|$ для четных n. Проекции скоростей $v_{\mathbf{k}}^x$ и $v_{\mathbf{k}}^y$ определяются, как обычно, соответствующими производными "затравочного" электронного спектра $\varepsilon(\mathbf{k})$ по импульсу. Наконец, s(n) представляет собой комбинаторный множитель, определяющий число фейнмановских диаграмм, и зависящий от выбранной модели флуктуаций (SDW или CDW, соизмеримые или несоизмеримые) [2, 3].

Рассмотрим однозонную модель Хаббарда на квадратной решетке с "затравочным" спектром, учитывающим переносы между ближайшими (t) и вторыми ближайшими соседями (t'):

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = -2t(\cos k_x a + \cos k_y a) - 4t' \cos k_x a \cos k_y a \tag{8}$$

Далее мы ограничиваемся типичным для купратов соотношением t'/t = -0.4, а в качестве типичных для (легированных) моттовских диэлектриков мы принимаем значение U = 40t и заполнение зоны, соответствующее концентрации



Рис. 1: Дисперсия электронов (определяемая положениями максимумов спектральной плотности) в симметричных направлениях в зоне Бриллюэна в DMFT+ Σ_k приближении. Интенсивность фона показывает затухание квазичастиц. Плотность электронов n = 0.8, t'/t = -0.4, $\Delta = 2t$, $\xi = 10a$ (a - постоянная решетки). (a) - U = 4t, коррелированный металл; (b) - U = 40t, легированный моттовский диэлектрик.

электронов n = 0.8 (дырочное легирование). Для коррелированнного металла с $W \gtrsim U$ мы принимаем U = 4t и заполнение n = 0.8. Для Δ были взяты значения из интервала между $\Delta = 0.1t$ и $\Delta = 2t$ (предельными значениями, полученными расчетным путем в работе [9]), а для корреляционной длины принимаем значение $\xi = 10a$ (в соответствии с экспериментальными данными для купратов). В качестве метода решения "примесной задачи" DMFT использовался надежный метод численной ренормгруппы (NRG) [11].

Решив уравнения DMFT+ $\Sigma_{\mathbf{k}}$ с учетом нелокальных корреляций, мы можем рассчитать спектральные функции Соответствующие значения плотности состояний находятся интегрированием $A(\omega, \mathbf{k})$ по зоне Бриллюэна. Подробные расчеты этих величин, а также спектров ARPES были проведены в [9]. В общем случае, мы видим образование псевдощели в плотности состояний в области квазичастичного пика (коррелированной зоны проводимости). На Рис. 1 (a,b) мы проводим сравнение дисперсий электронов вдоль симметричных направлений в зоне Бриллюэна, рассчитанные с учетом и без учета псевдощелевых флуктуаций. Показана также интенсивность затухания квазичастиц, демонстрирующая характерную зависимость от импульса, отсутствующую в рамках стандартной DMFT. Видим формирование псевдощели и "теневых" зон, а также рост затухания с ростом величины U.

В нашей модели, возникает нетривиальная зависимость собственно - энергетической части от импульсов, связанная с образованием псевдощели [2, 3] и ведущая к существенной перенормировке поверхности Ферми. Для иллюстрации этого, мы приводим профили интенсивности спектральной плотности, рассчитанные для $\omega = 0$. Соответствующие графики, рассчитанные в рамках нашего подхода, ясно демонстрируют качественную картину "разрушения" поверхности Ферми в окресности "горячих точек" и обра-



Рис. 2: Картина "разрушения"поверхности Ферми в приближении DMFT+ $\Sigma_{\mathbf{k}}$ при U = 4t (коррелированный металл) и концентрации электронов n = 0.8, t'/t = -0.4, $\xi = 10a$. (a) $-\Delta = 0.2t$; (b) $-\Delta = 0.4t$; (c) $-\Delta = t$; (d) $-\Delta = 2t$.



Рис. 3: "Поверхности Ферми", полученные в DMFT+ $\Sigma_{\mathbf{k}}$ расчетах для U = 40t и n = 0.8. Остальные обозначения те же, что и на Рис. 2.

зования "дуг Ферми" с ростом Δ , что вполне соответствует ARPES экспериментам [12]. В частности, на Рис. 2 ппоказаны результаты для случая коррелированного металла с U = 4t. Ясно видно "разрушение" хорошо определенной поверхности Ферми с ростом амплитуды псевдощели Δ . Роль конечных U сводится к снижению интенсивности спектральной плотности по сравнению со случаем U = 0 и дополнительному "размытию" всей картины, что делает "горячие точки" менее заметными. Поверхность Ферми начинает "разрушаться" в окрестности "горячих точек" уже при малых значениях Δ , но почти сразу же она исчезает во всей "антинодальной" области зоны Бриллюэна, тогда как "дуги Ферми" образуются в "нодальной" области очень близко к "затравочной" поверхности Ферми (показанной на рисунках пунктиром). Эти результаты дают естественное объяснение поведению, наблюдаемому на эксперименте, а также тому факту, что существование "горячих точек" проявляется лишь в немногих случаях [13]. В случае легированного моттовского диэлектрика (Рис. 3, U = 40t) "поверхность Ферми" плохо определена для всех значений Δ , поскольку спектральная плотность всегда является гораздо более "размытой", нежели в случае относительно малых значений U, что отражает растущую роль межэлектронных корреляций.

Авторы благодарны Th. Pruschke за предоставление эффективного кода NRG. Данная работа выполнена при поддержке грантами РФФИ N^o 05-02-16301 и 05-02-17244, грантом Президента России МК-2118.2005.02 и программой фонда "Династия", а также в рамках программ Президиума и ОФН РАН "Квантовая макрофизика" и "Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах".

- [1] М.В. Садовский, УФН 171, 539 (2001); condmat/0408489
- [2] J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovic, Phys. Rev. B 60, 667 (1999).
- [3] Э.З. Кучинский, М.В. Садовский, ЖЭТФ 115, 1765 (1999).
- [4] D. Vollhardt, in *Correlated Electron Systems*. Ed. by V. J. Emery, World Scientific, Singapore, 1993, p. 57.
- [5] Th. Pruschke, M. Jarrell, J.K. Freericks, Adv. Phys. 44, 187 (1995).
- [6] A. Georges, G. Kotliar, W. Krauth, M.J. Rozenberg, Rev. Mod. Phys. 68, 13 (1996).
- [7] G. Kotliar, D. Vollhardt, Phys. Today 57, 53 (2004).
- [8] Э.З. Кучинский, И.А. Некрасов, М.В. Садовский. Письма ЖЭТФ 82, 217 (2005); ФНТ 32,

No. 4/5, 528 (2006).

- [9] M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, Th. Prushke, V.I. Anisimov. Phys. Rev. B 72, 155105 (2005).
- [10] М. В. Садовский, ЖЭТФ 77, 2070 (1979).
- [11] R. Bulla, A.C. Hewson and Th. Pruschke, J. Phys. -Cond. Matter **10**, 8365(1998); R. Bulla, Phys. Rev. Lett. **83**, 136 (1999).
- [12] M.R. Norman, M. Randeria, J.C. Campuzano, T.Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, D.G. Hinks, Nature 382, 51 (1996)
- [13] N.P. Armitage, D.H. Lu, C. Kim, A. Damascelli, K.M. Shen, F. Ronning, D.L. Feng, P. Bogdanov, Z.-X. Shen. Phys. Rev. Lett. 87, 147003 (2001)

Носители тока различной природы в купратах и их проявление в данных ряда экспериментов

Горьков Л.П.

National High Magnetic Field Laboratory, Florida State University, Tallahassee, FL 32310, USA Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черноголовка 142432, Россия Тейтельбаум Г.Б.

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

Анализ температурной зависимости коэффициента Холла в купратах свидетельствует о том, что с ростом допирования число носителей тока превышает число допантов, х, и зависит от температуры. Это обстоятельство обусловлено термоактивацией локализованных дырок. Сравнение с ARPES данными показывает, что энергия активации термически возбужденных носителей равна разности между энергией антинодальных квазичастиц в окрестности (0, π) и химпотенциалом. Установлено, что переход от режима маргинальной Ферми жидкости к псевдощелевому режиму происходит при температуре $T^*(x)$, при которой число термоактивированных дырок сравнивается с числом носителей, созданных путем внешнего допирования. Обсуждены проявления обнаруженных особенностей в магнитных свойствах и в (*T*,*x*)-фазовой диаграмме.

Известно, что трансформация моттовского изолятора в металл или даже сверхпроводник осуществляется с помощью внешнего допирования. При этом считается, что, прежде всего, дырки возникают на кислородных орбиталях. Однако, с увеличением допирования, x, подобная ситуация становится менее очевидной ввиду того, что заряженные допанты могут вызывать значительные изменения в энергетической структуре системы. В настоящей работе проанализированы недавние экспериментальные данные для лантан-стронциевых купратов, проливающие свет как на фактическое число носителей тока и их природу, так и на устойчивость d^{ρ} конфигурации, отвечающей за существование локальных магнитных моментов на медных узлах.

Наш анализ был начат с имеющихся экспериментальных данных [1,2] по температурной зависимости коэффициента Холла до температур порядка 1000К. Мы установили, что особенности транспортных свойства сверхпроводящих купратов в широком диапазоне температур и допирования стронцием могут быть описаны с помощью простой модели, включающей два типа носителей заряда, относительный вклад которых сильно зависит от температуры. При этом полное число носителей, следующее из эффекта Холла, дается простой формулой

$$n_{\text{Hall}} = n_0(x) + n_1 \cdot \exp(-\Delta(x)/T) . \tag{1}$$

Носители первого типа (с плотностью n_0) обусловлены внешним допированием, в то время как носители второго типа создаются за счет термоактивации с активационной энергией $\Delta(x)$. На рисунках 1 и 2 представлены результаты фитинга экспериментальных данных с помощью выражения (1). Отметим, прежде всего, нелинейную зависимость от допирования температурно-независящего вклада в плотность носителей (1), которая начинается при $x \sim 0.07$. Это обстоятельство указывает на примешивание медных орбиталей к зонным состояниям.

Было установлено, что зависимость активационной энергии от внешнего допирования связана с температурой псевдощели $T^*(x)$. Согласно нашим оценкам, $T^*(x)$ с хорошей точностью совпадает с температурой $T_0(x)$, при которой число термоактивированных носителей равно числу дырок, созданных за счет внешнего допирования, а именно

$$T^*(x) \approx T_0(x) = -\Delta(x) / \ln x.$$
(2)

Согласно результатам проведенного нами анализа, возможных процессов активации наибольший вклад в транспортные свойства дает тот из них, что связан со специфической формой поверхности Ферми (ПФ) соединений LSCO. Действительно, в



Рис. 1. Зависимость параметра $n_0(x)$, полученная из фитинга выражения (1) с экспериментальными данными [1,2] по температурной зависимости коэффициента Холла для La_{2-x}Sr_xCuO₄.

этих соединениях в дополнение к электронным состояниям, соответствующим нодальным точкам ПФ вблизи химического потенциала, существуют так называемые низколежащие состояния в окрестности (0, π) и других симметричных точек ПФ (так называемых ван-хововских "корыт"), для которых характерна высокая плотность состояний. Можно предположить, что электроны активируются из этих "корыт" и симметричных им точек и попадают в окрестность состояний вблизи химпотенциала, где они объединяются с сильно взаимодействующей электронной жидкостью. Следует также заметить, что активационная энергия $\Delta(x)$, полученная нами из фитинга холловских данных, совпадает с расстоянием между энергией антинодальных квазичастиц в окрестности (0, π) и химпотенциалом, определенным недавно в экспериментах по ARPES [3,4] (см. рис. 2).



Рис. 2. Энергия активации $\Delta(x)$, полученная из фитинга выражения (1) с экспериментальными данными [1,2] по температурной зависимости коэффициента Холла для La_{2-x}Sr_xCuO₄ (треугольники), и расстояние между энергией антинодальных квазичастиц вблизи (0, π) и химпотенциалом, определенное из ARPES [3,4] (кружки).

Заметим, что обсуждавшиеся выше свойства носителей тока, обусловливают специфические особенности температурной зависимости сопротивления. В частности для предельно малого допирования Sr термическое возбуждение носителей должно привести к интересному транспортному явлению – температурно-независящему вкладу в проводимость. Оно связано с тем, что каждый термоактивированный носитель оставляет за собой локальный дефект в CuO₂ плоскости. Подобные дефекты служат рассеивающими центрами и отвечают за сопротивление при высоких температурах. Плотность таких дефектов равна плотности термоактивированных носителей тока, причем время жизни носителей определяется той же самой активационной энергией. Это приводит к температурнонезависящему сопротивлению. Экспериментально подобная особенность проявляется в насыщении температурной зависимости сопротивления для образцов с предельно малым допированием, что, повидимому, и наблюдалось недавно авторами [5].

Мы проанализировали возможную связь характерной формы ПФ с микроскопическим фазовым расслоением [6]. Было установлено, что изменение числа магнитных узлов (локализованных d^9 дырок) в процессе термоактивации сильно влияет на магнитные свойства купратов, приводя к специфической температурной зависимости их магнитной восприимчивости. Термоактивация существенно сказывается и на ядерной спиновой релаксации, так как она вызывает изменения магнитной конфигурации, ответственной за сверхтонкое поле на ядрах меди. Так как времена жизни термоактивированных состояний малы, то соответствующие конфигурационные флуктуации происходят на большой частоте, что приводит к появлению специфического канала ядерной релаксации. Обсуждено проявление подобных особенностей в ряде экспериментов по ЯМР и спиновой релаксации.

Авторы благодарны И. Андо (Y. Ando), ознакомившему нас с данными последних измерений эффекта Холла до их опубликования. Мы также признательны Д. Пайнсу (D. Pines) за полезные обсуждения. Работа Л.П. Горькова поддержана Лабораторией сильных магнитных полей в рамках проекта DMR-9527035 соглашения между Национальным Научным Фондом и штатом Флорида, работа Г.Б. Тейтельбаума - проектом РФФИ N 04-02-17137.

1. T. Nishikawa, J. Takeda, M.Sato, J. Phys. Soc. Jpn. 63, 1441 (1994)

2. Y. Ando, Y Kurita, S. Komiya, S. Ono, & K Segawa, Phys. Rev. Lett. **92**, 197001 (2004)

3. T. Yoshida et al., cond-mat/0510608

4. T.Yoshida *et al.*, Phys.Rev.Lett., **91**, 027001 (2003)

5. W. J. Padilla et al., cond-mat/0509307

6. L.P. Gor'kov and G.B. Teitel'baum, JETP Letters, **80**, 221 (2004); Physica B, **359-361**, 509 (2005); Sol. State Comm., **136**, 523 (2005); "New Challenges in Superconductivity: Experimental Advances and Emerging Theories", Springer-Verlag, NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry, **183**, 55 (2005).

Спиновая динамика t-J модели. Взаимосвязь восприимчивостей коллективизированных и локализованных электронов

Андреев А.И.

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, 424001, Россия

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

Еремин М.В.

Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия

Получена формула для динамической спиновой восприимчивости, самосогласованным образом учитывающая взаимное влияние намагниченностей коллективизированных и локализованных электронов.

t-J модель считается наиболее перспективной для описания ВТСП [1, 2]. Гамильтониан её в представлении операторов Хаббарда имеет вид:

$$\begin{split} H &= \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma,0} X_j^{0,\sigma} \\ &+ \sum_{i,j,\sigma,\sigma'} \frac{1}{2} J_{ij} (-1)^{1-\sigma-\sigma'} X_i^{\sigma,\sigma'} X_j^{\overline{\sigma},\overline{\sigma}'} \\ &- \sum_{j \neq i,l,\sigma,\sigma'} \frac{t_{il} t_{lj}}{U} (-1)^{1-\sigma-\sigma'} X_i^{\sigma,0} X_l^{\overline{\sigma},\overline{\sigma}'} X_j^{0,\sigma'} \end{split}$$

Здесь первое слагаемое учитывает перескоки электронов между узлами решетки, второе и третье учитывают суперобменные взаимодействия двух- и трехцентового типа соответственно. Расчет проводился методом функций Грина. Электронные корреляции на узле учитывались точно.

В частности, результирующая формула без учета трехцентровых членов в нормальной фазе имеет вид:

$$\chi_{total}^{+,-}(\omega,q) = \frac{F(\omega,q) + L_q}{D(\omega,q) + \Lambda_q^2 - \omega^2} \qquad (1)$$

Здесь

$$\begin{split} \Lambda_q^2 &= \\ \Omega_q^2 + \frac{1}{N} \sum_k (t_{k+q} - t_k) [(J_q + t_{k+q}) n_{k+q}^h - (J_q + t_k) n_k^h] \end{split}$$

имеет смысл квадрата частоты локализованных спинов, перенормированная из-за влияния коллективизированных электронов, $n_k^h = \langle X_k^{0,\sigma} X_k^{\sigma,0} \rangle$ числа заполнения зоны в дырочном представлении. Формула для Ω_q^2 имеет тот же вид что и в работах [3, 4, 5]:

$$\begin{split} \Omega_q^2 &= J_1^2 (2-c_q) [1+2K_2+K_3-K_1(1+2c_q)] \,, \\ \text{где } c_q &= \cos q_x a + \cos q_y a \,, \end{split}$$

$$\begin{split} &J_q = J_1(\cos q_x a + \cos q_y a) , \ K_1 = 4 < S_0^z S_1^z > , \\ &K_2 = 4 < S_0^z S_2^z > , \ K_3 = 4 < S_0^z S_3^z > . \end{split}$$

$$L_q = -2J_1K_1(2 - c_q) + \frac{1}{N}\sum_k (t_{k+q} - t_k)(n_{k+q}^h - n_k^h)$$

-энергетический фактор, характеризующий взаимодействие между локальными спинами. Он модифицирован перескоками электронов. Функции $F(\omega,q)$ и $D(\omega,q)$ связаны с коллективизированными электронами.

$$F(\omega,q) = \chi_0(\omega,q) \frac{\zeta_{\varepsilon}(\omega,q)}{\zeta(\omega,q)} - \chi_{\varepsilon}(\omega,q)$$

 перенормированная восприимчивость свободных квазичастиц (в энергетических единицах),

$$D(\omega,q) = \frac{\zeta_{\varepsilon}(\omega,q)}{\zeta(\omega,q)} \eta(\omega,q) - \eta_{\varepsilon}(\omega,q)$$

 перенормированный стонеровкий фактор. Входящие в них функции таковы:

$$\chi_0(\omega,q) = \frac{1}{N} \sum_k \chi_{kq} = \frac{1}{N} \sum_k \frac{n_k^h - n_{k+q}^h}{\omega + \varepsilon_k - \varepsilon_{k+q}},$$

$$\eta(\omega,q) = \frac{1}{N} \sum_{k} \eta_{kq} = \frac{1}{N} \sum_{k} \frac{[J_q + t_k] n_k^h - [J_q + t_{k+q}] n_{k+q}^h}{\omega + \varepsilon_k - \varepsilon_{k+q}},$$

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

$$\chi_{\varepsilon}(\omega,q) = \frac{1}{N} \sum_{k} (\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_{k})(t_{k+q} - t_{k})\chi_{kq} ,$$

$$\eta_{\varepsilon}(\omega,q) = \frac{1}{N} \sum_{k} (\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_{k})(t_{k+q} - t_{k})\eta_{kq} ,$$

$$\zeta_{\varepsilon}(\omega,q) = \frac{1}{N} \sum_{k} (\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_k) (t_{k+q} - t_k) \zeta_{kq}$$

Формула (1) по частотной зависимости знаменателя имеет сходство с выражением, предложенным в работах [6, 7] методом функций памяти, однако конкретное сравнение затруднено, так как не все функции в указанных работах определены в аналитическом виде через параметры локализованных и коллективизированных электронов. При учете трехчастичных членов гамильтониана, общий вид
формулы (1) сохраняется, однако входящие аналитические выражения становятся более громоздкими и потому здесь не приводятся.

Часть наших численных расчетов в нормальной фазе представлена на рис. 1-3.



Рис. 1. Мнимая часть восприимчивости в нормальной фазе: учтены все члены гамильтониана.



Рис. 2. Мнимая часть восприимчивости в нормальной фазе без учета трехчастичных взаимодействий.

Параметры зоны подбирались на основе качественного согласования контура Ферми с данными фотоэмиссии оптимально допированных сверхпроводников типа La_{1-x}Ce_xCuO_{4-y}. При этом седловой пик располагался на 0.300 эВ от Ферми уровня [8]. Эффективные интегралы перескока, с учетом перенормировки из-за трехцентровых членов, в законе дисперсии:

$$\varepsilon_k = Pt_k = 2Pt_1(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4Pt_2 \cos k_x a \cos k_y a + 4Pt_2 \cos k_y$$

$$+2Pt_3[\cos 2k_xa + \cos 2k_ya] + 2Pt_4[\cos 2k_xa \cos k_ya +$$

$$+\cos k_x a \cos 2k_v a$$
] $+ 4Pt_5 \cos 2k_x a \cos 2k_v a$,

таковы: $Pt_1=0.2760$ эВ, $t_2=-0.280t_1$, $t_3=0.075t_1$, $t_4=0.020t_1$, $t_2=-0.005t_1$. При оптимальном параметре заполнения зоны P=0.6866, $\mu=0.0864$ эВ. Спиновые корреляторы приняты равными $K_1=-0.424$;

 K_2 =0.172; K_3 =0.092, Параметр суперобменного взаимодействия J₁=0.09 эВ.



Рис. 3. Мнимая часть восприимчивости, соответствующая коллективным колебаниям локализованных спинов (магнонная мода) в отсутствие носителей тока и трехчастичных поправок.

Сравнивая рис. 3 и рис. 1 видно, что по мере добавления носителей тока в плоскостях CuO₂ дисперсия коллективных колебаний локальных спинов V – образной формы модифицируется, переходя в U – образную и затем высокоэнергетическая часть становится размытой. При оптимальном индексе допирования, как это представлено на рис. 1, мнимая часть восприимчивости имеет пик лишь в окрестности волнового вектора $Q = (\pi, \pi)$. Качественно это, соответствует имеющимся экспериментальным данным по неупругому рассеянию нейтронов для Pr_{1-x} LaCe_xCuO_{4-y} [9, 10].

Работа М. В. Ерёмина частично поддерживается программой РФФИ, грант № 06-0217197-а

1. Ю. А. Изюмов, УФН. **167**, 465 (1997); **169**, 225 (1999).

2. Н. М. Плакида, Высокотемпературные сверхпроводники, Международная программа образования, Москва (1996).

3. H. Shimahara, S. Takada, J. Phys. Soc. Jpn. 61, 989 (1992).

4. A. Yu. Zavidonov, D. Brinkmann, Phys. Rev 58, 12486 (1998).

5. S. Winterfeldt, D. Ihle, Phys. Rev. B 58, 9402 (1998).

6. Г. Джакели, Н. М. Плакида, ТМФ, 114, 426 (1998)

7. I. Sega, P.Prelovsek, J.Bonca, Phys. Rev. B 68, 054524 (2003)

8. D. Manske, I. Eremin, and K. H. Bennemann, Phys.Rev. B 62, 13922 (2000).

9. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.X. Shen, Rev. Mod. Phys., 75, 473 (2003)

10. S. D. Wilson et al. Phys. Rev. Lett., 96, 15700 (2006)

Феноменология сверхпроводимости отталкивающихся частиц

Белявский В.И.

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

Представлен феноменологический подход к проблеме сверхпроводящего спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании. Предложена интерпретация фазовой диаграммы допированных купратных соединений.

Сверхпроводимость, возникающая при спаривании с большим импульсом при кулоновском отталкивании, описывается двухкомпонентным комплексным параметром порядка [1]. В каждой области кинематического ограничения Ξ_j параметр порядка можно определить в виде произведения волновых функций относительного движения и свободного движения центра масс пары с импульсом K_j и радиусом-вектором R. С учетом вырождения, обусловленного кристаллической симметрией, параметр порядка записывается как

$$\Psi(R,k) = \sum_{i} \gamma_{j} e^{iK_{j}R} \Psi_{j}(k), \qquad (1)$$

где $\Psi_j(k)$ - волновая функция относительного движения, областью определения импульса k является объединение всех областей Ξ_j , а коэффициенты γ_j определяются возмущающим взаимодействием, снимающим вырождение при кулоновском спаривании.

Разложение параметра порядка

$$\Psi(R,k) = \sum_{s=1}^{2} \Psi_s(R) \varphi_s(k)$$
⁽²⁾

по полной ортонормированной системе двух собственных функций $\varphi_s(k)$ вырожденного ядра U(k-k') оператора спаривающего взаимодействия [1] позволяет задать параметр порядка двумя его комплексными компонентами, зависящими в случае пространственно неоднородной системы от радиуса-вектора центра масс. При этом вся зависимость от импульса относительного движения переносится на собственные функции, определяемые независимо от уравнения самосогласования.

Компоненты параметра порядка имеют общий фазовый множитель, $\Psi_s = \psi_s \cdot \exp(i\Phi)$. С фазой Φ , относящейся к движению центра масс, связано установление фазовой когерентности в системе пар при переходе в сверхпроводящее состояние. Коэффициенты ψ_s характеризуются модулями, связанными друг с другом условием нормировки, и относительной фазой β : $\psi_2 = \psi_1 \cdot \exp(i\beta)$. Таким образом, относительное орбитальное движение пары характеризуется двумя независимыми параметрами.

Естественно предположить, что фаза β, которая при описании в рамках феноменологии Гинзбурга-Ландау, развитой в схеме спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании в [2,3], проявляется в градиентном члене, связана с орбитальной токовой степенью свободы относительного движения.

Характерная форма области сверхпроводимости на фазовой диаграмме купратов может найти объяснение при рассмотрении двух конкурирующих факторов: с ростом допирования линейно возрастает длина контура Ферми (и площадь области импульсного пространства, дающая эффективный вклад в параметр порядка в уравнении самосогласования), но быстро убывает спектральный вес, относящийся к окрестности теневой зоны контура Ферми.

Помимо спинового антиферромагнитного и сверхпроводящего состояний с дальним порядком, на фазовой диаграмме купратов с дырочным допированием проявляется псевдощелевое состояние, ограниченное сверху некоторой температурой T^* . Убедительные экспериментальные свидетельства того, что этой температуре соответствует какойлибо фазовый переход, отсутствуют, что дает основания рассматривать T^* как температуру кроссовера [4] между состояниями псевдощели.

Псевдощелевое поведение можно связать с развитыми флуктуациями сверхпроводящего параметра порядка выше T_c , что оказывается возможным при малой фазовой жесткости, из-за чего потеря фазовой когерентности происходит раньше разрыва связи между частицами, составляющими куперовскую пару [5]. В таком случае некогерентные пары (флуктуирующий сверхпроводящий порядок) могут существовать в некотором интервале температур выше T_c . Характерная ширина этого интервала имеет порядок T_c и в недодопированных соединениях оказывается гораздо меньше T^* [4].

Поэтому было высказано предположение [6], что псевдощель в купратах проявляет "скрытый" (в смысле трудностей, связанных с прямым обнаружением) дальний диэлектрический антиферромагнитный порядок в виде волны плотности орбитального тока с *d*-волновой симметрией (DDW), а *T*^{*} имеет смысл температуры фазового перехода.

Возможно, орбитальный антиферромагнетизм проявляется лишь как ближний порядок [4], в частности, как диэлектрическое состояние кора абрикосовского вихря (что существенно понижает его энергию и имеет экспериментальное подтверждение [7]).

Область псевдощели условно может быть разделена на сильную псевдощель при $T_c < T < T_{str}^*$, в ко-

торой из-за развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка наблюдается усиление диамагнитного отклика и гигантский эффект Нернста, и слабую псевдощель при $T_{str}^* < T < T^*$ с аномалиями ряда физический свойств. Верхняя граница сильной псевдощели T_{str}^* является температурой кроссовера между областями слабых и развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка. Экранированное кулоновское отталкивание, в отличие от спаривающего притяжения, допускает долгоживущие квазистационарные состояния пар, что существенно расширяет область развитых флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка. Скрытый дальний порядок в видеDDW [6], может быть связан с токовой степенью свободы сверхпроводящего параметра порядка, проявляющейся как относительная фаза двух его компонент.

Макроскопический подход к проблеме спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании [2,3] дает возможность учесть естественную связь и конкуренцию сверхпроводящего и орбитального антиферромагнитного упорядоченных состояний, что приводит к фазовой диаграмме, качественно согласующейся с наблюдаемой в купратах с дырочным допированием. Точка, в которой оказываются равными температуры сверхпроводящего и орбитального антиферромагнитного переходов, вычисленные независимо в приближении среднего поля, является тетракритической точкой, соответствующей сосуществованию четырех фаз: нормального металла, орбитального антиферромагнитного диэлектрика и двух фаз внутри сверхпроводящего состояния. В одной из них (β -фаза) имеет место сосуществование сверхпроводимости и орбитального антиферромагнетизма в виде циркуляций орбитальных токов, другая подобна обычному сверхпроводнику. В передопированных купратах состояние обычного сверхпроводника (*π* -фаза) граничит с состоянием нормального металла (Nфаза), которое при переходе в недодопированное состояние выше температуры сверхпроводящего перехода граничит с диэлектрическим орбитальным антиферромагнитным состоянием (α -фаза). При понижении температуры имеет место фазовый переход из α -фазы в β -фазу, граничащую в SC состоянии с *п*-фазой.

Выше температуры перехода $\alpha \leftrightarrow \beta$ имеет место достаточно широкая область температур, в которой в которой свободные энергии обеих фаз близки друг другу, что проявляется в зависимости свободной энергии от модуля и относительной фазы параметра порядка: в этой области имеется минимум по относительной фазе и седловая точка по модулю параметра порядка. Таким образом, выше T_c имеют место развитые флуктуации модуля параметра порядка, то есть существуют квазистацио-

нарные состояния некогерентных пар. Такие флуктуации, возникающие в схеме среднего поля, обусловлены конкуренцией двух упорядоченных состояний.

Сбой фазы сверхпроводящего параметра порядка, связанной с движением центра масс пары, приводящий к разрушению сверхпроводимости, обусловлен возникновением абрикосовских вихрей, что является причиной аномального усиления эффекта Нернста.

Выше уровня допирования, соответствующего переходу $\beta \leftrightarrow \pi$, имеется область фазовой диаграммы, в которой также проявляются развитые флуктуации. Поскольку такой переход имеет место между двумя сверхпроводящими состояниями, сбой фазы связан не с движением центра масс, а с относительным движением пары, то есть с флуктуациями относительной фазы β в виде квазистационарных состояний циркулярных орбитальных токов.

Фундаментальные свойства сверхпроводящих купратов определяются достаточно сильными электронными корреляциями в медно-кислородных плоскостях. Спаривающему потенциалу отталкивания, проявляющему глубокие осцилляции в реальном пространстве [8], соответствует двухкомпонентный параметр порядка, относительная фаза компонент которого может быть связана с орбитальной токовой степенью свободы относительного движения пары. Этим концепция спаривания с большим импульсом при кулоновском отталкивании естественно связывается с представлениями об орбитальном антиферромагнетизме как диэлектрическом псевдощелевом состоянии недодопированных купратов.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты 05-02-17077а, 06-02-17186а).

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).

2. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ 127, 45 (2005).

3. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, М.Ю. Смирнов, ЖЭТФ **128**, 525 (2005).

4. P.A. Lee, N. Nagaosa, X-G. Wen, Rev. Mod. Phys. **78**, 17 (2006).

5. V.J. Emery, S.A. Kivelson, Nature **374**, 434 (1995).

6. S. Chakravarthy, R.B. Laughlin, D. Morr, C. Nayak, Phys. Rev. B63, 094503 (2001).

7. G.S. Boebinger, Y. Ando, A. Passner et al., Phys. Rev. Lett. 77, 5417 (1996).

8. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Письма в ЖЭТФ **83**, 606 (2006).

Псевдощель как общее явление в неоднородных электронных системах

Боярский Л.А.

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск, 630090 Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090

Представлен аналитический обзор псевдощелевых эффектов в электронных спектрах сильно коррелированных систем. Высказаны соображения относительно связи этих явлений с моделью виртуальных уровней Фриделя.

В течение последних 10-15 лет внимание исследователей привлекают особенности энергетических спектров ряда веществ, относящихся к классу сильно коррелированных электронных систем. В первую очередь речь идет о псевдощелевых явлениях. Наибольшее внимание уделялось псевдощели в сверхпроводящих купратах. Многие авторы связывали псевдощель с наличием некорелированных куперовских пар, однако существует доказательная база для альтернативной точки зрения, связывающей псевдощель с частичной локализацией носителей заряда и возникновением антиферромагнитных кластеров. В данной работе мы хотели бы акцентировать внимание на псевдощелевых эффектах в несверхпроводящих твердых телах.

Рассмотрим, к примеру, экспериментальную работу [1]. Авторы исследовали монокристаллические образцы чистого хрома и его сплавов с ванадием в пределах до 10 ат.%. Измерялось электросопротивление, холловское сопротивление, магнитные свойства. Металлический хром, как хорошо известно, ниже 300 К характеризуется антиферромагнитным упорядочением. Магнетизм обусловлен взаимодействием электронов в зоне проводимости и описывается поперечной (а ниже 120 К продольной) волной спиновой плотности. Энергия взаимодействия, в числе прочих параметров, зависит от количества участвующих в процессе электронов, следовательно, при изменении концентрации соответствующих носителей заряда температура антиферромагнитного превращения может также изменяться. Именно это явление имело место на опыте значение точки Нееля падало линейно с повышением концентрации ванадия и обращалось в ноль в точке квантового фазового перехода при концентрации ванадия, равной 0,035. Падал и магнитный момент, приходящийся на атом хрома. В то же время, анализ холловского сопротивления привел к выводу, что общее количество носителей в квантовой критической точке возрастало вдвое, скачком увеличивалась и парамагнитная восприимчивость. На наш взгляд, это можно объяснить, если вспомнить, что ниже точки Нееля разные группы электронов принимают различное участие в поведении металла. Делокализованные 3d электроны, участвующие в образовании волн спиновой плотности (вдоль определенных направлений в импульсном пространстве имеется нестинг, и, следовательно,

энергетическая щель), не вносят существенного вклада в электропроводность. Казалось бы, скачок плотности состояний в точке квантового фазового перехода связан именно с таким «высвобождением» упомянутых групп электронов. Однако экспериментальные данные свидетельствовали о том, что плотность состояний при концентрации ванадия выше критической остается несколько пониженной, что указывает на наличие псевдощели. Эта псевдощель более или менее убедительно связывается с неполным исчезновением антиферромагнитного порядка. Объяснение может быть дано, если предположить существование относительно долговечных антиферромагнитных кластеров. Эта гипотеза прекрасно укладывается в представление о динамическом характере фриделевских виртуальных уровней. Время жизни упомянутых флуктуаций оказывается, как и в случае подобного же явления в купратах, большим по сравнению с временем пробега свободных электронов, что обуславливает дополнительное рассеивание.

В последнее время появились сообщения о новых наблюдениях псевдощели в твердых телах. В частности, на конференции 2005 года по свойствам сильно коррелированных систем SCES'05 в Вене были представлены работы, касающиеся изучения скуттерудитов MFe₄Sb₁₂ (M = Na, K, Ca, Ba, Yb) [6, 7]. В соединениях с натрием и калием наблюдается слабый ферромагнетизм на свободных электронах и связанные с этим нестинг и энергетическая щель. В то же время соединения с двухвалентными элементами, не обладающие магнитным упорядочением, обнаруживают при исследовании электронного спектра псевдощелевое состояние. Еще одна работа, доложенная на той же конференции [8], посвящена свойствам соединения CeSb при низких температурах, высоких давлениях и сильных магнитных полях. Авторы обнаружили в этом соединении два вида антиферромагнитного упорядочения на свободных носителях. На температурных зависимостях электросопротивления имелись аномалии, которые авторы интерпретировали как проявление псевдощели в спектре. На наш взгляд, здесь, возможно, имеется ошибка – упорядочение приводит к появлению реальной щели, подобной всем случаям возникновения волн спиновой или зарядовой плотности.

Существует, однако, еще один класс веществ, в которых при определенных температурах наблюдается псевдощель в спектре электронных состояний. Это – квазиодномерные проводники, на фазовых диаграммах которых есть область существования волн зарядовой плотности (ВЗП). Одно из таких соединений - (TaSe₄)₂I. В работах [5, 6] приведены результаты измерений термодинамических и магнитных свойств указанного вещества как выше, так и ниже температуры перехода в состояние с ВЗП. Анализируя эти результаты, авторы работы [7] в рамках теории эффективного поля получили фазовую диаграмму селенита в широком интервале температур (Рис. 1).



Рис. 1. Расчетная фазовая диаграмма [7]. T_{cl} – температура перехода;

P/*P*₁ –отношение концентрационных коэффициентов для ВЗП и НВЗП;

Пунктираня линия – расчетное положение границы ВЗП-нормальный металл при отсутствии фазы НВЗП.

На диаграмме, кроме областей нормального металлического состояния (1) и фазы ВЗП (2), существует обширная область необычной волны зарядовой плотности (3 - HB3П), а также области сосуществования ВЗП и НВЗП (2 + 3). Под НВЗП авторы понимают волну зарядовой плотности, величина щели в спектре которой зависит от волнового вектора. Авторы утверждают, что переходы между состояниями ВЗП, ВЗП+НВЗП и НВЗП являются фазовыми переходами второго рода. Естественно, что именно указанные последними состояния связываются с псевдощелью. Это подтверждается экспериментальными данными. Таким образом, в описываемом случае псевдощель возникает из-за неполного исчезновения обычной щели при переходе из состояния ВЗП в состояние НВЗП. Что же касается вопроса о роде перехода при пересечении фазовых границ, то с логикой авторов можно не согласиться. Прежде всего, само существование фазового перехода в связи с возникновением псевдощелевого состояния подтверждается единственной работой [8], в которой измерялась теплоемкость недодопированных купратов. Если же фазовый переход имеет место, то наблюденная область расслоения, свидетельствующая о сосуществовании фаз ВЗП и НВЗП, заставляет предположить, что здесь мы имеем дело с переходом первого рода. Поскольку превращение происходит с весьма малой долей вещества, то скрытая теплота перехода вряд ли может быть зарегистрирована. Не исключено, что происходящее явление следовало бы интерпретировать как фазовый переход первого рода, близкий ко второму.

Мы рассмотрели лишь небольшую, хотя, на наш взгляд, наиболее значимую часть работ, посвященных различным аспектам псевдощелевых явлений в сильно коррелированных системах. Полный обзор в этой области знания выполнить совсем не просто – ежегодно выходит несколько десятков статей, посвященных псевдощели, главным образом, в купратах. Мы постарались акцентировать внимание на общности подходов к описанию зарядовых подсистем в различных веществах. В любом случае явно прослеживается тесная связь с флуктуационным характером аномалий, описываемым в модели виртуальных уровней Фриделя.

Работа поддерживается Междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН на 2006-2008 гг, № 81.

[1]. A. Yeh, Soh Yeong-Ah, J. Brooke, G. Aeppli, T.F. Rosenbaum, S.M. Hayden. Nature. **410**, 459 (2002).

[2]. A. Leithe-Jasper, W. Schnelle, H. Rosner, M. Baenitz, H. Borrmann, U. Burkhardt, U. Schwarz, J.A. Mydosh, V. Ksenofontov, Y. Grin. Int. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems. Vienna. 2005. Abstracts. # We-CS-34, 63.

[3]. J. Sichelschmidt, V. Voevodin, S. Kimura, H.J. Im, A. Leithe-Jasper, W. Schnelle, H. Rosner, J.A. Mydosh, Y. Grin, F. Steglich. Ibid. **# We-Cs-35**, 63.

[4]. S. Kimura, T. Nishi, Y. Mori, T. Takahashi, Y.S. Kwon, H.J. Im, H. Kitazawa. Ibid. # **Fr-HFC-11**, 230.

[5]. D.C. Johnston, M. Maki, G. Grüner. Solid State Communs. **53**, 5, (1985).

[6]. D.C. Johnson. Phys. Rev. Lett. 52, 2049, (1984).

[7]. В. Dóra, A. Ványolos. Cond-mat/0511576. (2005); см. также А. Ványolos, B. Dóra, A. Virosztek. Cond-mat/0512029 (2005).

[8]. Е.Б. Амитин, А.Г. Блинов, К.Р. Жданов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков. ФНТ, **28**, 926, (2002).

Сверхпроводимость хаббардовских фермионов при учете спин-релаксационных процессов и дальних перескоков

Вальков В.В., Головня А.А.

Институт Физики СО РАН, Красноярск 660036, Россия Красноярский государственный университет, Красноярск 660041, Россия Красноярский государственный технический университет, Красноярск 660074, Россия

В рамках диаграммной техники для операторов Хаббарда развита теория сверхпроводящей фазы сильно коррелированных фермионов. В атомном представлении получены точное выражения для нормальных и аномальных функций Грина через нормальные и аномальные компоненты массового и силового операторов. Особенность предложенного описания связана с учетом аномальных компонент силового оператора, которые до недавнего времени не принимались во внимание. Конкретные результаты получены для $t - t' - t'' - J^*$ модели, учитывающей трёхцентровые взаимодействия, и дальние перескоки. Показано, что учет в теории силового оператора соответствует учету спинфлуктуационных процессов рассеяния. Расчеты массового и силового оператора проведены в однопетлевом приближении. Это позволило описать влияние дальних перескоков и процессов спиновой релаксации на фазовую диаграмму, определяющую область реализации сверхпроводящей фазы с d- типом симметрии параметра порядка. Показано, что в нормальной фазе учёт нормальных компонент силового оператора приводит к не ферми-жидкостному поведению системы. С учётом аномальных компонент силового оператора получена зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу для d- типа симметрии параметра порядка

Современные теоретические исследования в области высокотемпературной сверхпроводимости часто связаны с использованием эффективных гамильтонианов, которые получены на основе модели Хаббарда или ее обобщений. Одной из таких моделей является t - t' - t'' - J - модель, в которой учтены перескоки между узлами находящимися в пределах трёх координационных сфер. Обычно описание сверхпроводящей фазы методом диаграммной техники для операторов Хаббарда основано на рассмотрении диаграмм, связанных с аномальными компонентами массового оператора: $\Sigma_{0\sigma \, \overline{\sigma} 0}(k, i\omega_n)$. Однако в атомном представлении существует класс диаграмм, соответствующих аномальным компонентам силового оператора: $P_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,i\omega_m)$. До недавнего времени при построении теории сверхпроводящей фазы эти диаграммы не учитывались, а диаграммы для нормальных компонент силового оператора $P_{0\sigma,0\sigma}(\vec{k},i\omega_m)$ рассматривались в нуль-петлевом приближении. С другой стороны, известно, что область реализации сверхпроводящей фазы существенно меняется как только трёхцентровые взаимодействия принимаются во внимание [1]. В связи с вышесказанным, актуальным представляется исследовать сверхпроводящие свойства $t - t' - t'' - J^*$ модели (звёздочка указывает на учет трехцентровых взаимодействий), когда аномальные компоненты силового оператора участвуют в описании. Интересным представляется с учётом в

нент силового оператора. Гамильтониан рассматриваемой модели в атомном представлении может быть записан в виде [2]

однопетлевом приближении нормальных компо-

$$H = \sum_{f\sigma} (\varepsilon - \mu) X_{f}^{\sigma\sigma} + \sum_{fm\sigma} t_{fm} X_{f}^{\sigma0} X_{m}^{0\sigma} + \sum_{fm} J_{fm} (X_{f}^{+-} X_{m}^{-+} - X_{f}^{++} X_{m}^{--}) +$$
(1)
+
$$\sum_{fmg\sigma} \frac{t_{fm} t_{mg}}{U} (X_{f}^{\sigma0} X_{m}^{\overline{\sigma\sigma}} X_{g}^{0\overline{\sigma}} - X_{f}^{\sigma0} X_{m}^{\overline{\sigma\sigma}} X_{m}^{0\sigma}),$$

где X_{f}^{pq} - операторы Хаббарда: $X_{f}^{0\sigma}(X_{f}^{0\overline{\sigma}})$ описывает переход иона, находящегося на узле f из одноэлектного состояния со спиновой проекцией $\sigma(\overline{\sigma} = -\sigma)$ в состояние без электронов, $X_f^{\sigma 0}$ описывает обратный процесс. Одноузельные переходы, связанные с изменением проекции спинового момен, отражаются посредством операторов X_{f}^{+-} и $X_{f}^{^{-+}}$. Диагональные операторы $X_{f}^{\sigma\sigma}$ и X_{f}^{00} являются проекционными операторами для одноэлектронного и нуль-электронного секторов гильбертова подпространства, соответствующего узлу f. Энергия одноэлектронного одноионного состояния обозначена посредством Е, μ - химический потенциал системы, t_{fm} - интеграл перескока электрона из узла m на узел f, J_{fm} - параметр обменной связи.

Три первых слагаемых гамильтониана (1), как известно, соответствуют t-J - модели, а послед-

нее - описывает трехцентровые взаимодействия, которые иногда называют коррелированными перескоками. Гамильтониан (1) может быть получен из модели Хаббарда в режиме сильных электронных корреляций.

Как известно, описание сверхпроводящей фазы проводится на основе системы уравнений Горькова. При учёте аномальных компонент силового оператора $P_{0\sigma \, \overline{\sigma} 0}(k, i\omega_m)$ система принимает иной вид

$$\Sigma_{12}(k) = -\frac{T}{N} \sum_{q,\omega_l} A_k(q) \frac{2\Sigma_{12}(k) - t_q P(q,\omega_l)}{\det(q,\omega_l)}$$

$$P(k,\omega_m) = -\frac{\alpha}{N} \sum_q B_k(q) \frac{2\Sigma_{12}(q) - t_q P(q,\omega_m)}{\det(q,\omega_m)},$$
(2)

где

 $P(k, \omega_m) = P_{0\uparrow\downarrow 0}(k, \omega_m) - P_{0\downarrow\uparrow 0}(k, \omega_m)$ $\alpha = 3 \gamma T - C_{r} / 4; \chi$ - магнитная восприимчивость; *C*_{*n*} - коррелятор плотность-плотность. Эта система сводится к обычной системе уравнений Горькова только при $\alpha = 0$. При конечных α зависимость аномальных компонент силового оператора

 $P_{0\sigma \,\overline{\sigma} 0}(k,i\omega_m)$ от мацубаровской частоты *О*_{*m*} приводит к бесконечной системе интегральных

уравнений самосогласования.

При получении уравнения на критическую температуру Т_с перехода в сверхпроводящее состояние с $d_{r^2 - v^2}$ - типом симметрии параметра порядка бесконечная система (2) была решена точно. На рис. 1 показано влияние аномальных компонент силового оператора на условия реализации сверхпроводящей фазы.



Рис. 1. Зависимость критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние.

Представленные графики показывают зависимости температуры перехода T_c от концентрации nэлектронов. Сплошные линии соответствуют случаю, когда учтены аномальных компонент силового оператора $P_{0\sigma \overline{\sigma}0}(k, i\omega_m)$. Пунктирные линии соответствуют результатам, полученным без учета $P_{0\sigma \overline{\sigma}0}(\vec{k}, i\omega_m)$. Во всех случаях t' = 0.2 |t|, а $t^{"} = 0.1 | t |, 0.2 | t |, 0.3 | t |$ для графиков, помеченных цифрами 1, 2 и 3 соответственно; сплошная линия без номера - $t^{"} = 0.15 |t|$. Видно, что без $P_{0\sigma \, \overline{\sigma} 0}(\vec{k}, i\omega_m)$ увеличение параметра $t^{"}$ приводит к смещению максимума в зависимости $T_c(n)$ в сторону больших п и увеличению максимального значения критической температуры. Если же теория сверхпроводящей фазы строится при учете аномальной компоненты силового оператора, то возникает качественно иная ситуация. При малых значениях параметра $t^{"}$ включение $P_{0\sigma \, \overline{\sigma} 0}(k, i\omega_m)$ приводит к значительному возрастанию Т_с. С ростом $t^{"}$ максимальное значение T_c быстро падает.

На рис. 2 проиллюстрировано не фермижидкостное поведение рассматриваемой системы сильно коррелированных электронов, возникающее при учете нормальных компонент силового оператора.



Рис. 2. Функция распределения хаббардовских фермионов.

Представленные графики отражают зависимости функции распределения хаббардовских фермионов $f(\varepsilon)$ от их энергии при двух значениях концентрации носителей тока: n=0.83 (кривая 1), n=0.91 (кривая 2). Расчеты проводились в однопетлевом приближении, выходящем за рамки приближения Видно, что при учете вкладов Хаббард-І. от $P_{0\sigma,0\sigma}(k,i\omega_n)$, функция $f(\varepsilon)$ становится сильно размытой (в приближении Хаббард-І получались обычные «ферми-ступеньки» - пунктирные линии), не смотря на то, что температура системы существенно меньше энергии Ферми.

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

1. В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили, ЖЭТФ 127, 686 (2005)

2. Ю.А. Изюмов, УФН 167, 465 (1997)

Внутрищелевые состояния в купратах

Гавричков В.А., Овчинников С.Г. Институт Физики им. Л.В.КиренскогоСО РАН, Красноярск 660036, Россия

На основании проведенных исследований зонной структуры купратов авторы предлагают сценарий эволюции электронной структуры этих соединений при допировании с включением в него процесса образования внутрищелевых состояний. Исследованы внутрищелевые состояния в сверхпроводниках *p*- и *n*- типа. Состояния имеют спин-поляронную природу. При допировании *p*- и *n*- типа мы обнаружили неустойчивость обоих составов *NCCO* и *LSCO* относительно неоднородного распределения зарядовой плотности при наличии антиферромагнитного упорядочения.

Ключевым моментом в понимании природы высокотемпературной сверхпроводимости в купратах является адекватность наших представлений об эволюции электронной структуры от антиферромагнитной диэлектрической к сверхпроводящей в процессе допирования как р- так и п- типа исходных полупроводниковых составов купратов. Появление внутрищелевых состояний в полупроводниковой щели слабо-допированных купратов было зарегистрировано в эксперментальных работах [1-4]. С дальнейшим улучшением разрешения в фотоэммисионных экспериментах с угловым разрешением (ARPES) образование новых квазичастичных состояний также было зафиксировано при переходе полупроводник-металл в La_{2-x}CuO₄ составах [5-6].

Образование внутрищелевых состояний с допированием было исследовано теоретически в рамках численных расчетов для малых кластеров (t-J модели), модели Хаббарда, и трехзонной pd-модели [7-10]. Изучение зонной структуры СиО2 слоя в рамках обобщенного метода сильной связи (GTB) показало наличие необычных внутрищелевых состояний на потолке валентной зоны и на дне зоны проводимости [11]. Спектральная интенсивность этих состояний имеет нулевое значение в недопированных полупроводниковых материалах. С допированием, внутрищелевые состояния приобретают спектральный вес и дисперсию [12]. Дальнейшее исследование внутрищелевых состояний, аналитически в рамках t-t'-J модели, и, числено с помощью GTB метода, показало, что состояния имеют спинполяронную природу и, благодаря наличию спиновых флуктуаций, приобретают спектральный вес и дисперсию даже в недопированных составах [13]. Квантовые спиновые флуктуации, которые присутствуют в антиферромагнетике при всех температурах, включая T=0K, приводят к ненулевому спектральному весу и дисперсии на потолке валентной

зоны. Представляет интерес возможность обнаружения этих состояний в *ARPES* эксперименте как слабых саттелитов на низкоэнергетичном плече основного пика соответствующего квазичастичному состоянию. С разрушением антиферромагнитного упорядочения внутрищелевые состояния исчезают и в парафазе не наблюдаются.

В слабодопированных купратах как *n*-, так и *p*типа имеют место области концентраций допирующей компоненты, где дальний антиферромагнитный порядок присутствует и следовательно носители могут находится во внутрищелевых состояниях. Исследование концентрационной зависимости химпотенциала в этих составах действительно показывает, что увеличение спектральной интенсивности квазичастичных состояний опережает рост концентрации допированных носителей [14]. При неизменном антиферромагнитном упорядочении это может приводить неустойчивости состава относительно неоднородного распределения зарядовой плотности по областям с $x < x_{\min}$ $x > x_{\max}$, где $\Delta x = x_{\max} - x_{\min}$ это область нестабильности по концентрации [14]. Как показывают экспериментальные исследования концентрационной зависимости химпотенциала в купратах эти области не воспроизводятся, во всяком случае, в пределах экспериментальной погрешности [15]. Но имеет место пиннинг химпотенциала. Это можно объяснить тем, что в теории исследуется однородная система, которая не находится в равновесном состоянии при $x_{\max} > x > x_{\min}$, тогда как в эксперименте исследуется неоднородная система в основном состоянии.

Дальнейшее разрушение антиферромагнитного порядка с допированием приводит к образованию обычной зоны Бриллюэна, при этом на месте зоны внутрищелевых состояний развиваются валентные обычная и теневая.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика"и комплексного интеграционного проекта СОРАН 3.4

1. M. Suzuki, Phys. Rev. B 39 2312 (1989).

2. S. Uchida et. al. Phys. Rev. B 43, 7942 (1991).

3. A. Fujimori and N. Namatame, Physics C 185-189, 51 (1991).

4. A. V. Bazhenov, V. A. Gorbunov, V. E. Timofeev, JETP 104, 3193 (1993).

5. A. Ino et. al., Phys. Rev. B 62, 4137 (2000).

6.T. Yoshida et. al., Phys. Rev. Lett. 91, 027001 (2003)

7. W. Stephan and P.Horsh, Phys. Rev. Lett. 66, 2258 (1991).

8. E. Dagotto et. al., Phys. Rev. Lett. 67, 1918 (1991).

9. T. Tohyama, and S. Maekawa, Physica C 191, 193 (1992).

10. R. Press, W. Hanke, and W. von der Linden, Phys. Rev. Lett. 75, 1344 (1995).

11. S. G. Ovchinnikov, and I. S. Sandalov, Physica C 198, 607 (1989).

12. V. A. Gavrichkov et. al., JETP 91, 369 (2000).

13. Sergey G. Ovchinnikov et. al., J. Phys.: Condens. Matter 16, L93 (2004)

14. В. А. Гавричков, С. Г. Овчинников, ЖЭТФ 125, 630 (2004).

15. N. Harima et. al., Phys.Rev. B 64, 220507(R) (2001).

Сверхпроводимость в периодической модели Андерсона

Вальков В.В., Дзебисашвили Д.М.,

Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск 660036, Россия Красноярский государственный университет, Красноярск 660075, Россия Красноярский государственный технический университет, Красноярск 660074, Россия

Методом диаграммной техники для периодической модели Андерсона (ПМА) в пределе $U \rightarrow \infty$ получены точные представления для нормальных и аномальных функций Грина (ФГ) локализованных и коллективизированных электронов. Новый момент заключается в учете аномальных компонент силового оператора $P_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n)$ при описании сверхпроводящей фазы. Показано, что диаграммный ряд для ФГ fэлектронов ПМА эквивалентен диаграммному ряду для ФГ модели Хаббарда при U=∞ с Фурьеобразом интеграла перескока, зависящим от мацубаровской частоты. В однопетлевом приближении вычислены вклады от нормальных и аномальных компонент массового $\hat{\Sigma}(k, \omega_n)$ и силового $\hat{P}(k, \omega_n)$ операторов и получена система уравнений самосогласования для сверхпроводящей фазы. Построена фазовая диаграмма ПМА при Т=0 и показано, что область реализации сверхпроводящей фазы с S-типом симметрии примыкает к области, где имеет место магнитное упорядочение и не пересекается с ней.

Известно, что системы с тяжелыми фермионами (ТФ) обладают сверхпроводящими свойствами, отличными от свойств, предсказываемых теорией БКШ. Так в CeCU₂Si₂, UBe₁₃, UPt₃ реализуется сверхпроводимость, с анизотропным параметром порядка. Для объяснения этих особенностей были выдвинуты предположения о важности вклада спин-флуктуационного механизма куперовской неустойчивости. С другой стороны, недавние экспериментальные исследования тяжелофермионного скуттерудита LaFe₄P₁₂ [1], являющегося сверхпроводником при T<T_C=4.1 К, привели к выводу о предпочтительности S-типа симметрии параметра порядка. В этой связи представляется актуальным рассмотрение механизма сверхпроводимости ТФсоединений, который, с одной стороны, учитывал бы спин-флуктуационное (СФ) рассеяние, а с другой – характеризовался параметром порядка S-типа.

Рассмотрение данной проблемы проведено в рамках периодической модели Андерсона, гамильтониан которой в представлении операторов Хаббарда имеет вид (U=∞):

$$H = \sum_{k\sigma} \xi_{k\sigma} c_{k\sigma}^{+} c_{k\sigma} + \sum_{f\sigma} \widetilde{E}_{\sigma} X_{f}^{\sigma\sigma} + \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{kf\sigma} \left(V_{k} e^{-ikf} c_{k\sigma}^{+} X_{f}^{0\sigma} + \Im.C. \right), \quad (1)$$

где $\xi_{k\sigma} = \varepsilon_{k\sigma} - \mu$, $\widetilde{E}_{\sigma} = E_{\sigma} - \mu$. Для изучения термодинамики ПМА в сверхпроводящей фазе введены четыре мацубаровские $\Phi\Gamma$ для с-электронов:

$$G_{k\sigma}(\tau - \tau') = -\langle T_{\tau} \widetilde{c}_{k\sigma}(\tau) \widetilde{c}_{k\sigma}^{+}(\tau') \rangle,$$

$$\overline{G}_{-k\overline{\sigma}}(\tau - \tau') = -\langle T_{\tau} \widetilde{c}_{-k\overline{\sigma}}^{+}(\tau) \widetilde{c}_{-k\overline{\sigma}}(\tau') \rangle,$$

$$F_{k\sigma}(\tau - \tau') = -\langle T_{\tau} \widetilde{c}_{k\sigma}(\tau) \widetilde{c}_{-k\overline{\sigma}}(\tau') \rangle,$$

$$\overline{F}_{k\sigma}(\tau - \tau') = -\langle T_{\tau} \widetilde{c}_{-k\overline{\sigma}}^{+}(\tau) \widetilde{c}_{k\sigma}^{+}(\tau') \rangle.$$
 (2)

Из анализа диаграммных рядов для этих ФГ следует, что каждую из них можно выразить через одну из четырех ФГ локализованных электронов:

$$D_{\tilde{a}\tilde{\beta}}(f\tau;g\tau') = -\left\langle T_{\tau}\tilde{X}_{f}^{\tilde{a}}(\tau)\tilde{X}_{g}^{-\tilde{\beta}}(\tau')\right\rangle,\qquad(3)$$

где корневые вектора: $\vec{\alpha}, \vec{\beta} = \{(0, \sigma), (\overline{\sigma}, 0)\}$. Четыре уравнения, выражающие $\Phi\Gamma$ с-электронов (2) через $\Phi\Gamma$ f-электронов (3) в импульсном представлении записываются в единой матричной форме:

$$\hat{G}_{k\sigma}(\omega_{n}) = \hat{G}_{k\sigma}^{(0)}(\omega_{n}) + \\ + \hat{G}_{k\sigma}^{(0)}(\omega_{n})\hat{V}_{k}\hat{D}_{\sigma}(k,\omega_{n})\hat{V}_{k}^{+}\hat{G}_{k\sigma}^{(0)}(\omega_{n}),$$
(4)

где:

$$\hat{G}_{k\sigma}(\omega_n) = \begin{pmatrix} G_{k\sigma}(\omega_n) & F_{k\sigma}(\omega_n) \\ \overline{F}_{k\sigma}(\omega_n) & \overline{G}_{-k\overline{\sigma}}(\omega_n) \end{pmatrix}, \ \hat{V}_k = \begin{pmatrix} V_k & 0 \\ 0 & -V_{-k}^* \end{pmatrix}, \\ \hat{G}_{k\sigma}^{(0)}(\omega_n) = \begin{pmatrix} (i\omega_n - \xi_{k\sigma})^{-1} & 0 \\ 0 & (i\omega_n + \xi_{-k\overline{\sigma}})^{-1} \end{pmatrix}, \\ \hat{D}_{\sigma}(k,\omega_n) = \begin{pmatrix} D_{0\sigma,0\sigma}(k,\omega_n) & D_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) \\ D_{\overline{\sigma}0,0\sigma}(k,\omega_n) & D_{\overline{\sigma}0,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) \end{pmatrix}.$$
(5)

В работе показано, что диаграммная последовательность для $\hat{D}_{\sigma}(k,\omega_n)$ точно редуцируется к последовательности, формально аналогичной диаграммному ряду для модели Хаббарда с эффективным интегралом перескока $\hat{t}_{\sigma}(k,\omega_n)$, зависящим от мацубаровской частоты. Это означает, что решение задачи сводится к вычислению ФГ f-электронов $\hat{D}_{\sigma}(k,\omega_n)$, а ФГ с-электронов находится подстановкой $\hat{D}_{\sigma}(k,\omega_n)$ в уравнение (4). При этом систему графических уравнений для вычисления $\hat{D}_{\sigma} = \hat{G}_{\sigma}\hat{P}_{\sigma}$ можно прелставить в виле:

$$= = + = \sum$$

Здесь жирной линии соответствует матричная $\Phi\Gamma$ \hat{G}_{σ} . Кружку с символом Σ и полукругу с символом P отвечают массовый $\hat{\Sigma}_{\sigma}$ и силовой \hat{P}_{σ} операторы соответственно. Двойная линия обозначает матричную коллективную $\Phi\Gamma \hat{G}^{(0)}_{\sigma}$. Тонкая линия соответствует затравочному пропагатору:

$$\hat{g}_{\sigma}(\omega_n) = \begin{pmatrix} (i\omega_n - \widetilde{E}_{\sigma})^{-1} & 0\\ 0 & (i\omega_n + \widetilde{E}_{\overline{\sigma}})^{-1} \end{pmatrix}.$$
(7)

Волнистой линией в (6) обозначено отмеченное выше эффективное взаимодействие:

 $\hat{t}_{\sigma}(k)$

$$(8), \omega_n = \hat{V}_k \hat{G}_{k\sigma}^{(0)}(\omega_n) \hat{V}_k^+.$$

Из (6) находим:

$$\begin{aligned} G_{0\sigma,0\sigma}(k,\omega_n) &= \left(i\omega_n + \widetilde{E}_{\overline{\sigma}} - P_{\overline{\sigma}0,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) | V_{-k} |^2 \ \overline{G}_{-k\overline{\sigma}}^{(0)}(\omega_n) \right. \\ &\left. - \Sigma_{\overline{\sigma}0,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) \right) / \det(k,\omega_n) \,, \end{aligned}$$

$$G_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) = \left(P_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) | V_{-k} |^2 \overline{G}_{-k\overline{\sigma}}^{(0)}(\omega_n) + \Sigma_{0\sigma,\overline{\sigma}0}(k,\omega_n) \right) / \det(k,\omega_n), \qquad (9)$$

где:

$$\begin{aligned} \det(k,\omega_n) &= \left\{ i\omega_n - \widetilde{E}_{\sigma} - P_{0\sigma,0\sigma} | V_k |^2 G_{k\sigma}^{(0)}(\omega_n) - \Sigma_{0\sigma,0\sigma} \right\} \times \\ &\times \left\{ i\omega_n + \widetilde{E}_{\overline{\sigma}} - P_{\overline{\sigma}0,\overline{\sigma}0} | V_{-k} |^2 \overline{G}_{-k\overline{\sigma}}^{(0)}(\omega_n) - \Sigma_{\overline{\sigma}0,\overline{\sigma}0} \right\} - \\ &- \left\{ P_{0\sigma,\overline{\sigma}0} | V_{-k} |^2 \overline{G}_{-k\overline{\sigma}}^{(0)}(\omega_n) + \Sigma_{0\sigma,\overline{\sigma}0} \right\} \times \\ &\times \left\{ P_{\overline{\sigma}0,0\sigma} | V_k |^2 G_{k\sigma}^{(0)}(\omega_n) + \Sigma_{\overline{\sigma}0,0\sigma} \right\}. \end{aligned}$$

Уравнения (9) дают точное представление $\Phi\Gamma$ локализованных f-электронов ПМА в сверхпроводящей фазе через нормальные и аномальные компоненты массового $\hat{\Sigma}(k, \omega_n)$ и силового $\hat{P}(k, \omega_n)$ операторов. Совместно с выражением (4) эти уравнения определяют также и точное представление для нормальных и аномальных $\Phi\Gamma$ коллективизированных электронов. Однопетлевые графики, определяющие вклады в компоненты (нормальные и аномальные) массового и силового операторов можно представить в виде:



При использовании аналитических выражений для этих графиков в работе получены уравнения самосогласования для сверхпроводящей фазы. В частности уравнение для критической температуры перехода в сверхпроводящую фазу с S- типом симметрии имеет следующий вид:

$$1 = -T \sum_{\omega_n} \Phi_1(\omega_n) / (1 + \alpha \Phi_2(\omega_n)), \qquad (10)$$

$$\Phi_{1}(\omega_{n}) = \frac{1}{N} \sum_{q} \frac{2\xi_{q} |V_{q}|^{2}}{a(q,\omega_{n})}, \quad \Phi_{2}(\omega_{n}) = \frac{1}{N} \sum_{q} \frac{|V_{q}|^{4}}{a(q,\omega_{n})},$$

 $a(q,\omega_n) = \left| (i\omega_n - \xi_q)(i\omega_n - \widetilde{\varepsilon}_f) - P_{0\sigma,0\sigma}(\omega_n) \left| V_q \right|^2 \right|^2,$ $\widetilde{\varepsilon}_{f} = \widetilde{E}_{0} + \Sigma_{0\sigma,0\sigma}, \ \alpha = 3T\chi - C_{0}/4, \ C_{0}$ -неприводимый коррелятор плотность-плотность, χ - магнитная восприимчивость. При проведении конкретных расчетов значения магнитной восприимчивости выбиралось равным значению этой величины для ТФ, т.е. примерно на два порядка больше характерных значений паулевской восприимчивости для нормальных металлов. Отметим, что явная зависимость от χ в уравнении на T_c (10) возникла вследствие учета аномальной компоненты силового оператора и описывает процессы рассеяния на спиновых флуктуациях. Проведенные расчеты показывают, что это приводит к подавлению Т_с Ранее такой эффект был получен в [2] при исследовании куперовской неустойчивости в модели Хаббарда.

Найденные уравнения самосогласования позволили рассчитать фазовую диаграмму системы, показанную на рисунке 1. Принималось, что ширина зоны проводимости равна 4 эВ, а плотность состояний - полуэллиптическая.



Рис. 1. Фазовая диаграмма ПМА (V= 0.5 эВ) при T=0.

Области существования магнитных фаз были получены в [3]. Существенно, что область реализации сверхпроводящего состояния примыкает к области магнитного упорядочения и не пересекается с ней. Самосогласованные расчеты показали, что сверхпроводящее состояние возникает сразу, как только начинает заполняться верхняя гибридизационная подзона и продолжается до ее полного заполнения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N 06-02-16100), программы ОФН РАН, Интеграционного проекта СО РАН, а также гранта СО РАН "Лаврентьевский конкурс молодежных проектов".

1. Y. Nakai, K. Ishida, D. Kikuchi, H. Sugawara, H. Sato, JPSJ 74, 3370 (2005).

2. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ 125, 891 (2004).

3. Ю. А. Изюмов, Н. И. Чащин, Д. С. Алексеев, Теория сильно коррелированных систем. М.-Ижевск: «Рег. и хаот. динамика», 2006. – 384 с.

О происхождении высших гармоник в параметре порядка ВТСП

Еремин М.В., Любин И.Е., Алеев А.А. Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия

Анализируются имеющиеся данные о зависимости сверхпроводящей щели от волнового вектора. Найдено, что наряду с суперобменным взаимодействием между композитными квазичастицами важную роль играют их косвенные взаимодействия через коллективные колебания спиновой и зарядовых подсистем.

Известно, что зависимость щели от волнового вектора типа – $\Delta_{1k} = \Delta_1 (\cos k_x a - \cos k_y a)$, найденная в ряде слоистых купратов, наиболее просто объясняется в предположении, что механизм спаривания является короткодействующим. Наиболее вероятным из них является суперобменное взаимодействие [1,2]. К настоящему времени имеется несколько экспериментальных работ, где представлены данные, свидетельствующие о значительном отклонении от указанной простой зависимости. Это работы по фотоэмиссии (ARPES) для дырочнодопированных сверхпроводников $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212) и (*Pb*,*Bi*)₂*Sr*₂*CaCu*₂*O*_{8+δ} (Pb-Bi2212) [3,4]. Имеются данные и для электронно-допированных сверхпроводников; для Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ (NCCO) – по рамановской спектроскопии [5] и для соединения Pr_{0.89}LaCe_{0.11}CuO₄ - по высокоразрешающей фотоэмиссии [6].

В работе [3] экспериментальные данные описывались формулой:

$$\Delta_{k} = \Delta_{0} \left[B \cos\left(2\phi\right) + \left(1 - B\right) \cos\left(6\phi\right) \right], \qquad (6)$$

где $0 \le B \le 1$. Гармоника $\cos(2\phi)$ – может быть сопоставлена с простой зависимостью $\cos(k_x a) - \cos(k_y a)$. А слагаемое с $\cos(6\phi)$ это высшая гармоника, обладающая симметрией d-типа. Угол ϕ отсчитывается от границы зоны Бриллюэна, как пояснено на рис. 1. На этом же рисунке схематично приведена форма Ферми поверхности для Bi2212. Обсудим структуру уравнения БКШ при общих предположениях о характере взаимодействия между частицами на квадратной решетке:

$$\Delta_{k} = \frac{1}{2} \sum_{k'} J\left(k - k'\right) \frac{\Delta_{k'}}{E_{k'}} \operatorname{th}\left(\frac{E_{k'}}{2k_{\beta}T}\right),\tag{7}$$

где $E_k = \sqrt{(\varepsilon_k - \mu)^2 + \Delta_k^2}$ – энергия боголюбовских квазичастиц. Закон дисперсии для носителей тока задаем в соответствии данными фотоэмиссионной спектроскопии [7]

$$\varepsilon_k = 2t_1(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4t_2 \cos k_x a \cos k_y a$$

+2t_3(\cos 2k_x a + \cos 2k_y a) + ... (8)



Рис.1. Ферми поверхность для Bi2122. Угол φ отсчитывается от границы.

Фурье-образ потенциала взаимодействия, при учете всевозможных соседей, вплоть до шестых, имеет вид

$$J(k) = 2j_{1}(\cos k_{x}a + \cos k_{y}a) + 4j_{2}\cos k_{x}a\cos k_{y}a$$

+2j_{3}(\cos 2k_{x}a + \cos 2k_{y}a)
+4j_{4}(\cos 2k_{x}a\cos k_{y}a + \cos 2k_{y}a\cos k_{x}a) (9)
+4j_{5}\cos 2k_{x}a\cos 2k_{y}a
+2j_{6}(\cos 3k_{x}a + \cos 3k_{y}a)

Подставив это выражение в уравнение (2), находим, что решение уравнения с симметрией d-типа имеет вид:

$$\Delta_{k} = \Delta_{1k} + \Delta_{2} (\cos 2k_{x}a - \cos 2k_{y}a) + \Delta_{3} (\cos 2k_{x}a \cos k_{y}a - \cos k_{x}a \cos 2k_{y}a)$$
(10)
$$+ \Delta_{4} (\cos 3k_{x}a - \cos 3k_{y}a) + \dots$$

Сопоставляя расчетные зависимости с экспериментально измеренными, мы можем получить представление о величине параметров взаимодействий j_1, j_3, j_4, j_5, j_6 и т. п. Отметим, что параметры взаимодействия j_2 и j_5 не дают вклада в решение d-типа и, таким образом, остаются неопределенными. Часть результатов наших расчетов иллюстрируются на рис. 2 и 3.

Представленные результаты показывают, что для объяснения имеющихся экспериментальных данных наряду с взаимодействием ближайших соседей на квадратной решетке необходимо допустить существование весьма сильных взаимодействий и между удаленными соседями (например, между четвертыми в Bi2212).

В этой связи напрашивается идея о введении в рассмотрение осциллирующих взаимодействий типа RKKI или осцилляций Фриделя. Для этой цели требуются предварительные расчеты спиновой и зарядовой восприимчивостей. Параметры расчета спиновой восприимчивости контролировались и уточнялись по рассеянию нейтронов. Псевдопотенциал взаимодействия типа плотность - плотность уточнялся по данным о частотной зависимости оптической проводимости CuO₂ плоскостей. Имея выражения для восприимчивостей можно провести самосогласованные расчеты спинспиновых $< S_0^z S_n^z >$ и заряд - зарядовых корреляционных функций
 $< \delta_0 \delta_n > \,$ как функций расстояния между узлами решетки R_{0n} . Так, в частности, спин-спиновые корреляционные функции, в общем случае, рассчитываются по формуле

$$< S_0^+ S_n^- >= \frac{1}{\pi} \left(\frac{a}{2\pi}\right)^2 \iiint cth\left(\frac{\beta\omega}{2}\right) \operatorname{Im} \chi^{+,-}(q,\omega) e^{iqR_{0n}} d\omega dq_x dq_y$$

где $\chi^{+,-}(q,\omega)$ – полная динамическая спиновая восприимчивость CuO_2 – слоя, самосогласованным образом включающая в себя вклады от коллективизированных и локализованных дырок, $\beta = 1/k_BT$.



Рис. 2 Зависимость сверхпроводящей щели от угла для дырочно-допированного сверхпроводника Bi2212. Экспериментальные точки по данным работы [3]. Параметры расчета $j_1 = 106, j_3 = j_6 = -30, j_4 = 40 (meV)$. Получившиеся параметры щели таковы: $\Delta_1 = 20, 3, \Delta_2 = -0, 3, \Delta_3 = -3, 4, \Delta_4 = 0, 4 (meV)$.



Рис. 3 Зависимость параметра порядка от угла для электронно-допированного сверхпроводника NCCO. Экспериментальные данные по работе [5]. Параметры расчета $j_1 = 115 \text{ meV}$, $j_6 = 81 \text{ meV}$, остальные = 0. Получившиеся параметры щели таковы: $\Delta_1 = 3,9 \text{ meV}$, $\Delta_4 = -2,0 \text{ meV}$.

Рассчитанные нами корреляционные функции $< S_0^+ S_n^- >$ и $< \delta_0 \delta_n >$ действительно оказались осциллирующими функциями R_{0n} , что, как кажется, и может объяснить происхождение высших гармоник в параметре порядка ВТСП.

Имеется, однако, и другая идея о появлении высших гармоник в параметре энергетической щели. Они могут быть связаны с проявлением псевдощелевого состояния. В этой связи большой интерес представляли бы данные об относительной величине высших гармоник в недодопированных ВТСП.

Работа выполнена при поддержке Swiss National Science Foundation, Grant № IB7420-110784 и РФФИ, грант № 06-0217197-а

1. Н. М. Плакида, *Высокотемпературные сверхпроводники*, Международная программа образования, Москва (1996).

2. М. В. Еремин, И. А. Ларионов, Письма в ЖЭТФ 62, 192 (1995).

3. J. Mesot et al., Phys.Rev. Lett. 83, 840 (1999).

4. S. V. Borisenko et al., Phys.Rev. B 66, 140509 (2002).

5. G. Blumberg *et al.*, Phys.Rev.Lett. 88, 107002 (2002).

6. H. Matsui et al. Phys.Rev.Lett. 95, 017032 (2005).

7. M. R. Norman, Phys.Rev. B 63, 0925509 (2000).

8. D. Manske, I. Eremin, and K. H. Bennemann, Phys.Rev. B 62, 13922 (2000).

Механизм генерации носителей в ВТСП

Иваненко О.М.,. Мицен К.В. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

В рамках модели, предполагающей формирование в ВТСП при допировании отрицательных-U центров (NUC), рассмотрен механизм генерации дырочных носителей Рассчитаны зависимости концентрации носителей от уровня допирования и температуры, которые находятся в количественном согласии с экспериментом.

Ранее [1-3] мы предложили механизм формирования в ВТСП двухатомных NUC и показали, что многие аномальные свойства ВТСП могут являться следствием взаимодействия электронов кислородной зоны с этими NUC [2]. Это взаимодействие приводит к сильной перенормировке эффективного межэлектронного взаимодействия при учете процессов рассеяния с промежуточными виртуальными связанными состояниями [4-9]. NUC, к тому же, играют роль парных акцепторов, приводя к генерации дырочных носителей в CuO2 плоскости. Как следует из модели, именно эти носители, в отличие от локализованных допированных зарядов, обеспечивают проводимость в нормальном состоянии . Здесь, на примере $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, мы хотим показать, что предлагаемая модель [1-3] позволяет с единых позиций объяснить зависимости концентрации дырочных носителей от уровня допирования б и температуры.

Согласно [1-3] в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ NUC образуется на какой-либо данной паре ионов Cu в CuO_2 плоскости при наличии в CuO₃-цепочке над (под) этой парой ионов трех заполненных кислородных позиций подряд (рис.1а). Суммарная концентрация таких кислородных «троек» при случайном распределении кислородных ионов в цепочках равна δ^3 в расчете на одну элементарную ячейку $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$.

Изолированная тройка кислородных ионов в цепочке формирует 2 NUC, по одному NUC в каждой из двух CuO₂ плоскостей (рис.1а). Однако, в последовательности, состоящей из $N_O>3$ кислородных ионов в цепочке, лишь каждая вторая тройка может формировать отдельные NUC (не имеющие общих Cu ионов) в каждой из CuO₂ плоскостей (рис.1б). Можно считать поэтому, что для $N_O>3$ каждая «тройка» формирует NUC, но только в одной CuO₂ плоскости (рис.1б).

Мы будем считать, что несколько NUC, лежащих на одной прямой в CuO₂ плоскости, принадлежат одному 1D-кластеру, если ионы меди, на которых они сформированы, образуют непрерывный узельный 1D-кластер в данной CuO₂ плоскости. Соответственно, формирующие данный 1D-кластер NUC ионы кислорода в цепочках будут образовывать непрерывный кислородный 1D-кластер в плоскости цепочек.



Рис. 1. а) В YBa₂Cu₃O_{6+δ} отрицательный-U центр (заштрихован) образуется на какой-либо данной паре ионов Cu в CuO₂ плоскости при наличии в CuO₃-цепочке над (под) этой парой ионов трех заполненных кислородных позиций подряд; б) формирование кластеров отрицательных-U центров в CuO₂ плоскостях последовательностью кислородных ионов в цепочках.

Итак, каждому 1D-кластеру NUC в CuO2 плоскости соответствует непрерывный образующий кластер кислородных ионов в CuO3 цепочке. Будем считать, что непрерывные последовательности кислородных ионов, относящиеся к соседним цепочкам, образуют единый 2D-кластер NUC, если они «перекрываются» по 3-м или более ионам кислорода в соседних цепочках (т.е. имеет место перколяция по NUC). Это будет соответствовать образованию непрерывных 2D-кластеров NUC в CuO₂ плоскостях. Перколяция по NUC наступает при некоторой пороговой концентрации кислорода $\delta = \delta_c$, которая может быть определена для случайного распределения кислородных ионов в цепочках методом Монте-Карло. На рис. 2 приведены полученные таким методом для решетки 40×40 картины случайного распределения кислородных ионов в цепочках для $\delta = 0,3$ и $\delta = 0,6$.



Рис.2. Кластеры кислородных ионов в цепочках, формирующие конечные кластеры NUC, для случайного распределения (а) - δ =0,3 и (б) - δ =0,6. Открытые кружки– ионы кислорода в цепочках; кластеры кислородных ионов с $N_0 \geq 3$ - заштрихованы.

Суммарное (для обеих CuO₂ плоскостей) количество NUC в кластерах в расчете на одну элементарную ячейку YBa₂Cu₃O_{6+δ} при случайном распре-

делении кислородных ионов равно $N_U = \delta^3 + N_3(\delta)$, где $N_3(\delta)$ – зависящее от δ количество изолированных «троек» кислородных ионов в цепочках, которое равно $N_3(\delta) = \delta^3 (1 - \delta)^2 (1 - \delta^3)$. Соответственно,

$$N_{U}(\delta) = \delta^{3} \{ 1 + (1 - \delta)^{2} (1 - \delta^{3}) \}$$
(1)

Анализ показывает, что $N_U(\delta) \approx \delta^3$ для $\delta > 0,6$, когда основная масса NUC принадлежит большим кластерам (рис.2).

При $\delta < \delta_c$ NUC образуют конечные кластеры различного размера. Внутри каждого кластера числа заполнения NUC η , а, следовательно, и концентрация дырок, возникающих в CuO₂ плоскости, в расчете на один NUC зависят от температуры и равны [1,2]:

$$\eta = 2T/(T+T_0), \tag{2}$$

где T_{θ} – независящая от T постоянная, которая может быть определена из холловских измерений. Как следует из (1) объемная концентрация NUC $P=N_U$ / $V_{UC} = \delta^3 \{1+(1-\delta)^2(1-\delta^3)\}/V_{UC}$, где $V_{UC}=173 \text{Å}^3$ – объем элементарной ячейки YBa₂Cu₃O_{6+ δ}. Соответственно, объемная концентрация дырочных носителей n, генерируемых в CuO₂ плоскостях при заполнении NUC электронами, равна

$$n = \eta P = 2 \left(\delta^3 \{ 1 + (1 - \delta)^2 (1 - \delta^3) \} / V_{UC} \right) T / (T + T_0),$$

а постоянная Холла

$$R_H(\delta, T) = (1/2e)(V_{UC}/\delta^3 \{1 + (1 - \delta)^2 (1 - \delta^3)\})(T + T_0)/T, (3)$$

где e – заряд электрона. На рис. За приведена температурная зависимость холловской постоянной в монокристалле YBa₂Cu₃O_{6,95}, из работы [10], в которой благодаря использованию бездвойниковых однодоменных монокристалов YBa₂Cu₃O_{6+ δ} с различными δ удалось впервые разделить вклады в холловскую постоянную от CuO₂ плоскостей и цепочек. Как видно из рис. З эти данные могут быть с хорошей точностью описаны уравнением (3) с $T_0 \approx 390$ К.

На рис. Зб приведена экспериментальная зависимость $R_H(\delta)$ для T=300 К, полученная в той же работе [10]. Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются зависимостью (3) с T₀=390 К во всем диапазоне допирования. Отметим, что рассчитанные кривые на рис.З а,б не содержат масштабных подгоночных параметров. Единственный подгоночный параметр T_0 , который лишь описывает температурную зависимость $R_H(T)$, позволяет с хорошей точностью рассчитать абсолютные значения R_H во всей области изменения δ и T. Тот факт, что концентрация дырок растет с уровнем допиро-



Рис. 3. Зависимости константы Холла в однодоменном монокристалле YBa₂Cu₃O_{6+δ} от температуры и допирования. (а) открытые квадраты - R_{H} (T) для δ =0.95 [10]; (б) открытые ромбы - $R_{H}(\delta)$ при T=300К [10]. Сплошные кривые на обоих рисунках – зависимость (3) с T_{0} =390К.

вания δ в соответствии с (3), может служить весомым аргументом в пользу существования в YBa₂Cu₃O₆₊₈ двухатомных NUC указанного типа и подтверждением предложенного механизма генерации дырочных носителей в ВТСП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16706) и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-2693.2006.2, Госконтракт №02.445.11.7346).

- 1. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, ЖЭТФ 118, 666 (2000).
- 2. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, УФН 174, 545 (2004).
- 3. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, ЖЭТФ 101, №1 (2005).
- 4. E. Simanek, Solid State Commun. 32, 731 (1979).
- 5. C.S. Ting, et al., Phys.Rev.Lett. 45, 1213 (1980).
- 6. Б.А. Волков, В.В. Тугушев, Письма в ЖЭТФ 46, 193 (1987).
- 7. Г.М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ 46 (приложение), 94 (1987).
- 8. П.И. Арсеев, ЖЭТФ 101, 1246 (1992).
- 9. J. Ranninger and A. Romano, Phys. Rev. B 66, 94508 (2002).
- 10. K. Segawa, Y. Ando, Phys. Rev. B 69, 104521 (2004).

Особенности температурной зависимости концентрации носителей в нормальной фазе высокотемпературных сверхпроводников в модели U-минус центров.

Цэндин К.Д., Барыгин И.А.

Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия

Капустин А.И.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет, Санкт-Петербург 195251, Россия

Показано, что учет статистического взаимодействия электронов в валентной зоне и на Uминус центрах позволяет объяснить немонотонность зависимости концентрации носителей от температуры, экспериментально наблюдаемую в ВТСП.

В настоящее время существует много подходов для объяснения сверхпроводимости в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Многие из них дают верную оценку некоторых параметров, но ни один из них до сих пор не является логически замкнутым и непротиворечивым. Кроме того, описание свойств этих веществ в нормальной фазе также остается открытой проблемой.

В настоящей работе используется концепция Uминус центров, впервые выдвинутая Андерсоном в 1975 году для описания некоторых свойств халькогенидных стеклообразных полупроводников [1] и впоследствии развитая Моттом [2]. В этой модели предполагается, что в атомной решетке материала существуют центры, обладающие особым свойством. Сильное электрон-решеточное взаимодействие приводит к тому, что энергия связи двух электронов превосходит их энергию кулоновского отталкивания, то есть эффективная корреляционная энергия пары отрицательна. Такой эффект наблюдается и в нормальных условиях, то есть электроны, связанные в пару, существуют уже и при комнатной температуре. Результаты работы Кулика и Педана о локализованных парах [3] были применены Цэндиным и Поповым для создания модели сверхпроводимости в системе U-минус центров высокотемпературного сверхпроводника YBaCuO, которая дала хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных [4].

В настоящей работе будет показано, что статистическое взаимодействие электронов на U-минус центрах с электронами в валентной зоне может привести к немонотонной температурной зависимости концентрации последних. Это явление наблюдалось в La_{2-x}Sr_xCuO₄ с помощью эффекта Холла. [5]

Будем обозначать U-минус центры с 0, 1 и 2 электронами D^+ , D^0 и D^- соответственно. Пусть E_1 и E_2 - первый и второй потенциалы ионизации D^- (рис. 1). Тогда модуль эффективной корреляционной энергии $U = E_1 - E_2$.



Рис. 1. Энергетический спектр рассматриваемой модели.

Будем отсчитывать энергию от верха валентной зоны, т. е. положим $E_v = 0$. Пусть Δ – расстояние от верха валентной зоны до уровня Ферми. Ситуация, когда уровень находится в зоне, соответствует положительному знаку Δ . Расстояние между дном зоны проводимости и верхом валентной зоны - E_o .

Статистическая сумма системы равна [6]

$$Z = \left(1 + 2e^{\frac{-(E_g - E_2) + \mu}{T}} + e^{\frac{-2(E_g - E_2) + U + 2\mu}{T}}\right)^D \times \prod_{k,\sigma} \left(1 + e^{-\frac{\varepsilon_\sigma(k) - \mu}{T}}\right)$$
(1)

где D – число U-минус центров, μ – химический потенциал. Первый множитель соответствует U-минус центрам, остальные – электронам в зоне с волновым вектором k. Полное число электронов в системе вычисляется как

$$N = -\frac{\partial}{\partial \mu} \left(-T \ln Z \right) \quad (2)$$

Скомбинируем эти выражения, при этом переходя от электронов к дыркам и заменяя суммирование по k интегрированием. Кроме того, пренебрежем количеством U-минус центров в состоянии D^0 (что обоснованно при T << U) и будем считать закон дисперсии в валентной зоне квадратичным. В результате всех этих упрощений получим:

$$\chi - \frac{1}{1 + e^{\frac{-2(\Delta + \mu)}{T}}} + A \int_{-\infty}^{0} \frac{\sqrt{-\varepsilon} d\varepsilon}{1 + e^{\frac{\mu - \varepsilon}{T}}} = 0 \qquad (3)$$

где
$$\chi = \frac{N - N_0}{2D}$$
, $A = \frac{\sqrt{2} (m^*)^{3/2} V}{D \pi^2 \hbar^3}$. В эти обо-

значения входят полное число состояний в валентной зоне N_0 , эффективная масса дырки m^* и объем образца V. Уравнение (3) позволяет определить зависимость $\mu(T)$. После этого число дырок p определяется как последнее слагаемое в (3).

С точностью до масштабирования форма кривой p(T) зависит от двух параметров – $\Theta = \frac{2}{3} A \Delta^{\frac{3}{2}}$ и $\xi = \chi + \frac{2}{3} A \Delta^{\frac{3}{2}}$. Первый из них отвечает числу дырок в валентной зоне, второй – числу элек-

тронов в системе U-минус центров при T = 0. При некоторых значениях параметров число дырок монотонно растет с температурой. Однако при некоторых условиях (а именно, при $\xi > \frac{1}{2}$) зависимость p(T) оказывается немонотонной – при достаточно низких температурах концентрация носителей убывает, а затем, пройдя через минимум,

начинает возрастать. Это приводит к немонотонной температурной зависимости коэффициента Холла (рис. 2). Именно такая зависимость наблюдалась в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (рис. 3).



Рис. 2. Расчетная температурная зависимость коэффициента Холла $R_H = 1/pe$.

Таким образом, учет статистического взаимодействия электронов в валентной зоне и на U-минус центрах позволяет объяснить немонотонность зависимости концентрации носителей от температуры. Как в классических металлах, так и в полупроводниках такая ситуация не наблюдается.



Рис.3. Температурная зависимость коэффициента Холла в La_{2-x}Sr_xCuO₄ [5] Числа, указанные у кривых, соответствуют значениям *х*.

- 1. P.W. Anderson. Phys. Rev. **109**, 1492 (1975).
- R.A. Street, N.F. Mott. Phys. Rev. Lett., 35, 1293 (1975).
- И.О. Кулик, А.Г. Педан. ЖЭТФ 79, 1469 (1980).
- K.D. Tsendin, B.P. Popov. Supercond. Sci. Technol., 12, 255 (1999).
- H.Y. Hwang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 16, 2636 (1994).
- К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов, Б.П. Попов. Письма в ЖЭТФ, 80, 277 (2004).

О роли межузельного взаимодействия в формировании Мотт-Хаббардовского диэлектрического состояния модели Эмери

Вальков В.В.^{1,2,3}, Коровушкин М.М.¹.

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, Красноярск 660036, Россия ²Красноярский государственный университет, Красноярск 660075, Россия ³Красноярский государственный технический университет, Красноярск 660074, Россия

Показано, что для получения диэлектрического состояния модели Эмери в недопированном пределе включения сильных одноузельных хаббардовских корреляций оказывается недостаточным. Только корректный учет кулоновского взаимодействия дырок, находящихся на ионах меди и кислорода, выходящий за рамки приближения Хартри-Фока, позволяет получить правильную картину Мотт-Хаббардовского диэлектрика. Для подтверждения этого тезиса в работе без использования кластерной формы теории возмущений (КФТВ) непосредственно для трехзонной модели Эмери рассмотрены уравнения для электронных функций Грина (ФГ). Замыкание уравнений движения основано на наличии в системе малого физического параметра *p* << 1 (*p*-концентрация дырок на ионах кислорода). Полученная в газовом (по параметру р) пределе система уравнений содержит ренормировки гибридизационного взаимодействия, лежащие в основе существенной модификации энергетического спектра и характера основного состояния системы.

Модель Эмери [1,2] является одной из широко используемых моделей при описании движения носителей заряда в CuO2-плоскостях высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Наиболее распространенный подход для исследования энергетической структуры купратов в рамках трехзонной модели основан на ее сведении к эффективной однозонной модели при помощи КФТВ. Достоинством такого подхода является возможность строгого учета сильных электронных корреляций (СЭК). В то же время, при таком подходе корректное описание кулоновского отталкивания между кислородными и медными дырками оказывается затруднительным. Поэтому в рамках кластерной идеологии наряду с упрощением математического формализма теряется и ряд важных физических особенностей электронной структуры ВТСП. В этой связи представляется актуальным развитие метода, позволяющего вычислять энергетическую структуру модели Эмери без привлечения КФТВ и корректно отражающего взаимодействие дырок на ионах меди и кислорода.

Известно, что сильные внутриатомные корреляции адекватно отражаются посредством использования операторов Хаббарда. Межузельные взаимодействия при таком подходе рассматриваются по теории возмущений. Гамильтониан модели Эмери в пределе СЭК может быть записан в виде

$$\begin{split} \hat{H} &= \sum_{f\sigma} \varepsilon_d Z_f^{\sigma\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{f\delta\sigma} \varepsilon_p X_{f+\delta}^{\sigma\sigma} + \\ &+ \sum_{f\delta\sigma} t_{pd} \left(\delta \right) \left(Z_f^{\sigma 0} X_{f+\delta}^{0\sigma} + X_{f+\delta}^{\sigma 0} Z_f^{0\sigma} \right) + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{f\delta\Delta\sigma} t_{pp} \left(\Delta \right) X_{f+\delta}^{\sigma 0} X_{f+\delta+\Delta}^{0\sigma} + V_{pd} \sum_{f\delta} \hat{n}_f^d \hat{n}_{f+\delta}^p, \end{split}$$

где Z_{f}^{mn} и $X_{f+\delta}^{mn}$ - операторы Хаббарда, описывающие переходы между одноионными состояниями для ионов меди и кислорода, соответственно; $\hat{n}_{f}^{d}(\hat{n}_{f+\delta}^{p})$ - оператор числа дырок на ионах меди (кислорода); δ - один из четырех векторов, связывающих ион меди с ионами кислорода в СиО₂плоскости; Δ - вектор, соединяющий ближайшие ионы кислорода; ε_{d} и ε_{p} - энергии дырок на ионах меди и кислорода; $t_{pd}(\delta)$ и $t_{pp}(\Delta)$ - интегралы перескока дырок с ионов меди на ионы кислорода и с ионов кислорода на ионы кислорода, V_{pd} - энергия кулоновского отталкивания дырок, находящихся на соседних ионах меди и кислорода. Предел СЭК означает, что параметры кулоновского взаимодействия $U_{p} \rightarrow \infty$, $U_{d} \rightarrow \infty$.

Для расчета энергетической структуры рассматриваемой модели в работе применялся метод двухвременных температурных $\Phi\Gamma$, построенных на операторах Хаббарда. При замыкании уравнений движения для этих функций использовался параметр малости, связанный с низкой концентрацией дырок на ионах кислорода в области слабого легирования. Это обеспечивало возможность пренебрежения всеми $\Phi\Gamma$, в которых участвуют операторы, приводящие к появлению двух дырок на ионах кислорода, находящихся в окрестности одного иона меди. В этом случае замкнутая система уравнений в квазиимпульсном представлении имеет вид:

$$\begin{split} \left(\omega - \varepsilon_{d} \right) &\left\langle \left\langle Z_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^{+} \right\rangle \right\rangle = \left(1 - \frac{n_{d}}{2}\right) - \\ &- 2it_{pd} \left(\left(1 - \frac{n_{d}}{2}\right) + \frac{n_{d}}{2} \left(\frac{V_{pd}}{\omega - \varepsilon_{d} - V_{pd}}\right) \right) \times \\ &\times \left(\sin\left(\frac{k_{x}a}{2}\right) &\left\langle \left\langle X_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^{+} \right\rangle \right\rangle + \sin\left(\frac{k_{y}a}{2}\right) &\left\langle \left\langle Y_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^{+} \right\rangle \right\rangle \right) \right], \end{split}$$

$$\begin{split} & \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right) \! \left\langle \left\langle X_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle = \\ &= 2it_{pd} \sin \left(\frac{k_x a}{2} \right) \! \left(\left(\frac{\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd}}{\omega - \varepsilon_p} \right) + \\ &+ n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} \right) \! \left\langle \left\langle Z_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle - \\ &- 4t_{pp} \sin \left(\frac{k_x a}{2} \right) \! \sin \! \left(\frac{k_y a}{2} \right) \! \left(\left(\frac{\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd}}{\omega - \varepsilon_p} \right) + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d^2 \frac{V_{pd}^2}{\left(\omega - \varepsilon_p \right) \left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} \right) \! \left\langle \left\langle Y_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle \right\rangle \\ &- \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right) \! \left\langle \left\langle Y_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle \right) \\ &= \\ &= 2it_{pd} \sin \! \left(\frac{k_y a}{2} \right) \! \left(\left(\frac{\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd}}{\omega - \varepsilon_p} \right) + \\ &+ n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} \right) \! \left\langle \left\langle Z_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle - \\ &- 4t_{pp} \sin \! \left(\frac{k_x a}{2} \right) \! \sin \! \left(\frac{k_y a}{2} \right) \! \left(\left(\frac{\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd}}{\omega - \varepsilon_p} \right) + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} + \\ &+ 2n_d^2 \frac{V_{pd} \left(\omega - \varepsilon_p - 2V_{pd} \right)}{\left(\omega - \varepsilon_p - V_{pd} \right)} \right) \! \left\langle \left\langle X_{k\sigma} \left| Z_{k\sigma}^+ \right\rangle \right\rangle. \end{split}$$

Из этих уравнений следует, что при $V_{pd} = 0$ в недопированном случае основное состояние не является диэлектрическим (утверждение справедливо и для конечных V_{pd} , если бы межузельное взаимодействие учитывалось в приближении Хаббард-I (см. пунктирную линию рис.1)). Это объясняется эффектами ковалентности между состояниями дырок на ионах меди и кислорода.

Иная электронная структура возникает при конечных V_{pd} . Из представленных уравнений движения для $\Phi\Gamma$ следует, что в пределе $n_d \rightarrow 1$ ковалентные эффекты подавляются по сценарию: $V_{pd} \rightarrow \tilde{V}_{pd} = V_{pd}(1-n_d)$. В результате, в недопированном случае, возникает самосогласованное решение: $n_d = 1$, $n_p = 0$. Отмеченная ренормировка константы гибридизации и лежит в основе формирования Мотт-Хаббардовского диэлектрического состояния модели Эмери.

На рис.1 сплошной линией показана зависимость химпотенциала от допирования, полученная в газовом приближении. Видно, что в области отрицательных значений p, когда полное число дырок в системе меньше единицы, химпотенциал находится вблизи потолка нижней зоны. Увеличение p приводит к возрастанию химпотенциала. При p=0 имеет место скачок химпотенциала, связанный с началом заполнения верхней зоны, как только p становится положительной.



Рис. 1. Зависимость химпотенциала от параметра легирования для различных приближений.

Из сравнения сплошной и пунктирной линий видна определяющая роль корректного учета межузельных взаимодействий при описании Мотт-Хаббардовского диэлектрического состояния модели Эмери при нулевом уровне допирования.

Вторая особенность заключается в ренормировке спектра дырочных возбуждений в режиме: 0 < p <<1. Из системы уравнений видно, что вычет гриновской функции в окрестности полюса $E \cong \varepsilon_n$ обращается в нуль, а спектральная интенсивность ФГ определяется поведением в окрестности полюса. Физическая причина этого факта очевидна. Если на каждом ионе меди находится одна дырка, то появление дополнительной дырки на ионах кислорода, из-за ее взаимодействия с дырками на двух ближайших ионах меди, приводит к слагаемому: $\varepsilon_p + 2V_{pd}$. Поэтому коллективизация дырочной зоны происходит в окрестности $\varepsilon_p + 2V_{pd}$. Подчеркнем, что этот эффект отсутствует при использовании КФТВ: в этом методе дополнительная дырка на ионах кислорода взаимодействует только с одним, соседним ионом меди. Поэтому вклад межионного кулоновского взаимодействия приводит к величине V_{pd}, а оставшаяся часть должна добавляться в результате расчетов по теории возмущений. Однако в приближении Хаббард-І этого сделать нельзя.

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

1. V.J. Emery, Phys. Rev. Lett. 58, 2794 (1987).

2. C.M. Varma, S. Schmitt-Rink, and E. Abrahams, Solid State Commun. 62, 681 (1987).

Эволюция низкоэнергетических свойств ВТСП с допированием и квантовые фазовые переходы в эффективной модели купратов

Коршунов М.М., Овчинников С.Г.

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

В режиме сильных корреляций в приближении среднего поля с самосогласованно рассчитанными статическими спиновыми корреляционными функциями рассмотрена нормальная фаза ВТСП р-типа в рамках эффективной t-t't"-J* модели. Параметры модели не являются подгоночными, они вычислены методом LDA+GTB. Получена зависимость поверхности Ферми, спиновых и кинематических корреляторов в широком интервале допирования х. При этом наблюдаются три различных режима поведения системы (x<0.15, 0.15<x<0.23, x>0.23), переходы между которыми связаны с изменением топологии поверхности Ферми, что позволяет говорить о квантовых фазовых переходах при x=0.15 и x=0.23. Вычисленная эволюция химпотенциала и скорости Ферми находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Современные достижения в развитии экспериментальных методик, особенно фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) и сканирующей туннельной микроскопии (STM), позволили детально изучить низкоэнергетические свойства ВТСП. Наиболее важными для выяснения влияния эффектов сильных электронных корреляций на свойства нормальной и сверхпроводящей фаз являются зависимости Ферми поверхности и дисперсии квазичастиц от концентрации дырок х [1]. Эволюция сдвига химпотенциала $\Delta \mu$ показывает пининг [2] при х<х_{орt}, где х_{орt}=0.15. Нодальная скорость Ферми v_F практически не зависит от допирования с экспериментальной погрешность в 20% [3], равно как и отношение эффективной и голой масс электрона $m^*/m = 3.8 \pm 2$ [4].

В данной работе проведено исследование свойств нормальной фазы однослойных ВТСП ртипа таких, как La_{2-x}Sr_xCuO₄ и Ca_{2-x}Na_xCuO₂Cl₂. Ранее нами был сформулирован метод LDA+GTB [5]. В применении к купратам он привел к формулировке эффективной низкоэнергетической модели с параметрами, вычисленными ab initio. Для р-типа эта модель является синглет-триплетной t-t'-t''-J* моделью. Однако, как было показано ранее [6], влияние триплета и синглет-триплетной гибридизации при x<0.7 на свойства фазы без дальнего магнитного порядка пренебрежимо мало. Поэтому можно ограничиться t-t'-t''-J* моделью, где * означает учет трехцентровых слагаемых, чья качественная и количественная роль при описании как сверхпроводящей, так и нормальной фаз была продемонстрирована в работах [7,8]. Параметры модели, полученные в LDA+GTB, равны (в эВ): t=0.93, t'=-0.12, t''=0.15, J=0.295, J'=0.003, J''=0.007.

Расчеты проводились в спин-жидкостной фазе в приближении, учитывающем статические кинематические K_n и спиновые C_n корреляционные функции за пределами Хаббард-I. Все корреляционные функции рассчитывались самосогласованно с явным учетом трехцентровых слагаемых по методике [9]. Результаты расчета представлены на Рис. 1. Индекс n нумерует векторы, соединяющие соседние узлы: n=1 – ближайшие соседи, n=2 – следующие за ближайшими, и т.д.



Рис. 1. Зависимость кинематических $K_n = \left\langle X_0^{\sigma 0} X_n^{0 \sigma} \right\rangle$ и спиновых $C_n = 2 \left\langle S_0^z S_n^z \right\rangle = \left\langle X_0^{\uparrow \downarrow} X_n^{\downarrow \uparrow} \right\rangle$ корреляторов от допирования.

Как видно, корреляторы K_n ведут себя очень необычным образом. При низком допировании, x<0.15, за счет сильных магнитных корреляций, перескоки на ближайшие и на следующие за ближайшими соседями подавлены, что приводит к малой величине $K_1 \equiv K_{(0,1)}$ и $K_2 \equiv K_{(1,1)}$, в то время как $K_3 \equiv K_{(0,2)}$ велико. Последняя величина способствует одномерному движению носителей, что может привести к формированию страйпов, наблюдаемых в экспериментах на недодопированных купратах ртипа. Затем, по мере увеличения концентрации выше х \approx 0.15, спиновые корреляторы становятся малы, и кинематический коррелятор ближайших соседей K_1 начинает возрастать. Переломный момент наступает при х \approx 0.23, когда система восстанавливает практически парамагнитное Ферми-жидкостное поведение – самым большим коррелятором становится K₁, спиновые корреляторы C_n и кинематический коррелятор K₃ сильно подавлены.

Таким образом, наблюдается две точки кроссовера – при х≈0.15 и х≈0.23, и поведение системы по разные стороны от этих точек существенно различается, хотя никакого фазового перехода с нарушением симметрии не происходит. Для выяснения природы возникновения кроссовера рассмотрим эволюцию Ферми поверхности (ФП) с допированием (Рис. 2). При низком допировании ФП представляет собой дырочные карманы в районе точек $(\pm \pi/2,\pm \pi/2)$. Затем эти карманы увеличиваются и при х=0.15 происходит слияние всех четырех карманов (слияние происходит по линии $(\pi, 0) - (\pi, \pi)$). Вплоть до х=0.23 двумерное сечение ФП топологически эквивалентно двум концентрическим окружностям, центральная из которых сжимается по направлению к точке (π,π) . После x=0.23 центральная окружность сжалась в точку и остается только одно сечение ФП дырочного типа.



Рис. 2. Эволюция Ферми поверхности с допированием.

Как видно, топология ФП существенно изменяется в зависимости от допирования, а именно при $x_1=0.15$ и $x_2=0.23$. Впервые «электронный переход» при изменении топологии ФП, или переход Лифшица, был описан в работе [10]. В настоящее время такие переходы относят к квантовым фазовым переходам с ко-размерностью=1 [11]. Естественно, при наблюдаемом нами изменении топологии ФП в точках квантового фазового перехода $x_1=x_{opt}=0.15$ и $x_2=0.23$ также происходит существенное изменение плотности состояний на уровне Ферми, что и приводит к кроссоверам в поведении спиновых и кинематических корреляторов.

Также нами были вычислены зависимости $\Delta \mu$, v_F и m^*/m (Рис. 3). Нодальная скорость Ферми и химпотенциал слабо зависят от допирования, что хорошо согласуется с экспериментом [2,3]. Эффективная масса *m* * возрастает в области очень малых х, что согласуется с ожидаемой тенденцией к локализации вблизи перехода металл-диэлектрик. Однако это возрастание не слишком велико и вся зависимость хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой слабой зависимостью от х [4].



Рис. 3. Зависимость от допирования сдвига химпотенциала $\Delta \mu$, нодальной скорости Ферми v_F , отношения эффективной и голой масс электрона m^*/m .

Авторы выражают благодарность Д.М. Дзебисашвили, В.В. Валькову и Н.М. Плакиде за обсуждение работы. Один из авторов (ММК) выражает благодарность за гостеприимство Max Planck Institute PKS, Dresden. Работа выполнена при поддержке INTAS YS 05-109-4891, Сибирского Отделения РАН (Лаврентьевский конкурс молодежных проектов), РФФИ гранта 06-02-16100, Программы ОФН РАН "Сильные электронные корреляции", Междисциплинарного Интеграционного проекта СО РАН-УрО РАН N.74.

1. K.M. Shen, F. Ronning, D. H. Lu et al., Science 307, 901 (2005).

2. N. Harima, J. Matsuno, A. Fujimori et al., Phys. Rev. B 64, 220507(R) (2001).

3. T. Yoshida, A. Lanzara, P. V. Bogdanov et al., Nature 423, 398 (2003).

4. W.J. Padilla, Y.S. Lee, M. Dumm et al., Phys. Rev. B 72, 060511(R) (2005).

5. M.M. Korshunov, V.A. Gavrichkov, S.G. Ovchinnikov et al., Phys. Rev. B 72, 165104 (2005).

6. M.M. Korshunov, S.G. Ovchinnikov, A.V. Sherman, Phys. Met. Metallogr. 100, S75 (2005).

7. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, Д.М. Дзебисашвили и др., Письма в ЖЭТФ 75, 450 (2002).

8. М.М. Коршунов, С.Г. Овчинников, А.В. Шерман, Письма в ЖЭТФ 80, 45 (2004).

9. В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили, ЖЭТФ 127, 686 (2005).

10. И.М. Лифшиц, ЖЭТФ 38, 1569 (1960).

11. G.E. Volovik, Acta Phys. Slov. 56, 49 (2006); cond-mat/0601372.

Спиновая кинетика, электрон-фононное взаимодействие и фазовое расслоение в ВТСП материалах

Кочелаев Б.И.

Казанский государственный университет, 420008, Казань

Экспериментальные исследования электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в системе La₂. _xSr_xCuO₄, активированной парамагнитными ионами Mn²⁺, с различным уровнем допирования электронными дырками 0<x<0.2 выявили сильный изотопический эффект скорости релаксации намагниченности плоскостей CuO₂ Было показано, что эта необычно быстрая релаксация обязана орбитальнорешеточному и обменному взаимодействиям dэлектронов ионов меди. В образцах с x<0.06 при температурах T<150 К помимо известного ЭПР сигнала [1,2] была обнаружена дополнительная ЭПР линия с весьма необычными свойствами [3]. Эта линия была отнесена к нано-размерным богатым дырками областям, появившимся в плоскостях CuO₂ в результате фазового расслоения при понижении температуры. Эволюция магнитных и кинетических свойств этих материалов рассмотрена на основе представлений о топологических возбуждений типа скирмионов, порождаемых как термически, так и допированием плоскостей CuO2 дырками [4]. Обсуждается возможная роль анизотропных упругих взаимодействий между дырочными элементарными возбуждениями в фазовом расслоении на области богатые и бедные дырками. Предложенные модели сопоставляются также с другими экспериментальными результатами.

Работа выполнена в сотрудничестве групп Цюрихского университета (Shengelaya A., Bruun M., Conder K., Keller H., Müller K.A.) и Казанского (Белов С.И., Инеев А.Д., Сафина А.М., Кочелаев Б.И) и поддержана грантами Швейцарского Научного Фонда.

- 1. Kochelaev B.I., Kan L., Elschner B., and Elschner S., Phys. Rev. B 49, 13106 (1994).
- Shengelaya A., Keller H., Müller K.A., Kochelaev B.I., and Conder K., Phys. Rev. B 63, 144513 (2001).
- Shengelaya A., Bruun M., Kochelayev B.I., Safina A., Conder K., Müller K.A., Phys. Rev. Lett. 93, 017001 (2004).
- Белов С.И., Инеев А.Д., Кочелаев Б.И., Письма в ЖЭТФ, 81, 478-480 (2005).

Высокотемпературная сверхпроводимость в купратах и вигнеровская решетка из электронных пар

Красинькова М.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН 194021. С.-Петербург

В развитие модели высокотемпературной сверхпроводимости [1,2,3], в которой сверхпроводимость осуществляется одномерными вигнеровскими решетками из электронных пар, предлагается рассмотреть подробнее важную роль в этом явлении ионов кислорода и их анизотропной электронной поляризуемости (симметричной и асимметричной) и оценить энергии ковалентного связывания между ионами, возникающего в результате этой поляризации.

Симметричная поляризация наблюдается непосредственно в слое CuO_2 , где каждый ион кислорода поляризуется двумя соседними ионами меди, что приводит к образованию локализованных одноэлектронных σ -связей (1е- σ) между ионами, усилению связи и уменьшению расстояния между ними. Эти связи образуются перекрыванием свободных гибридных (dsp³)_x или (dsp³)_y-состояний двух соседних ионов меди с занятым синглетной парой электронов одним 2p_x или 2p_y состоянием иона кислорода, причем связывающие электроны локализуются поляризацией. (Рис.1).



Рис.1. Образование (1е-о) связей при симметричной поляризации ионов кислорода. Стрелками указано направление спина электрона.

Образование (1е- σ) связей приводит к АФупорядочению катионов в недопированном материале, поскольку гибридные орбитали заполняются в соответствии с правилом Хунда. В соответствии с тем же правилом упорядочивается по спину и неспаренный е_g-электрон иона меди, занимающий (spd³)_z состояние. Таким образом, температура образования стационарных (не динамических) (1е- σ) связей оказывается одновременно и температурой Нееля. Поэтому из значения T_N = 500K для 1-2-3 можно оценить энергию (1е- σ) связей между ионами. Она равна ~43 мэВ.

Другим важным следствием (1е- σ) связывания и поляризации, соответственно, является орбитальное упорядочение всех ионов в слое CuO₂ (Puc.1).

Асимметричная поляризация тех же ионов кислорода в слое CuO₂ в направлении перпендикулярном слою обусловлена асимметрией заряда вокруг него. (В 1-2-3 с одной стороны слой Y^{3+} , а с другой - нейтральный слой BaO.). Результатом такой поляризации является возбуждение синглетных пар электронов ионов кислорода из состояния $2p_z$ в ближайшее по энергии гибридное $2p_z$ ·3s состояние с сохранением синглетности пар, т.е. асимметричная поляризация приводит к переходу электронной пары только в одно из двух гибридных $2p_z$ ·3s состояний иона кислорода (Рис.2).



Рис.2. Асимметричная поляризация иона O²⁻ с возбуждением электронной пары в (2p_z·3s) состояние и сохранением ее синглетности.

Оценка энергетической разницы между рассматриваемыми уровнями в приближении свободных атомов [4] дает значение в интервале 5-8 эВ, что меньше потенциала ионизации атома. Электронные пары образуются как в допированном так и в недопированном материале. В последнем они никак не проявляют себя, поскольку при наличии сильного кулоновского отталкивания между парами образуется локализованная 2D-вигнеровская решетка из пар, расположенная в пространстве между слоями CuO₂ и Y³⁺ (Puc.3^a).

Допирование приводит к искажению плоскоквадратичной координации ионов меди, появлению двух разных расстояний между ионами, изменению условий поляризации и образованию каждым ионом меди только двух (1е- σ) связей с двумя наиболее близко расположенными ионами кислорода с упорядочением связанных таким образом ионов в квази–1D цепочки (Рис.3б). Температуре образования стационарных (1е- σ) связей в таких цепочках можно сопоставить T* равную ~135К (для 1-2-3) и известную как температура открытия псевдощели в спектре электронных возбуждений. Из значения T* следует, что энергия (1е- σ) связей в цепочках равна ~12 мэВ.



а) 2D-вигнеровская решетка из электронных пар в недопированном материале. б) Разделение 2D-вигнеровской решетки на две подрешетки при допировании. Эллипсоиды, ориентированные вверх, соответствуют электронным состояниям подрешетки, расположенной между слоями CuO₂ и BaO. На обоих рисунках показаны только занятые парами электронные состояния.

Допирование способствует разделению 2Dвигнеровской решетки из электронных пар на две подрешетки, состоящие из набора 1D-вигнеровских решеток из пар, идущих параллельно друг другу (Рис.3⁶) и различающихся не только расположением (одна между слоями СиО2 и Y³⁺, а другая – CuO₂ и BaO), но и возможностью делокализации. Она существует для второй из упомянутых подрешеток, для которой сила кулоновского отталкивания от пар первой подрешетки компенсирует поляризующую силу. Кроме того, электронные состояния этой подрешетки могут перекрываться со свободными гибридными (dsp³)_z состояниями ионов Cu³⁺. *п*-перекрывание становится возможным при понижении температуры, и результатом его становится образование делокализованных π-орбиталей в пространстве между слоями CuO₂ и BaO, идущих вдоль цепочек ионов с (1е-о) связыванием.

Делокализация 1D –вигнеровских решеток означает появление сверхпроводимости и одновременно дополнительного к σ π -связывания между ионами. Поэтому температура делокализации является температурой перехода к сверхпроводимости и опредяется энергией π -связывания. Эта энергия, полученная из T_c равняется ~8 мэВ (для 1-2-3). Отметим, что соотношение между энергиями σ и π связывания между ионами, равное ~1,5, совпадает с соотношением для энергий обычных двухэлектронных связей между атомами.

Таким образом, сверхпроводимость в купратах связана с образованием дополнительного ковалентного σ и π -связывания между ионами, образующегося вследствие поляризации ионов кислорода. Сравнительно низкие значения энергий ковалентного связывания между ионами можно объяснить малой степенью перекрывания электронных состояний ионов, вызванной гофрированностью слоя CuO₂ при (dsp³)-гибридизации ионов меди, а также смещениями ионов меди при допировании.

Преимуществом данной модели, учитывающей поляризацию ионов кислорода, является возможность объяснения сосуществования сверхпроводимости и магнитного упорядочения, природы последнего, роли локальных искажений, природы орбитального упорядочения ионов, страйп-структуры электронной плотности, наличия T^{*}.

1. М.В Красинькова, Первая Международная конф. ФПС-2004, Сборник расширенных тезисов, 338 (2004)

- 2. М.В Красинькова, Письма в ЖТФ,23, 57 (1997).
- 3. М.В Красинькова, ЖТФ, 72, 30, (2002).
- 4. J.C.Slater, Phys. Rev. 98, 1039, (1955).

Элементарные возбуждения магнонного типа и спиновая кинетика в допированных слоистых высокотемпературных сверхпроводящих оксидах меди

Ларионов И.А.

Лаборатория магнитной радиоспектроскопии, Казанский госуниверситет, 420008 Казань, Россия

Исследуются эффекты, связанные с введением небольшого числа допированных дырок и тепловым затуханием элементарных возбуждений магнонного типа в магнитном отклике слоистых купратов. Показано, что используемое представление объясняет особенности мнимой части динамической спиновой восприимчивости наблюдаемые методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР).

Магнитные свойства квантового гейзенберговского антиферромагнетика на квадратной решетке продолжают оставаться в центре внимания в связи с эволюцией слоистых купратов при допировании из антиферромагнитного ($A\Phi$) изолятора в высокотемпературный сверхпроводник (BTCII). В частности, привлекают интерес эффекты, связанные с модернизацией спектра магнонов при введении небольшого числа допированных дырок и, если таковое описание применимо, к эффектам затухания таких возбуждений.

Гамильтониан *t*–*J* модели, принимаемой как минимальной при исследовании электронных свойств слоистых ВТСП купратов, имеет вид:

$$H = \sum_{ij\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma 0} X_j^{0\sigma} + J \sum_{i>j} \left(\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \frac{1}{4} n_i n_j \right),$$
(1)

где **S**_i операторы спина 1/2 на узле *i* и $X_i^{\sigma 0}$ - операторы Хаббарда рождения частиц со спином σ . Интегралы перескока t_{ij} между первыми соседями описывают движение частиц в двумерной решетке, а J = 0.12 эВ - константа суперобменного антиферромагнитного взаимодействия. В терминах операторов Хаббарда операторы спина и плотности n_i имеют вид: $S_i^{\sigma} = X_i^{\sigma \sigma}$, $S_i^z = \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \sigma X_i^{\sigma \sigma}$, $n_i = \sum_{\sigma} X_i^{\sigma \sigma}$, со стандартной нормировкой $X_i^{00} + X_i^{++} + X_i^{--} = 1$.

В настоящем сообщении при расчете релаксационной функции мы будем использовать метод проекционных операторов Мори [1]. Следует отметить, что марковское приближение (и используемое в настоящей работе его частный случай - трехполюсное приближение для релаксационной функции) корректно даже тогда, когда исследуемую систему не удается описать в терминах хорошо определяемых элементарных возбуждений (см., например,[2]). Применив преобразование Лапласа к релаксационной функции, можно сконструировать представление в виде бесконечной цепной дроби [1], которую Ловзи и Мезерве [3] (см. также [2]) оборвали на 3-м шаге:

$$R^{L}(\mathbf{k},s) = \int_{0}^{s} d\tau \ e^{-s\tau} R(\mathbf{k},\tau)$$

$$\approx 1/\{s + \Delta_{1\mathbf{k}}^{2} / [s + \Delta_{2\mathbf{k}}^{2} / (s + 1/\tau_{\mathbf{k}})]\},$$
(2)

и ввели характерное время $\tau_{\mathbf{k}} = \sqrt{2/(\pi \Delta_{2\mathbf{k}}^2)}$. Ими было показано, что используемое приближение удовлетворительно описывает при $\tau > \tau_{\mathbf{k}}$ динамику спинов в ферро- и антиферромагнетиках любой размерности в парамагнитной фазе. Величины $\Delta_{j\mathbf{k}}^2$ связаны с моментами релаксационной функции

$$\langle \omega_{\mathbf{k}}^{n} \rangle = \frac{1}{i^{n}} \left[\frac{d^{n} R(\mathbf{k}, \tau)}{d\tau^{n}} \right]_{\tau=0},$$
 (3)

следующим образом

$$\Delta_{1\mathbf{k}}^2 = \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle, \quad \Delta_{2\mathbf{k}}^2 = \frac{\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle}{\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle} - \langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle. \tag{4}$$

Процедура вывода аналитических выражений для второго $\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle = i \langle [\dot{S}_{\mathbf{k}}^z, S_{-\mathbf{k}}^z] \rangle / \chi(\mathbf{k})$ и четвертого $\langle \omega_{\mathbf{k}}^4 \rangle = i \langle [\ddot{S}_{\mathbf{k}}^z, \dot{S}_{-\mathbf{k}}^z] \rangle / \chi(\mathbf{k})$ моментов релаксационной функции приведена в [4]. Аналитическое выражение для *статической* спиновой восприимчивости возьмем из [5]:

$$\chi(\mathbf{k}) = \frac{4|c_1|}{Jg_{-}(g_{+} + \gamma_{\mathbf{k}})}, \qquad (5)$$

где $\gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2} (\cos k_x a + \cos k_y a)$, a=3.78 Å постоянная решетки, g_- параметр [5], $c_1 = \frac{1}{4} \sum_{\rho} \langle S_i^z S_{i+\rho}^z \rangle$ - спин-спиновая АФ корреляционная функция между первыми соседями, и величина g_+ связана с АФ корреляционной длиной ξ соотношением:

$$\frac{\xi}{a} = \frac{1}{2\sqrt{g_+ - 1}} \approx \frac{J\sqrt{g_-}}{k_B T} \exp(2\pi\rho_S / k_B T), \quad (6)$$

($\rho_{\rm S}$ – спиновая жесткость), где последнее, приближенное, выражение может быть получено при малых концентрациях носителей заряда (дырок) [5]. При описании корреляционной длины в слабо допированных образцах и при низких температурах, следуя [6], мы используем выражение

$$\xi_{eff}^{-1} = \xi_0^{-1} + \xi^{-1}, \tag{7}$$

для эффективной корреляционной длины ξ_{eff} , где $\xi_0 = a/(2x)$ и *x*- концентрация стронция (параметр допирования).

Скорость спин-решеточной релаксации на ядрах кислорода задается формулой

$$^{17}(1/T_1) = 2k_B T \sum_{\mathbf{q}} {}^{17} F(\mathbf{q})^2 \frac{\chi''(\mathbf{q},\omega)}{\omega}, \quad (8)$$

где ${}^{17}F(\mathbf{k})^2 = 2C^2(1+\gamma_k)$, константа сверхтонкого взаимодействия для ядер кислорода $C = 3.1 \times 10^{-7}$ эВ ($\approx 33 \text{ к} \Im/\mu_B$). При $\pi/2 < |(q_x, q_y)| < \pi$, мы принимаем лорентцеву форму для мнимой части динамической спиновой восприимчивости:

$$\chi''(\mathbf{q},\omega) = \chi(\mathbf{q}) \left(\frac{\omega \Gamma_{\mathbf{q}}}{[\omega - \omega_{\mathbf{q}}^{sw}]^2 + \Gamma_{\mathbf{q}}^2} + \frac{\omega \Gamma_{\mathbf{q}}}{[\omega + \omega_{\mathbf{q}}^{sw}]^2 + \Gamma_{\mathbf{q}}^2} \right) (9)$$

Известно, что релаксационная функция может быть определена в терминах спиновых волн [2], а дисперсию элементарных возбуждений магнонного типа можно вычислить, используя соотношение

$$\omega_{\mathbf{k}}^{sw} = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\infty} d\omega \ \omega \operatorname{Re}[R^{L}(\mathbf{k}, i\omega)] \qquad (10)$$

И

$$\Gamma_{\mathbf{k}} = \Gamma_{renorm} \eta_{\mathbf{k}} = \Gamma_{renorm} \sqrt{\langle \omega_{\mathbf{k}}^2 \rangle - (\omega_{\mathbf{k}}^{sw})^2} \quad (11)$$

затухание таких возбуждений. Этими выражениями мы будем пользоваться и для случая допированной системы.



Рис. 1. Температурные зависимости скорости спин-решеточной релаксации на плоскостных ядрах кислорода $^{17}(1/T_1)$ (экспериментальные данные: Δ для x = 0.025 и \Box для x = 0.035 из [8]) полученные из наилучшего согласия с экспериментальными данными [7] с использованием формулы (19) с варьируемым параметром Γ_{renorm} и сглаженные (закрашенные символы). Сплошные линии – ориентир. Точечной линией показан вклад в $^{17}(1/T_1)$ от волновых векторов **q** в окрестности точки (π , π) при x = 0.035. На вставке показаны извлеченные значения параметра Γ_{renorm} как функции температуры. Температурная зависимость Γ_{renorm} вяляется пибо полиномом 3-го порядка (но *не* является простой кубической зависимостью, т.е. (T/J)³), либо экспоненциальной.

Вклад от малых волновых векторов

$$^{\alpha}(1/T_{1})_{Diff} = \frac{^{\alpha}F(0)^{2}k_{B}Ta^{2}\chi_{S}}{\pi\hbar D}\Lambda \qquad (12)$$

(спиновой диффузии), учитывался так, как описано в [4,8], где $\chi_{\rm S} = \chi(0), D \approx 2.6J$ - коэффициент спиновой диффузии и $\Lambda \sim \ln(1/q_0^2) \sim \ln(const \cdot J/\omega)$. Численные значения Λ как функции частоты: $\Lambda(52 \text{ MHz}) = 2.44$ и $\Lambda(81.4 \text{ MHz}) = 2.37$. Рассчитанные значения остальных параметров при допировании стронцием x = 0.035 таковы: $c_1 = -0.115$, g = 4.06, $2\pi\rho_S/J = 0.35$.

На рисунке показана скорость спин-решеточной релаксации на ядрах кислорода, где Γ_{renorm} , зависящий от температуры параметр, определяется из наилучшего согласия с экспериментом.

Извлеченные таким образом величины Г_{гепотт} растут либо экспоненциально с увеличением температуры, либо задаются полиномом 3-й степени. Полученные [10,11] для чистого АФ (без допирования) температурные зависимости Г имеют вид $\Gamma \sim (T/J)^{\beta}$, где $\beta \approx 2.5 \div 3$. Вместе с тем, следует отметить наш вывод, что в пределе Т \rightarrow 0, Γ_{renorm} остается конечной при х>0. Таким образом, наш результат согласуется с выводом [7], что ${}^{17}(1/T_1T)$ ведет себя подобно обратной величине АФ корреляционной длины ξ_{eff}^{-l} . Это согласуется с концепцией почти АФ Ферми жидкости (см., например, [9]) об определяющей роли корреляционной длины в температурной и концентрационной зависимости $^{17,63}(1/T_1)$. Однако полученные результаты свидетельствуют о преобладающем вкладе спиновой диффузии в 7(1/T₁T) при низких температурах. Вывод [7] об отсутствии вклада спиновой диффузии в $17(1/T_1T)$ исходя из неизменности величины $17(1/T_1T)$, в пределах экспериментальной ошибки по данным ЯМР, при варьировании магнитного поля с 9 до 14 Тесла (что соответствует частотам 52 MHz и 81.4 MHz) представляется нам необоснованным ввиду слабой зависимости (1/T1)Diff от частоты, что в свою очередь является следствием гигантской величины суперобменного АФ взаимодействия Ј.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) грант № 06-02-17197-а.

1. H. Mori, Prog. Theor. 34, 399 (1965).

2. U. Balucani, M. H. Lee, and V. Tognetti, Phys. Rep. **373**, 409 (2003).

3. S.W. Lovesey and R.A. Meserve, J. Phys. C 6, 79 (1973).

4. I. A. Larionov, Phys. Rev. B **69**, 214525 (2004); cond-mat/0401514 (xxx.lanl.gov).

5. A.Yu. Zavidonov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B 58, 12486 (1998).

6. A.Yu. Zavidonov, I.A. Larionov and D. Brinkmann, Phys. Rev. B **61**, 15462 (2000).

7. K. R. Thurber, A. W. Hunt, T. Imai, F. C. Chou, and Y. S. Lee, Phys. Rev. Lett. **79**, 171 (1997).

8. И. А. Ларионов, ЖЭТФ **127**, 1123 (2005).

9. Y. Zha, V. Barzykin, and D. Pines, Phys. Rev. B 54, 7561 (1996).

10. P. Kopietz, Phys. Rev. B 41, 9228 (1990).

S. Tyc and B.I. Halperin, Phys. Rev. B 42, 2096 (1990).

Резонансное движение сегнетоэлектрического микродоменного полярона в ВТСП

Лыках В.А.

НТУ «Харьковский Политехнический Институт», Харьков 61002, Украина

Сыркин Е.С.

Физико-технический Институт Низких Температур им. Б.И. Веркина, Харьков 61102, Украина

В работе рассмотрена модель сегнетоэлектрического микродоменного (СЭМД) полярона в *YbaCuO*. Показано, что реализация резонансного режима для диполей и дырки внутри микродоменного полярона может быть ответственна как за появление дополнительной ветви при движении вдоль цепочек с большим квазиимпульсом так и за существование аномально широкой седловой точки в законе дисперсии носителя.

Характер проводимости в ВТСП материалах изменяется от металлического (сверхпроводящего) до полупроводникового и диэлектрического в зависимости от содержания кислорода и примесей. ВТСП материалы имеют структурно неустойчивые слои. Так, $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ содержит кислород в двух положениях в *СиО* цепочках [1]. В *a-b* плоскости наблюдается сильная анизотропия как нормальной проводимости так и Бозе-конденсата [2,3].

Предложенная в [4] модель полярона устанавливает корреляцию между сегнетоэлектрической (СЭ) аномалией в УВаСиО и температурной зависимостью величины смещения **R** ионов кислорода из симметричных положений в СиО цепочках, наблюдаемыми в эксперименте [1]. Смещение ионов создает электрический дипольный момент $d = q^* R$, где q=2e - заряд иона кислорода. Возможно антисегнетоэлектрическое (АСЭ) упорядочение диполей [4], которое соответствует зигзагообразному упорядочению кислорода в цепочках [1]. В работе [4] рассматривается дырка в цепочках УВаСиО, которая ведет к искажению кристаллической решетки. Выделяется наибольшая часть решеточного искажения вокруг дырки, а именно сегнетоэлектрический микродомен (СЭМД), переполяризация диполей из АСЭ в СЭ фазу возникает под воздействием локального электрического поля дырки. Каждая дырка имеет в своем окружении два СЭМД (см. рис.1а). Каждый СЭМД состоит из отдельных (1-5) не взаимодействующих рядов переполяризованных диполей. В [4] предложена также процедура минимизации энергии для взаимодействующих дырки и диполей, самосогласование волновой функции и потенциала автолокализации. Энергия полярона и размеры СЭМД найдены при континуальном изменением смещения кислорода цепочки. Вычисленные значения размеров СЭМД согласуются с экспериментальными [5]. Показано, что радиус СЭМД полярона изменяется от одной до нескольких постоянных решетки. Форма потенциала автолокализации дырки найдена в модели Изинга. Потенциал автолокализации приводит к сильной анизотропии волновой функции дырки. СЭМД полярон растет с уменьшением смещения ионов кислорода при понижении температуры. Скачкообразный рост СЭМД полярона идет путем переполяризации 1-2 дипольных рядов по 2-3 диполя, изменение энергии СЭМД при этом сопровождается переходом носителя между цепочками и плоскостями [4].



Рис. 1. а) Сегнетоэлектрический микродоменный полярон, в плоскости цепочек показаны диполи, переполяризованные в СЭ фазу. Узлы локализации дырки помечены ++. b) Потенциал автолокализации дырки. c) Сечения потенциала автолокализации вдоль цепочки в прямоугольной аппроксимации. Стрелки указывают переходы между основными (нижняя) и резонансными (верхняя) состояниями.

Перемещения СЭМД полярона не может осуществиться никаким иным способом кроме дискретного изменения размеров микродомена. Динамика СЭМД полярона при скачкооблазной переполяризации дипольных рядов под воздействием тепловых флуктуации была исследована в работе [6]. Оценка относительных вероятностей переходов между конфигурациями микродомена при движении приводит к следующим вкладам диполей в эффективную массу полярона: $m_b < m_a < <m_c$ (индексы соответствуют осям решетки). Возможно резонансное перемещение СЭМД полярона вдоль цепочек при обмене возбуждениями между границами домена [6].

Цель данного сообщения состоит в том, чтобы рассмотреть влияние дискретных изменений микродомена на состояния дырки и динамику полярона вдоль цепочек, показать, что совместная реализация резонансных режимовов для дипольной и дырочной частей СЭМД полярона может быть ответствена за существование аномально широких и плоских седловых точек в законе дисперсии носителя.

РЕЗОНАНСНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДЫРКИ

При движении полярона, описанном в работах [4,6] изменение микродомена может идти только за счет скачков между конфигурациями с четным и нечетным числом рядов (с 2 и 3, или 3 и 4 (см. рис.1а), или 4 и 5 дипольными рядами в зависимости от температуры). На Рис. 1b приведен нормированный потенциал автолокализации U_{dip.} На Рис.1с изображено сечение того же потенциала вдоль цепочки (координата r). В случае нерезонансных изменений микродомена можно принять, что время между измениями СЭМД, t_{MD} превышает время жизни дырки t_h в возбужденном состоянии: $t_{MD} >> t_h$. Тогда дырка эволюционирует между основными состояниями внутри СЭМД. Представляет интерес рассмотреть резонансное движение полярона, которое реализуется в случае колебания СЭМД конфигурации с периодом $T \ll t_h$.

Уравнение Шредингера для дырки может быть записано как

 $i\hbar \partial \Psi(r, t) / \partial t = H(r, t) \Psi(r, t);$ (1)

где Гамильтониан периодичен во времени: $H(r,t)=H(r,t+T)=U_{dip}(r,t)$. Согласно теореме Флоке, существуют решения уравнения (1) вида:

$$\Psi(r, t) = exp (-i \ \omega_F t) \ \psi(r, t);$$

$$E_F = \hbar \ \omega_F = \hbar \ (\omega_F + 2 \ \pi/T);$$
(2)

где E_F - квазиэнергия и $\psi(r,t)$ – мода Флоке, удовлетворяющая условию $\psi(r,t)=\psi(r,t+T)$. В рассматриваемом случае нельзя использовать теорию возмущений. Рассмотрим антиадиабатический предел: $U_{dip}(r,t)=U_A(r)$ и $\psi(r,t)=\psi_A(r,t)$ для $0 < t < t_1$ или $U_{dip}(r,t)=U_B(r)$ и $\psi(r,t)=\psi_B(r,t)$ для $t_1 < t < T$. Здесь $\psi_A(r,t)=\sum A_n\psi_{An}(r)exp(-i\omega_{An}t);$ $\omega_{An}=E_{An}/\hbar$, где A_n - амплитуда на уровне *n* для невозмущенного

где A_n - амплитуда на уровне *n* для невозмущенного потенциала $U_A(r)$ с полным ортонормированным набором собственных функций $\psi_{An}(r)$. Аналогичные уравнения и для *B*-состояния СЭМД. Волновая функция континуальна в зависимости от времени и удовлетворяет уравнению Флоке:

 $\psi(r, t_1-0) = \psi(r, t_1+0);$

$$\psi(r, +0) = \psi(r, -0+T) \exp(-i\omega_F T).$$
 (3)
После подстановки $\psi_A(r,t), \psi_B(r,t)$ получаем
 $A = \sum C - B \exp(-i\omega_F t); \omega_B = \omega_B \omega_F$

 $A_n = \sum G_{nk} B_k \exp(-i\omega_{nk}t_l); \ \omega_{nk} = \omega_{Bk} - \omega_{An};$

 $A_n = \sum G_{nk} B_k \exp(-i\omega_{Fk}T); \ \omega_{Fk} = \omega_{Bk} - \omega_{F};$ (4) При удовлетворении условия резонанса: $\omega_{n0k0} = \omega_{Bk0} - \omega_{An0} = (E_{Bk0} - E_{An0}) / \hbar = 0;$ $\omega_{Fk0} = \omega_{Bk0} - \omega_{F} = (E_{Bk0} - E_{F}) / \hbar = 0;$ $G_{n0k0} = \langle \psi_{An0}(r,t) | \psi_{Bk0}(r,t) \rangle \neq 0;$ (5) Для резонансных амплитуд выполняется соотноше-

ние $A_{n0} = G_{n0k0} B_{k0}$. Вне резонанса среднее значение по временным осцилляциям дает малые амплитуды: $A_n \rightarrow 0$; $B_k \rightarrow 0$; все уровни в A и B состояниях хаотично заполняются и амплитуда нерезонансного перемещения дырки $\langle \psi_{An}(r,t) | \psi_{Bk}(r,t) \rangle$ намного меньше. Так, для потенциала на рис.1с можно вычислить $G_{nk} \rightarrow 0$ за исключением резонансного случая, когда $G_{n0k0} \rightarrow 0.75$ при $n_0 = 4$ и $k_0 = 3$. Следовательно, вероятность $|\langle \psi_{An}(r,t) | \psi_{Bk}(r,t) \rangle|^2$ перемещения дырки между различными конфигурациями микродомена демонстрирует возможность движе-



ния дырки между возбужденными резонансными уровнями и значительно меньшие вероятности без резонанса.

Рис. 2. Схема образования плоских седловых точек при резонансном движении сегнетоэлектрического микродоменного полярона.

Совместная реализация резонансных режимов для дипольной и дырочной частей СЭМД полярона может быть ответствена за существование аномально широких и плоских седловых точек в законе дисперсии носителя [8]. При превышении порогового квазиимпульса, дырка переходит на верхние уровни (рис.1с), сливающиеся в чрезвычайно узкую зону (рис.2). Эта зона имеет намного большие вероятности перемещения СЭМД полярона и намного большую эффективную массу.

1. M. Francois et al, Solid St. Comm. 66, 1117 (1988).

2. Z. Schlesinger et al, Phys. Rev. Lett. 65, 801 (1990).

3. J. L. Tallon et al , Ibid. 74, 1008 (1995)

4. V. A. Lykah, Ferroelectrics. 233, 279 (1999)

5. O. Egami et al, Phys. C235-240, 1229 (1994).

6. В. А. Лыках, ФНТ. 22, 651 (1996).

7. M. Grifoni, P. Hunggi, Phys.Reports, 304, 229 (1998)

8. K. Gofron et al, Phys. Rev. Lett. 73, 3302 (1994)

Энергия образования куперовских пар с ненулевым суммарным импульсом при dтипе спаривания. Слоистые купраты.

Любин И.Е., Еремин М.В.

Казанский Государственный университет, Казань 420008, Россия

Рассчитана энергия образования куперовских пар с ненулевым суммарным импульсом для случая d-волновой симметрии сверхпроводящей щели в слоистых купратах. Параметры зоны проводимости и форма Ферми поверхности взяты согласно имеющимся экспериментальным данным по фотоэмиссии и неупругому рассеянию нейтронов.

Расчет энергии связи куперовских пар при ненулевом суммарном импульсе в случае фононного механизма спаривания обсуждался самим Купером в его «пионерской» работе [1] и наиболее подробно сравнительно недавно в работе испанской группы [2]. Там было найдено, что $\Delta(q)=\Delta(0)$ -сq, то есть энергия куперовских пар линейно зависит от суммарного импульса. Константа с положительна и довольно велика. По мере движения куперовские пары быстро распадаются и в этом их разительное отличие от бозонов.

В данной работе вместо одной изолированной пары (задача Купера) мы сразу рассмотрим более строгий вариант теории, предложенный БКШ.

Уравнение на сверхпроводящую щель в общем случае выглядит следующим образом:

$$\Delta(k,q) = \frac{1}{N} \sum_{k'} J(k-k') \frac{\Delta(k',q) \left[f(E_{2k'q}) - f(E_{1k'q}) \right]}{E_{1k'q} - E_{2k'q}} . (1)$$

Здесь $f(E) = 1/(1 + \exp(E/k_BT)) - функция Ферми, q$ – суммарный импульс куперовской пары, k – относительный импульс квазичастиц в паре. Энергии квазичастиц боголюбовсого типа определяются выражениями:

$$\begin{split} E_{1kq} &= \frac{1}{2} \Big(\varepsilon_k - \varepsilon_{-k+q} \Big) + \frac{1}{2} \sqrt{ \Big(\varepsilon_k + \varepsilon_{-k+q} - 2\mu \Big)^2 + 4 \big| \Delta(k,q) \big|^2 } \\ E_{2kq} &= \frac{1}{2} \Big(\varepsilon_k - \varepsilon_{-k+q} \Big) - \frac{1}{2} \sqrt{ \Big(\varepsilon_k + \varepsilon_{-k+q} - 2\mu \Big)^2 + 4 \big| \Delta(k,q) \big|^2 } \end{split}$$

Применительно к купратам закон дисперсии квазичастиц в зоне проводимости описываем в приближении сильной связи:

$$\varepsilon_k = 2t_1 \left(\cos k_x a + \cos k_y a \right) + 4t_2 \cos k_x a \cos k_y a + \dots,$$

где значения параметров интегралов перескока t_1 , t_2 ... и химического потенциала μ берем в соответствии с данными экспериментов по фотоэмиссии [3]. Фурье образ потенциала спаривания при учете лишь ближайших соседей в слое CuO_2 имеет вид:

$$J(k-k') = 2J_1[\cos(k_x - k'_x)a + \cos(k_y - k'_y)a)] =$$

= 2J_1 cos k_x a cos k'_x a + ...

где в качестве параметра J_1 может выступать, например, параметр суперобменного взаимодействия $J_1 \approx 100 \text{ meV}$.

Если предположить, что куперовские пары сформированы таким короткодействующим потенциалом, тогда решение уравнения (1) может быть записано в следующем виде

$$\Delta(k,q) = \Delta_x(q) \cos k_x a + \Delta_y(q) \cos k_y a + + \Omega_x(q) \sin k_x a + \Omega_y(q) \sin k_y a \qquad (2)$$

Вообще эта форма верна для любого короткодействующего взаимодействия. Характер решений для куперовских пар с нулевым суммарным импульсом q=0 был описан ранее в ряде работ (см. например [4]).

Уравнение (2) относится к классу интегральных уравнений сепарабельного типа.

После подстановки (2) в уравнение (1) получается система уравнений:

$$\begin{split} \Delta_{x}(q) &= \frac{2J_{1}}{N} \sum_{k'} \Big[f(E_{2k'q}) - f(E_{1k'q}) \Big] \frac{\Delta(k',q) \cos k'_{x}}{(E_{1k'q} - E_{2k'q})} \\ \Delta_{y}(q) &= \frac{2J_{1}}{N} \sum_{k'} \Big[f(E_{2k'q}) - f(E_{1k'q}) \Big] \frac{\Delta(k',q) \cos k'_{y}}{(E_{1k'q} - E_{2k'q})} \\ \Omega_{x}(q) &= \frac{2J_{1}}{N} \sum_{k'} \Big[f(E_{2k'q}) - f(E_{1k'q}) \Big] \frac{\Delta(k',q) \sin k'_{x}}{(E_{1k'q} - E_{2k'q})} \\ \Omega_{y}(q) &= \frac{2J_{1}}{N} \sum_{k'} \Big[f(E_{2k'q}) - f(E_{1k'q}) \Big] \frac{\Delta(k',q) \sin k'_{y}}{(E_{1k'q} - E_{2k'q})} \end{split}$$



Рис. 1. Зависимости Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y от суммарного импульса qвдоль оси $q_x = q_y$ при T = 1K.



Рис. 2. Зависимости Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y от суммарного импульса q вдоль оси q_x (q_y = θ)при T=1K.



Рис. 3. Зависимости Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y от суммарного импульса q вдоль оси q_y ($q_x=0$)при T=IK.

Система интегралных уравнений решалась численно методом последовательных итераций. Часть наших результатов для величин $\Delta_x(q)$, $\Delta_y(q)$, $\Omega_x(q)$ и $\Omega_y(q)$ вдоль различных линий на q_x , q_y плоскости приведены на рис. 1-4.



Рис. 4. Зависимости Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y от температуры при q=0.

Графическая зависимость энергии связи куперовских пар от суммарного импульса q (при $q_x=q_y$) представлена на рис. 1 при T=1K. Зависимости Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y при изменении суммарного импульса пары вдоль осей q_x и q_y приведены на рис. 2 и 3. Как видно из этих графиков зависимость энергии куперовских пар от суммарного импульса при d- типе спаривания существенно отличается от случая фононного спаривания. В отличие от линейной зависимости, найденной Купером, сейчас при малых q зависимость в первом приближении является параболической.

Все четыре параметра Δ_x , Δ_y , Ω_x , Ω_y имеют одну и туже критическую температуру. В силу симметрии задачи только два из них, конечно, являются независимыми. График 4 дает представление о характере изменения параметров связи по мере изменения температуры.

Работа выполнена при частичной поддержке Swiss National Science Foundation, Grant № IB7420-110784 и программы РФФИ, грант № 06-0217197-а

1. L. N. Cooper, Phys. Rev. 104, 1189 (1956).

2. M. Casas et al., Physica C 295, 93 (1998).

3. M. R. Norman, Phys. Rev. B 63, 92509, (2001).

4. М. В. Ерёмин, И. А. Ларионов, Письма в ЖЭТФ, 62, 192 (1995).

Природа ВТСП в купратах: модель с частичной диэлектризацией спектра

Мазов Л.С.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603600 Россия

Показано, что механизм высокотемпературной сверхпроводимости (СП) ((е-е)-спаривание) в купратах обусловлен частичной диэлектризацией (Д) ((е-h)-спаривание) электронного спектра $(T_{\pi} > T_{c})$. Причем специфические (аномальные

с точки зрения НТСП-анализа) особенности в проявлении СП свойств в (СП+Д)-фазе таких систем были выявлены еще в монографии [1], за 10 лет до открытия купратных ВТСП-систем. 1. Рассмотрим поведение системы как с (е-е)-, так и с (е-h)-спариванием, в которой могут сосуществовать СП- и Д-параметры порядка. Гамильтониан такой системы может быть записан в виде [1,2]

$$H = H_i + H_{ii} + H_{12} , \qquad (1)$$

где H_i и H_{ii} описывают внутризонные и межзонные взаимодействия, соответственно, а H_{12} соответствует межзонному взаимодействию электронов со статической деформацией $u(\vec{x})$ кристаллической решетки. Использование метода температурных функций Грина позволяет записать матричное уравнение для рассматриваемой системы в виде

$$A(\Delta_{ii}, \Sigma, \xi_i, \omega_n) \times B(G_{ii}, F_{ii}) = colon (1,0,0,0), \quad (2)$$

 G_{ii}, F_{ii} - функции Грина, $\Delta_{ij} = g_{ij}F_{ij}(x, x),$ где Σ = $\tilde{g}_{21}G_{21}(x,x); \xi_i(p) = \mu \pm (p^2/2m - \varepsilon_F), \mu$ - смещение уровня Ферми (УФ) в каждой из зон, вызванное легированием; $\omega_n = \pi T(2n+1)$, n – целое число; $g_{11}, g_{22} < 0$ ((*e-e*)-притяжение) – константы внутризонного взаимодействия, входящие в H_{ii} и отвечающие за электрон-фононное (e-ph) и за кулоновское (ослабленное за счет фактора $\ln(\varepsilon_F / \omega_D))$ взаимодействие; $g_{21}(<0)$ - аналогичная константа межзонного взаимодействия, входящая в H_{ij} в (1); $\widetilde{g}_{21} = g_{21} + 2(g_{12}^{e-ph})^2 / \omega_D > 0$ - константа, ответственная за (e-h)-спаривание, g_{12}^{e-ph} - константа взаимо-

действия, входящая в H_{12} (см. (1)).

Определитель системы (2) может быть записан в виде

$$Det = (\omega_n^2 + \omega_+^2)(\omega_n^2 + \omega_-^2),$$
(3)

где _{*O*₊} - энергия элементарных возбуждений (рис.1) в смешанной фазе

$$\omega_{\pm}^{2} = (\varepsilon \pm \widetilde{\mu})^{2} + \widetilde{\Delta}^{2} \quad , \quad \varepsilon^{2} = \xi^{2} + \widetilde{\Sigma}^{2}$$
 (4)

2. Решение (2), соответствующее СП-щели в (СП+Д)-фазе (сосуществование (е-е)- и (е-h)спариваний) задается выражением

$$\widetilde{\Delta} = 4\widetilde{n}^2 \exp(-\widetilde{n}\beta^* / (\Sigma_0 - \widetilde{n})) / \Sigma_0$$
(3)

$$\beta^* = \beta_0 / (1 - \beta_0 \lambda_{21} \Sigma_0 (\Sigma_0 - 2\widetilde{n}) / (\Sigma_0 - \widetilde{n})^2, \qquad (4)$$

где Σ_0 - диэлектрическая щель в отсутствие легиро-



Рис. 1. Схематические электронные спектры фазы сосуществования СП- и Д- спариваний [1].

вания; $\tilde{n} = \delta n / 4N(0)$, δn - разность концентраций электронов и дырок, N(0) – плотность состояний вблизи УФ; $\beta_0 = \ln(\Sigma_0 / \Delta_0) > 0$, Δ_0 - СП-щель без диэлектрического спаривания; $\lambda_{21} = g_{21} N(0)$.

3. Полученное решение позволило в [1] выявить специфические особенности в проявлении СП свойств в (СП+Д)-фазе (а следовательно и особенности нормального состояния) таких систем:

а) в рассматриваемых системах ...с понижением Т сначала происходит структурный (диэлектриче-<u>ский)</u> переход при $T = T_p \cdot C$ (дальнейшим) понижением Т увеличивается величина диэлектрической <u>щели</u> Σ . <u>При</u> $T = T_c$, ..., <u>параметр</u> Δ <u>становится</u> отличным от нуля и растет с уменьшением Т, в то время как параметр Σ при этом начинает падать [1]



Рис. 2. Т-зависимость СП и Д параметров порядка (схема)

(ср. рис.1 и 2). Именно такая картина была получена в ВТСП-системах, например, в СТМэкспериментах на монокристалле Bi2212 [4] (см. рис.3), где в качестве диэлектрической щели выступает псевдощель PG (имеющая согласно [5] ВСП/ВЗП-природу).



Рис.3. СТМ-спектр для ВТСП-монокристалла Ві2212 [4].

б) поскольку в (СП+Д)-фазе электронный спектр содержит и СП- и Д-щели (вообще говоря с разной *симметрией, см., напр., [5]*) (рис.1 и 2), то этот факт необходимо учитывать при интерпретации экспериментов по пороговым явлениям (инфракрасное поглощение, релаксация ядерного спина, поглощение гиперзвука, туннельные эксперименты) в (СП+Д)-фазе [1]. Это замечание действительно согласуется с СТМ-экспериментами в ВТСПсистемах [4] (см.рис.3). Более того, такое же предупреждение может быть сейчас отнесено и к ARPESизмерениям в ВТСП-системах, где неучет присутствия двух параметров порядка в системе, имеющих разную (например, "s" для СП-щели и "d" для Д-щели) симметрию может приводить к выводу о *d*-симметрии СП-щели, а не суммарной энергетической (СП+ВСП)- щели, в действительности измеряемой на эксперименте (см., напр., [5]).

в) как функция \tilde{n} <u>СП-щель</u> (см. (3)) (а также T_c) имеет максимум, обусловленный конкуренцией роста плотности состояний в результате *e*-*h* спаривания на краях Д-щели и уменьшением энергетического интервала вблизи УФ, где имеются электроны, как результат образования щели Σ [1]. Такой вывод



Рис.4. Схематическая фазовая диаграмма LSCO (см.[6]). согласуется и с формулой, полученной в [3]

 $T_c = 1.14 < \omega >^{1/2} (\nu / \Sigma) \exp(-(\nu / \Sigma) / \lambda N(0)).$ (5) Причем в максимуме температура T_c СП перехода может быть существенно выше T_{c0} в отсутствие диэлектрического (*e*-*h*)-спаривания.

$$(T_c / T_{c0})_{\text{max}} = 4 \exp \beta_0 / e \beta_0 \tag{6}$$

Как видно из рис.4, зависимость T_c от степени допирования p в купратных СП (LSCO) имеет именно такой характер с максимумом при p = 0,165 [6]. г) <u>в (СП+Д)-фазе из-за влияния на величины Σ и T_p рассеяния и на *немагнитной примеси* это рассеяние будет влиять и на величины Δ и T_c , <u>поскольку имеется сильная корреляция последних с Σ и T_p [1].</u></u>

Этот эффект распаривания (e-h)-пар немагнитной примесью объясняет как сильное подавление T_c (в



отличие от НТСП), так и уменьшение величины Дщели (ВСП/ВЗП-щели [5]) в ВТСП-системах с рос-

Рис. 5. Зависимость ширины PG-щели от концентрации

магнитных и немагнитных примесей в ВТСП [7].

том концентрации примеси (Zn), рис.5. В случае магнитной примеси (Ni), наоборот имеет место рост величины Д-щели (ВСП/ВЗП-щели), рис.5, вследствие вовлечения примеси в ВСП-структуру [5] и ее поляризации ВСП, что приводит к эффекту обменного усиления ВСП, известному для антиферромагнитных систем с итинерантными электронами [5].

4. Приведенные примеры показывают, что модель СП с частичной диэлектризацией электронного спектра [1] естественным образом объясняет так называемые «аномальные» свойства ВТСП-систем.

ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница), М.: Наука, 1977. – 400 с. 2. А.И.Русинов, До Чан Кат, Ю.В.Копаев, ЖЭТФ **65**, 1984, 1973.

А.И.Г.Усинов, до чан кат, ю.в. копась, жэто о
 Ю.В.Копаев, Р.Х.Тимеров, ЖЭТФ 63, 290, 1972.

4. Ch.Renner et al., Phys.Rev.Lett. 80, 149, 1998.

5. L.S.Mazov, J. Supercond. 18, 113, 2005; see, also in: Symmetry and Heterogeneity in HTSC (NATO Sci. Ser.II, Springer-Verlag, Berlin, 2006) 214, p.217-228.

6. T.Schneider, cond-mat/0308595 (preprint), 2003.

7. A.V.Pimenov et al. Phys.Rev.Lett. 94, 227003, 2003.

^{1.} Проблема высокотемпературной сверхпрово-димости (под

Перспективы изучения сверхпроводящих корреляций при Т>300 К

Митин А.В.

Институт Физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Многократное расширение температурного диапазона проявлений псевдощелевых аномалий (PGA) с уменьшением концентрации дырочных возбуждений в купратах, по-видимому, обусловлено формированием в образцах бозонных страйпов, самые узкие из которых согласно расчетам [1] способны выдержать нагрев до 1200 К. Предпринятая недавно экспериментальная проверка расчетов [1] показала, что в образцах YBa₂Cu₃O₆₊₆ с б≤0,3 процессы формирования таких страйпов, как и ожидалось, проявляются в виде максимумов при $T_{cn}^{*}(\delta) \leq 1200$ К на кривых электросопротивления [2]. Координаты этих максимумов на плоскости б и Т вместе с определенными разными методами температурами T* проявлений PGA в образцах YBa₂Cu₃O_{6+δ} с δ≥0,3 хорошо укладываются на предсказанную T^{*}_{сη}(δ)-диаграмму [2]. Сфера применимости этой диаграммы, как будет показано в докладе, не ограничивается соединением YBa2Cu3O6+6, и она может служить в качестве "маршрутной карты" при выборе ориентиров в изучении механизмов сверхпроводящих корреляций не только в купратах, но и в других оксидах.

За два десятилетия, минувших со времени опубликования исторической работы Беднорца и Мюллера [3], авторам многочисленных теорий так и не удалось прийти к консенсусу в объяснении природы высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), особенно когда затрагиваются интригующие вопросы ее предполагаемых связей с псевдощелевыми аномалиями (PGA). Беспрецедентные усилия, нацеленные на выяснение генезиса проявлений PGA, получили зримое воплощение в труднообозримом каталоге опубликованных сценариев и их модифицированных версий, среди которых выделяются две большие группы. В одной группе доминирующая роль отводится диэлектрическим корреляциям, тогда как во второй делается ставка на сверхпроводящие корреляции (SC).

В последние годы наиболее высокий рейтинг доверия как у экспериментаторов, так и теоретиков начинают завоевывать сценарии второй группы [4, 5]. Причем, если раньше приверженцы SC довольствовались услугами термодинамических флуктуаций или предварительно сформированных пар, то при анализе проявлений PGA на уровне современных представлений все настойчивее выдвигаются аргументы о ключевой роли сверхпроводящих доменов [6]. Фактически, мотивация работ [4–6] подразумевает более детальное обоснование полученного на раннем витке исследований ВТСП вывода о том, что наблюдаемое на температурных зависимостях электросопротивления $\rho(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ отклонение от высокотемпературного поведения обусловлено не столько термодинамическими флуктуациями, сколько гораздо более весомым вкладом от присутствия в образцах сверхпроводящих доменов [7]. Судя по поведению $\rho(T)$ и $\chi(T)$, локальные значения критической температуры T_{ci} доменов, достигающие 155 К в оптимально допированных купратах с концентрацией дырок $\bar{n}_p \approx 0,16$, должны многократно возрасти с понижением \bar{n}_p . Следует ожидать, что повышение T_{ci} в этих условиях будет сопряжено с уменьшением размеров доменов из-за усиления эффектов сегрегации и структурирования дырок в виде нитей под воздействием электростатического поля ионов-допантов.

В принципе, вопрос о квазиодномерном упорядочении спаренных дырочных возбуждений стал предметом обсуждения чуть ли не с самого открытия ВТСП. Так, авторы публикации 1987 г. [8] на основании обнаруженных ими особенностей в поведении $\rho(T)$, $\chi(T)$ и термоэдс у образцов La₂CuO₄ пришли к выводу о присутствии внутри них нитевидной сверхпроводящей текстуры (filamentary superconductivity), суммарный объем которой по оценкам из диамагнитного вклада не превышает 0,02 %. На приведенных в [8] кривых $\rho(T)$ обращают на себя внимание максимумы при $T \approx 50$ K, напоминающие поведение $\rho_I(T)$ у YBa₂Cu₃O_{6+δ} при $T_{ci}^*(\delta) \le 1200$ К [2]. Дальнейшие исследования образцов La₂CuO_{4+δ} выявили, что возникновение сверхпроводимости с ростом δ сопряжено с выстраиванием в ряд экстра-ионов кислорода и порожденных ими дырочных состояний.

Поскольку у образцов La_{2-x}Sr_xCuO₄ с x = 0,04 начало "провисания" зависимостей $\rho(T)$ и $\chi(T)$ приходится на температуру 700 К, полученные в [7] выводы дали повод задуматься о механизмах возникновения SC с фантастической температурой $T_{ci}^* \approx 700$ К.

Чтобы прояснить вопрос о принципиальной реализуемости столь высоких T_{ci}^* , были предприняты компаративные исследования электронных свойств купратов и ниобатов в окрестности концентрационного перехода металл-диэлектрик [9]. Выбор соединений LnBa₂Cu₃O_{6+ δ} (Ln = La, Nd, Gd, Dy, Tm, Lu) для таких опытов был мотивирован как возможностью обратимого изменения \bar{n}_p , так и соображениями, что оставшиеся фрагменты цепочек при $\delta \leq 0,3$ могли бы способствовать сохранению очагов локализованной сверхпроводимости. Причем, из-за уменьшения длины когерентности в условиях локализации дырок можно было бы надеяться на значительное повышение T_{ci}^* .

Действительно, как показал анализ полученных данных, эффективный радиус локализации дырочных носителей с уменьшением \bar{n}_p стремится к периоду решетки $a \approx 0,38$ нм [9]. Подобные нановихри должны скапливаться в протяженных углублениях потенциального экстрарельефа $\tilde{U}_{ex}(\mathbf{r})$, создаваемого в слоях СиО₂ фрагментами кислородных цепочек из базисных плоскостей. В сильном электростатическом поле цепочек дырки могут испытывать неустойчивость по отношению к сверхпроводящему спариванию. Из формулы для корреляционной энергии $\varepsilon_c \sim \hbar^2/2m_e d_B^2$ нановихрей в протяженных потенциальных ямах шириной $d_B \sim 2a$ и глубиной не менее 0,5 эВ следует, что бозонный конденсат в нитях способен выдержать температуру $T_{ci}^* \sim \varepsilon_c/k_B \sim 800$ К [9], где k_B – постоянная Больцмана, m_e – масса покоя электрона.

Сглаживание $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ с ростом δ в YBa₂Cu₃O_{6+ δ} должно сопровождаться уширением протяженных потенциальных ям и эффективного радиуса заселяющих их бозонов, которые вместе с одиночными дырочными возбуждениями способны при $\delta \rightarrow 1$ заполнить слои CuO₂. В результате увеличения d_B от 2*a* до 6*a* следует ожидать девятикратного снижения T_{ci}^* от ~800 K до ~90 K. Таким образом, учет изменения размеров дырочных возбуждений под воздействием $\tilde{U}'_{ex}(\mathbf{r})$ приводит к парадоксальному выводу: *уменьшение* n_p должно способствовать *увеличению локальной плотности и фазовой жесткости* бозонного конденсата в страйпах, а следовательно, и локальных значений T_{ci}^* .

Логическим развитием этих представлений стал поиск подходов к моделированию процессов сегрегации и упорядочения дырочных возбуждений в купратах на основе струнного формализма [1, 10]. Для анализа этих процессов на начальном этапе допирования ($\bar{n}_p < 1/16$) была введена концепция псевдоатомов с квантованными дырочными орбиталями (ромбонами [1]), базис которых задается рангом *n*. Формирование бозонных страйпов в общих чертах напоминает недавно опубликованный сценарий [11], в соответствии с которым рассматриваемые в модели фазовых струн дырочные полигоны выстраиваются в шеренгу, трансформируясь в страйпы. В нашем случае [1, 2, 10] упорядочение ромбонов вдоль связей Cu-O с ростом \bar{n}_p сопряжено со спариванием дырок на делокализованных орбиталях, представляющих собой согнутые зигзагом струны в полосе шириной $w_n = \eta a$. Чем меньше ширина сжатой в виде плоской пружины струны, тем выше фазовая жесткость бозонного конденсата, а значит, и температура его стабильности $T_{c\eta}^* = C_{\eta}^* D_{\eta}^* \hbar \bar{\omega}_o / [2k_B(2\eta^2 + \eta)],$ которая для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ может достигать $T_{c\eta}^* \approx 1200$ К при $\eta = 2, C_{\eta}^* \to 1$ и $D_{\eta}^* = 1 - (1 - \delta/\delta_{\eta}^*)^2 \to 1$, где $C_{\eta}^* - \phi$ актор соответствия параметров "гофрировки" экстрарельефа $\tilde{U}_{ex}(\mathbf{r})$ и поперечных размеров $w_n = \eta a$ доминирующих страйпов данного ранга, а $\hbar \bar{\omega}_o \approx \hbar^2 / 2 m_e \check{r}_o^2 \approx 2,06$ эВ – частота нулевых колебаний струн, задаваемая в первом приближении периодом кислородной решетки 2 \check{r}_{o} ≈272 пм [1, 2]. Для $C_{\eta}^{*} \rightarrow 1$ и $D_{\eta}^{*} \rightarrow 1$ формула дает следующий дискретный набор значений $T_{c\eta}^* = 153, 217,$ 332, 569 и 1196 К (при δ_n^{*} ≈0,75; 0,6; 0,44; 0,33 и 0,22).

Публикации с информацией о наблюдении признаков сверхпроводящего упорядочения с $T_c \approx 155$ К стали появляться с 1987 г. [12]. В настоящее время сверхпроводящий переход с $T_c \approx 153$ К зарегистрирован как официальный рекорд для соединения HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ}. Опубликованные сообщения о наблюдении атрибутов сверхпроводящего перехода с $T_c \approx 220, 310 \div 340, и 550$ К [13–16] вплоть до "зануления" значений $\rho(T)$ выдержаны в духе представлений о филаментарной сверхпроводимости. Наконец, линейная экстраполяция значений критического тока образцов Cu/CuO, измеренных при $T \le 400$ K, указывает на рекордную величину $T_c \approx 1200$ K [17].

За приведенными в разрозненных поисковых работах значениями T_c , по-видимому, вырисовываются контуры единой картины страйповой природы ВТСП в форме пятиуровневой $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы, рассчитанной в результате моделирования квазиодномерных корреляций в 2*p*-оболочках кислородной подрешетки. Есть основания полагать, что заложенные в основу $T_{c\eta}^*(\delta)$ -диаграммы концепции помогут в ближайшей перспективе форсировать целенаправленные поиски условий реализации сверхпроводящего упорядочения на уровнях с $T_c \approx 220$, 330 К и выше как в купратах, так и в других оксидах переходных металлов.

Работа поддержана Программой Минобрнауки «Теоретические и экспериментальные проблемы ВТСП», Программой ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» в рамках проекта 3.5 и грантом РФФИ № 05-08-50074.

1. A.V. Mitin, Proc. of the XIV Ural Int. Winter School on the Physics of Semiconductors,

(Ekaterinburg, 18-22 Febr. 2002), L10.

2. А.В. Митин, Изв. РАН. Сер. физ. 69, 576 (2005).

3. G. Bednorz and K.A. Müller, Z. Phys. B-Cond. Matter. 64, 189 (1986).

4. C. Panagopoulos, M. Majoros, T. Nishizaki, and H. Iwasaki, Phys. Rev. Lett. **96**, 047002 (2006).

A. A. Abrikosov, Phys. Rev. **B72**, 212502 (2005).
 E.V. L. de Mello, E. S. Caixeeiro, and

J.L. González, Phys. Rev. B67, 024502 (2003).

7. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, Е.П. Хлыбов и др., ЖЭТФ **97**, 263 (1990).

8. Р.М. Grant *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2482 (1987).
 9. А.В. Митин, Г.М. Кузьмичева, В.В. Мурашов,

Е.П. Хлыбов, ЖЭТФ **107**, 1943 (1995).

10. А.В. Митин, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 598 (2006). 11. F. Yang and S.-P. Kou, Phys. Rev. **B72**, 085134 (2005).

12. S.R. Ovshinsky, R.T. Young, D.D. Allred *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2579 (1987).

13. R. Schönberger *et al.*, Physica C173, 159 (1991). 14. H. Ihara, N. Terada, M. Jo, M. Hirabayashi *et al.*,

Jpn. J. Appl. Phys. **26**, L1413 (1987).

15. H. Yoshida and K. Atobe, Physica C153-155, 337 (1988).

16. A. Erbil, A.C. Wright, and E.P. Boyd, Phys. Rev. **B37**, 555 (1988).

17. В.В. Осипов, И.В. Кочев, С.В. Наумов, ЖЭТФ 120, 1246 (2001).

Об общей природе псевдощелевой и 60К-фаз в ҮВСО

Мицен К.В., Иваненко О.М.

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

Предложено объяснение «псевдощелевой» и «60К» фаз в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Предполагается, что псевдощель имеет сверхпроводящую природу и возникает при температуре $T^*>T_{c\infty}>T_c$ в малых кластерах за счет флуктуаций заселенности отрицательных-U центров (NUC) ($T_{c\infty}$ и T_c – температуры сверхпроводящего перехода бесконечного и конечного кластера NUC, соответственно). Рассчитаны зависимости $T^*(\delta)$ и $T_c(\delta)$ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$, которые согласуются с экспериментом. Область между $T^*(\delta)$ и $T_c(\delta)$ – это область, в которой неперколяционные конечные кластеры флуктуируют между сверхпроводящим и нормальным состояниями за счет флуктуаций заселенности NUC.

Ранее в работе [1] мы предположили, что наблюдаемая в различных экспериментах псевдощель, является ни чем иным, как той же сверхпроводящей щелью, но возникающей при температуре $T > T_c$ в результате больших флуктуаций числа частиц из-за переходов электронов между NUC и кислородной зоной. Дело в том, что в отличие от обычного сверхпроводника с электрон-фононным взаимодействием, где сверхпроводящая щель закрывается за счет тепловых возбуждений над поверхностью Ферми, уменьшающих число состояний, куда могут рассеиваться электронные пары, в нашем случае механизмом, приводящим к подавлению щели, является заполнение NUC реальными электронами. Поэтому, флуктуационное уменьшение заселенности парного электронного уровня будет способствовать увеличению сверхпроволяшего взаимолействия и может приводить к флуктуационному включению сверхпроводимости при $T^* > T > T_{c\infty}$ (здесь $T_{c\infty}$ - равновесное значение T_c для бесконечного кластера из NUC). В то же время флуктуационное увеличение заселенности парного уровня будет приводить к уменьшению сверхпроводящего взаимодействия и к флуктуационному выключению сверхпроводимости при T_c<T<T_{c∞} Большие флуктуации заселенности NUC, приводящие к существенному отклонению T^* и T_c от $T_{c\infty}$ возможны в недодопированных образцах, когда значительная часть NUC принадлежит конечным кластерам. С уменьшением допирования средний размер конечных кластеров уменьшается и относительные флуктуации заселенности NUC в этих кластерах нарастают (т.е. T^* растет, а T_c падает). С другой стороны, в «передопированном» образце, который можно рассматривать как единый бесконечный проводящий кластер, большие флуктуации становятся невозможны. Исходя из предложенной модели можно определить зависимости T^* и T_c от уровня допирования δ для конкретного соединения $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Мы будем считать, что при $\delta < \delta_c$, когда NUC образуют конечные кластеры различного размера, образец представляет собой джозефсоновскую среду, где свехпроводимость во всем объеме достигается за счет джозефсоновской связи между сверхпровдящими кластерами. За размер *S* кластера NUC в CuO₂ плоскости мы будем принимать количество ионов Cu, находящихся внутри этого кластера [2].

Рассмотрим кластер, объединяющий в CuO_2 плоскости, некоторое число NUC и включающий *S* медных ионов. Согласно [1,2], число электронов на NUC в данном кластере при температуре *T* равно $N=TS/(T+T_0)$. В результате флуктуаций число электронов на NUC в данном кластере может изменяться на $\pm \sqrt{N} = \pm (TS/(T+T_0))^{1/2}$. Условие флуктуационного «включения» («выключения») сверхпроводимости в данном кластере при температуре $T^*(T_c)$ можно записать: $N(T) \pm \sqrt{N(T)} = N_c$, где $N_c = T_{cx}S/(T_{cx} + T_0) -$ число электронов на NUC при $T=T_{cx}$. Таким образом

$$TS / (T+T_0) \pm (TS / (T+T_0))^{1/2} = T_{c\infty} S / (T_{c\infty} + T_0)$$
(1)

Причем знак минус соответствует $T=T^*$, а знак плюс – $T=T_c$. Решая (1) и полагая $T_0=390$ К [2], найдем T^* и T_c как функции S (рис. 1). Как видно из рис.1, с увеличением размера кластера влияние флуктуаций на T_c уменьшается и становится пренебрежимо малым в кластерах NUC, содержащих более 1500 Си ионов, что соответствует размеру ~150Å. Так называемое «60 К»-плато на кривой $T_c(\delta)$,где T_c в интервале $0,6<\delta < 0,8$ изменяется от 50 К до 70 К, соответствует изменению S с ~10 до ~100. Отметим, что существует минимальное значение S, при котором кластер при $T \rightarrow 0$ может оставаться все время сверхпроводящим при наличии флуктуаций заселенности NUC. Поскольку засе-



Рис. 1. Зависимости температур T и T_c от размера кластера S на интервале 3 < S < 1500. На вставке: то же, но на интервале 3 < S < 100. 60К-плато на кривой $T_c(\delta)$, где T_c изменяется от 50 К до 70 К соответствует изменению S на порядок (с ~10 до ~100).

ленность NUC при $T=T_c$ равна $\eta \approx 2/5$, то для кластера с S < 5 любая флуктуация, увеличивающая на два число электронов на NUC, будет приводить к разрушению сверхпроводящего состояния.

Для определения зависимостей $T^*(\delta)$ и $T_c(\delta)$ нам нужно знать порог перколяции по NUC и статистику конечных кластеров NUC в зависимости от δ . Порог перколяции по кластерам NUC для случайного распределения кислородных атомов в цепочках, а также статистика конечных кластеров были нами определены методом Монте-Карло. Найденное таким методом значение б_с≈0,80. Для упрощения определения зависимостей $T^*(\delta)$ и $T_c(\delta)$ мы предположим, что все конечные кластеры имеют одинаковый размер, равный некоему среднему размеру кластера. Понятие среднего размера кластера S_m (mean cluster size) используется в теории протекания и определяется как взвешенное среднее $S_m = \sum n_i S_i^2 / \sum n_i S_i$. Как следует из определения, основной вклад в S_m вносят большие кластеры. И именно таким образом определенную величину $S_m(\delta)$ следует подставлять в (1) для определения зависимости $T_c(\delta)$, поскольку за T_c мы должны принять температуру сверхпроводящего перехода больших кластеров с более высокой Т_с, шунтирующих малые кластеры и обеспечивающих основной вклад в проводимость и диамагнитный отклик. С другой стороны, для определения $T^*(\delta)$ лучше использовать обычное среднее $\overline{S} = \sum n_i S_i / \sum n_i$, поскольку вклад во флуктуационное «включение» сверхпроводимости вносят конечные (неперколяционные) кластеры. На рис. 2 приведены полученные нами результаты определения S_m и \overline{S} по методу Монте-Карло для решетки 40×40. Видно, что при приближении к порогу перколяции S_m стремится к бесконечности, а \overline{S} остается конечной и при $\delta \geq \delta_c$.

Подставляя полученные зависимости $S_m(\delta)$ и



Рис. 2. Зависимость средних размеров конечных кластеров NUC S_m и \overline{S} от δ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Кружки и квадраты – результаты определения, соответственно, S_m и \overline{S} по методу Монте-Карло для решетки 40×40. Кривые проведены «на глаз».

 $\bar{s}(\delta)$ в квадратное уравнение (1) получим в качестве двух его решений зависимости $T_c(\delta)$ и $T^*(\delta)$ для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. Оба этих решения показаны на рис. 3 сплошными треугольниками (вершинами вверх и вниз, соответственно). Сплошные линии проведены на глаз. Как следует из модели, область между этими кривыми – это область флуктуаций, в которой конечные неперколяционные кластеры флуктуируют между сверхпроводящим и нормальным состояниями за счет флуктуаций заселенности NUC.



Рис. 3. Сравнение рассчитанных зависимостей $T_c(\delta)$ (треугольники вниз) и $T^*(\delta)$ (треугольники вверх) для $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ с экспериментом. Квадраты – результаты измерений T^* [3]. Ромбы - результаты измерений T_c для [4]. Сплошные линии проведены «на глаз». Пунктирная кривая ограничивает область δ <0,5, где флуктуации полностью разрушают сверхпроводимость.

Пунктирная часть кривой $T_c(\delta)$ при $\delta < 0.5$ соответствует области, где средний размер кластера NUC \overline{S} <5. Как отмечалось выше, флуктуации будут эффективно разрушать сверхпроводимость в этих кластерах. Для сравнения на рис. 3 приведены результаты экспериментов, где для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ определялись зависимости $T^*(\delta)$ и $T_{c}(\delta)$. Квадраты - данные работ [3], где температура открытия псевдощели Т* определялась по отклонению температурной зависимости сопротивления $R_{ab}(T)$ от линейного поведения. Ромбики - температура сверхпроводящего перехода Т_с, измеренная магнитным методам $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ в работе [4]. Как видно из сравнения рассчитанных зависимостей $T_c(\delta)$ и $T^*(\delta)$ с экспериментальными, согласие следует считать хорошим, несмотря на все условности в их определении.

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-2693.2006.2, Госконтракт №02.445.11.7346).

- 1. К.В. Мицен, О.М. Иваненко, ЖЭТФ 118, 666 (2000).
- 2. О.М. Иваненко, К.В. Мицен. Тезисы докладов FPS'06 (Звенигород, 2006).
- 3. T. Ito, et al., Phys. Rev. Lett. 70, 3995 (1993).
- 4. K. Segawa,, Y. Ando, Phys. Rev. B 69, 104521 (2004).
Диэлектрический сценарий купратов

Москвин А.С.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург 620083, Россия

Представлен новый сценарий, в котором родительские диэлектрические купраты рассматриваются как системы, неустойчивые относительно конденсации экситонов с переносом заряда и образования электронно-дырочной Бозе жидкости.

За истекшие после открытия ВТСП купратов 20 лет предложено много идей, моделей и механизмов этого удивительного явления, ряд из которых активно разрабатывается и сейчас, хотя до полного понимания природы ВТСП еще далеко. Обнаружение целого букета необычных свойств в многочисленном семействе замещенных оксидов типа манганитов с колоссальным магнитосопротивлением, висмутатов с ВТСП, никеллатов указывает на то, что мы имеем дело с проявлением сильнокоррелированных состояний нового типа, для которых характерен дуализм металл-диэлектрик, сильное взаимодействие различных степеней свободы структурных, зарядовых, орбитальных и спиновых с необычным характером квазичастиц, не укладывающимся в рамки теории Ландау. Более того, для таких сильнокоррелированных оксидов наблюдаются многие особенности, типичные для бозежидкостей или бозон-фермионных систем. Наконец, во всех случаях принципиальную роль играет неизовалентное замещение, служащее своеобразным "катализатором" формирования новой фазы. Родительские диэлектрические оксиды рассматриваемого типа являются полупроводниками с переносом заряда, в которых фундаментальная полоса поглощения формируется наложением двух типов экситонов с переносом заряда (CT) в CuO₂плоскостях [1,2], представляющих электроннодырочные пары, которые на языке химиков соответствуют своеобразным "квантам" реакции диспропорционирования: типа CuO₄⁶⁻+CuO₄⁶⁻→CuO₄⁷⁻ +СиО₄⁵⁻с порогом 2-3 эВ, приводящей к образованию электронного CuO_4^{7-} и дырочного CuO_4^{5-} центров малого радиуса. Формально СТ-экситон можно рассматривать и как локализованную электронную пару – локальный бозон, движущийся на паре дырочных центров, т.е. минимальный центр формирования локальной сверхпроводимости. Оптический "портрет" СТ-экситона формируется разрешенным электро-дипольным S-P-переходом между четным и нечетным состояниями экситона [2] с энергией $\Delta = 2|t_B|$, где t_B –интеграл переноса локального бозона, достигающий величин порядка 0.1 эВ. Развитая фотолюминесценция в родительских купратах свидетельствует о их неустойчивости относительно конденсации СТ-экситонов с образованием зародышей новой фазы со смешанной валентностью, - электронно-дырочной (ЕН) жидкости. ЕНжидкость в традиционных полупроводниках типа Ge, представляет собой двухкомпонентную Фермижидкость, тогда как ЕН-жидкость в купратах представляет собой систему сильнокоррелированных электронных и дырочных центров, эквивалентную системе локальных синглетных бозонов, движущихся в решетке дырочных CuO₄^{5—}центров, т.е. Бозе-жидкости. Принципиальную роль в формировании и стабильности новой фазы играют эффекты электронной и решеточной поляризации, а также создание центров зародышеобразования при неизовалентном замещении. Минимальная модель ЕН-жидкости предполагает алгебру 2D гамильтониана локальных (hard-core) бозонов на квадратной решетке с существенным отталкиванием на разных узлах. Основное состояние такой системы при половинном заполнении соответствует зарядовому упорядочению (checkerboard CO-phase), что не вселяет оптимизма в плане ВТСП. Однако, как показано в работах [3,4] отклонение от половинного заполнения при неизовалентном замещении ($\Delta n_B =$ x/2, x – концентрация допированных дырок или электронов) может сопровождаться топологическим разделением фаз с образованием, в частности, скирмион-подобных цилиндрических ломенов (bubble) в исходной "антиферромагнитной" СОфазе с доменной стенкой, представляющей "резервуар" для допированных бозонов (или бозе-дырок) и зародыш сверхпроводящей (BS) фазы. Структура такого домена диаметром $3a \approx 12 \implies$ (Рис.1) достаточно подробно рассмотрена в работе [4].



Рис. 1. Структура антифазного домена в СО-фазе.

Температура формирования зародыша сверхпроводящей фазы (модуля локального параметра порядка) определяется величиной t_B – интеграла переноса локального бозона и может достигать нескольких сотен градусов. Интересно, что величина интеграла переноса t_B определяет разность энергий четного и нечетного СТ-экситонов [1,2], а значит критическая температура "локальной" сверхпроводимости может быть предсказана из оптических данных по родительским купратам. В простейшем приближении низкоэнергетическая физика ЕН-жидкости купратов при относительно небольшом отклонении от половинного заполнения ($\Delta n_B \le 1/9$, x ≤ 0.22) соответствует системе подвижных наноскопических доменов, взаимодействующих подобно джозефсоновским контактам (обобщенный гранулярный сверхпроводник). Богатая фазовая диаграмма такой системы включает фазу изотропной жидкости (bubble liquid), жидкокристаллическую (bubble liquid crystal) и кристаллическую (bubble crystal) фазы. Низкочастотные возбуждения включают акустическую продольную квазифононную моду, формируемую в фазе изотропной жидкости, топологические возбуждения типа дисклинаций в жидкокристаллической фазе и поперечную квазифононную моду в кристаллической фазе. Типичная для кристаллической фазы как несоизмеримой упорядоченной электронно-неоднородной фазы типа волны зарядовой плотности (CDW) или вигнеровского кристалла sliding-мода пиннингуется на неоднородностях потенциала. Кристаллизация доменов может, при преодолении перколяционного предела сопровождаться упорядочением фазы сверхпроводящего параметра порядка. Оптимальные для ВТСП условия складываются при $\Delta n_B = 1/13$ (x = 0.15), когда концентрация неперекрывающихся доменов максимальна. Эффекты электронного упорядочения будут проявляться в спектрах фотоэмиссии углового разрешения (ARPES). Очевидно, что предкристаллизационная область фазовой диаграммы может быть связана с областью т.н. псевдощелевого поведения.

Рассматриваемая модель ЕН-жидкости не предполагает каких либо дополнительных (орбитальных, спиновых) параметров порядка, связанных с решеткой дырочных центров, по которой движутся локальные бозоны. Однако, специфической особенностью купратов, непосредственно следующей из квазидублетной природы фундаментальной полосы родительских систем, является сложная структура дырочного центра с валентным $(b_{1g}^{2})^{1}A_{1g}$ -(b_{1g}e_u)^{1,3}E_u мультиплетом [5], включающим как известный синглет Жанга-Райса $(b_{1g}^{2})^{1}A_{1g}$ (ZR), так и нечетный орбитальный дублет (b1geu)^{1,3}Eu. Это предполагает некий резонанс между двумя вариантами локализации дополнительной дырки, "вносимой" в исходный CuO₄⁶⁻центр, – гибридная Cu 3d-О 2р орбиталь $b_{1g}(\propto d_{x2-y2})$ -типа с формированием ZR-синглета или чисто кислородная несвязывающая орбиталь е_и-типа с образованием спинового синглета ¹E_u или триплета ³E_u. Оптический "портрет" такого дырочного центра связан с разрешенным электродипольным переходом

 $(b_{1g}^{2})^{1}A_{1g} \rightarrow (b_{1g}e_{u})^{1}E_{u}$ в среднем ИК диапазоне. Орбитальное (квази)вырождение в ¹А_{1g}-^{1,3}Е_и мультиплете приводит к сильному электронноколебательному взаимодействию с В1g, В2g, Еuмодами смещений CuO₄-кластера и формированию (псевдо)ян-теллеровского центра [6], характеризуемого набором электрических и магнитных параметров порядка [5]. Среди них отметим электрический дипольный и квадрупольный моменты, спиновый (S=1) и орбитальный магнитный момент. Орбитальный магнетизм дырочного центра имеет изинговский характер (m_l||C₄) и обязан своим происхождением чисто кислородным О 2р е_и-дыркам. Величина **m**₁ может достигать 0.2 µ_В [5]. Наличие несвязывающих кислородных О 2р е_u-дырок в CuO₄⁵⁻ центре и их гибридизация с Си 4р состояниями приводит к появлению нового вклада в электрические и магнитные сверхтонкие взаимодействия для ядер 63,65 Си [5]. Триплетное спиновое $(b_{1g}e_u)^3 E_u$ состояние дырочного центра проявляется в особенностях дырочного магнетотранспорта в слабодопированных купратах [7]. Спиновая подсистема решетки дырочных центров являет типичный пример синглет-триплетного магнетика [8].

Таким образом, физика допированных купратов формируется двумя взаимодействующими подсистемами – локальными бозонами с одной стороны и решеткой дырочных центров, аккумулирующих орбитальные, спиновые, и собственно решеточные степени свободы, с другой стороны. Для обеих подсистем характерно образование топологических неоднородностей. Обе подсистемы вносят свой вклад в необычные физические свойства купратов, что иногда может приводить к ложным выводам о ведущем механизме ВТСП. Например, магнитные и магниторезонансные свойства купрата в нашей модели определяются в основном второй подсистемой, неактивной в квантовом транспорте и сверхпроводимости, хотя, разумеется, ее поведение отражает все изменения в активной бозонной подсистеме. Вряд ли это обстоятельство дает основания говорить о спин-флуктуационном механизме ВТСП.

1. A.S. Moskvin *et al.*, Phys. Rev. **B 65**, 180512(R) (2002).

2. A. S. Moskvin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 037001 (2003).

3. A.S. Moskvin, I.G. Bostrem, A.S. Ovchinnikov, JETP Lett. **78**, 772 (2003))

4. A.S. Moskvin, Phys. Rev. B 69, 214505 (2004).

5. A.S. Moskvin, JETP Lett. 80, 697 (2004).

6. A.S. Moskvin, Yu.D. Panov, JETP, **84**, 354 (1997); Physica Status Solidi (b)**212**, 141 (1999); J. Phys. Chem. Solids, **60**, 607 (1999).

7. A.S. Moskvin and Yu.D. Panov, Solid State Commun. **122**, 253 (2002).

8. A.S. Moskvin, A.S. Ovchinnikov, JMMM, **186**, 288 (1998); Physica C, **296**, 250 (1998).

Несвязывающие кислородные дырки в купратах

Москвин А.С., Панов Ю.Д.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького, Екатеринбург 620083, Россия

Дрекслер Ш.-Л.

Институт физики твердого тела и материаловедения (IFW), Дрезден D-01171, Германия

Дырка, допированная в CuO₄⁶⁻ центр родительских диэлектрических купратов, может быть локализована в гибридной Cu 3d-O 2p орбитали b_{1g}(\propto d_{x2-y2})-типа с формированием синглета Жанга-Райса (ZR) (b_{1g}²)¹A_{1g} или в близкой по энергии чисто кислородной несвязывающей орбитали e_u(π)-типа с образованием спинового синглета (b_{1g}e_u)¹E_u или триплета (b_{1g}e_u)³E_u. Дырочный CuO₄⁵⁻ центр с валентным (b_{1g}²)¹A_{1g}-(b_{1g}e_u)^{1.3}E_u мультиплетом обладает набором уникальных магнитных и электрических свойств.

Вопрос об электронной структуре основного состояния CuO_4^{6-} центра в родительских диэлектрических купратах, а также дырочного CuO_4^{5-} центра, образуемого при дырочном допировании, был и



Рис. 1. Распределение электронной плотности в гибридной Cu 3d-O 2p орбитали $b_{1g}(\propto d_{x^2-y^2})$ -типа и двух орбиталях $e_u(\pi)$ -типа. Внизу - энергетическая схема формирования валентного мультиплета дырочного центра. В центре справа - энергетическая схема $(b_{1g}^{2})^1 A_{1g} - (b_{1g}e_u)^{1,3} E_u$ мультиплета.

остается одним из централь ных в физике купратов. В большинстве родительских купратов "по умолчанию" предполагается b_{1g}(∝d_{x2-v2})-характер основного состояния с сильной гибридизацией Cu 3d и O 2p состояний, хотя имеются веские основания считать, что в некоторых купратах (например, CuSiO₃ [1]) исходная дырка может локализоваться на чисто кислородной несвязывающей орбитали. К настоящему времени накоплены многочисленные теоретические и экспериментальные данные [2-9], свидетельствующие о необходимости пересмотра популярной модели хорошо изолированного синглета Жанга-Райса $(b_{1g}^{2})^{1}A_{1g}$ (ZR) [10] как основного состояния дырочного CuO₄⁵⁻ центра. Прежде всего это касается критически низкой (≈ 2 эВ) энергии чисто кислородной несвязывающей О 2р орбитали е_и(π)-типа (Рис.1), наблюдаемой в оптических, EELS [5], а также ARPES [7,9] экспериментах, детектирующих адиабатические электродипольные b1g-еи переходы. С учетом эффектов корреляции (см. Рис.1), а также электронной и решеточной релаксации, это приводит к конкуренции термов конфигураций b_{1g}^2 и $b_{1g}e_u$, то есть синглета Жанга-Райса ${}^{1}A_{1g}$ и спин-орбитального мультиплета ${}^{1,3}E_u$, соответственно. Это предполагает некий "валентный" резонанс между двумя вариантами локализации дополнительной дырки, "вносимой" в исходный CuO₄⁶⁻центр, – гибридная Cu 3d-O 2p орбиталь $b_{1g}(\propto d_{x^2-v^2})$ -типа с формированием ZRсинглета или чисто кислородная несвязывающая орбиталь e_u(e_{ux,y} xp_{x,y})типа с образованием спинового синглета ¹E_u или триплета ³E_u. К подобному выводу мы приходим и в случае образования дырочных CuO₄⁵⁻ центров в результате конденсации двух типов экситонов с переносом заряда, формирующих полосу фундаментального поглощения диэлектрических купратов [6]. Оптический "портрет" такого дырочного центра связан с разрешенным электродипольным переходом $(b_{1g}^{2})^{1}A_{1g} \rightarrow (b_{1g}e_{u})^{1}E_{u}$ в среднем ИК диапазоне. Различные экспериментальные данные приводят к оценкам: $\Delta_{ST} \sim 0.1 \text{ эВ}$ [8], ∆_{AE}~0.1-0.5 ЭВ [9] (см. Рис.1). Орбитальное (квази)вырождение в ¹А_{1g}-^{1,3}Е_и мультиплете приводит к сильному электронно-колебательному взаимодействию с В_{1g}, В_{2g}, Е_u-модами смещений СuO₄-кластера и формированию (псевдо)ян-теллеровского центра [11], характеризуемого набором электрических и магнитных параметров порядка [12]. Среди них отметим электрический дипольный и квадрупольный моменты, спиновый (S=1) и орбитальный магнит-

ный момент. Для описания спин-синглетных состояний мультиплета удобно использовать псевдоформализм: $|^{1}A_{1g}\rangle = |10\rangle = |z\rangle$, спиновый S=1 $|{}^{1}E_{ux,y}\rangle = |x,y\rangle$ с $\langle i|S_{j}|k\rangle = i\epsilon_{ijk}$. Легко видеть, что дырочный CuO₄⁵-центр будет иметь чисто орбитальный магнитный момент: M=βg^MS с единственной отличной от нуля zz-компонентой эффективного gфактора: gzz≈0.2 [12], а также и необычный тороидный момент: $T=\beta [g^T \times S]$ с единственной отличной от нуля z-компонентой g^T-вектора [12]. Орбитальный магнетизм дырочного центра имеет изинговский характер ($\mathbf{m}_{||}||C_4$) и обязан своим происхождением чисто кислородным О 2р е_и-дыркам. Величина **m**₁ может достигать 0.2 магнетона Бора [12]. Отметим, что орбитальный магнетизм приводит к появлению магнитогиротропных свойств дырочного центра, в частности циркулярных магнитооптических свойств. Симметричные псевдоспиновые операторы {S_i,S_i} определяют электрический дипольный $(d_x=d_0\{S_x,S_z\}, d_y=d_0\{S_y,S_z\})$ и квадрупольный $(Q(A_1)=Q_0(S_z^2-2/3), Q(B_1)=Q_1(S_x^2-S_y^2), Q(B_2)=$ Q₂{S_x,S_y}) моменты. Наличие несвязывающих кислородных O 2p e_u -дырок в CuO₄⁵⁻ центре и их гибридизация с Си 3р состояниями приводит к появлению нового вклада в электрические и магнитные сверхтонкие взаимодействия для ядер ^{63,65}Си [12]. Кислородные е_и-дырки индуцируют заметное локальное поле:

$$H_z = -2\beta \langle 1/r^3 \rangle_{3p} |c_{3p}(\pi)|^2 \langle S_z \rangle$$

(|H_z|≤ 1 Тесла [12]) и потенциально большой градиент электрического поля:

$$V_{ij} = -2/5e\langle 1/r^3 \rangle_{3p} |c_{3p}(\pi)|^2 \langle 3/2 \{S_i, S_j\} - 2\delta_{ij} \rangle$$

(|V_{ij}|≤ 0.3·10²² Vm⁻² [12]), где |c_{3p}(π)|² - параметр Cu 3p- O 2p е_u гибридизации. Триплетное спиновое (b₁ge_u)³E_u состояние дырочного центра может проявляться как в магниторезонансных свойствах, так и в особенностях дырочного магнетотранспорта (МТ) в слабодопированных купратах [11-13]. Эффективный спин-гамильтониан триплета имеет вид

$$H = \lambda \cdot S_z \cdot \sigma_y + DS_z^2 + a \cdot (S_x^2 - S_y^2) \cdot \sigma_z + \frac{1}{2} b \cdot \{S_x, S_y\} \cdot \sigma_x$$

где λ - эффективная константа спин-орбитальной свзи для ($b_{1g}e_{u}$)³E_u терма, *D*, *a* и *b* – константы спиновой анизотропии, σ_i – матрицы Паули, действующие в пространстве двух E_u-орбитальных состояний, Магнитная анизотропия кислородных дырок связана в первую очередь с локальным вкладом спин-орбитального взаимодействия для кислородных О 2р состояний с константой $\zeta_{2p} \approx 200$ К. Численные данные модельного расчета энергетического спектра CuO₄-центра работы [8] свидетельствуют о заметной величине параметра анизотропии *a* (≥ 0.1 K) и малости параметра *b*. Сравнение этих результатов с данными эксперимента [13] свидетельствует в пользу модели О 2р дырок.

В модели [13] предполагается, что основной вклад в анизотропию МТ антиферромагнитных купратов вносит термоактивированный перенос e_u -дырок в CuO₂ плоскости с образованием триплетных ³E_u термов дырочных CuO₄⁵⁻ центров. Магнитное поле ориентирует обменное поле и приводит к спин-индуцированной поляризации орбитальных $E_{ux,y}$ состояний спин-триплета ³E_u, а значит и анизотропии МТ дырочных носителей.

В рамках диэлектрического сценария [14] купраты рассматриваются как системы неустойчивые относительно конденсации экситонов с переносом заряда и образования электронно-дырочной Бозе жидкости - системы сильнокоррелированных электронных и дырочных центров, эквивалентную системе локальных синглетных бозонов, движущихся в решетке дырочных CuO₄⁵⁻центров. Другими словами, физика допированных купратов формируется двумя взаимодействующими подсистемами - локальными бозонами с одной стороны и решеткой дырочных CuO₄⁵⁻ центров, аккумулирующих орбитальные, спиновые, и собственно решеточные степени свободы, с другой стороны. Необычные свойства этих центров во многом определяют различные аномалии физического поведения купратов.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-96077, 06-02-17242, 06-03-90893.

 A.A. Gippius *et al.*, Europhys. Lett. 63, 282 (2003).
 Frank J. Adrian, Phys. Rev. B 37, 2326, 1988; Phys. Rev.Lett. 61, 2148, 1988.

3. A.K. McMahan, R.M. Martin, S. Satpathy, Phys. Rev.B 38, 6650 (1988).

4.L.F. Mattheiss and D.R. Hamann, Phys. Rev. B 40, 2217 (1989).

5. J. Tanaka *et al.*, Physica C 61, 451 (1989); J. Tanaka, C. Tanaka, J. Phys. Chem. Solids 59, 1861 (1998).

6. J.J.M. Pothuizen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 78, 717 (1997).

C. Duerr *et al.*, Phys. Rev. B 63, 014505-1 (2000). 8. Y. Yoshinari *et al.*, Phys. Rev. Lett. 77, 2069 (1996); Y. Yoshinari, Physica C 276, 147 (1997). 9. A.S. Moskvin *et al.*, Phys. Rev. B 65, 180512(R) (2002); A.S. Moskvin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91, 037001 (2003). 10.

F.C.Zhang, T.M.Rice, Phys.Rev. B 37, 3759 (1988).

11. A.S. Moskvin, Yu.D. Panov, JETP, 84, 354 (1997); Physica Status Solidi (b)212, 141 (1999); J. Phys. Chem. Solids, 60, 607 (1999).

12. A.S. Moskvin, JETP Lett. 80, 697 (2004).

13. A.S. Moskvin and Yu.D. Panov, Solid State Commun. 122, 253 (2002).

14. А.С. Москвин, Сборнике трудов конференции ФПС'06, с.

Псевдощель в нормальной недодопированной фазе Bi2212: LDA+DMFT+Σ_k

Кучинский Э.З., Некрасов И.А., Садовский М.В. Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург 620016, Россия Пчелкина З.В. Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219 Россия

Псевдощель наблюдается в нормальной недодопированной фазе различных ВТСП систем. Среди прочих, соединение Bi2Sr2CaCu2O8-8 (Ві2212) одно из наиболее изученных экспериментально [1]. Для описания псевдощелевого режима в Bi2212 нами использован новый обобщенный DMFT+5k подход [2]. Данный подход позволяет ввести масштаб длины в уравнения общепринятой теории динамического среднего поля (DMFT) [3] через внешнюю k-зависящую собственно-энергетическую часть (СЭЧ) Σк. В данной работе Σк описывает нелокальные динамические корреляции, вызванные коллективными гайзенберговскими антиферромагнитными флуктуациями ближнего порядка [4]. Эффективная однопримесная модель Андерсона в DMFT+*Σ*k решается при помощи численной ренормгруппы (NRG) [5]. Необходимые величины интегралов перескока между узлами Си для двух ближайших CuO2 слоев в Bi2212 вычислены в приближении локальной электронной плотности (LDA). Величина локального кулоновского взаимолействия U на Cu-3d x2-y2 орбитали вычислена в "constrained LDA" методе [6]. Псевдощелевой потенциал Д рассчитан в рамках DMFT(NRG) [2]. В заключение, приведены результаты LDA+DMFT+5k расчетов: квазичастичные зоны, Ферми поверхности и фотоэмиссионные спектры с угловым разрешением (ARPES) для Ві2212 (б=0.15). Помимо псевдощелевых флуктуаций учтены также эффекты межслойного расщепления. Из LDA+DMFT+Ук результатов видно, что полученная в LDA величина межслойного расщепления t_{BS} недостаточна для объяснения экспериментально наблюдаемой "peak-dip-hump" структуры. Также показано, что при наличии псевдощелевых эффектов форма поверхности Ферми (ПФ) практически не зависит от межслойного расщепления. Вычисленные в данной работе теоретические **ARPES спектры хорошо согласуются с послед**ними экспериментальными данными [1].

Огромное количество экспериментальных ARPES данных получено для Bi2212 (см. обзоры [1]). Целый ряд интересных физических эффектов обнаружен в недодопированной нормальной фазе: псевдощель, теневые зоны, удвоение ПФ за счет межслойной гибридизации, разрушение ПФ на краях зоны Бриллюэна (ЗБ) [1].

Система Ві2212 имеет идеальную тетрагональную ГЦК структуру (I4/mmm) [7,8]. Физически интересный структурный элемент в данном купрате два CuO2 слоя, близко расположенных друг к другу в элементарной ячейке. Нами проведены LDA расчеты для кристаллической структуры из работы [7] в базисе линеаризованных маффин-тин орбиталей (LMTO) [9]. Полученная в LDA зонная структура согласуется с результатами работы [7]. Для расчета интегралов перескока была использована LMTO версия [10] проектирования на функции Ваннье [11]. Соответствующие величины интегралов перескока между x2-y2 орбиталями Си узлов в нескольких координационных сферах приведены в Таблице 1. Величина корреляционной длины ξ выбрана равной типичному экспериментальному значению 10 параметров решетки [4].

Общепризнанным является тот факт, что кулоновские корреляции играют важную роль в физике ВТСП. Одной из наиболее известных моделей для объяснения корреляционных эффектов является модель Хаббарда. Для учета корреляционных эффектов мы решили модель Хаббарда для пары CuO2 слоев в рамках DMFT(NRG)+ Σ_k подхода. Параметры, вычисленные в LDA, введены в DMFT(NRG)+ Σ_k расчет аналогично LDA+DMFT схеме, предложенной в работе [12].

На рис. 1 представлены полученные в LDA+DMFT+ Σ_k квазичастичные зоны (крестики) вдоль симметричных направлений ЗБ. Фон (мнимая часть СЭЧ, вычисленной в LDA+DMFT+ Σ_k) показывает квазичастичное затухание. Квазичастицы хорошо определены в узкой светлой области вокруг уровня Ферми. Также на рис. 1 можно увидеть псевдощель, сформировавшуюся в окрестности точки Х. В середине направления MG заметно зарождение АФМ диэлектрической щели. Теневая зона видимая, на рис. 1 имеет АФМ природу.

Ферми поверхность, полученная в LDA+DMFT расчете, представленная в левой части рис. 2 имеет ту же форму, что и LDA ПФ, что и следовало ожидать в DMFT. Небольшое размытие на краях ЗБ вызвано эффектами межслойного расщепления. Ненулевая ширина ПФ (в отличии от LDA) вызвана конечными температурой и величиной кулоновского взаимодействия. В правой части рис. 2 показана LDA+DMFT+ Σ_k ПФ. Вблизи границы ЗБ заметно существенное разрушение ПФ, вызванное существенными псевдощелевыми

флуктуациями. Из сравнения левой и правой частей рис. 2 можно заключить, что в случае сильных корреляций одних только эффектов межслойного расщепления не достаточно для описания экспериментально наблюдаемого разрушения ПФ на краях ЗБ и формирования арок Ферми в окрестности нодальной точки [1]. Таким образом, для описания эксперимента необходимо дополнительное рассеяние электронов, например, рассеяние на псевдощелевых АФМ флуктуациях.

На рис. 3 показаны LDA+DMFT+ Σ_k ARPES спектры вдоль 1/8 части невзаимодействующей ПФ от нодальной (верхняя кривая) к антинодальной (нижняя кривая) точке. Левая панель соответствует ARPES спектру для посчитанной в LDA величины tBS=0.03 эВ. В нодальной точке квазичастицы хорошо определены – острый пик вблизи уровня Ферми. При движении к антинодальной точке видно затухание квазичастичного пика и его сдвиг в область больших энергий связи. Аналогичное поведение наблюдалось экспериментально [1]. Однако в данном случае эффекты межслойного расщепления малы. Для описания "peak-diphump" структуры, полученной в эксперименте [1], была взята величина t_{BS}=0.1 эВ близкая к эксперименту [1] (см. рис. 3, справа).

И так, нами проведены LDA+DMFT+ Σ_k расчеты квазичастичных характеристик ВТСП системы Bi2212: квазичастичные дисперсии, поверхности Ферми, спектральные плотности и ARPES спектры. Показано, что LDA величина t_{BS} мала для описания "peak-dip-hump" ARPES структуры. С другой стороны форма ПФ практически не чувствительна к величине t_{BS} при учете псевдощелевых флуктуаций, т.к. псевдощелевые эффекты намного сильнее. Таким образом, только межслойная гибридизация не обеспечивает "разрушение" ПФ и необходимы дополнительные источники электронного рассеяния, например, псевдощелевые АФМ флуктуации.

Таблица 1. Рассчитанные модельные параметры для Bi2212 (эВ).

t	ť'	t"	t"	t _{BS}	U	Δ
-0.627	0.133	-0.061	0.015	0.030	1.510	0.210

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-02-16301, 05-02-17244, Программ РАН "Квантовая макрофизика" и "Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах", Фонда "Династия", Гранта Президента РФ МК.2118.2005.02, проекта УрО-СО, Фонда Содействия Отечественной Науке.

1. A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen, Rev. Mod. Phys. 75, 473 (2003); J.C. Campuzano, M.R. Norman, M. Randeria, In "Physics of Superconductors", Vol. II, ed. K. H. Bennemann and J. B. Ketterson (Springer, Berlin, 2004), p. 167-273; J. Fink, *et al.*, cond-mat/0512307; X.J. Zhou, *et al.*, cond-mat/0604284.

2. Е. Z. Kuchinskii, I. A. Nekrasov, M.V. Sadovskii, JETP Letters 82, 198 (2005); M.V. Sadovskii, *et al.*, Phys. Rev. В 72, 155105 (2005), и данные труды.

3. A. Georges, et al., Rev. Mod. Phys. 68, 13 (1996).

4. 4. M.V. Sadovskii, Physics-Uspekhi 44, 515 (2001); cond-mat/0408489.

5.5. R. Bulla, A.C. Hewson, and Th. Pruschke, J. Phys. Cond. Mat. 10, 8365 (1998); R. Bulla, Phys. Rev. Lett. 83, 136 (1999).

6. 6. O. Gunnarsson, et al., Phys. Rev. B 39, 1708 (1989).

7.7. M. Hybertsen and L. Mattheiss, Phys. Rev. Lett. 60, 1661 (1988).

8. 8. J. M. Tarascon, et al., Phys. Rev. B 37, 9382 (1988); S. A. Sunshine, et al., Phys. Rev. B 38, 893 (1988).

9.9. O. K. Anderson, Phys. Rev. B 12, 3060 (1975); H. L. Skriver, The LMTO Method (Springer-Verlag, New York, 1984).

10. V. I. Anisimov, et al., Phys. Rev. B 71, 125119 (2005). 11. N. Marzari and D. Vanderbilt, Phys. Rev. B 56, 12 847

(1997); W. Ku, et al., Phys. Rev. Lett. 89, 167204 (2002).
12. V. I. Anisimov, et al., J. Phys. Cond. Matt. 9, 7359 (1997).



Рис. 1. Квазичастичные LDA+DMFT+ Σ_{k} зоны для Bi2212 (крестики) вдоль симметричных направлений ЗБ. Фон - квазичастичное затухание $-1/\pi Im[\Sigma_{ii}(\omega)+\Sigma_{PG}(\mathbf{k},\omega)]$ (аддитивная локальная и "псевлошелевая" СЭЧ).



Рис. 2. Ферми поверхности (в ¼ 3Б) из LDA+DMFT (слева) и LDA+DMFT+ Σ_{k} (справа) для Bi2212. Построена контурная карта мнимой чести функции Грина -1/ π ImG(k,ω =0).



Рис. 3. Спектры ARPES, посчитанные в LDA+DMFT+ Σ_k для Bi2212 вдоль ПФ по 1/8 части 3Б: слева t_{BS} =0.03 эВ, справа t_{BS} =0.1eV [1].

Связь магнитного и фононного механизмов сверхпроводимости с особенностями электронной структуры ВТСП купратов

Овчинников С.Г., Гавричков В.А., Коршунов М.М., Шнейдер Е.И., Захарова Е.В. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск 660036, Россия

Электронная структура купратов, как известно, формируется в условиях сильных электронных корреляций (СЭК), ответственных за диэлектрическое антиферромагнитное (АФМ) состояние недопированных и нефермижидкостное псевдощелевое состояние слабодопированных купратов. Традиционная зонная теория в приближении LDA не учитывает СЭК и не может описать электронную структуру недопированных и слабодопированных купратов. Целью настоящего доклада является обзор результатов, полученных в рамках многоэлектронного обобщенного метода сильной связи (GTB), учитывающего эффекты СЭК в нулевом приближении [1]. Рассматриваются следующие проблемы:

1) построение эффективного гамильтониана на разных масштабах энергии;

2) комбинированный метод LDA+GTB, позволяющий из первопринципных LDA расчетов определять параметры многоэлектронного гамильтониана и рассчитывать зонную структуру методом GTB [2];

3) сравнение предсказаний GTB расчетов с ARPES экспериментами для недопированных и слабодопированных купратов [3];

4) построение эффективного низкоэнергетического гамильтониана $t-t'-t''-J^*$ модели и вычисление его параметров из первых принципов [4], исследование кросовера от спинжидкостного псевдощелевого состояния к парамагнитному нормальному состоянию в окрестности оптимального допирования;

5) учет фононов и построение гамильтониана электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в режиме сильных электронных корреляций [5];

6) построение теории сверхпроводимости в приближении среднего поля с учетом СЭК, магнитного и фононного механизмов спаривания [6].

В результате выполнения этой программы мы стартуем с гамильтониана многозонной p-d мосправедливой масштабе дели, на энергий U~10 эВ. В режиме СЭК возможна редукция гильбертова пространства с запретом на заполнение двухчастичных состояний и построение низкоэнергетического эффективного гамильтониана. Для электронного допирования это будет гамильтониана $t - t' - t'' - J^*$ модели. Для дырочного допирования получаем более сложную синглет-триплетную $t - t' - t'' - J^*$ модель, справедливую на масштабе энергий $\Omega \approx 0.5 \ \text{эB}$, где Ω - энергия возбуждения спинового экситона между двухдырочными синглетным и триплетным термами в CuO_6 кластере. Триплетные состояния дают значительный вклад в формирование потолка валентной зоны при одноосном сжатии решетки вдоль *с*-оси и обнаружены экспериментально в ARPES спектрах недопированных Bi-2201 и Bi-2212 купратов. Ввиду малости гибридизации синглет и триплетной зон на масштабе энергий $J \sim 0,1 B$ для дырочных купратов также применима однозонная $t-t'-t''-J^*$ модель, все параметры которой вычислены из первопринципных расчетов.

Изменение чисел заполнения многоэлектронных термов за счет допирования, а также спиновых флуктуаций без допирования, приводит к появлению внутрищелевых состояний выше потолка валентной зоны на энергию $\sim J$. Их спектральный вес растет с ростом температуры. В области слабого допирования учтено влияние спин-жидкостных эффектов (ближнего АФМ порядка) на закон дисперсии электронов. Показано, что в окрестности оптимального допирования происходит кросовер из спинжидкостного к парамагнитному состоянию с резким подавлением спиновых корреляционных функций и изменением в поведении электронных кинематических корреляторов.

При рассмотрении ЭФВ в рамках GTB метода учтены наиболее сильно взаимодействующие с электронами моды фононов: дыхательная, апическая дыхательная и изгибная. Оказалось, что матричные элементы ЭФВ складываются из диагональных и недиагональных в узельном пространстве слагаемых, у каждого из которых своя зависимость от переданного и входящего волнового векторов. Эта зависимость важна для теории сверхпроводимости, в частности для спаривания $d_{x^2-y^2}$ типа взаимодействие с дыхательной модой разрушает сверхпроводимость, а с изгибной модой усиливает.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16100, программы ОФН «Сильные электронные корреляции», комплексного интеграционного проекта СО РАН 3.4 и междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН-УрО РАН №74. Е.И. Шнейдер благодарит также Фонд некоммерческих программ «Династия» и международный центр фундаментальной физики в Москве. М.М.Коршунов, Е.И. Шнейдер и Е.В. Захарова благодарят грант СО РАН «Лаврентьевский конкурс молодежных проектов». 1. S. G. Ovchinnikov, V. V. Val'kov, Hubbard operators in theory of strongly correlated electrons, Imperial College Press, London-Singapore, 2004.

2. M. M. Korshunov, V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov et al, Phys. Rev. B72, 165104 (2005).

3. С. Janowitz, U. Seidel, R.S.T. Under et al. Письма в ЖЭТФ **80**, 819 (2004). 4. М. М. Коршунов, В. А. Гавричков, С. Г. Овчинников и др. ЖЭТФ **126**, 642 (2004).

5. С. Г. Овчинников, Е. И. Шнейдер, ЖЭТФ **128**, 974 (2005).

6. E.	И. Шнейдер,	С. Г. Овчинников,	Письма в
ЖЭТФ	83 ,	462	(2006).

Примесные кластеры и локализация нодальных квазичастиц в *d*-волновом сверхпроводнике

Погорелов Ю.Г.

Университет г. Порту, 4169-007 Порту, Португалия Сантуш М.С. Университет г. Коимбра, 3004-535 Коимбра, Португалия Локтев В.М. Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, 03143 Киев, Украина

Исследовано предельное поведение квазичастичной плотности состояний (ПС) $\rho(\varepsilon)$ как функции энергии вблизи нодальной точки ($\varepsilon \rightarrow 0$) в dсверхпроводнике (d-СП) с примесями. С использованием техники групповых разложений по комплексам взаимо-действующих примесей показано, что конечный предел $\rho(0)$ возможен лишь в случае, когда примесное возмущение V, будучи конечным, вызывается магнитными примеся-ми. При этом $\rho(0)$ $\propto c^n \rho_N$, где $\rho_N - \Pi C$ нормального состояния, c концентрация примесей, а *n* определяется наичислом примесей, меньшим на которых локализуются низкочастотные квазичастичные возбуждения. Полученный результат отличается от известного предсказания $\rho_{\mu}(0) \propto c^{1/2} \rho_N$ для случая унитарного ($V \rightarrow \infty$) примесного центра.

Одним из актуальных и невыясненных вопросов низкотемпературного поведения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) со слоистой (квази-2D) кристаллической структурой и d-СП типом параметра порядка, в которых появление носителей порождается допантами, является: каков в них характер возбуждений с нулевой энергией? Действительно, низкоэнергетические квазичастицы, когда $\varepsilon \Delta \varepsilon_{\rm F}$ (Δ – амплитуда *d*-СП щели, $\varepsilon_{\rm F}$ – энергия Ферми), суть ключевые объекты, определяющие физику большинства процессов и явлений, наблюдающихся в ВТСП. В чистых *d*-СП эти возбуждения вблизи нодальных точек k_j (j = 1,...,4) коническую имеют дисперсию: $\mathcal{E}_{\mathbf{q}} = \hbar \sqrt{v_{\mathrm{F}}^2 q_{\parallel}^2 + v_{\Delta}^2 q_{\perp}^2}$, где q_{\parallel} и \mathbf{q}_{\perp} – продоль-

ная и поперечная компоненты квазиимпульса вблизи импульса Ферми $k_{\rm F}$ (= k_j) в каждой нодальной точке, так что $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_j$, $\boldsymbol{q} = k_{\rm F}$; при этом скорость Ферми $v_{\rm F}$ и т.н. «щелевая» скорость v_{Δ} связаны отношением $v_{\Delta}/v_{\rm F} = \Delta/\varepsilon_{\rm F} = \alpha$ 1. Тем самым задается асимптотика квазичастичной ПС: $\rho_0(\varepsilon) \approx \rho_N |\varepsilon|/\Delta$, а также степенные *d*-СП температурные зависимости термодинамических величин, в согласии с наблюдениями [1].

Однако такая «чистая» картина не сохраняется по достижении достаточно низких температур, когда доминируют нижайшие возбуждения, близкие к нулевой энергии. Исходя из многих твердотельных аналогий, именно они оказываются наибо-

лее чувствительными к примесям (неизбежно присутствующим, как минимум, в виде допантов в ВТСП). Их роли посвящено множество работ; в частности П. Ли предсказал [2], что в случае унитарных рассеивателей статическая проводимость универсального достигает значения $\sigma(\omega \rightarrow 0) = e^2 / \hbar \pi^2 \alpha$, которое не зависит от параметров примесной подсистемы! Подобный универсальный предел в присутствии унитарных примесей предсказан И для отношения $\kappa(T)/T|_{T\to 0} \to n_{SC}k_B^2(1+\alpha^{-2})/3\hbar v_F^2 d$ [3] ($\kappa(T)$ – теплопроводность, n_{SC} – число сверхпроводящих плоскостей в ячейке, d – расстояние между ними). Оба результата опираются на упомянутую ПС этого для случая $ho_u(\varepsilon
ightarrow 0) \sim \sqrt{(c/\alpha) \ln c^{-1}} / \varepsilon_{
m F}$, полученную в приближении самосогласованной Т-матрицы (ПССТМ) для собственной энергии. Такое поведение, однако, не согласуется с исчезающей в пределе $\varepsilon \to 0$ ПС, которая следует из аналитических расчетов для неупорядоченных систем: к примеру, $\rho(\varepsilon)$ $\rightarrow 0$) $\propto |\varepsilon|^{\zeta}$ с $\zeta < 1$ [4]; $\rho(\varepsilon \rightarrow 0) \propto |\varepsilon|$ [5] или, наконец, $\rho(\varepsilon \to 0) \sim |\varepsilon|/\ln^2(\Delta/\varepsilon)$ [6]. Впрочем, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют отдать предпочтение ни одной из приведенных зависимостей.

Кроме того, применимость ПССТМ [2,3,6], а также полевых методов [4,5] может быть оправдана лишь в том случае, если квазичастичные возбуждения остаются делокализованными при всех, вплоть до самых низких, энергий. Иными словами, средняя длина свободного пробега возбуждения должна превышать отвечающую ему длину волны. Это составляет содержание известного критерия Иоффе-Регеля-Мотта (КИРМ) [7], нарушение которого однозначно указывает на присутствие в системе процессов локализации. Как известно, ПССТМ соответствует учету только первого слагаемого ГР [6], а потому выполнение КИРМ в ПССТМ свидетельствует лишь о невозможности локализации квазичастиц за счёт рассеяния на изолированных примесях. В такой ситуации необходимо перейти к анализу следующих слагаемых ГР и возможности локализации на случайных группах (кластерах) примесей. Это можно сделать путем обобщения предложенной в [8] для *s* -СП алгебраической техники суммирования на случай *d*-СП. Для этого случая ниже рассмотрены немагнитные (НМ) и парамагнитные (ПМ) примесные центры, и конечная ПС в окрестности нодальных точек возникает только для второго типа.

Гамильтониан низкоэнергетических возбуждений грязного *d*-СП имеет вид:

$$H = \hbar \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}}^{+} \left(v_{\mathrm{F}} q_{\parallel} \hat{\tau}_{3} + v_{\Delta} q_{\perp} \hat{\tau}_{1} \right) \psi_{\mathbf{k}} + N^{-1} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{p}} e^{i(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\mathbf{p}} \psi_{\mathbf{k}'}$$
(1)

где спиноры Намбу $\psi_k^+ = (a_k^+, a_{-k})$ включают ферми-операторы, а $\hat{\tau}_j (j = 0, 1 - 3)$ – матрицы Паули. Второе слагаемое в (1) описывает возмущение от узлов **p**, случайно занятых примесями, концентрация которых $c = \sum_{\mathbf{p}} N^{-1}$, где N – полное число узлов; при этом $\hat{V} = V \hat{\tau}_3$ отвечает HM, а $\hat{V} = V \hat{\tau}_0 (\hat{\tau}_0 \equiv \hat{I} - единичная матрица) – ПМ. Для анализа матричной функции Грина (ФГ)$

$$\langle \langle \psi_{\mathbf{k}} | \psi_{\mathbf{k}}^{+} \rangle \rangle_{\varepsilon} = \left[\hat{G}_{\mathbf{q}}^{-1}(\varepsilon) - \hat{\Sigma}_{\mathbf{k}} \right]^{-1},$$
(2)
rge $\hat{G}_{\mathbf{q}}(\varepsilon) = \left[\varepsilon + \hbar \left(v_{\mathrm{F}} q_{\parallel} \hat{\tau}_{3} + v_{\Delta} q_{\perp} \hat{\tau}_{1} \right) \right] / \left(\varepsilon^{2} - \varepsilon_{\mathbf{q}}^{-2} \right) +$

$$\Phi \Gamma \text{ HIGTORS} d_{\mathrm{C}} \Pi \text{ IDTIMUTIPOSE PARTICULATION FOR THE PART$$

ФГ чистого *d*-СП, применяем групповое разложение (ГР) [9,10] собственно-энергетической матрицы

$$\hat{\Sigma}_{\mathbf{k}} = c\hat{T} \left[1 + c \sum_{\mathbf{n} \neq 0} (\hat{A}_{\mathbf{n}} \cos \mathbf{k} \mathbf{n} + \hat{A}_{\mathbf{n}}^{2}) (1 - \hat{A}_{\mathbf{n}}^{2})^{-1} + \dots \right]$$
(3)

Здесь однопримесному рассеянию отвечает Т- $\hat{T}(\varepsilon) = \hat{V}[1 - \hat{G}(\varepsilon)\hat{V}]^{-1},$ матрица где $\hat{G}(\varepsilon) = (4/N) \sum_{\mathbf{a}} \hat{G}_{\mathbf{a}}(\varepsilon)$. Эта матрица характеризуется резонансным поведением на энергии $\mathcal{E}_{res} < \Delta$, находящейся ИЗ уравнения Re det $[1 - \hat{G}(\varepsilon_{res})\hat{V}] = 0$ [8-10], а при $\varepsilon \to 0$ она стремится к некоей действительной матрице T(0)(см. ниже). Следующее в (3) за единицей слагаемое в скобках описывает рассеяние на двойках примесей, разделённых всевозможными векторами решётки **n**, а опущенные слагаемые – тройкам и т.д. примесей. Конструктивный элемент для всех членов ГР - матрица $\hat{A}_{\mathbf{n}}(\varepsilon) = N^{-1} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{n}} \hat{G}_{\mathbf{k}} \hat{T}$, задающая эффективное (зависящее от энергии) взаимодействие между двумя примесями разделёнными вектором **n**, и в пределе $\varepsilon \rightarrow$ 0.

$$\hat{A}_{\mathbf{n}}(0) = \left(g_{\mathbf{n}}^{\parallel} \hat{\tau}_{3} + g_{\mathbf{n}}^{\perp} \hat{\tau}_{1}\right) \hat{\Gamma}(0), \quad \text{где} \quad g_{\mathbf{n}}^{7,\perp} = -(\hbar v_{\mathrm{F}}/N) \Sigma_{k} e^{ikn} q_{7,\perp} / \varepsilon_{q}^{2}. \text{ Общий вид ПС}$$
$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{\pi N} \sum_{\mathbf{k}} \operatorname{Im} \operatorname{Tr} \langle \langle \psi_{\mathbf{k}} | \psi_{\mathbf{k}}^{+} \rangle \rangle_{\varepsilon}$$
(5)

в отсутствие примесей сводится к $\rho_0(\varepsilon) = \pi^{-1}$ Im $g(\varepsilon)$, где $g(\varepsilon) = N^{-1}$ Tr $\sum_k \hat{G}_k \approx (2\rho_N \varepsilon/\Delta) \ln(2i\Delta/\varepsilon)$ [6]. (* При наличии примесей предел $\rho(\varepsilon \to 0)$ связан через $\mathbf{k}'(2,3)$ с мнимой частью следа собственноэнергетической матрицы: $\gamma = \text{Im Tr } \Sigma_k(0)$. Если она доминируется вкладом пар в ГР, где роль $\hat{A}_n \cos \mathbf{kn}$ пренебрежима рядом с \hat{A}_n^2 , её можно считать независящей от \mathbf{k} . Для любого типа примесей (в силу $\gamma \Delta$) получим

$$\rho(0) \approx \rho_N \frac{\gamma}{\pi\Delta} \ln \frac{2\Delta}{\gamma} \bar{\rho}_N,$$

(6) сводя задачу к расчёту γ как функции *с* и *V*. Поскольку матрицы $\hat{T}(0)$ и \hat{A}_n действительны, вклад в γ от двоек связан лишь с полюсами $(1 - \hat{A}_n^2)^{-1}$. Если они отсутствуют, следует искать вклады в γ от последующих членов ГР, при этом мнимая часть *l*го члена связана с полюсами некоторого полинома *l*-й степени от $\hat{A}_n, \ldots, \hat{A}_{n_{l(l-1)/2}}$ (где $n_1, \ldots, n_{l(l-1)/2}$ всевозможные расстояния между *l* примесями).

Для НМ примесей с бесследовой $\hat{T}(0) = \tilde{V}\hat{\tau}_3$ (где $\tilde{V} = V/(1 + Vg_{as})$ и $g_{as} = \rho_N \ln|1/\rho_N \varepsilon_F - 1|$) решение упрощается в рамках алгебры матриц вида $\hat{C}(x, y) = x + iy\hat{\tau}_2$, для которых закон умножения $\hat{C}(x, y)\hat{C}(x', y') = \hat{C}(xx' - yy', xy' + yx')$ [8] изоморфен алгебре обычных комплексных чисел, где «мнимой единицей» служит $\hat{i} \equiv i\hat{\tau}_2$. При этом действительная матрица \hat{A}_n представляется «комплексным числом»: $A_n = \tilde{V}g_n^{\parallel} + i\tilde{V}g_n^{\perp}$, а вклад в γ от пар примесей - интегралом

$$c^{2} \operatorname{Im} \int_{r>a} \frac{d\mathbf{r}}{a^{2}} \mathfrak{R} \frac{p(\mathbf{r}) + \hat{i}q(\mathbf{r})}{s(\mathbf{r}) + \hat{i}t(\mathbf{r})},$$
(7)

где $s = 1 - \widetilde{V}^2 [(g_r^{\parallel})^2 - (g_r^{\perp})^2], t = -2 \widetilde{V}^2 g_r^{\parallel} g_r^{\perp}, а$ также p и q – непрерывные функции r, \Re - символ «действительной части». Прямой расчёт показывает, что полюса подынтегрального выражения лежат в изолированных точках r-плоскости, а потому вклада в мнимую часть интеграла (7) не дают. Более того, не дают такого вклада и все остальные

слагаемые ГР, приводя к исчезновению $\rho(0)$ вида (6) для НМ примесей.

С другой стороны, для ПМ примесей с $\hat{T}(0) = V(1 + Vg_{as}\hat{\tau}_3)/(1 - V^2g_{as}^2)$ такой упрощающей алгебры нет, но прямое вычисление (хотя и более громоздкое) вклада от пар возможно. Оно также приводит к интегралу типа (7), где однако полюса лежат на некоторых конечных контурах, создавая конечную же величину γ . Количественный анализ облегчается для случая ПМ-резонанса низкой энергии $\varepsilon_{res} \sim \Delta \delta/[V\rho_N \ln(4V\rho_N/\delta)]$ [11] при наличии малого параметра $\delta \equiv |1 - V^2g_{as}^2|$ 1, давая $\gamma \sim c^2 V/\delta$. В этом случае искомый предел для ПС в (несколько смещённых) нодальных точках имеет порядок:

$$\rho(0) \sim \rho_N \frac{c^2 V}{\Delta \delta} \ln \frac{\Delta \delta}{c^2 V}.$$
(8)

Конечно эта зависящая от V величина не имеет ничего общего с приведенным в начале значением $\rho_u(0)$ (полученным кроме того без учёта взаимодействия примесей). Ей отвечают локализованные на «подходящих» парах примесей возбуждения. Подобные локализованные уровни заполняют также конечную окрестность нодальной энергии, ограниченную моттовскими порогами подвижности на расстоянии $\varepsilon_c \sim \Delta \rho(0)/\rho_N$. Такая структура квазичастичного спектра должна приводить в *d*-СП к смене степенных температурных законов экспоненциальными: $\propto \exp(-\varepsilon_c/T)$, при $T - \varepsilon_c$ (правдоподобная

оценка последней величины ~0.2 К сопоставима с данными о резком падении электронной теплопроводности ВТСП систем при T < 0.3 К [12]). Наконец подчеркнём, что при формальном переходе к унитарному возмущению: $V \rightarrow \infty$, вместо (8) получается убывание $\rho(0) \propto 1/|V|$, что снимает различие между ПМ и НМ примесями в этом пределе.

1. C.C. Tsui, J.R. Kirtley, Rev.Mod.Phys. 72, 969 (2000).

2. P.A. Lee, Phys.Rev.Lett. 71, 1887 (1993).

3. A.C. Durst, P.A. Lee, Phys.Rev. B 62, 1270 (2000).

4. A.A. Nersesyan, A.M. Tsvelik, F. Wenger, Nucl.Phys. B 438, 561 (1995).

5. T. Senthil, M.P.A. Fisher, Phys.Rev. B 60, 6893 (1999).

6. V.M. Loktev, Yu.G. Pogorelov, Europhys.Lett. 58, 549 (2002).

7. A.I. Ioffe, A.R. Regel, Progr.Semicond. 4, 237 (1960); N.F. Mott, Adv.Phys. 16, 467 (1967).

8. V.M. Loktev, Yu.G. Pogorelov, Phys.Rev.B 70, 307 (2005).

9. A.V. Balatsky, M. Sakola, A. Rosengren, Phys.Rev.B 51, 15547 (1995).

10. Yu.G. Pogorelov, Sol. St. Communs. 95, 245 (1995).

11. V.M. Loktev, Yu.G. Pogorelov, Europhys.Lett. 60, 757 (2002).

12. M.F. Smith, J. Paglione, M.B. Walker, L. Taillefer, Phys. Rev. B 71, 014506 (2005).

Флуктуирующая сеть распределений параметров порядка в недодопированных фазовых состояниях моттовских диэлектриков

Протогенов А.П.

Институт прикладной физики РАН,Нижний Новгород 603950, Россия

Рассматриваются пространственные распределения электронных степеней свободы в неоднородных токовых состояниях выкотемпературных сверхпроводников. Сделан вывод об универсальном характере фрустрированного фазового расслоения в недодопированных псевдощелевых и сверхпроводящих состояниях купратов с высоким значением температуры сверхпроводящего перехода. В работе использован SU(2) параметр порядка с компонентами, имеющими смысл среднеполевых корреляционных функций, описывающих перескок и спаривание. С помощью о-модели Скирма-Фаддеева, позволяющей перечислить теории среднего поля, показано, что учет вклада частей конденсатной сети в форме полосок или колец ведет к уменьшениею проигрыша свободной энергии, существующего вследствие неоднородности. Такие фрагменты представляют собой отдельные части конденсатного распределения заузленных квазиодномерных конфигураций параметров порядка в форме сети. Разрушение сети в фазе деконфайнмента обусловлено термическими флуктуациям. Суммарный выигрыш свободной энергии для состояний с шахматным упорядочением потоков оказывается больше, чем для состояний с распределением потоков, равных π. Характерный импульс фермионных пар и степень неоднородности распределения параметров порядка в фазе с потоком, равным л, являются большими, чем в фазе с шахматным распределением потоков. Найдена амплитуда рассеяния электронов в тороидном токовом состоянии. рсимметричный характер угловой зависимости амплитуды рассеяния является причиной формирования квазиодномерных переплетенных пространственных конфигураций параметров порялка.

Умеренное допирование планарных моттовских диэлектриков нарушает антиферромагнитный порядок, существующий в базисных плоскостях, и переводит родительские соединения в псевдощелевое фазовое состояние. При дальнейшем сравнительно небольшом увеличении уровня допирования возможен переход в сверхпроводящую фазу с высоким значением температуры сверхпроводящего перехода. Стандартная t-J модель, используемая для описания низкоэнергетической динамики, содержит в гамильтониане [1]

$$H_{mean} = \sum_{\langle ij \rangle} \frac{3}{8} J_{ij} \left[\frac{1}{2} Tr \left(U_{ij}^{\dagger} U_{ij} \right) + \psi_i^{\dagger} U_{ij} \psi_j + H.c. \right] + \sum_i a_0^i \psi_i^{\dagger} \tau^i \psi_i$$
84

теории среднего поля матричную переменную

$$U_{ij} = \begin{pmatrix} -\chi_{ij}^* & \Delta_{ij} \\ \Delta_{ij} & \chi_{ij} \end{pmatrix},$$

учитывающую процессы перескока и спаривания. Различные подстановки для корреляционных функций χ_{ij} и Δ_{ij} приводят к различным по симметрии фазовым состояниям спиновой жидкости: при очень слабом допировании – к SU(2) фазе с потоком, который равен π ; при увеличении уровня допирования – к U(1) фазе с шахматным упорядочением потоков, к Z₂ щелевому и Z₂ безщелевому состояниям, к d-симметричному сверхпроводящему состоянию, а также к однородному RVB состоянию, к ферми-жидкостной фазе и фазовому состоянию, к ферми-жидкостной фазе и фазовому состоянию, к фази ваходятся DDW и тороидные токовые состояния.

В случае конечной щели в спектре фермионов интегрирование по ним дает SU(2) лагранжиан

$$L = \frac{1}{4} Tr f_{\mu\nu}^2$$

описывающий флуктуации калибровочного поля $a^a_{\ \mu}.$

Для сравнения теорий среднего поля удобно ввести [1] двухкомпонентный параметр порядка $\psi = (\chi, \Delta)^T$, определяющий функционал Гинзбурга-Ландау. Точное отображение его в O(3) о-модель Скирма-Фаддеева приводит [2] к следующему выражению для свободной энергии

$$F = \int d^3 x \left(\frac{\rho^2}{4} \left(\partial_k \vec{n}\right)^2 + \left(\vec{n} \left[\partial_i \vec{n} \times \partial_k \vec{n}\right] - \left(\partial_i c_k - \partial_k c_i\right)\right)^2 + \left(\partial_k \rho\right)^2 + \frac{1}{16} \rho^2 \vec{c}^2 + V(n_1, n_3, \rho)\right)$$

Полярный угол θ, задающий ориентацию единичного вектора $\mathbf{n} = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta)$ определяется соотношением амплитуд параметра порядка: $|\chi| = \cos(\theta/2), |\Delta| = \sin(\theta/2),$ а азимутальный угол φ равен разности фаз компонент χ и Δ параметра $\theta = \pi/2$ отвечает порядка. Значение dсверхпроводящей фазе, а Z₂ граница $\phi = \pi$ отделяет [3] токовые состояния. Поле спиновой жесткости р удовлетворяет условию нормировки $\rho^2 + {\rho_h}^2 = 1$, где ρ_h^2 - плотность дырок. Импульс равен $\mathbf{c} = \mathbf{J}/\rho^2 = \mathbf{a} - \mathbf{b}$ А, где калибровочный потенциал а, параметризуя слагаемое Фаддеева $H_{ik} = \mathbf{n}[\partial_i \mathbf{n} \times \partial_k \mathbf{n}] = \partial_i \mathbf{a}_k - \partial_k \mathbf{a}_i$, представляет собой парамагнитное слагаемое в токе J, а диамагнитное слагаемое в токе описывается векторным потенциалом А.

Из сравнения второго слагаемого в выражении для свободной энергии *F* с соответствующим слагаемым [4] гамильтониана SU(2) теории Янга-Миллса

$$H = \int d^3 x (\vec{n} [\partial_i \vec{n} \times \partial_k \vec{n}] - (\partial_i c_k - \partial_k c_i) +$$

$$n_3 (\partial_i b_k - \partial_k b_i) + 2(b_k \partial_i n_3 - b_i \partial_k n_3))^2 + \dots$$

следует, что степень неоднородности фазового состояния с потоком, равным π , выше, чем U(1) состояния с шахматным распределением потоков калибровочного поля. Здесь b_i – дополнительное векторное поле. В SU(2) случае характерные значения суммарного импульса фермионных пар порядка 1/ ξ (сравни с [3]), в то время как в U(1) фазе состовляют величину порядка α/ξ [5]. Здесь ξ – корреляционный масштаб. Параметр $\alpha = \xi^2/R^2 < 1$ имеет смысл степени упаковки в узле нитей, на которых определены поля параметров порядка. R – характерный размер узла.

Сечение трехмерного узла плоскостью, совпадающей с базисной плоскостью или с поверхностью кристалла, порождает в двумерном пространстве неоднородное распределение фазовых состояний с упорядоченным или случайным распределением электронных степеней свободы, принадлежащих сердцевине нити и областям вне ее. В результате разреза в плоскости появляется самогенерируемое стекольное спиновое состояние с хорошо определенной ролью беспорядка, благодаря топологическому механизму разделения фаз. Ответ на вопрос о результате в этом соревновании фазовых состояний зависит от соотношения фазовых объемов состояний и во многом определяется значением степени упаковки нитей в узле.

Токовые состояния с ненулевым вкладом от

a = rot rot T в ток характеризуются некоторым распределением тороидного момента T. Решение задачи о вычислении 2D амплитуды рассеяния электрона на тороидной конфигурации приводит к **p**симметричной зависимости сечения рассеяния. Этот вывод может быть полезным при обсуждении причин формирования квазиодномерных распределений зарядовых степеней свободы.

Изучение вклада в свободную энергию фрагментов таких распределений в форме полосок и колец показывает [5], что при достаточно малых значениях значениях дырочной плотности ее распределение в форме колец может быть предпочтительнее распределения в виде полосок.

Обнаружение [6] в области низких температур распределений локальной плотности электронных

состояний в форме шашечной доски с периодом 4a₀×4a₀ с внутренней сверхструктурой, имеющей период 4а₀/3, свидетельствует о существовании в основном состоянии сети, построенной из квазиодномерных распределений электронных степеней свободы. Аналогичные теоретические аргументы в пользу такого заключения можно найти в [7]. Они основаны на предложении использовать для описания топологического порядка, который принадлежит области, расположенной вне границ применимости теории среднего поля и, следовательно, вне парадигмы Гинзбурга-Ландау [8], теорию модулярных тензорных категорий [9]. Одним из основных ее выводов является заключение о возможности существования неоднородного основного состояния в виде сети сконденсировавшихся струн [10,11]. Основанием для такого вывода являются хорошо известные связи [12,13] между теорией узлов, топологической квантовой теорией поля [14] и теорией тензорных категорий.

В заключение выражаю благодарность Д. М. Дзебисашвили и Ю. В. Копаеву за полезные обсуждения. Настоящая работа была выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 06-02-16561) и программы РНП 2.1.1 (грант № 2369).

1. P. A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006).

2. E. Babaev, L. D. Faddeev, and A. J. Niemi, Phys. Rev. B 65, 100512 (2002).

 В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН 176, № 5 (2006).

4. L. D. Faddeev, A. J. Niemi, Phys. Lett. B 525, 195 (2002).

5. А. П. Протогенов, УФН 176, № 7 (2006).

6. T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka *et al.*, Nature 430, 1001 (2004).

7. M. F. Levin, X.-G. Wen, Phys. Rev. B 71 144516 (2005).

8. В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 20, 1064 (1950).

9. C. Kassel, *Quantum groups*, Springer-Verlag, New York, 1995.

10. E. Witten, Nucl. Phys. B 322, 629 (1989).

11. E. Witten, Nucl. Phys. B 330, 285 (1990).

12. B. Bakalov, A. Kirillov Jr., *Lectures on tensor categories and modular functors*, Univ. Lect. Ser. Vol. **21**, Providence, RI: AMS, 2000.

13. V. G. Turaev, *Quantum invariants of knots and 3-manifolds*, de Gruyter Studies in Mathematics, Vol. **18**. Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1994.

14. E. Witten, Comm. Math. Phys. 121, 351 (1989).

Конкуренция спаривающих взаимодействий в ВТСП купратах

Тогушова Ю.Н., Нгуен Н.Т., Чан В.Л.

Воронежский государственный педагогический университет, Воронеж 394043, Россия

Исследована симметрия сверхпроводящей энергетической щели в купратах при кулоновском спаривании с большим импульсом. Показана возможность фазового перехода внутри сверхпроводящего состояния из-за конкуренции электрон-фононного и парамагнонного механизмов, снимающих вырождение параметра порядка при кулоновском спаривании. Рассмотрены особенности изотопического эффекта в ВТСП купратных соединениях, включая отрицательный изотопический эффект.

Экранированное кулоновское отталкивание (при условии, что описывающее его ядро оператора взаимодействия имеет хотя бы одно отрицательное собственное значение) допускает асимптотически точное (при сколь угодно малой константе связи) решение уравнения самосогласования при зеркальном нестинге контура Ферми [1].

Спаривание отталкивающихся частиц с большим суммарным импульсом приводит к зависящему от импульса относительного движения сверхпроводящему параметру порядка с пересекающей контур Ферми линией нулей внутри кинематически разрешенной области (области кинематического ограничения). Для средних по областям знакопостоянства значений параметра порядка уравнение самосогласования сводится к системе двух интегральных уравнений [2], решение которой в пределе слабой связи получено в приближении, эквивалентном методу потенциала нулевого радиуса, когда истинное ядро оператора спаривающего взаимодействия сводится к вырожденному кусочнопостоянному ядру, имеющему два собственных значения разных знаков [3].

Спаривающий потенциал, соответствующий такому ядру, обнаруживает глубокие осцилляции в реальном пространстве, связанные с обрезанием далеких фурье-компонент экранированного кулоновского отталкивания из-за кинематического ограничения для пары с большим суммарным импульсом. Ядро спаривающего кулоновского отталкивания допускает расширение, позволяющее учесть вклады других спаривающих взаимодействий.

Учет кулоновского отталкивания, имеющего место во всей области кинематического ограничения, вместе с притяжением, обусловленным электронфононным взаимодействием в узком слое вблизи контура Ферми, выполнен в рамках модели Толмачева [4] в приближении потенциала нулевого радиуса для спаривающего отталкивания [5]. Найдено выражение для показателя изотопического эффекта в зависимости от безразмерных эффективных констант отталкивающего и притягивающего взаимодействий [5].

При кулоновском спаривании параметр порядка имеет нули на участках контура Ферми с зеркальным нестингом в пределах каждой из кинематически разрешенных областей. Ввиду эквивалентности этих областей имеет место вырождение по направлениям кристаллически эквивалентных суммарных импульсов пар. В таком случае допустимыми оказываются два типа симметрии параметра сверхпроводящего порядка относительно поворотов в импульсном пространстве: с изменением или без изменения знака параметра порядка при повороте на угол $\pi/2$ (*d*-волновая или *s*-волновая симметрия шели, соответственно). Снятие вырождения и определение типа симметрии щели связано со спаривающими взаимодействиями, конкурирующими с кулоновским.

Область кинематического ограничения разделяется линией нулей параметра порядка на две части, в которых параметр порядка имеет разные знаки, поэтому в каждой из этих частей выделяются области динамического ограничения, в которых определено эффективное притяжение, обусловленное электрон-фононным взаимодействием. Следовательно, всякая область кинематического ограничения, соответствующая каждому из кристаллически эквивалентных импульсов пары, оказывается разделенной на четыре подобласти, в которых необходимо определить средние значение параметра порядка. Величины этих значений и соотношения между ними определяются эффективными константами связи в этих двух каналах сверхпроводящего спаривания.

Отталкивание, обусловленное обменом антиферромагнитными магнонами (парамагнонами), само по себе может приводить к сверхпроводящему спариванию с *d*-волновой симметрией щели, перемешивая состояния в разных кристаллически эквивалентных областях кинематического ограничения. Такие состояния смешиваются и прямым кулоновским отталкиванием, а также электрон-фононным взаимодействием, которые приводят к *s*-волновой щели.

Спиновый антиферромагнитный ближний порядок достаточно быстро уменьшается с ростом допирования, практически полностью исчезая при оптимальном допировании. Поэтому при некотором уровне допирования может происходить смена механизма, снимающего присущее кулоновскому спариванию вырождение по кристаллически эквивалентным областям кинематического ограничения. При этом с ростом допирования симметрия сверхпроводящей щели меняется от расширенной *d*волновой к расширенной *s*-волновой, то есть имеет место фазовый переход внутри сверхпроводящего состояния.

Получена система уравнений самосогласования для средних значение параметра порядка внутри различных частей областей кинематического и динамического ограничения и показано, что эта система допускает два класса решений: антисимметричных и симметричных относительно изменения знака щели внутри и вне линии нулей параметра порядка в пределах каждой области кинематического ограничения.

Антисимметричное решение существует при любой эффективной константе кулоновского отталкивания, перенормированной конкурирующими электрон-фононным и парамагнонным механизмами спаривания. В приближении, соответствующем одинаковым площадям заполненной и вакантной частей области кинематического ограничения, электрон-фононнная константа связи в антисимметричное решение не входит.

Симметричное решение оказывается возможным, если эффективная константа связи электронфононного спаривания превышает логарифмически ослабленное (из-за наличия области динамического ограничения) значение кулоновской константы связи. Аналогичное влияние электрон-фононного взаимодействия на кулоновскую константу связи также имеет место из-за разных знаков средних значений параметра порядка вблизи линии нулей.

Изотопический эффект связан с электронфононным вкладом в спаривающее взаимодействие, поэтому при доминирующем кулоновском спаривании, соответствующем антисимметричному решению системы уравнений самосогласования и расширенной *s*-волновой или расширенной (с дополнительными нулями параметра порядка, обусловленными кулоновским спариванием [1]) *d*волновой симметрии параметра порядка, он отсутствует, поскольку в этом случае электрон-фононная константа связи выпадает из системы уравнений (слабый эффект может быть связан с перенормировкой эффективной константы связи).

При достаточно сильном электрон-фононном взаимодействии, соответствующем переходу к симметричному решению с анизотропной *s*волновой симметрией щели, показатель изотопического эффекта близок к обычному значению 0.5 (что соответствует достаточно сильному электронфононному спариванию; в таком случае, однако, канал спаривания с большим импульсом может оказаться менее эффективным по сравнению с обычным спариванием с нулевым импульсом пары).

В переходной области показатель изотопического эффекта оказывается отрицательным (так называемый отрицательный изотопический эффект, наблюдаемый в некоторых купратных соединениях [6]). Такой эффект может проявляться в одном и том же купратном соединении при разных уровнях допирования.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты 05-02-17077а, 06-02-17186а).

1. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, УФН 176, 457 (2006).

2. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, В.М. Софронов, С.В. Шевцов, ЖЭТФ **124**, 1149 (2003).

3. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, Yu.N. Togushova. Phys. Lett. A **338**, 69 (2005).

4. Н.Н. Боголюбов, В. В. Толмачев, Д.В. Ширков. Новый метод в теории сверхпроводимости. АН СССР, М., 1958.

5. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev, N.T. Nguyen, Yu.N. Togushova, Phys. Lett. A**342**, 267 (2005).

6. J.P. Frank, D.D. Lawrie, J. Supercond. 8, 591 (1995).

Вся фазовая диаграмма ВТСП в модели U-минус центров

Цэндин К.Д., Денисов Д.В.,

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, РАН, С-Петербург 194021, Россия

Попов Б.П.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С-Петербург 195251, Россия

В работе показано, что единое объяснение всей фазовой диаграммы ВТСП может быть получено в рамках модели U-минус центров, учитывающей взаимодействие электронов валентной зоны с электронами U-минус центров.

Модель U-минус центров

Модель U-минус центров [1,2] основывается на теоретической работе [3]. В модели предполагалось, что при достаточно большой концентрации Uминус центров уровни энергии их первой и второй ионизации D⁻ и D⁺ расплываются в соответствующие зоны W⁻ и W⁺, суммарная ширина которых 2W=2zJ [2,3]. Поскольку величина U много больше интеграла переноса t, то реальными одночастичными переходами в системе U-минус центров можно пренебречь и W⁻ и W⁺, являются зонами переноса сильно связанных пар (бозонов) с эффективным матричным элементом перехода пары равным J = 2t²/U. При температуре T_c возникает сверхпроводящая корреляция между парами, то есть бозеконденсация в зонах W⁻ или W⁺. Согласно [3] T_c равна:

$$T_c = W \cdot (1 - 2v) / \ln(v^{-1} - 1)$$
 (1)

где v — относительная концентрация пар, равная n/2D (n — концентрация электронов в системе Uминус центров, а D — концентрация U-минус центров). В работе [2] на основе изложенных результатов была сформулирована модель U-минус центров, основные положения которой сводятся к следующему:

1. В системе имеются U-минус центры с энергией связи U >>t. В то же время концентрация U-минус центров достаточно велика так, что благодаря значительной величине t они представляют единую транспортную систему, по которой предварительно

2. Кроме электронных пар принадлежащих системе U-минус центров, существуют «обычные» элек-

троны валентной зоны, слабо взаимодействующие с решеткой. В первом приближении рассматривается только статистическое взаимодействие «обычных» электронов и электронов, принадлежащих системе U-минус центров [5]. Согласно формуле (1) зависимость T_c от v имеет куполообразную форму с максимумом при $v = \frac{1}{2}$, поэтому, как было показано в работе [2], формула (1) совершенно естественно объясняет куполообразную зависимость температуры сверхпроводящего перехода от степени допирования, которая наблюдается экспериментально в целом ряде ВТСП систем. Таким образом, объясняется сверхпроводящая область на фазовой диаграмме, приведенной на рис.1. В нашей работе [4] было показано, что учет конечности величины t в рамках модели U-минус центров, приводит к следующей зависимости уровня Ферми (при нулевой температуре) от допирования v:

 $E_{\rm F} = (E^{-} + E^{+})/2 = -U/2 - W(1/2 - \nu) = E_{\rm F0} - W(1/2 - \nu)$ (2) Поскольку t≠0, то в этом случае уровни D⁻ и D⁺ расплывутся в зоны W⁻ и W⁺. На одноэлектронной диаграмме рис.2 эти зоны выглядят необычно, поскольку их ширина зависит от степени заполнения v. Благодаря пиннингу уровня Ферми, нижняя зона W должна быть все время занятой парами с концентрацией n/2 (прямоугольник, заполненный парами (черные точки)), а верхняя зона W⁺ - пустой (на рис. 2 не показана). Пиннинг уровня Ферми должен происходить на середине расстояния между верхом (E^{-}) зоны W^{-} и низом (E^{+}) зоны W^{+} . Его зависимость (2) от степени заполнения v приведена на рис.2. При уменьшении v от 1 до 0 E_F уменьшается, проходя при половинном заполнении (v=0.5) положение E_{F0}= E_v. На рис.2 для наглядности слева и справа от зависимости E_F(v) изображены энергетические диаграммы для случаев $v_1 > 0.5$ и $v_2 < 0.5$.



сформированные пары могут перемещаться. Рис.1.



Объяснение фазовой диаграммы ВТСП

Область псевдощелевых особенностей - PG.

При 1/2 < v < 1 середина между зонами W⁻ и W⁺, то есть E_F, будет находиться над E_v и при низких температурах сопротивление образца будет иметь полупроводниковую температурную зависимость с энергией активации равной (E_F - E_v). Эта ситуация изображена на рис 2 (случай PG, v₁). Затемненной областью выделена валентная зона полностью занятая «обычными» электронами. Зона W⁻ изображена областью с черными кружками - парами электронов принадлежащих U-минус центрам. С ростом температуры, при Т_р= (E_F - E_v) активационный закон рождения дырок в валентной зоне прекращается и сопротивление будет определяться в основном подвижностью. Таким образом, точки кривой T_p(x) являются температурами кроссовера от полупроводниковой зависимости сопротивления к металлической в области NFL. Поэтому область PG (pseudogap) на фазовой диаграмме рисунка 1 названа областью полупроводников (semicond.). Однако металлическая проводимость в области NFL должна обладать особенностями, которые называются нефермижидкостными, поскольку при T> Т_р остается сильным квантово-механическое смешение состояний U-минус центров и «обычных» электронов валентной зоны. При понижении температуры мы переходим из области PG в область сверхпроводимости SC. При T=T_c образец перейдет в сверхпроводящее состояние, которое обусловлено бозе конденсацией пар принадлежащих зоне W⁻. Согласно нашей работе [2] зависимость T_c(x) при этом будет описываться левой стороной куполообразной зависимости T_c(x) изображенной на рис. 1. На этом рисунке по оси абсцисс, наряду с индексом содержания кислорода х, отложена величина v, которая является переменной несущей главную смысловую нагрузку в настоящей работе. Феноменологическая связь между v и х: v=7.4-х качественно обоснована в [2].

На рис. 2 верхняя граница валентной зоны E_v является краем зоны по подвижности, а хвост плотности локализованных состояний не изображен. Таким образом, в нашей интерпретации недодопированные ВТСП из PG области являются фермистеклами с уровнем Ферми расположенным на фоне локализованных состояний, плотность которых ответственна за интенсивность сигнала в экспериментах по фотоэмиссии.

Область нефермижидкостного поведения в нормальном состоянии - NFL.

Для 1/2 < v < 1 при T> $T_p(x)$ мы попадаем из области PG в область нефермижидкостного поведения - NFL. В модели главной причиной нефермижидкостного поведения в нормальном состоянии является резонансное квантово-механическое (не термодинамическое) взаимодействие электронов U-минус центров и электронов валентной зоны. В рассматриваемом интервале v, это взаимодействие актуально, когда температура становится больше чем разность энергий ($E_F - E_v$) = T_p .

При 0<v<1/2 уровень Ферми входит в валентную зону т.е. будет находиться под E_v (случай NFL на рис 2). Энергетическая диаграмма нормального состояния ВТСП выглядит как диаграмма классического металла с валентной зоной заполненной электронами (затемненная область) вплоть до Е_F. Однако, это не обычный металл, поскольку при 0<v<1/2, в нормальном состоянии положение уровня Ферми по-прежнему фиксируется посередине между верхом E_{v-} зоны W⁻ и низом E_{c+} зоны W⁺. Электроны, ушедшие из зонных состояний над уровнем Ферми, участвуют в формировании заселенностей зон U-минус центров и в этом диапазоне v непосредственно не определяют положение E_F. В рассматриваемом диапазоне v сверхпроводимость связана с бозе конденсацией дырок зоны W⁺. При Т >Т_с(х) происходит переход в область нефермижидкостного поведения NFL, поскольку квантовомеханическое взаимодействие между электронами валентной зоны и электронами U-минус центров имеет максимальный - резонансный характер (случай NFL, v₂).

Область фермижидкостного поведения в нормальном состоянии - FL.

Справа от значения v=0 мы, наконец, получим ситуацию классического фермижидкостного металла – область FL. Однако такое положение вещей будет сохраняться только при низких температурах: T<< [($E_{c+}(v=0)-E_{v.}(v=0))/2$ - E_F] = T_L, когда тепловые электроны находящиеся вблизи уровня Ферми не «чувствуют» наличия U-минус центров. При температурах же порядка T_L и выше снова начинается эффективное квантово-механическое взаимодействие между электронами валентной зоны и электронами U-минус центров и мы опять попадаем в область NFL.

Литература

1.К.Д. Цэндин, Б.П. Попов. Письма в ЖТФ, **24**, 45 (1998).

2.K.D. Tsendin, B.P. Popov. Supercond. Sci. Technol., **12**, 255 (1999).

3. I.O. Kulik, A.G. Pedan. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 79, 1469 (1980).

4. K.D. Tsendin, B.P. Popov, D.V.Denicov. Supercond. Sci. Technol., **19**, 4, 312 (2006)

5. К.Д. Цэндин, Д.В. Денисов, Б.П. Попов. Письма в ЖЭТФ, **80**, 277 (2004).

К возможности сверхтекучести электрон-дырочных пар в двухслойных системах при наличии межслоевого туннелирования

Шевченко С.И.

Физико-технический институт низких температур им. Б. Веркина, НАН Украины, Харьков 61103, Украина

Филь Д.В. Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков 61001, Украина

Для двухслойной квантовой холловской системы исследована возможность сверхтекучести непрямых экситонов при наличии межслоевого туннелирования. Показано, что при подключении к одному краю двухслойной системы источника тока, а к другому краю – омической нагрузки, токовое состояние представляет собой суперпозицию однородных противотоков в слоях и движущейся решетки джозефсоновских вихрей. Наличие в системе неспаренных зарядов, а также диффузный характер релаксации фазы параметра порядка, приводят к потерям энергии, передаваемой от источника к нагрузке. Показано, что величина потерь пропорциональна квадрату туннельного матричного элемента и нелинейным образом зависит от сопротивления нагрузки.

Теоретически предсказанное тридцать лет назад [1,2] явление сверхтекучести электрон-дырочных пар в двухслойных системах в последнее время вызывает значительный интерес. Это связано с появившимися технологическими возможностями создавать необходимые двухслойные структуры с раздельными контактами для каждого из слоев. Последнее позволяет экспериментально реализовать антипараллельное протекание токов в слоях, которое может быть бездисссипативным, если обеспечивается сверхтекучим движением электрондырочных пар.

В квантовых холловских системах при частичном заполнении нижнего уровня Ландау сверхтекучесть пар может иметь место при одинаковом типе проводимости в каждом из слоев. В недавних экспериментах [3-5] в этих системах в режиме антипараллельного протекания токов наблюдалось резкое падение продольного сопротивления (до 6 порядков), но полностью бездиссипативное токовое состояние достигнуто не было. Бозе-конденсация оптически возбужденных непрямых экситонов (без магнитного поля), по-видимому, наблюдалась в работах [6,7]. Однако, оптически возбужденные экситоны метастабильны (в отличие от экситонов в квантовых холловских системах) и их использование для бездиссипативной передачи тока маловероятно.

В рассматриваемых в работе системах амплитуда межзонных (межслоевых) переходов значительно меньше энергии связи пары. Поэтому, эти переходы не приводят к фиксации фазы параметра порядка (т.е. не превращают экситонный сверхпроводник в экситонный диэлектрик). Тем не менее, даже слабое туннелирование может существенно влиять на токовое состояние.

Структура токового состояние может быть понята из анализа выражения для энергии такой системы

$$E = \rho_E \left(\nabla \varphi \right)^2 - \frac{t_0}{2\pi \ell^2} \cos \varphi$$

(1)

Здесь φ - фаза параметра порядка, $\rho_E \approx v(1-v)e^2 / 4\pi \varepsilon \ell$, (ε - диэлектрическая проницаемость среды), $t_0 = 2t \sqrt{v(1-v)}$ (t -амплитуда туннелирования), ℓ - магнитная длина, v и 1–v факторы заполнения нижнего уровня Ландау в слоях. Вариация энергии по фазе дает стационарное уравнение непрерывности

$$\nabla \mathbf{j}_{pl} = j_T \,, \tag{2}$$

где $\mathbf{j}_{pl} = (e/\hbar)\rho_E \nabla \varphi$ и $j_T = (et_0 / 2\pi\hbar\ell^2) \sin \varphi$ плотности продольного (в слое) и поперечного электрических токов. Из этого уравнения следует, что при наличии туннелирования токовое состояние не может быть однородным.

Ниже мы будем рассматривать такие состояние, для которых токи зависят только от координаты x. Уравнению непрерывности удовлетворяет экспоненциально затухающее решение, а также солитонные решения типа "вихрь-вихрь" и "вихрьантивихрь". В системе реализуется состояние, отвечающее минимуму энергии. Если плотность тока на границе не превышает критическое значение $j_c = (2e/\hbar \ell) \sqrt{\rho_E t_0 / 2\pi}$, то продольный и поперечный токи затухают на длине порядка $\lambda = \ell \sqrt{2 \pi \rho_E / t_0}$, т.е. при длине системы $L_x >> \lambda$ ток не достигает второго края. При входном токе больше критического $(j_{pl}(0) > j_c)$ реализуется структура типа "вихрь-вихрь". Эта структура представляет собой суперпозицию однородных продольных токов и круговых токов, являющимися аналогами джозефсоновских вихрей в длинных контактах между массивными сверхпроводниками. В этом состоянии продольный и поперечный токи осциллируют в пространстве с периодом порядка λ. При этом продольный ток остается всегда одного знака в данном слое. Если входной ток не слишком близок к критическому, то амплитуда осцилляций продольного тока значительно меньше его среднего значения, и продольный ток на втором краю системы будет такого же порядка, как и входной.

Описанное токовое состояние поддерживается за счет сверхтоков, не сопровождается временными осцилляциями фазы и поэтому является бездиссипативным. В таком состоянии разность электрических потенциалов между слоями равна нулю, и для его реализации на втором краю системы между слоями должна быть сверхпроводящая перемычка, либо подключен другой источник тока.

Значительно больший интерес представляет иная ситуация, когда двухслойная система осуществляет передачу тока от источника, подсоединенного к одному краю, к нагрузке, подключенной к другому краю. В этом случае при протекании тока через нагрузку между слоями возникнет разность потенциалов, что приведет к зависимости фазы от времени. Для описания такой ситуации необходимо использовать нестационарное уравнение непрерывности и уравнение для фазы типа уравнения Джозефсона, а также учесть в этих уравнениях возможные каналы диссипации. Искомые уравнения имеют следующий вид:

$$\hbar \frac{\partial n}{\partial t} = \rho_E \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{t_0}{2\pi\ell^2} \sin \varphi + \frac{\hbar}{e} \sigma \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}$$
(3)

$$\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = eV + \alpha \left(2\pi \ell^2 \rho_E \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - t_0 \sin \varphi \right)$$
(4)

где n - локальная плотность пар, V - локальная разность потенциалов, α - безразмерный параметр, описывающий релаксацию фазы параметра порядка, σ - проводимость неспаренных носителей заряда. Плотность пар и разность потенциалов связаны соотношением CV = en, где C - емкость единицы площади системы.

Уравнение (3) есть уравнение непрерывности, в правой стороне которого учтены сверхпроводящие продольный и поперечный токи (первое и второе слагаемое), а также ток неспаренных носителей. Мы пренебрегаем нормальной компонентой поперечного тока, т.к. дискретность уровней энергии приводит к резкому уменьшению амплитуды нормального туннелирования при увеличении разности потенциалов. Уравнение (4) является уравнением типа уравнения Джозефсона с учетом диссипативного характера релаксации фазы. Это уравнение может быть получено из уравнения Гинзбурга-Ландау диффузионного типа для параметра порядка [8].

При $\alpha = 0$ и $\sigma = 0$ система уравнений имеет ав-

томодельные решения
$$\phi\left((x-\beta t)/\sqrt{|1-\beta^2|}\right)$$
, где

φ(ς) есть решения уравнения (2). В этом случае решение типа "вихрь-вихрь" отвечает движущейся решетке вихрей. При этом локальная разность потенциалов между слоями пропорциональна локальному продольному току. Поскольку ток содержит постоянную составляющую, то имеется постоянная составляющая разности потенциалов V_0 .

При $\alpha \neq 0$ и (или) $\sigma \neq 0$ удается найти приближенное решение системы (3) (4) в пределе, когда плотность продольного тока много больше j_c . Анализ этого решения показывает, что в системе возникает отличный от нуля средний поперечный ток. В результате, среднее значение продольного тока перестает быть постоянным по координате и происходит его уменьшение от источника к нагрузке, т.е. имеют место потери энергии.

Потери энергии на единицу площади в единицу времени определяются выражением

$$W = \frac{t_0^2}{4\pi\ell^2\hbar} \left(\alpha F_1(R) + \frac{\hbar}{e^2} \sigma F_2(R) \right)$$
(5)

где R - сопротивление нагрузки. Значения функций F_1 и F_2 положительны и меньше либо порядка единицы. При малых сопротивлениях нагрузки $R << R_0 = \hbar \ell / e^2 L_y$ (L_y - поперечный размер системы) $F_1(R) \propto R^4$ и $F_2(R) \propto R^2$. В обратном предельном случае $F_1(R) = 1$ и $F_2(R) \propto R^{-2}$. При $R \sim R_0$ имеет место резонансное увеличение потерь. В этом случае формула (5) не применима.

В заключение отметим, что полученный в работе результат, в определенной мере, подтверждает высказанные достаточно давно опасения [9], что межзонные переходы могут приводить к разрушению сверхтекучести экситонов. В то же время, поскольку рассмотренная в работе диссипация возникает из-за движения вихревой структуры, то, повидимому, ее можно устранить за счет пиннинга вихрей.

- 1. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, ЖЭТФ. 71, 738 (1976).
- 2. С.И. Шевченко, ФНТ, 2, 505 (1976)
- 3. M. Kellogg, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. 93, 036801 (2004)
- 4. E. Tutuc, M. Shayegan, and D.A. Huse, Phys. Rev. Lett. 93, 036802 (2004)
- R.D. Wiersma, J.G.S. Lok, S. Kraus, W. Dietsche, K. von Klitzing, D. Schuh, M. Bichler, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. 93, 266805 (2004)
- 6. L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. 73, 304 (1994).
- 7. A. A. Dremin, V.B. Timofeev, A.V.Larionov, J. Hvam, and K. Soeresen, JETP Lett., 76, 450 (2002).
- 8. A.I. Bezuglyj, S.I. Shevchenko, FNT, 30, 282 (2004).
- Р.В. Гусейнов, Л.В. Келдыш, ЖЭТФ, 63, 2255 (1972).

Самосогласованное поле электронов и солитонный механизм сверхпроводимости

Шерматов Э.Н. Самаркандский государственный университет им.А.Навоий

Предлагается механизм формирования волновой функции отклика (ВФО) электрона и самосогласованного поля электронов материалов, которое является переносчиком энергии электронного возбуждения. Структурные фазовые переходы приводят к деформации пространственной конфигурации ВФО электронов, в результате чего она приобретает квазидвухмерную форму и приводит к образованию солитонатороида, обладающего свойствами частицы, и придает материалам свойства сверхпроводимости.

В результате самоорганизации и самосжатия в атомно-молекулярных системах происходит процесс образования обобществленных электронов или электронной подсистемы. Образование обобществленных электронов не следует рассматривать как процесс образования квазисвободных или броуновских электронов. Осциллирующее влияние физического вакуума и окружающих частиц приводит к дополнительной поляризации валентных электронов и к индуцированию биения частоты колебания, вследствие чего происходит формирование осциллирующей ВФО электронов, а фазовая корреляция между ВФО электронов привидит к формированию самосогласованного поля электронов[1]. Энергетическая структура ВФО электронов тождественна энергетической структуре самосогласованного поля электронов. ВФО электронов выполняет роль внутреннего параметра порядка, в зависимости от характеристики которого формируются тепло-, электро-, магнитооптические свойствах материалов.

Результаты, полученные в [2], можно считать проявлением энергетической структуры ВФО электронов. В неупорядоченных средах самосогласованное поле обобществленных электронов проявляется в виде широкополосного фона в спектрах комбинационного рассеяния света (КРС) с максимумом порядка $v_{\text{макс}} \approx (2 \div 5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}[3]$. Согласно этому, переносчиком энергии электромагнитной волны в конденсированных средах является самосогласованное поле электронов. Влияние внешнего воздействия приводит к изменению энергетической структуры ВФО электронов на данном участке материала, т.е. происходит возбуждение ВФО электронов. Разность энергии между возбужденными и равновесными состояниями ВФО электронов по каналу электрон-электронного взаимодействия в виде волнового пакета будет передаваться к участку материала с более низкой энергией взаимодействия.

Нарушение фазовой корреляции в самосогласованном поле электронов вызовет потерю корреляции отдельных электронов с окружением и образование броуновских или квазисвободных электронов. Динамика центра тяжести и ориентации этих электронов осуществляется за счет обмена энергией с окружением, поэтому их можно считать неравновесными электронами. Концентрация броуновских электронов относительно обобществленных электронов составляет незначительную величину, ~10⁻ ⁴[4].

Броуновские или квазисвободные электроны в самосогласованном поле материалов способствуют передаче энергии волны возбуждения по каналу электрон-фононного взаимодействия в атомномолекулярной матрицу. Разрыв фазовой когерентности между гармониками ВФО электронов придает свойства неустойчивости ВФО электронов и приводит к рассеянию энергии волны возмущения в канале элекрон-электронного взаимодействия. Эти процессы приводят к потере энергии возбуждения и, соответственно, к возникновению сопротивления материала.



Рис. 1. Оптическая проводимость кристалла $YBa_2Cu_3O_{2-\sigma}$ с температурой сверхпроводящего перехода 50 К [5].

На рис. 1 показана оптическая проводимость кристалла УВа₂Си₃О_{7-с} с температурой сверхпроводящего перехода 50 К, которая отражает энергетическую структуру самосогласованного поля электронов. Можно заметить уменьшение вклада центральной компоненты с понижением температуры. что свидетельствует об уменьшении концентрации броуновских частиц и, соответственно, уменьшении сопротивления материала. Исчезновение центральной компоненты свидетельствует о рассасыэлектронов вании броуновских атомномолекулярной матрицей, что способствует исчезновению сопротивления материала и, соответственно переходу вещества в сверхпроводящее состояние. Низкочастотный максимум является показателем наличия энергетической щели материалов (рис. 1).

Распределение интенсивности в спектре отражения отражает энергетическую структуру ВФО электронов или самосогласованного поля на поверхности материалов (рис. 2).

Наблюдающиеся максимумы интенсивности отражения в области 15-25 мкм в нормальном проводнике и сверхпроводниках следует рассматривать как проявление когерентной оболочки ВФО электронов, что в свою очередь свидетельствует о формировании электронной жидкости. В веществах образование когерентной оболочки ВФО электронов приводит к появлению эффекта люминесценции[1].



(La_{1,9}OBa_{0,10})CuO₄ и La₂CuO₄ в диапазоне 0,5 – 100 мкм. Спектры представлены в виде зависимостей от длины волн [5].

Спаривание ВФО электронов или реализация фазовой когерентности между гармониками ВФО обобществленных электронов осуществляется и в нормальных проводниках и в сверхпроводниках. Максимумы интенсивности отражения в нормальных проводниках позволяют считать, что в электронной жидкости на поверхности материала происходит реализация фазовой когерентности между гармониками ВФО молекул в пределах трех длинноволновых координационных сфер. При переходе в сверхпроводящее состояние фазовая когерентность реализуется и на более высокочастотных координационных сферах, вплоть до 1,5 мкм (рис. 2).

По-видимому, в нормальных проводниках энергия электрон-фононного взаимодействия сопоставима с энергией электрон-электронного взаимодействия. Влияние различных флуктуационных процессов в атомно-молекулярной матрице приводит к некоторому разрыву фазовой когерентности гармоник между ВФО электронов и, соответственно, ослаблению электрон-электронной связи и этим способствует распространению части энергии возмущения по каналу электрон-фонноной связи, которая затрачивается на нагрев материала и тепловое излучение. В спектре отражения нормальных материалов броуновские электроны формируют низкочастотные максимумы, а в данном случае это проявляется в области длины волны около 75 мкм (рис. 2).

С понижением температуры материалов в результате самосжатия происходит индуцирование все более высокочастотных гармоник в ВФО электронов. При этом уменьшается величина индуцированных спинов на фононах и они становятся более длинноволновыми, в результате чего частота колебания электрон-электронной связи начинает преванад частотой колебания лировать электронфононной связи. Когда энергия электронэлектронного взаимодействия превышает энергию электрон-фононного взаимодействия, существующие различного рода флуктуации в атомномолекулярной матрице становятся неспособными разрушить передачу энергии возбуждения по каналу электрон-электронного взаимодействия. При выполнении этих условий материал приобретает свойство сверхпроводимости. Согласно рис. 2, это условие для приведенных материалов выполняется тогда, когда высокочастотный волновой вектор электронов достигает величины порядка 1,5 мкм. Замечательным достижением Купера и является предсказание этого предела. При переходе вещества в сверхпроволяшее состояние происходит структурный фазовый переход в материалах, что приводит к деформации пространственной конфигурации структуры ВФО электрона, Она приобретает квазидвухмерную форму, которую можно представить в виде солитона-тороида. Когерентная оболочка ВФО электронов придает солитону-тороиду свойства частицы, распространяющейся по каналу электрон-электронного взаимодействия без потери энергии возбуждения, т.е. вещество приобретает свойства сверхпроводимости.

1.Шерматов Э.Н. Сверхпроводимость и память человека. - СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2006. - 172 с.

2. Markewicz R.S. et.el. Solid State Commun. V. 35. P. 339.(1980).

3. Ostrovskii D.I., Yaremko A.M., and Vorona I.P. J. Raman Spectr. 1997, v. 28, 771-778.

4. Давыдов А.С. Высокотемпературная сверхпроводимость. – Киев: Наук. Думка, 1990. – 176 с.

5. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников. – М.: Мир, 1990. – 543 с.

Электрон-фононное взаимодействие в высокотемпературных сверхпроводниках в режиме сильных электронных корреляций.

Шнейдер Е.И., Овчинников С.Г.

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

Рассмотрено электрон-фононное взаимодействие в ВТСП системах в режиме сильных электронных корреляций (СЭК). В приближении среднего поля построена теория сверхпроводимости типа БКШ с учетом магнитного и фононного механизмов спаривания. Исследовано влияние ЭФВ на критическую температуру в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$.

Несмотря на огромное количество экспериментальных и теоретических работ основной вопрос о механизме сверхпроводящего спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках является на сегодня открытым. С одной стороны, сильные электронные корреляции и d-тип симметрии параметра порядка указывают на возможные магнитные механизмы спаривания. С другой, особенности кристаллохимического строения и целый ряд экспериментальных доказывают, что электрон-фононное взаимодействие (ЭФВ) также играет существенную роль в свойствах нормальной и сверхпроводящей фаз ВТСП соединений [1].

Для описания магнитного механизма спаривания в ВТСП системах, как правило, используется t-t'-t"-J модель. Анализ электронной структуры купратов в рамках многозонной рd-модели в режиме СЭК показал, что эффективной моделью для данного класса соединений является $t-t'-t"-J^*$ модель, включающая трехцентровые взаимодействия. (Последние сильно ренормируют фермиевский спектр и подавляют T_c [2].) С учетом ЭФВ эффективный низкоэнергетический гамильтониан ВТСП оксидов имеем вид: $H_{tot} = H_{t-t'-t^*-J^*} + H_{el-ph-el}$ [3], где $H_{el-ph-el}$ описывает взаимодействие электронов посредством поглощения и испускания фононов. В представлении Х-операторов Хаббарда:

$$H_{el-ph-el} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k'q}} \sum_{\sigma\sigma'} V_{\mathbf{k}\mathbf{k'q}} X_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\sigma 0} X_{\mathbf{k'}-\mathbf{q}}^{\sigma 0} X_{\mathbf{k'}}^{0\sigma} X_{\mathbf{k}}^{\sigma} , \qquad (1)$$

где $X_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\sigma_0}$ - оператор рождения дырки со спином σ и импульсом $\mathbf{k} + \mathbf{q}$, $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}}$ - матричный элемент эффективного ЭФВ, который имеет такую же структуру, как и в теории Фрелиха [4]. В отличие от теории слабокоррелированных электронов $V_{\mathbf{k}\mathbf{k'q}}$ зависит от $F_{(0\sigma)}$ - фактора заполнения зоны и, следовательно, через него от допирования, температуры и магнитного поля:

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k'q}} = \sum_{\nu} \frac{g_{\nu}(\mathbf{k},\mathbf{q})g_{\nu}(\mathbf{k'},-\mathbf{q})\omega_{\mathbf{q},\nu}}{\left(\varepsilon_{\mathbf{k}}-\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right)^{2}F_{(0\sigma)}^{2}-\omega_{\mathbf{q},\nu}^{2}}.$$
(2)

Здесь $g_{v}(\mathbf{k},\mathbf{q})$ - матричный элемент взаимодействия электрона с исходным импульсом \mathbf{k} и фонона с импульсом \mathbf{q} , $\omega_{\mathbf{q},v}$ - частота колебаний моды v, $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ - Фурье-образ интеграла перескока. Как видно из выражения (2), в области эффективного притяжения электронов $\omega_{\mathbf{q},v} > (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})$ сильные корреляции ослабляют ЭФВ.

Влияние ЭФВ на сверхпроводящий параметр порядка (ПП) рассматривалось в обобщенном приближении Хартри-Фока с учетом статических спиновых корреляторов $c_q = \langle S_q^* S_q^- \rangle$. Полученное выражение для ПП в случае синглетного спаривания может быть представлено следующим образом: $\Delta_k^{tot} = \Delta_k^{t/*} + \Delta_k^{el-ph}$, где $\Delta_k^{t/*}$ имеет стандартный вид для щели в $t - t' - t'' - J^*$ модели [4] и:

$$\Delta_{\mathbf{k}}^{e^{l-ph}} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1+x}{4} \Big\{ V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{q}+\mathbf{k}} + V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{q}-\mathbf{k}} \Big\} B_{\mathbf{q}} - \frac{1}{N^2} \sum_{\mathbf{q},\mathbf{p}} \frac{3}{2(1+x)} \Big\{ V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{p}+\mathbf{k}} + V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{p}-\mathbf{k}} \Big\} B_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{q}-\mathbf{p}} , \qquad (3)$$

здесь $B_q = \langle X_{-q}^{0,\sigma} X_q^{0,\sigma} \rangle$ - аномальные средние и *x*-концентрация допированных носителей. Первое слагаемое в уравнение (3) описывает фононный механизм спаривания в теории среднего поля, второе обусловлено интерференцией магнитного и фононного механизмов спаривания. Таким образом, ближний магнитный порядок приводит к появлению вклада, пропорционального произведению константы ЭФВ $V_{kk'q}$ и спиновой корреляционной функции c_q . В области сильного допирования, где спиновыми корреляциями можно пренебречь, спинжидкостный вклад пропадает, в то время как фононный – растет. В области слабого допирования спин-жидкостный вклад усиливает ЭФВ.

Оценим влияние ЭФВ на критическую температуру в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Для анализа константы ЭФВ рассмотрим оптические моды, наиболее сильно взаимодействующие с электронами CuO_2 плоскости [6], а именно, продольную дыхательную моду (колебания ионов кислорода в плоскости, деформирующие CuO-связь, breathing), апическую дыхательную (колебания апических ионов кислорода вдоль с-оси) и изгибную (колебания ионов кислорода в CuO_2 -слое поперек CuO-связи, buckling). Учитывая явную зависимость матричных элементов ЭФВ от волновых векторов **k** и **q**, для сверхпроводящего состояния с $d_{x^2-y^2}$ - симметрией получим следующее уравнение на критическую температуру T_c :

$$1 = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \left\{ \frac{-3c_{01}}{4(1+x)} + \frac{(1+x)}{8} \right\} \theta \left(\left| \xi_{\mathbf{q}} - \mu \right| - \omega_D \right) G + \frac{1-x}{2} J \right\} \times \frac{\varphi^2(\mathbf{q})}{\xi_{\mathbf{q}} - \mu} \tanh\left(\frac{\xi_{\mathbf{q}} - \mu}{2T_c} \right),$$

$$(4)$$

где $\xi_{\mathbf{q}}$ - дисперсия квазичастиц в нормальной фазе с учетом спиновых корреляторов и трехцентровых взаимодействий, μ - химпотенциал, ω_D - частота Дебая, $\varphi(\mathbf{q}) = (\cos(\mathbf{q}_x) - \cos(\mathbf{q}_y))$, $\theta(x) = 0$ при x > 0 и $\theta(x) = 1$ при $x \ge 0$. Появление θ - функции связано с ограничением фононного вклада узким слоем ω_D вблизи поверхности Ферми. Матричные элементы ЭФВ входят в уравнение (4) в виде комбинированного параметра G, знак которого определяет, увеличивает или уменьшает ЭФВ полную константу связи $\lambda_{tot} = \lambda_J + \lambda_{ph}$. При учете только диагональной компоненты $g_v(\mathbf{k}, \mathbf{q})$:

 $G = \left(g_{dia,bucl}^2 / \omega_{bucl} - g_{dia,br}^2 / \omega_{br} \right)$. Как видно из приведенного выражения, вклад апической дыхательной моды в d -канале обращается в нуль, изгибная мода способствует спариванию электронов, дыхательная мода понижает потенциал спаривания. Происхождение вкладов различных колебаний можно пояснить следующим образом. Для сверхпроводящего состояния с $d_{x^2-y^2}$ - симметрией взаимодействие электронов с фононами при больших переданных импульсах q меняет знак параметра порядка на поверхности Ферми и потому понижает потенциал спаривания. Следовательно, дыхательная мода, имеющая максимум взаимодействия при больших ${f q}$, дает отрицательный вклад в константу связи λ_{ph} *d*_{*x²-x²*}-типа. Взаимодействие с изгибной модой, максимальное при малых q, не меняет знака ПП на поверхности Ферми, и потому увеличивает λ_{nh} . Итак, полная константа связи λ_{tot} , описывающая сверхпроводящее спаривание в системах с сильными электронными корреляциями, определяется магнитным λ_{J} и фононным λ_{ph} вкладами. При этом импульсная зависимость матричных элементов ЭФВ приводит к тому, что в d - канале фононный вклад может как увеличивать, так и уменьшать λ_{tot} . В то время как в s-канале фононный и магнитный вклады суммируются.

Численное решение уравнения (4) представлено на рис. 1. Единственным свободным параметром в настоящей работе является эффективная константа



Рис. 1. Концентрационная зависимость критической температуры при различных значениях эффективного параметра ЭФВ.

ЭФВ G. Параметры $t-t'-t''-J^*$ гамильтониана, описывающие спектр $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, были недавно получены в схеме LDA+GTB (метод локального функционала плотности + обобщенный метод сильной связи), объединяющей первопринципный и модельный подходы [5]. Спиновые корреляторы самосогласованно рассчитывались в работе [2]. Как видно из рис. 1, магнитные механизмы спаривания (G=0) дают слишком большие значения T_c по сравнению с экспериментальными. Проанализируем знак эффективного параметра G La_{2-x}Sr_xCuO₄. В силу симметрии колебаний взаимодействие электронов с изгибной модой в СиО плоскости возникает только за счет ангармонизма. Колебания апического атома кислорода дают вклад линейный по смещению, но малый по параметру гибридизации. Расчеты матричных элементов ЭФВ также указывают на то, что взаимодействие электронов с дыхательной модой больше, чем с изгибной [7]. Таким образом, в случае d -симметрии ПП ЭФВ в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ подавляет критическую температуру, обусловленную магнитным механизмом спаривания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Квантовая макрофизика», Комплексного интеграционного проекта СО РАН №3.4 и гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-16100. Один из авторов (Е.И.Ш.) благодарит за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ Династия и Международный центр фундаментальной физики в Москве, а также грант СО РАН «Лаврентьевский конкурс молодежных проектов».

1. Е.Г. Максимов, УФН 170, 1033 (2000).

2. В.В. Вальков, Д.М. Дзебисашвили, ЖЭТФ 127, 686 (2005).

3. С.Г. Овчинников, Е.И. Шнейдер, ЖЭТФ 128, 974 (2005).

4. H. Fröhlich, Phys. Rev. 79, 845 (1950).

5. M.M. Korshunov, V.A. Gavrichkov, S.G. Ovchinnikov et al., Phys. Rev. B 72, 165104 (2005).

6. T.S. Nunner, J. Schmailian, and K.N. Bennemann, Phys. Rev. B 59, 8859 (1999).

7. J. Song and J.F. Annet, Phys. Rev. B 51, 3840 (1995).

Сверхпроводимость в двухмерной системе с сильным взаимодействием

Югай К.Н.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск 644077, Россия

Открытие Беднорзом и Мюллером [1] сверхпроводящего купрата с температурой перехода 30 К и последовавший почти сразу же синтез сверхпроводников с критической температурой порядка 100 К вызвал шквал работ по построению теории высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) (см. [2-22], а также обзоры [23-29]. Но, несмотря на интенсивную работу в течение 20 с лишним лет, теория так и не создана. Возможно потому, что все, так или иначе, находились под грузом представлений и идей теории БКШ. Во-первых, поскольку температура сверхпроводящего перехода оказалась гораздо выше энергии переносчиков взаимодействия фононов, то представлялось естественным найти им достойную замену. Предлагались разные кандидаты на эту роль – экситоны, плазмоны, магноны, спиновые флуктуации, «спиновые мешки» и т.д., однако, ни один из них не оправдал возлагавшихся на них надежд. При этом электронфононным взаимодействием практически полностью пренебрегалось. Это, наверно, оправдано, если пытаться строить теорию на основе фундаментальной идеи БКШ - куперовского спаривания электронов. Многие вопросы, возникающие в этой теории, по образному выражению Максимова [29], «сметались под ковер», слишком велика была «магия» теории БКШ. Однако вопросы есть, и в свете 20 летней не самой продуктивной работы большого числа физиков по поиску альтернативной теории ВТСП, их имеет смысл поднять: 1) Что такое куперовская пара вообще? 2) Как взаимодействуют куперовские пары? 3) Что такое куперовская пара при T=0, когда число фононов стремится к нулю? Конечно, на каждый из этих, а также других вопросов можно дать правдоподобный ответ, и можно было бы удовлетвориться ими, если не проблема ВТСП. Безусловно, для решения этой задачи – построения адекватной теории ВТСП нужны свежие идеи. Возможно, ими могли бы стать некоторые переосмысленные старые.

1. Прежде всего, требует осмысления понятие Ферми энергии и ферми-поверхности применительно к системе сильно взаимодействующих частиц. Эти понятия имеют четкий физический смысл только для идеальных систем, например, для электронного газа в однородном фоне размазанных ионов, компенсирующих заряд электронов. Поверхность Ферми существует также в системе с взаимодействием, каковой является ферми-жидкость Ландау, но с оговоркой о слабости взаимодействия. Однако в системах с сильным взаимодействием внутри электронной системы и между электронами и ионами существование поверхности Ферми не является бесспорным, и в общем случае ее просто нет. Однако в БКШ ферми – поверхность играет, по сути, наряду с куперовским спариванием, ключевую роль. Это связано с тем, что здесь ионный фон заменен электрон – фононным взаимодействием, т.е. взаимодействие между электронами и ионами не является однородным и нижеследующая теорема не нарушается. <u>Теорема 1</u>: В идеальной фермисистеме (электроны в однородном (размазанном) фоне ионов) сверхпроводимость отсутствует. Можно сформулировать также <u>Теорему 2</u>: Сверхпроводимость может возникнуть только при наличии неоднородного в пространстве взаимодействия между электронами и ионами.

Как будет показано ниже, в сильно взаимодействующей системе электроны «локализуются» при низких температурах по сценарию, отличному от идеальной или слабонеидеальной системы.

2. Наиболее отличительными свойствами всех ВТСП являются: 1) двухмерность и 2) сильные электронные корреляции. Известно, что в мелкой потенциальной яме локализация электронов имеет место в двухмерной системе и невозможна в трехмерной. Эффективные потенциальные ямы с глубиной порядка 100 К (~0.01 эВ) действительно являются мелкими по сравнению с энергией электрона в атоме (~единицы эВ). Показано, что эти два отличительных свойства и определяют существенные детали сверхпроводящего перехода в ВТСП.

Очевидно, что в системе сильно взаимодействующих частиц каждая частица будет находиться в некотором эффективном потенциале, определяемом, строго говоря, всеми остальными частицами. По отношению к электрону проводимости этот эффективный потенциал будет всегда отрицательным, т.е. притягивательным. Вычисление этого потенциала сводится к вычислению поляризационного оператора и обобщенной диэлектрической проницаемости:

$$V_{eff}(\vec{k},\omega) = V_k / \varepsilon(\vec{k},\omega), \qquad (1)$$

$$\varepsilon(\vec{k},\omega) = 1 + V_k \pi(\vec{k},\omega), \qquad (2)$$

где $\pi(k, \omega)$ – поляризационный оператор.

3. Нами показано, что в общем случае эффективный потенциал будет неоднородным в пространстве и в нем возможна локализация электрона. Такая локализация представляет собой локализацию типа андерсоновской. Однако локализация электрона в эффективном потенциале остальных частиц не является переходом в диэлектрическое состояние. Существенную роль играет глубина эффективной потенциальной яме, т.е. энергия связи электрона, а также плотность состояний на краю спектра. Эта плотность состояний значительно отличается от плотности состояний вблизи уровня Ферми в электронном газе. При уменьшении температуры плотность локализованных электронов увеличивается. Система локализованных в эффективном потенциале электронов существенно отличается от электронного газа и роль энергии Ферми для них играет энергия делокализации, плотность состояний вблизи этой энергии имеет особенность Ван Хова.

4. При локализации части электронов эффективными потенциальными ямами, обусловленными взаимодействиями электронов с собой и всеми остальными частицами системы, мы имеем некоторое состояние, которое, подчеркиваем, не является диэлектрическим. Волновая функция локализованного электрона ограничена размерами этой эффективной потенциальной ямы, вне её волновая функция быстро затухает, волновые функции отдельных электронов не перекрываются. Однако минимизация энергии имеет место при условии когерентного согласованного движения всей системы, при котором волновые функции электронов перекрываются. Это и есть условие перехода в сверхпроводящее состояние. Для его нахождения вычисляем поляризационную функцию Грина, которую можно записать с помощью поляризационного оператора $\pi(k,\omega)$:

$$G_2(\vec{k},\omega) = \pi(\vec{k},\omega) / \varepsilon(\vec{k},\omega) .$$
(3)

Условие неустойчивости системы, т.е. перехода в сверхпроводящее состояние, имеет вид:

$$\varepsilon(k,\omega) = 0. \tag{4}$$

Условие (4) означает, что в системе возникло согласованное движение всех частиц - когерентное коллективное движение. При этом конфигурация спинов электронов антипараллельна для любой соседней пары электронов и антипараллельны также и направления импульсов этих электронов. В сверхпроводящем состоянии из-за когерентного, согласованного движения электронов волновая функция электронов будет заметной на краях области локализации. Глубина эффективной потенциальной энергии определяется главным образом ионами – электростатической частью взаимодействия и фононной частью, она пропорциональна этой частоте и зависит от температуры: при увеличении температуры она уменьшается. Глубина эффективной потенциальной ямы определяет величину сверхпроводящей щели. Можно сформулировать Теорему 3: Переход в сверхпроводящее состояние – это переход из состояния, в котором вырождение отсутствует, в вырожденное состояние. Это утверждение играет очень важную роль в предлагаемом механизме сверхпроводимости.

5. Понятие куперовского спаривания электронов не играет большой роли в предлагаемом механизме

сверхпроводимости, поскольку сверхпроводимость – это, безусловно, коллективное явление.

6. В последнее время вновь обращается внимание на электрон-фононное взаимодействие при описании ВТСП [29]. Учет оптической ветви фононного спектра, а также сильные взаимодействия позволяют объяснить высокую критическую температуру купратов, оставаясь в рамках БКШ. Однако, в этом случае изотопический эффект в купратах должен оставаться таким же как и в металлических сверхпроводниках, что противоречит экспериментальным данным.

- 1. J.G. Bednorz and K.A. M*ü* ller, Z. Phys. B: Condens. Matter **64**,189 (1986).
- J.R. Schrieffer, X.G. Wen, and S.C. Zhang, Phys. Rev. Lett. 60, 944 (1988).
- J.R. Schrieffer, X.G. Wen, and S.C. Zhang, Phys. Rev. B 39, 11663 (1989).
- 4. A. P. Kampf and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. B **42**, 7967 (1990).
- P.W. Anderson, B.S. Shastry, and D. Hristopulos, Phys. Rev. B 40, 8939 (1989).
- 6. P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 64, 1839 (1990).
- 7. P.W. Anderson, Phys. Rev. B 42, 2624 (1990).
- M. Ogata, and P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 70, 3087 (1993).
- 9. Y. Ren, and P.W. Anderson, Phys. Rev. B 48, 16662 (1993).
- P.W. Anderson, T.V. Ramakrishnan, S. Strong, and D.G. Clarke, Phys. Rev. Lett. 77, 4241 (1996).
- 11. P.W. Anderson, Phys. Rev. B 55, 11785 (1997).
- 12. R. Tao, X. Zhang, X. Tang, and P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **83**, 5575 (1999).
- 13. P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 96, 017001 (2006).
- 14. V.J. Emery, Phys. Rev. Lett. 58, 2794 (1987).
- 15. V.J. Emery, and G. Reiter, Phys. Rev. B 38, 4547 (1988).
- V.J. Emery, S.A. Kivelson, and H.Q. Lin, Phys. Rev. Lett. 64, 475 (1990).
- 17. E.W. Carlson, D. Orgad, S.A. Kivelson, and V.J. Emery, Phys. Rev. B **62**, 3422 (2000).
- М.В. Садовский, А.А. Тимофеев, СФХТ 4, 11 (1991).
- В. И. Белявский, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев, ЖЭТФ 118, 941 (2000).
- 20. V.I. Belyavsky and Yu.V. Kopaev, Phys. Rev. B 67, 024513 (2003).
- 21. V.I. Belyavsky, Yu.V. Kopaev and M.Yu. Smirnov, Phys. Rev. B **72**, 132501 (2005).
- S. Chakravarty, R.B. Laughlin, D.K. Morr, and C. Nayak, Phys. Rev. B 63, 094503 (2001).
- 23. E. Dogatto, Rev. Mod. Phys. 66, 763 (1994).
- 24. D.J. Van Harlingen, Rev. Mod. Phys. 67, 515 (1995).
- 25. C.C. Tsuei, and J.R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- 26. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, Rev. Mod. Phys. **78**, 17 (2006).
- 27. С.Г.Овчинников. УФН 167. 1043 (1997).
- 28. Ю.А.Изюмов, УФН **169**, 225 (1999).
- 29. Е.Г.Максимов, УФН 170, 1033 (2000).

ФПС'06. Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости.

ФПС'06. Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости.

Секция Р. Физические свойства ВТСП

Superconductivity - induced transfer of in-plane spectral weight in cuprate superconductors

Boris A.V., Kovaleva N.N., Dolgov O.V., Bernhard C.^{*}, Keimer B. Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Heisenbergstrasse 1, D70569 Stuttgart, Germany ^{*}University of Fribourg, Chemin du Musée 3, CH-1700 Fribourg, Switzerland

Optical studies of the CuO₂ plane - derived dynamical conductivity in the cuprate superconductors have found superconductivity - induced changes in the optical constants involving an unusually high energy scale in excess of 1 eV. Interpretation of the observation remains under debate. Our broadband (from far-IR to visible) ellipsometric measurements in optimally doped YBa2Cu3O6.9 and Bi2Sr2CaCu2O8 crystals provide evidence that the anomalous change of the optical response arises mostly from a decrease of the charge carrier scattering rate at the transition temperature T_c [1]. Moreover, the comprehensive data set suggests that the charge carrier response not only exhibits an anomalous narrowing but also loses its spectral weight in the superconducting state and is thus at variance with models of in-plane kinetic energy-driven pairing. This conclusion is based on the quantitative analysis of the directly measured changes of the real part of the dielectric function $\Delta \varepsilon_1^{SC}(\omega) = \varepsilon_1(\omega, T \sim T_c) - \varepsilon_1(\omega, T << T_c)$ by comparison with that one derived from the Kramers-Kronig transformation of the corresponding changes in the optical conductivity $\Delta \sigma_1^{SC}(\omega)$ assuming that the Ferrell-Glover-Tikham sum-rule is valid with the largest realistic value for the corresponding superconducting plasma frequency ω_{pl}^{SC} from muon-spin-rotation. Our ellipsometric data also provide detailed information about the evolution of the optical self-energy in the normal and superconducting states, which is responsible for the superconductivity-induced broadband (up to 1-2 eV) spectral weight transfer.

This study reinforces the notion of coupling between conducting holes and bosonic modes such as phonons and spin fluctuations. We argue that precise ellipsometric measurements on differently doped single crystals may enable one to take the gauge of both spin- and lattice- coupling in the self-energy effect.

1. A.V. Boris et al., Science 304, 708 (2004).

Межслоевой транспорт и псевдощель в однослойном купрате Bi₂Sr₂CuO_{6+δ} в высоких магнитных полях.

Веденеев С.И.

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

Исследован магнитотранспорт и магнитотуннелирование в высококачественных монокристаллах $Bi_2Sr_2CuO_{6+8}$ (Bi2201) в широкой области допирования при температурах до 25 мК в импульсных до 55 Тл и постоянных до 28 Тл магнитных полях с различной ориентацией относительно плоскостей CuO₂.

Разработанный нами метод свободного роста кристаллов внутри газовых полостей в растворерасплаве KCl позволил выращивать однофазные совершенные монокристаллы Ві-семейства ВТСП без каких-либо элементов замешения [1]. Температурный градиент вдоль тигля приводит к образованию большой замкнутой каверны внутри растворарасплава. Кристаллы растут внутри каверны, не контактируя с расплавом и тиглем, и не подвергаются термическим напряжениям при охлаждении. В такой каверне может быть выращено несколько десятков кристаллов с почти одинаковыми характеристиками. Они имеют пластинчатую форму, зеркальную поверхность и размеры (1-2) мм х (0.5-1) мм х (1-10) мкм. Мы используем только высококачественные as grown монокристаллы, в которых замена двухвалентного Sr трехвалентным Bi в течение роста уменьшает концентрацию дырок в слоях CuO2. С увеличением отношения Bi/Sr число допируемых дырок в системе уменьшается и образец становится недодопированным. Качество кристаллов мы подтверждаем измерениями магнитной восприимчивости, dc-сопротивления, рентгеновской дифракцией и элктронно-микроскопическими исследованиями. Обычно полуширина кривых качания в рентгеновских исследованиях не превышает 0.1° - 0.3° (в зависимости от размеров кристалла). Катионный состав кристаллов определяется микроанализом с помощью электронного микроскопа Philips CM-30 с рентгеновским спектрометром Link AN-95S в различных местах каждого кристалла (до 40 точек) и разброс данных по образцу, как правило, не превышает 3%. По измерениям коэффициента Холла в наших кристаллах было найдено почти линейное соотношение между избытком Ві и концентрацией дырок на атом меди р. Образцы показывали известную параболическую зависимость $T_{\rm c}(p)$.

Мы впервые измерили температурную зависимость теплопроводности в ВТСП купрате в нормальном состоянии при сверхнизких температурах, вплоть до 90 мК [2]. Измерения проводились в монокристаллах Bi2201 в широкой области концентрации носителей от p=0,12 до 0,2 с T_c от 2,3 до 9,6 К (оптимальному допированию соответствует р=0,17). Сверхпроводимость в образцах подавлялась постоянными магнитными полями до 25 Тл. Температурная зависимость сопротивления образцов измерялась в тех же экспериментах, что было необходимо для согласование данных по электро- и теплопроводности. Было найдено, что при оптимальном допировании линейный член в температурной зависимости теплопроводности монокристаллов, соответствующий электронной теплопроводности, очень близок к величине, следующей из закона Видемана-Франца (ВФ). Данные свидетельствуют в пользу обычного ферми-жидкостного подхода к транспорту носителей в купратах с оптимальным допированием. С уменьшением допирования в образцах закон ВФ нарушается. Линейный член в температурной зависимости теплопроводности возрастает и при *p*=0,12 – 0,13 в несколько раз превышает величину, которая следует из закона ВФ. Тем самым показано, что в ВТСП купратах в недодопированном режиме по мере удаления от оптимального допирования и приближения к изолятору теория ферми-жидкости нарушается (Рис. 1).



Рис. 1. Зависимость нормированного числа Лоренца $L = \kappa \rho_0 / T$ от концентрации носителей ($L_0 = \kappa / \sigma T = 2,44.10^{-8}$ ВтОмК⁻²). Заштрихованная область указывает концентрации, при которых система Ві2201 является изолятором.

Мы изучили зависимость сопротивления монокристаллов Bi2201 с концентрацией носителей лежащей в области от p=0,12 до 0,2 в магнитных полях до 28 Тл при сверхнизких температурах вплоть до 40 мК [3]. Было показано, что зависимости сопротивлений кристаллов вдоль слоев CuO₂, ρ_{ab} , и поперек них, ρ_c , от температуры и магнитного поля определяются локализацией, сверхпроводящей щелью и псевдощелью нормального состояния.



Рис. 2. Зависимость *р*_{ab} от температуры при различных магнитных полях для Bi2201 с разной концентрацией дырок.

Мы не наблюдали $\log(1/T)$ расходимости в пределе нулевой температуры ни для ρ_{ab} , ни для ρ_c , которая наблюдалась ранее при T > 0,4 К в системах Bi(La)2201 и LSCO в других работах. По мере уменьшения концентрации носителей при p<0,16 в образцах при низких температурах имел место переход металл – изолятор и в пределе нулевой температуры проводимость кристаллов вдоль и поперек слоев имела анизотропный 3D характер (Рис. 2,3). Следует особо отметить, что полученные в этих экспериментах данные, указывают на отсутствие связи между сверхпроводящей щелью и псевдощелью в однослойном купрате Bi2201.

Чтобы изучить свойства межслоевого тока в купратах в магнитном поле, мы изучили туннельные характеристики кристаллов Bi2201 в различных полях при 45 мК (Рис. 4). Видно, что вблизи 22 Тл ток Джосефсона (минимум на кривых dV/dI(V)при V=0) подавляется и происходит переход от джозефсоновского к квазичастичному туннелированию. С другой стороны, максимум на кривой $\rho_c(H)$ (левая вставка на Рис. 4) наблюдается при тех же 22 Тл, что указывает на его связь с потерей фазовой когерентности вдоль *с*-оси, хотя сверхпроводимость в слоях CuO₂ все еще сохраняется.

В свете понимания природы высокотемпературной сверхпроводимости в купратах и их свойств в нормальном состоянии в последнее время обострился вопрос о механизме сверхпроводящего пере-



Рис. 3. Зависимость ρ_c от температуры при различных магнитных полях для Bi2201 с разной концентрацией дырок.



Рис. 4. Межслоевой туннельный ток (правая вставка) и дифференциальное сопротивление вдоль *с*-оси как функции напряжения в оптимально допированном образце Bi2201 при различных магнитных полях. Левая вставка показывает $\rho_c(H)$ при температуре 45 мК.

Мы впервые получили доказательство существования вихреподобных возбуждений в несверхпроводящем (до 20 мК) купрате, измеряя угловую зависимость магнитосопротивления монокристаллов Bi2201 при температурах от 1.2 К до 30 мК. Используя несверхпроводящие монокристаллы Bi2201 с различным уровнем допирования p < 0.11 (величины, при которой заканчивается сверхпроводимость в Bi2201), сверхнизкие температуры и магнитные поля до 28 Тл, мы исследовали их магнитотранспортные свойства в нормальном состоянии в пределе нулевой температуры и впервые изучили область *H-T* фазовой диаграммы купратов в области перехода сверхпроводник – изолятор– антиферромагнетик [4].



Рис. 5. *аb*-магнитосопротивление для Bi2201 с p=0,09 при различных температурах. Вставка - зависимость максимума $\rho_{ab}(H)$ от температуры (точки) и кривая плавления вихревой решетки.

Измеряя зависимости $\rho_{ab}(H)$ при различных ориентациях магнитного поля относительно *аb*-плоскости кристалла при разных температурах, мы нашли, что основная колоколообразная часть магнитосопротивления (Рис. 5) оказывается сильно анизотропной. В слоистых сверхпроводниках анизотропия магнитосопротивления является прямым следствием анизотропии верхнего критического поля *H*_{c2}. Более того, угловая зависимость положения максимума *H*_{peak} хорошо согласуется с угловой зависимостью Н_{c2} тонкопленочного сверхпроводника (соотношение Тинкхама). По нашему мнению такое поведение аb-магнитосопротивления свидетельствуют о том, что его основная колоколообразная часть связана со сверхпроводимостью и указывает на существование вихреподобных возбуждений в несверхпроводящих Ві2201 кристаллах в сильных магнитных полях. С увеличением степени недодопирования (уменьшением числа носителей) в кристаллах, указанные выше особенности магнитосопротивлений ослабевали и в образцах с уровнем допирования p < 0.06 исчезали совсем. Такие кристаллы были обычными изоляторами без следов сверхпроводимости. Новые полученные результаты совместно с предыдущими позволили построить полную Н-Т фазовую диаграмму для соединения Bi2201.

Измерение в импульсных магнитных полях до 55 Тл дало возможность изучить поведение межслоевого отрицательного магнитосопротивления в купрате в большой области полей выше H_{c2} .



Рис. 6. Межслоевое магнитосопротивление оптимально допированного образца Bi2201 при различных температурах от 40 мК до 4,2 К.

Мы показали, что межслоевая проводимость в полях выше максимума $\rho_c(H)$ изотропна и может быть описана выражением $\sigma_c = \sigma_0 \exp(-\Delta_0/g\mu_B H)$, где энергетическая щель Δ_0 (псевдощель или спиновая щель) в наших полях не зависит от магнитного поля. Тогда наклон линейной зависимости $\ln \sigma_c$ от 1/H позволяет определить Δ_0 . Оказалось что величина Δ_0 близка к величине сверхпроводящей щели и ее зависимость от концентрации носителей аналогична зависимости $T_c(p)$.

Работы выполнены совместно с Grenoble High Magnetic field Laboratory (GHMFL), 38042 Grenoble, France при Национальном центре научных исследований Франции [Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)] и Laboratoire National des Champs Magnetiques Pulses (UMR CNRS-UPS-INSA 5147), BP 14245, 31432 Toulouse, France также при CNRS.

1. J.I. Gorina, G.A. Kaljuzhnaia, V.I. Ktitorov, V.P. Martovitsky, V.V. Rodin, V.A. Stepanov, S.I. Vedeneev, Solid State Commun. **91**, 615 (1994).

2. R. Bel, K. Behnia, C. Proust, P. van der Linden, D. Maude, and S.I. Vedeneev, Phys. Rev. Lett., **92**, 177003 (2004).

C. Proust, K. Behnia, R. Bel, D. K. Maude and S. I. Vedeneev, Phys. Rev. B **72**, 214511 (2005).

3. S. I. Vedeneev, D. K. Maude, Phys. Rev. B 70, 184524 (2004).

4. S. I. Vedeneev, D. K. Maude, Phys. Rev. B 72, 214514 (2005).

Протяженная сингулярность ван Хова, электрон-фононное взаимодействие и сверхпроводящая щель в допированных висмутовых купратах

Пономарев Я.Г.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Изучен эффект возбуждения оптических фононов в допированных монокристаллах Bi-2212 с помощью переменного джозефсоновского тока в диапазоне частот до 20 ТГц. Установлено, что в исследованных спектрах магнонный резонанс отсутствует. Подтвержден скейлинг сверхпроводящей щели Δ_s и критической температуры T_c в функции концентрации примесных дырок. Вблизи оптимального допирования обнаружена резкая дополнительная структура на BAX стопочных Bi-2212- контактов, которая может быть следствием существования протяженной сингулярности Ван Хова в окрестности уровня Ферми.

В 1998 году в работе [1] был предсказан эффект неупругого туннелирования куперовских пар в джозефсоновских контактах на базе нетрадиционных сверхпроводников со спариванием на спиновых флуктуациях. Этот эффект должен сопровождаться излучением неравновесных магнонов. Неупругое туннелирование куперовских пар в джозефсоновских Ві-2212 контактах на микротрещине (break junctions) было обнаружено экспериментально в работе [2]. Вопреки предсказаниям работы [1], на ВАХ контактов были найдены многочисленные особенности, связанные с возбуждением не магнонных, а фононных мод (раман-активные оптические фононы в диапазоне частот до 20 ТГц). Вышеуказанный эффект полностью описывается теорией Максимова, Арсеева и Масловой [3] и подтверждает сделанное Абрикосовым [4] предположение о сильном взаимодействии оптических фононов в окрестности центра зоны Бриллюэна с электронной подсистемой в ВТСП.

Недавно в экспериментальной работе [5] для оптимально допированного купрата Bi-2212 была получена функция Элиашберга, содержащая единственный бозонный пик, энергия которого составляет примерно 40 мэВ, т.е. соответствует энергии магнитного резонанса, обнаруженного ранее в этом материале с помощью нейтронной спектроскопии [6]. Если вышеуказанная спектральная функция соответствует действительности, то спаривание в купратных сверхпроводниках с высокой степенью вероятности имеет магнонный характер. В последнем случае магнонная мода должна сильно взаимодействовать с электронной подсистемой и может быть легко обнаружена с помощью джозефсоновской спектроскопии. Характерной особенностью магнитного резонанса является то, что его энергия (в отличие от фононных частот) изменяется с допированием пропорционально критической температуре [6]. В этом случае в спектрах, полученных с помощью джозефсоновской спектроскопии, должен наблюдаться резонанс, частота которого будет зависеть от уровня допирования кристаллов Bi-2212. Перемещение этого резонанса на фоне фиксированных фононных частот можно легко заметить.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния допирования на эффект возбуждения оптических фононов в монокристаллах Bi-2212 с помощью переменного джозефсоновского тока (джозефсоновская спектроскопия) в диапазоне частот до 20 ТГц. Выполненные в настоящей работе исследования не обнаружили заметной перестройки спектров оптических фононов у монокристаллов Bi-2212 при изменении допирования в широких пределах. Поразительным свойством исследованных спектров является то, что даже форма линии в большинстве случаев хорошо сохраняется (измерения выполнены на разных образцах, синтезированных в различных лабораториях). Установлено, что в исследованных спектрах магнонный резонанс отсутствует. Отсюда следует, что соответствующая магнонная мода не взаимодействует заметным образом с электронной подсистемой и не участвует в формировании сверхпроводящих свойств висмутового купрата Bi-2212 (вопреки модели, предложенной в работе [5]). С другой стороны, полученные в настоящей работе спектры оптических фононов находятся в качественном согласии с функциями Элиашберга, рассчитанными в [7-9] из данных туннельной спектроскопии. Эти результаты говорят в пользу модели фононного спаривания, предложенной А.А. Абрикосовым [4].

"Спектральная" функция Засадинского [5] является прямым следствием "dip-hump" – структуры на dI/dV-характеристиках исследованных им одиночных контактов SIS- и NIS- типов. В настоящей работе установлено, что эта структура не наблюдается на BAX совершенных стопочных контактов (внутренний эффект Джозефсона, метод внутренней туннельной спектроскопии [10]) и возникает, скорее всего, в результате образования тонкого нормального слоя на поверхности образца (аналогично ниобиевым контактам). Вышеуказанная структура, таким образом, не связана с перенормировкой квазичастичного спектра за счет электронмагнонного взаимодействия.

Сравнительно недавно Дойчером [11] было предположено, что недодопированные купратные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) характеризуются двумя щелевыми энергиями $\Delta_{\rm p}$ и $\Delta_{\rm s}$. Согласно модели Дойчера, существующая в

широком температурном интервале T < T* большая щель (псевдощель) Δ_p характеризует энергию связи 2 Др куперовских пар, остающихся в некогерентном состоянии при T > T_c (T_c - критическая температура сверхпроводника). Меньшая щель Δ_s (сверхпроводящая щель) определяет минимальную энергию 2∆_s возбуждения сверхпроводящего конденсата при T < T_c (T_c < T* в недодопированных образцах). Согласно модели сверхпроводящая щель Δ_s меняется с концентрацией дырок р подобно T_c, проходя через максимум при оптимальном допировании (скейлинг между Δ_s и T_c). В то же время Δ_p монотонно растет при р \rightarrow 0. Следует отметить, что модель скейлинга Д_s и T_c при допировании ВТСП была оспорена в ряде работ, авторы которых использовали STM спектроскопию и меняли уровень допирования с помощью отжига образцов Ві-2212 в вакууме или в атмосфере инертного газа [12]. В то же время подробные исследования, проведенные на монокристаллах Ві-2212, содержащих компенсирующую примесь лантана, подтвердили предложенную Дойчером модель скейлинга Δ_s и T_c при допировании ВТСП [13].

В настоящей работе экспериментально исследован внутренний эффект Джозефсона в микроступеньках на поверхности криогенных сколов допированных монокристаллов Bi-2212 [14, 15], не подвергавшихся специальной обработке для изменения концентрации примесного кислорода. Полученные в работе результаты подтвердили скейлинг сверхпроводящей щели Δ_s и критической температуры T_c в функции концентрации примесных дырок р, обнаруженный ранее у монокристаллов Bi-2212(La) [13].

К теоретическим моделям, базирующимся на фононном механизме спаривания, следует отнести, в первую очередь, "сценарий" с протяженной сингулярностью ван Хова (ПСВХ) [4]. Неоднократные попытки обнаружить ПСВХ в висмутовых купратах с помощью туннельной спектроскопии не привели к успеху [16]. Было высказано предположение, что дефекты структуры и сильное электронфононное взаимодействие размывают гигантский пик плотности состояний, эффективно снижая влияние ПСВХ на критическую температуру T_c [17]. У образцов Ві-2212, близких к оптимальному допированию, нами впервые обнаружена резкая дополнительная структура на ВАХ стопочных контактов (внутренний эффект Джозефсона), которая может быть следствием существования ПСВХ в окрестности уровня Ферми. При низких температурах резкость дополнительной структуры на dI/dVхарактеристиках сравнима с резкостью щелевой (основной) структуры. Указанная структура наблюдается у слабо недодопированных и у слабо передопированных монокристаллов Bi-2212. Структура от ПСВХ размывается с ростом температуры, однако, остается хорошо заметной и при $T > T_c$. Общий характер ВАХ находится в качественном согласии с результатами теоретических расчетов [18]. У оптимально допированных образцов сингулярность ван Хова попадает внутрь сверхпроводящей щели, и дополнительная структура на ВАХ при этом исчезает. Тем не менее, аномальная резкость щелевой структуры в этом случае также является следствием присутствия ПСВХ [19].

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные подтверждают "сценарий" с протяженной сингулярностью ван Хова, предложенный в [4].

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-17868.

Литература

- 1. Y. Nie, L. Coffey, Phys. Rev. B 57, 3116 (1998).
- 2. Ya.G. Ponomarev , E.B. Tsokur et al., Sol. State Comm. 111, 513 (1999).
- 3. E.G. Maksimov, P.I. Arseev, N.S. Maslova, Sol. State Comm. 111, 391 (1999).
- 4. A.A. Abrikosov, Physica C 341-348, 97 (2000).
- 5. J. F. Zasadzinski et al., Phys. Rev. Lett. 96, 017004-1 (2006).
- 6. M. Eschrig, cond-mat/0510286, v.1, 11 Oct 2005.
- 7. N. Tsuda, D. Shimada, Physica C 412-414, 76 (2004).
- 8. S.I. Vedeneev, A.A. Tsvetkov, A.G.M. Jansen, P.
- Wyder, Physica C 235–240, 1851 (1994).
- 9. R.S. Gonnelli, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, Physica C 275, 162 (1997).
- 10. R. Kleiner, P. Müller, Physica C 293, 156 (1997).
- 11. G. Deutscher, Nature 397, 410 (1999).

12. L. Ozyuzer, J.F. Zasadzinski, N. Miyakawa et al., Physica C 341-348, 927 (2000).

[13. Я.Г. Пономарев, УФН 172, N 6, 705 (2002).

14. Ya.G. Ponomarev, Chong Soon Khi, Kim Ki Uk et al., Physica C 315, 85 (1999).

15. S. Kaneko et al., Surface Science 438, 353 (1999).

16. Z. Yusof, J. F. Zasadzinski, L. Coffey, N. Miyakawa, Phys. Rev. B 58, 514 (1998).

- 17. R.J. Radtke, M.R. Norman, Phys. Rev. B 50, 9554 (1994).
- 18. J. Bok, J. Bouvier, Physica C 274, 1 (1997).
- 19. P.I. Arseev, N.K. Fedorov, S.O. Loiko, cond-
- mat/0304525 v1 23 Apr 2003.

Микроволновая проводимость кристаллов с разными уровнями допирования

Трунин М.Р., Нефедов Ю.А., Шевчун А.Ф., Шуваев А.М. Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

В микроволновом диапазоне частот исследованы температурные зависимости комплексной проводимости $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T)$ сверхпроводящих кристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x}, Ba_{1-x}K_xBiO₃ и V_{75+x}Si_{25-x} при вариациях уровня допирования x в них. Обнаруженные особенности $\sigma'(T)$ и $\sigma''(T)$ обусловлены: (i) проявлением DDW-псевдощели в *ab*-плоскостях YBa₂Cu₃O_{7-x}, (ii) переходом от сверхпроводимости БКШ-типа к высокотемпературной в Ba_{1-x}K_xBiO₃, (iii) наличием двух сверхпроводящих щелей в V_{1-x}Si_x.

По виду температурных зависимостей компонент комплексной проводимости известные сверхпроводники можно условно разделить на три класса: 1) обычные «классические» сверхпроводники, описываемые теорией Бардина-Купера-Шриффера [1] (БКШ), 2) высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) и 3) многощелевые сверхпроводники.

Первый класс характеризуется одним изотропным параметром порядка Δ , который в случае сверхпроводника без магнитных примесей совпадает с энергетической щелью квазичастиц. Прецизионные измерения поверхностного импеданса Z(T) = R(T) + iX(T) в классических сверхпроводниках были очень информативными: величина щели Δ извлекалась из температурной зависимости поверхностного сопротивления $R(T) \propto exp(-\Delta/k_BT)$ при T < $T_{c}/2$, глубина проникновения $\lambda(T)$ поля в сверхпроводник – из реактанса $X(T) = \omega \mu_0 \lambda(T)$ при $T < T_c$, длина свободного пробега электронов - из измерений R(T) и X(T) в нормальном состоянии ($T > T_c$). Демонстрацией применимости теории БКШ для объяснения свойств классических сверхпроводников было наблюдение немонотонного поведения (когерентного пика) действительной части микроволновой проводимости $\sigma'(T)$ в области $0.8 < T/T_c \le 1$.

Для второго класса характерен анизотропный параметр порядка, который обращается в нуль на линиях ферми-поверхности (*d*-симметрия), что приводит к линейным температурным зависимостям компонент импеданса $\Delta R(T) \propto T$, $\Delta X(T) \propto T$ и микроволновой проводимости при $T < T_{c}/3$.

Наконец, в третьем классе материалов одновременно существуют два параметра порядка, т.е. многощелевой сверхпроводник должен обладать как минимум двумя энергетическими зонами, пересекающими ферми-уровень. Необходимым условием наблюдения многощелевой сверхпроводимости является существенно разные амплитуды щелей. В противном случае свойства сверхпроводника будут мало отличаться от свойств сверхпроводника с некоторой усредненной щелью. Температурные зависимости поверхностного импеданса кристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x}, Ba_{1-x}K_xBiO₃ и V_{1-x}Si_x измерялись методом "hot finger" на частотах 9.4 и 28.2 ГГц [2,3]. В случае локальной электродинамики комплексная проводимость сверхпроводника может быть легко найдена из измеренных в абсолютных единицах компонент импеданса: $\sigma(T) = \sigma'(T) - i\sigma''(T) = i\omega\mu_0/[R^2(T) + X^2(T)]$. Действительная часть проводимости σ' связана с поглощением энергии квазичастичными возбуждениями в сверхпроводнике. Мнимая часть σ'' определяет плотность сверхпроводящего конденсата.

При не очень близких к T_c температурах в сверхпроводнике R(T) < <X(T). Следовательно, кривые $\sigma''(T)$ определяются только видом функции $X(T) = \omega \mu_0 \lambda(T)$ и отражают основные свойства температурной зависимости глубины проникновения поля. Форма кривых $\sigma'(T)$ в ВТСП зависит от величины остаточного поверхностного сопротивления $R_{res} = R(T \rightarrow 0)$. $\sigma'(T)$ будет иметь максимум при $T < T_c$, если значение R_{res} достаточно мало [2]. Пронохождение этого пика в $\sigma'(T)$ обусловлено суперпозицией двух противоположных по температуре эффектов: ростом времени релаксации и уменьшением числа нормальных носителей с понижением температуры $T < T_c$. Кривые $\sigma'_{ab}(T)$ в YBa₂Cu₃O_{7-x} с разным содержанием кислорода показаны на рис. 1.

В проводимости $\sigma'_{ab}(T)$ ВТСП не наблюдается БКШ когерентный пик при $T \sim 0.85T_c$. Тем не менее в области близких к T_c температур зависимость $\sigma'(T)$ имеет вид достаточно узкого пика (рис. 1). Его ширина практически совпадает с шириной перехода из нормального в сверхпроводящее состояние на кривой R(T), а происхождение объясняется в [2] в рамках модели эффективной среды с учетом неоднородного уширения сверхпроводящего перехода.

На рис. 2а приведены зависимости $\lambda_{ab}^{2}(0)/\lambda_{ab}^{2}(T) = \sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$ при $T < T_{c}/2$ в YBa₂Cu₃O_{7-х} с разными уровнями допирования. Сплошная линия - зависимость $\sigma''_{ab}(T)/\sigma''_{ab}(0)$ в чистом БКШ *d*-волновом сверхпроводнике. На рис. 26 сравниваются экспериментальные кривые $\sigma''_{ab}(T)$ (символы) с линейной $\Delta \sigma''_{ab}(T) \propto (-T)$ (штриховые линии) и корневой $\Delta \sigma''_{ab}(T) \propto (-T)$ (штриховые линии) и корневой $\Delta \sigma''_{ab}(T) \propto (-\sqrt{T})$ (сплошные линии) зависимостями в умеренно допированных (p=0.106, x=0.33) и сильно недодопированных (p=0.092, x=0.40; p=0.078, x=0.47) кристаллах YBa₂Cu₃O_{7-x} (p – концентрация дырок на атом меди в *ab*-плоскости). Особенности экспериментальных кривых на рис. 2 подтверждают выводы DDW (*d*-density wave) модели псевдощели в ВТСП [4,5].



Рис. 1. Действительные части проводимости $\sigma'_{ab}(T)$, измеренные для пяти состояний кристалла YBa₂Cu₃O_{7-x} с $T_c=92K$ (x=0.07), $T_c=80K$ (x=0.26), $T_c=70K$ (x=0.33), $T_c=57K(x=0.40)$ и $T_c=41K$ (x=0.47) (символы) и расчеты (сплошные линии), выполненные в рамках обобщенной двухжидкостной модели [2].



Рис. 2. Мнимые части проводимости $\sigma''_{ab}(T)$ в кристалле YBa₂Cu₃O_{7-х} при вариациях *p*.

В работе [6] мы обнаружили, что при увеличении содержания калия в кристаллах Ba_{1-x}K_xBiO₃ температурные зависимости верхнего критического поля $B_{c2}(T)$, равно как R(T) и $\lambda(T)$, указывают на резкую смену типа сверхпроводимости: от высокотемпературной при 0.35 < x < 0.45 к стандартной БКШ при 0.55 < x < 0.65. Кривые на рис. 3 демонстрируют линейные при $T < T_c/2$ зависимости R(T) и $\lambda(T)$ в Ba_{0.6}K_{0.4}BiO₃ с $T_c \approx 30$ К - типичные для ВТСП с тетрагональной решеткой. На рис. 4 приведены



Рис. 3. Компоненты поверхностного импеданса в кристалле Ba_{0.6}K_{0.4}BiO₃.

измерения компонент импеданса в кристалле Ва_{0.4}K_{0.6}BiO₃ с $T_c \approx 11$ К. На вставке к рис. 4 логарифмы зависимостей $T\Delta R(T) = T[R(T) - R_{res}]$ (сплошные квадраты) и $\sqrt{T\Delta\lambda(T)} = \sqrt{T[\lambda(T) - \lambda(0)]}$ (пустые квадраты) сравниваются с расчетами в модели БКШ (сплошные линии); их наклоны определяют величину сверхпроводящей щели $\Delta(0) \approx 2.1 k_B T_c$.



Рис. 4. Компоненты поверхностного импеданса в кристалле Ba_{0.4}K_{0.6}BiO₃.

Мы исследовали также температурные зависимости мнимой и действительной частей проводимости монокристаллов $V_{1-x}Si_x$ с содержанием кремния в интервале $0.21 \le x \le 0.25$. Как и в неплохо изученном двухщелевом сверхпроводнике MgB₂, предпосылкой к необычной сверхпроводимости в $V_{1-x}Si_x$ является пересечение уровня Ферми несколькими электронными зонами и резкий пик плотности состояний на уровне Ферми. Однако многощелевые особенности в микроволновом отклике $V_{1-x}Si_x$ проявляются заметнее, чем в MgB₂, по двум причинам: (i) кристаллы $V_{1-x}Si_x$ существенно чище и (ii) межзонное рассеяние в них слабее. Кроме того, возможность варьировать содержание кремния в V_{1-x}Si_x позволяла проверить некоторые предсказания теории, например, эффект подавления критической температуры двухщелевого сверхпроводника немагнитными примесями – явления, отсутствующего в классических БКШ сверхпроводниках. И действительно, нам удалось обнаружить явные свидетельства двухщелевой сверхпроводимости в кристаллах V_{1-x}Si_x [7].

На рис. 5 видны отчетливые перегибы у кривых $\sigma''(T)$ при $T \sim 0.6T_c$, указывающие на смену доминирующих вкладов большой и малой щелей в температурную зависимость проводимости. В рамках обычной однозонной модели БКШ описать подобные особенности $\sigma''(T)$ невозможно. Сплошными



Рис. 5. Мнимые части микроволновой проводимости кристаллов $V_{1,x}Si_x$ с различным содержанием кремния. Символы – экспериментальные данные, сплошные линии – расчеты в рамках двухщелевой модели сверхпроводимости. Каждая следующая после нижней кривая сдвинута по оси ординат на 0.1. Штриховая линия – БКШ зависимость $\sigma''(T)$ в стехиометрическом образце с $T_c \approx 16.6$ K.

линиями на рис. 5 показаны рассчитанные нами зависимости $\sigma''(T)/\sigma''(0)$ в двухзонной модели [8], суть которой заключается в том, что сверхпроводящие щели Δ_1 и Δ_2 ($\Delta_1 < \Delta_2$) в разных слабо взаимодействующих энергетических зонах открываются независимо друг от друга при разных критических температурах, и перегиб в $\sigma''(T)$ вызван переходом в сверхпроводящее состояние электронов из энергетической зоны с меньшей щелью Δ_1 . Если же взаимодействие между зонами сильное, то малая щель Δ_1 на фоне большой Δ_2 проявляется слабо. Общая проводимость двух зон полагалась равной сумме проводимостей каждой из них с коэффициентами, пропорциональными концентрациям электронов нов в соответствующих зонах [9].

На рис. 6 символами показаны температурные зависимости действительных частей проводимости $\sigma'(T)$ двух кристаллов V₁. _xSi_x. Обе зависимости $\sigma'(T)$ демонстрируют широкий пик при $T \sim 0.5T_c$, по виду аналогичный когерентному пику. Смещение пика в область низких температур объясняется тем, что он обусловлен электронами из зоны с меньшей щелью Δ_1 , и максимум достигается при меньшей температуре $k_BT \approx \Delta_1(T)$.



Рис. 6. Действительные части микроволновой проводимости кристаллов $V_{1,x}Si_x$ с различным содержанием кремния. Символы – экспериментальные данные, сплошная и штрих-пунктирная линии – расчеты в рамках двухщелевой модели сверхпроводника с $T_c \approx 9$ К и $T_c \approx 12.5$ К соответственно, штриховая линия – зависимость $\sigma'(T)$ в однозонной модели БКШ для сверхпроводника с $T_c \approx 12.5$ К.

Главное отличие экспериментальных и теоретических кривых проводимости $\sigma'(T)/\sigma'(T_c)$ в кристаллах V_{1-x}Si_x заключается в приблизительно вдвое меньшей амплитуде рассчитанного в двухзонной модели сверхпроводника когерентного пика по сравнению с измеренным.

1. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).

2. М. Р. Трунин, УФН 168, 931 (1998); 175, 1017 (2005).

3. А. Ф. Шевчун, М. Р. Трунин. ПТЭ №5 (2006).

4. S. Tewari, H-Y. Kee, C. Nayak, S. Chakravarty. Phys. Rev. B 64, 224516 (2001).

5. M. R. Trunin, Yu. A. Nefyodov, A. F. Shevchun. Phys. Rev. Lett. 92, 067006 (2004).

6. 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).

7. Yu. A. Nefyodov, A. M. Shuvaev, M. R. Trunin. Europhys. Lett. 72, 638 (2005).

8. В. А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); Н. Suhl, B. T. Matthias, L. R. Walker. Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).

9. A. A. Golubov, A. Brinkman, O. V. Dolgov, J. Kortus, O. Jepsen. Phys. Rev. B 66, 54524 (2002).
К теории оптической проводимости ВТСП.

Алеев А.А., Еремин М.В.

Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия

Eremin I.

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

Рассчитана корреляционная функция плотность-плотность для слоистых систем с учетом сильных электронных корреляций. Основное внимание уделяется природе происхождения пика в оптической проводимости электронно- и дырочно-допированных ВТСП. Путем сопоставления рассчитанных и экспериментальных данных определено значение псевдопотенциала кулоновского взаимодействия носителей при q=0.

Оптическая проводимость ВТСП привлекает большое внимание исследователей (см. обзор [1]). Пока, большей частью, она анализируется на основе стандартного ферми-жидкостного подхода, так как теория оптической проводимости с учетом сильных электронных корреляций плохо разработана. Между тем имеются веские основания считать, что сильные электронные корреляции играют существенную роль в ВТСП и не могут быть учтены в рамках указанного подхода. Классический пример хорошо известен – проблема перехода диэлектрик - металл, когда сильные электронные корреляции на узле играют принципиальную роль.

Применительно к ВТСП наиболее перспективным направлением теории при минимальном наборе параметров считается так называемая t-J-G модель, гамильтониан которой имеет вид

$$H = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} X_i^{\sigma,0} X_j^{0,\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} [\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \frac{n_i n_j}{4}] + \frac{1}{2} \sum_{i,j} G_{ij} \delta_i \delta_j$$

Здесь первое слагаемое - оператор кинетической энергии носителей в нижней хаббардовской подзоне, второе и третье учитывают обменное и кулоновское взаимодействие соответственно. Оптическая проводимость $\sigma_1(\omega)$ связана с мнимой частью функции отклика $\chi_{ch}(\omega,q)$ соотношением

$$\sigma_1(\omega) \propto \omega \chi_{ch}^{"}(\omega, q=0)$$

Функция $\chi_{ch}(\omega,q)$ выражается через корреляционную функцию типа плотность–плотность [2]. Вид ее для нормальной фазы найден в работе [3]

$$\chi_{ch}(\omega,q) = \frac{\chi(\omega,q)}{1 + V_q \chi(\omega,q) - \pi(\omega,q) + \omega \zeta(\omega,q)}$$

Здесь $V_q = G_q - J_q / 4$ - Фурье - образ эффективного взаимодействия плотность-плотность, играющего роль кулоновского псевдопотенциала, χ - с точностью до множителя $P = (1 - \delta)/2$ совпадает с функцией восприимчивости в теории БКШ. Функции π и ζ в общем случае имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} \pi(\omega,q) &= \frac{P}{2N} \sum_{k} \left(x_{k} x_{p} - z_{k} z_{p} \right) \frac{t_{k} f_{k} - t_{p} f_{p}}{\omega - E_{k} + E_{p}} \\ &+ \frac{P}{2N} \sum_{k} \left(y_{k} y_{p} - z_{k} z_{p} \right) \frac{t_{k} (1 - f_{k}) - t_{p} (1 - f_{p})}{\omega + E_{k} - E_{p}} \\ &+ \frac{P}{2N} \sum_{k} \left(x_{k} y_{p} + z_{k} z_{p} \right) \frac{t_{k} f_{k} - t_{p} (1 - f_{p})}{\omega + E_{k} + E_{p}} \\ &+ \frac{P}{2N} \sum_{k} \left(x_{p} y_{k} + z_{k} z_{p} \right) \frac{t_{k} (1 - f_{k}) - t_{p} f_{p}}{\omega - E_{k} - E_{p}} \\ &\zeta(\omega,q) = \frac{P - 2}{2N} \sum_{k} \left[\frac{(x_{k} x_{p} - z_{k} z_{p})}{\omega - E_{k} + E_{p}} + \frac{(y_{k} y_{p} - z_{k} z_{p})}{\omega + E_{k} - E_{p}} \right] \\ &+ \frac{P - 2}{2N} \sum_{k} \left[\frac{(x_{k} y_{p} + z_{k} z_{p})}{\omega + E_{k} + E_{p}} + \frac{(x_{p} y_{k} + z_{k} z_{p})}{\omega - E_{k} - E_{p}} \right]. \end{aligned}$$

Здесь для сокращения записи факторов когерентности использованы обозначения

$$x_{k} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\varepsilon_{k} - \mu}{E_{k}} \right], y_{k} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\varepsilon_{k} - \mu}{E_{k}} \right], z_{k} = \frac{\Delta_{k}}{2E_{k}}$$

Часть наших расчетов оптической проводимости приведена на рис. 1-2.



Рис. 1. Рассчитанная частотная зависимость оптической проводимости в плоскостях CuO_2 для электронного сверхпроводника $La_{p-x}Ce_xCuQ$, (Tc= 25 K)

Рассчитанная нами частотная зависимость практически накладывается на измеренную в работе [5] (после исключения фононной части) при значении параметра псевдопотенциала $V_{q=o} = 0.4eV$. Имеется хорошо выраженный пик на частоте, примерно равной $2.2\Delta_0$, который имеет двойственную природу. С одной стороны, он связан с фактором когерентности, а сдвиг в сторону высоких частот связан с поведением знаменателя функции восприимчивости. Закон дисперсии квазичастиц и форма Ферми поверхности взяты из работы [6]:

 $\varepsilon_k = 2t_1(\cos k_x + \cos k_y) + 4t_2 \cos k_x \cos k_y$

с параметрами (в eV):

$$t_1 = 0.138, t_2 = -0.0414, \mu = 0.$$

Зависимость энергетической щели от волнового вектора задавалась формулой

$$\Delta_k = \Delta_0 (\cos k_x a - \cos k_v a)/2$$

Для дырочно-допированных ВТСП используется модель синглетно-коррелированной зоны [7,8]:

$$H = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} \psi_i^{pd,\sigma} \psi_j^{\sigma,pd} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij} [\mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \frac{n_i n_j}{4}] + \frac{1}{2} \sum_{i,j} G_{ij} \delta_i \delta_j$$

Здесь $\psi_i^{pd,\sigma}(\psi_j^{\sigma,pd})$ операторы рождения (уничтожения) композитных квазичастиц в зоне проводимости. Символ *pd* соответствует синглетным образованиям из дырок меди и кислорода. Второе слагаемое описывает суперобменное взаимодействие спинов, последнее слагаемое учитывает взаимодействие типа плотность – плотность,

 $\delta_i = \psi_i^{pd, pd}$ - оператор числа дырок в расчете на одну элементарную ячейку. Расчет показывает, что общая формула для динамической зарядовой воспиимчивости сохраяет свой вид, однако функция $\pi(\omega, q)$ изменяет знак (по отношению к знаку в стандартной t-J-G модели). Это обстоятельство лег-

ко понять без детальных вычислений корреляционной функции плотность – плотность на основе электронно-дырочной симметрии между нижней и верхней хаббардовскими подзонами. Гамильтониан t-J модели, предложенный Андерсоном для описания ВТСП, соответствует нижней подзоне Хаббарда, в то время как модель синглетнокоррелированной зоны по свойствам симметрии (но не энергии) соответствует верхней подзоне. При этом роль кулоновского отталкивания на узле выполняет обменное взаимодействие дырок меди и

кислорода в одной элементарной ячейке. В дырочно-допированных ВТСП (YBa₂Cu₃O_{6+x}, Tc = 91.5 K) пик оптической проводимости расположен в области 1000см⁻¹ [9], а это примерно в два - три раза больше, чем ожидаемое значение $2\Delta_0$.

По нашим расчетам это можно объяснить эффектами сильных электронных корреляций, которые существенно модифицируют коллективные колебания, в данном случае акустические плазмонные моды. Их расчетное поведение для YBa₂Cu₃O_{6+x} в нормальной и сверхпроводящей фазах иллюстрируется на Рис. 2. Оптическое поглощение соответствует области **q=0.** Нижняя ветвь оказалась не активной (пик в мнимой части практически не видим), а верхняя – активной (мнимая часть имеет четко выраженный пик). Этот пик находится как раз на энергии, примерно равной $5\Delta_0$. Значение параметра псевдопотенциала $V_{q=0} = 0.8eV$ удивительно хорошо совпадает с рассчитанным ранее в работе [10].



Рис. 2. Коллективные моды в плоскости CuO₂ для дырочных купратов, рассчитанные из условия обращения в нуль реальной части зарядовой восприимчивости: в сверхпроводящей фазе, при T=10 K (сплошная линия), в нормальной фазе при T=100 K (цветная), $\Delta_0 = 25 meV$, $V_{q=0} = 0.8 eV$.

Работа выполнена при поддержке Swiss National Science Foundation, Grant № IB7420-110784 и РФФИ, грант № 06-0217197-а

1. D. N. Basov, and T. Timusk, Rev. Mod, Phys. 77, 721 (2005).

2. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидко-стей*, Мир, Москва (1967).

3. M. Eremin, I. Eremin, S. Varlamov, Phys. Rev. B 64, 214512 (2001)

4. М. Ерёмин и И. Ерёмин, Сборник расширенных тезисов, ФПС-1, Москва-Звенигород, 38 (2004)

5.A. Pimenov et al., Europhys. Lett. 64, 246 (2003).

6. D. Manske, I. Eremin, and K. Benemann, Phys. Rev. B 62, 13922 (2000).

7. М. В. Ерёмин, С. Г. Соловьянов, С. В. Варламов и

др. Письма в ЖЭТФ ,60, 118 (1994); J. Phys.Chem. Solids,

56, 1713 (1995); ЖЭТФ, 112, 1763 (1997).

8. N. M. Plakida, R. Hayn, and J.-L. Richard, Phys. Rev. B 51, 16599 (1995).

9. D. N. Basov et. al., Phys. Rev. Lett. 74, 598 (1995).

10. L.F. Fenner, et al., Phys. Rev. B 53, 8751 (1996).

Формирование фрактальной структуры каналов транспорта вихрей в высокотемпературном сверхпроводнике YBa₂Cu₃O_{7-х} слабым магнитным полем

Кузьмичёв Н.Д., Васютин М.А.

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия Головашкин А.И. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Представлена модель вольт-амперной характеристики высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-х} в постоянном магнитном поле, приводящая к функции с одним магнитополевым параметром – фрактальной размерности кластеров пиннинга вихрей. Определена зависимость фрактальной размерности от магнитного поля.

В последнее время все большее внимание уделяется количественному описанию поведения сложных нелинейных динамических систем с использованием понятия неравновесных квазистационарных состояний, обладающих топологией перколирующего фрактального множества [1]. Фрактальные свойства были обнаружены во многих высокотемпературных сверхпроводниках экспериментально [2-4]. Моделирование свойств ВТСП также возможно с помощью рассмотрения их фрактальных особенностей [5,6].

Известно, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) хорошо описывается степенной зависимостью напряжения от тока (V~Iⁿ), где показатель степени п зависит от температуры и магнитного поля [7]. Скейлинговый характер ВАХ YBCO свидетельствует о самоподобии (фрактальности) этой структуры, обусловленном присутствием в ней разнообразных групп дефектов (от точечных, порядка 1 nm, до межгранулярных – 10 µm) [6].

Обычно используемый визуальный способ определения фрактальной размерности [8,9] предполагает ее независимость от тока, магнитного поля и температуры. Однако в ВТСП из-за малой длины когерентности могут легко образовываться слабые связи под действием, например, магнитного поля, что изменяет силу пиннинга вихрей на неоднородностях и траектории движения вихрей под действием тока. Такая "подвижность" ВТСП приводит к зависимости фрактальной размерности системы каналов движения вихрей и границ кластеров их пиннинга от магнитного поля. Депиннинг вихрей в ВТСП имеет перколяционный характер [10], поэтому перколяция происходит как по сверхпроводящему кластеру (ток), так и по слабым связям (магнитный поток). Сила Лоренца выталкивает вихрь через случайно образованную слабую связь, когда транспортный ток превышает определенное значение [11].

В настоящей работе исследован начальный участок дифференциального сопротивления поликристаллов YBCO с использованием модели фрактальной кластерной структуры [11]. Предполагается, что границы кластеров, на которых пиннингуются вихри, имеют фрактальную структуру с фрактальной размерностью D, причем характерно следующее соотношение между периметром P и площадью S кластера: $P \propto S^{(D/2)}$. Для выяснения влияния транспортного тока на захваченные вихри необходимо знать связь между распределениями критических токов кластеров и их площадей. В общем случае гамма-распределения площадей кластеров с фрактальными границами получено [12,13]:

$$w(s) = [(g+1)^{g+1}/\Gamma(g+1)]s^g exp[-(g+1)],$$

где w(s) – плотность вероятности распределения площадей кластеров, s = S/<S> – безразмерная площадь кластера, <S> – средняя площадь кластера, g > -1 – параметр гамма-распределения, определяющий среднеквадратичное отклонение площади кластера σ = 1/(g+1)^{1/2}, $\Gamma(\nu)$ – гамма-функция Эйлера.

В частном случае, при g = 0, гаммараспределение сводится к экспоненциальному w(s) = exp(-s). Для экспоненциального распределения S в предположении об обратной пропорциональности критического тока депиннинга периметру кластера ВАХ сверхпроводника имеет вид [14]:

$$u = r_f \cdot [i \cdot exp(-C \cdot i^{-2/D}) - C^{D/2} \cdot \Gamma(1 - D/2, C \cdot i^{-2/D})]$$

где и – безразмерное напряжение, r_f – безразмерное сопротивление течения потока, $i = I/I_c$ - безразмерный электрический ток, нормированный относительно критического тока перехода в резистивное состояние I_c , $C \equiv (1+D/2)^{(2+D)/D}$ - константа, зависящая от фрактальной размерности, $\Gamma(v, z)$ - дополнительная неполная гамма-функция, размерные напряжение и течение потока связаны с безразмерными соотношением: $U/R_f = I_c(u/r_f)$.

Исследуемые образцы поликристаллов YBCO были приготовлены по обычной твердофазной технологии и имели температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91,0 - 92,0$ К и ширину перехода $\Delta T \approx 1 - 1,5$ К. Измерения первой гармоники напряжения V_1 (пропорциональной дифференциальному сопротивлению) в зависимости от постоянного тока в фиксированных постоянных магнитных полях проводились четырехзондовым методом при температуре кипения жидкого азота. Плотность

образцов $\rho \approx 4,18 \text{ g/cm}^3$. Контакты к образцам имели сопротивление $R_c \approx 3 \text{ m}\Omega$. Подробнее техника эксперимента изложена в работах [15,16].

Дифференциальное сопротивление сверхпроводника пропорционально плотности свободных вихрей, которая, в свою очередь, пропорциональна функции накопленной вероятности F(i) распределения токов депиннинга [11], что приводит к выражению:

$$V_{1} = R_{d} \cdot I_{a} = I_{a} \cdot \{R_{f1} \cdot \exp[-C_{1} \cdot C \cdot i^{(-2/D)}] + R_{f2} \cdot \exp[-C_{2} \cdot C \cdot i^{(-2/D)}]\},$$
(1)

где V₁ – первая гармоника напряжения, і = I_d/I_c, I_c = 316 mA – критический ток (критическим током может считаться абсцисса точки пересечения токовых зависимостей дифференциального сопротивления в разных магнитных полях), C₁ = 0,02, C₂ = 0,14, R_d = (dV/dI_d) – дифференциальное сопротивление, I_a = 27 mA – амплитуда переменного тока, R_{f1} = 0,03 m Ω – сопротивление, обусловленное межгранулярным течением потока, R_{f2} = 0,78 m Ω – сопротивление внутригранулярным течением потока.

Для описания V₁(I_d) потребовалось введение двух слагаемых дифференциального сопротивления, что можно объяснить двумя разными распределениями кластеров, захватывающих магнитный поток: в гранулах и межгранулярном пространстве:



Рис. 1. Зависимость первой гармоники напряжения от постоянного тока (пояснения в тексте).

На рис. 1 показана зависимость V₁(i) для магнитных полей: 1 - H = 58,1 Oe; 2 - H = 64,3 Oe; 3 - H = 86,1 Oe; 4 - H = 95,8 Oe; 5 - H = 109,8 Oe; 6 - H = 172,2 Oe. Точки означают экспериментальные данные, сплошные линии – расчет по формуле



Рис. 2. Зависимость фрактальной размерности от постоянного магнитного поля.

На рис. 2 представлена зависимость фрактальной размерности от постоянного магнитного поля. Видно, что при H \approx 70 Ое происходит заметное изменение зависимости, что соответствует началу проникновения вихрей в гранулы поликристалла.

Из формулы (1) следует, что распределение кластеров пиннинга вихрей сильно зависит от магниитного поля и является экспоненциальногиперболическим как в гранулах, так и в межгранулярном пространстве.

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. Л.М. Зеленый, А.В. Милованов, УФН. 174, 809 (2004).

2. R. Surdeanu, R.J. Wijngaarden, B. Dam et al., Phys. Rev. B. 58, 12467 (1998).

3. M. Prester, Supercond. Sci. Technol. 11, 333 (1998).

4. M. Prester, Phys. Rev. B. 60, 3100 (1999).

5. A.V. Milovanov, J.J. Rasmussen, Phys. Rev. B. 66, 134505 (2002).

6. Ю.И. Кузьмин, ФТТ. 43, 1157 (2001).

7. Е.З. Мейлихов, УФН. 163, 27 (1993).

 Б. Мандельброт, Фрактальная геометрия природы. Москва.: Институт компьютерных исследований. 2002.
 656с.

9. Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, Д.М. Гохфельд и др., ФТТ. 48, 193 (2006).

10. M. Ziese, Phys. Rev. B. 53, 12422 (1996).

11. Ю.И. Кузьмин, Письма в ЖТФ. 30, 29 (2004).

12. Yu.I. Kuzmin, Phys. Lett. A. 281, 39 (2001).

13. Ю.И. Кузьмин, Письма в ЖТФ. 28, 74 (2002).

14. Yu.I. Kuzmin, Phys. Rev. B. 64, 094519 (2001).

15. Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Письма в ЖТФ. 18, 5 (1992).

16. Кузьмичев Н.Д., Васютин М.А., СФХТ 7, 93 (1994).

Прямое наблюдение вихревой структуры в высокотемпературных и экзотических сверхпроводниках

Винников Л.Я., Вещунов И.С.

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка Московской обл. 142432, Россия

Представлены результаты наблюдения вихревой структуры методом декорирования для монокристаллов YBCO(123); YBCO(124); BSCCO(2212), органических сверхпроводников, MgB2 и RNiBC(1221), где R редкоземельный ион. Исследованы анизотропия, фазовые переходы и пиннинг вихревых структур.

Метод декорирования позволяет визуализировать структуру магнитного потока (вихри Абрикосова в сверхпроводниках второго рода) с помощью мельчайших (~10нм) магнитных частиц в реальном пространстве[1].Многие фундаментальные проблемы, такие как квантование магнитного потока, анизотропия свойств, фазовые превращения, а также пиннинг на дефектах могут быть эффективно исследованы в разных сверхпроводящих материалах.

Первые наблюдения методом декорирования вихревой структуры в монокристаллах YBCO(123) показали, что в высокотемпературных сверхпроводниках вихри несут квант магнитного потока

 $\phi = hc/2e = 2,07 \ 10^{-7} \ \Gamma c \ cm^2$, как и в обычных сверхпроводниках[2,3]. Этот результат подтвердился в дальнейшем на всех без исключения исследованных сверхпроводниках, начиная с BSCCO(2212) и кончая органическими сверхпроводниками[4] и MgB₂[5]

Исследование вихревой структуры в базисной плоскости сильно анизотропных сверхпроводников бнаружило эффекты слабой анизотропии, обусловленные анизотропией глубины проникновения λ . В монокристаллах BSCCO(2212) и органических сверхпроводниках (BEDT-TTF)2Cu(NCS)2 эта анизотропия составляет несколько процентов [6], в то время как для YBCO(123) она составляет~10% [7,8] и особенно заметна для YBCO(124) $\lambda a / \lambda b \approx 1,4$ (рис.1).



Рис.1. Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла YBCO(124) в поле 40 Э.На вставке Фурье образ.

Одним из проявлений анизотропии является движимый магнитным полем переход из треугольной решетки в малых полях к квадратной с ростом магнитного поля в монокристаллах $LuNi_2B_2C$ (рис.2)[9]. Аналогичное поведение вихревой структуры было недавно обнаружено на монокристаллах V_3Si методом сканирующей туннельной микроскопии, где переход в квадратную решетку находился в полях ~40 кЭ [10].



Рис.2. Квадратная вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла LuNi₂B₂C в магнитном поле 1480 Э.На вставке Фурье образ.

Вихревые структуры в монокристаллах редкоземельных борокарбидов с «магнитными» ионами R=Er,Ho обнаруживают особенности, обусловленные сосуществованием сверхпроводящего и магнитного упорядочения. При температурах ниже точки Нееля T_N , которая в этих соединениях ниже критической T_c , наблюдается пиннинг вихрей на границах антиферромагнитных доменов [11]. Внешне вихревая структура (рис.3). напоминает ранее наблюдавшуюся в YBCO(123) [3]и связанную с пиннингом вихрей на границах двойниковых доменов в орторомбической фазе.



Рис.3. Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла ErNi₂B₂C при температуре 5,6 К в поле 20 Э.

В близком к ErNi₂B₂C по кристаллической и магнитной структуре несверхпроводящем соединении TbNi₂B₂C методом декорирования наблюдались границы двойниковых доменов в антиферромагнитном состоянии [12] в базисной плоскости (001), лежащие в плоскостях {110}также, как и в YBCO(123). Кроме того на отдельных участках наблюдались границы, предположительно, в кубической плоскости (рис.4).



Рис.4. Доменные границы в базисной плоскости монокристалла TbNi₂B₂C.

При температурах ниже ~4К на отдельных участках монокристаллов ErNi₂B₂C наблюдались вихревые структуры (рис.5), которые можно связать с пиннингом вихрей на доменных границах в плоскостях {100}, хотя природа этих границ не выяснена.



Рис.5. Вихревая решетка в базисной плоскости монокристалла ErNi2B2C при температуре 3К в поле 20Э.

Что касается двойниковых границ антиферромагнитных доменов в плоскостях $\{110\}$, то их возникновение в монокристаллах $ErNi_2B_2C$ и HoNi_2B_2C обусловлено магнитоупругими напряжениями и переходом из тетрагональной решетки в орторомбическую при температурах ниже T_N [13]. Недавно характерные размеры доменной структуры для $TbNi_2B_2C$ были оценены из условия минимизации упругой энергии [14], которые находятся в разумном согласии с нашими наблюдениями.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред»

1. U. Essmann, H. Trauble , Phys Lett. A 54,596 (1967).

2. F. L. Gammel, D. J. Bishop, C. J. Dolan et al, Phys. Rev. Lett. 59, 2592 (1987).

3. L.Ya.Vinnikov,L.A.Gurevich, A.Emelchenko, Yu.A.Osipyan, JETP Lett. 47, 131 (1988).

4. L.Ya.Vinnikov, T.L.Barkov, M.V.Kartsovnik, N.D.Kushch, Phys. Rev. B 61, 14358 (2000).

5. L.Ya.Vinnikov, J.Karpinski, S.M.Kazakov et al Phys. Rev. B 67, 092512 (2003).

6. F.L.Barkov, L.Ya.Vinnikov, M.V.Kartsovnik, et al, Physica C 385, 568 (2003).

7. Л.Я.Винников,И.В.Григорьева,Л.А.Гуревич,

и др., Письма в ЖЭТФ, том 49,вып.2,стр.83-86, (1989). 8. C.D. Dolan, G.V. Chandrashekhar, T.R.Dinger et al, Ph

Phys.Rev.Lett.,62, 827 (1989). 9. L.Ya.Vinnikov, T.L.Barkov, P.C.Canfield, et al,

Phys. Rev. B 64, 02454 (2001),

Phys. Rev. B 64, Rapid Comm. 220508(R) , (2001).

10. C. E. Sosolik, J. A. Stroscio, M. D. Stiles et al,

Phys. Rev. B 68,140503 (2003).

11. L. Ya. Vinnikov, J. Anderegg, S. L. Bud'ko, et al, Phys.Rev. B 71, 224513 (2005).

12. Л.Я.Винников, Д. Андрегг, С.Л.Будько и др., Письма в ЖЭТФ, 77, 600 (2003).

13. A. Kreyssig, M. Lowenhaupt, J. Freudenberger, K. H. Muller, and C. Ritter, J. Appl. Phys. 85, 6058 (1999).

14. E. A. Brener, V. I. Marchenko condmat/0603248 v1, 9 Mar (2006).

Дополнительная структура "ямка-горбик" в туннельных спектрах неоднородных высокотемпературных сверхпроводников как проявление диэлектрической щели

Войтенко А.И., Габович А.М.

Институт физики НАН Украины, Киев 03028, Украина

Рассчитаны зависимости дифференциальной туннельной проводимости G_S от напряжения V на переходе между нормальным металлом и сверхпроводником с волной зарядовой плотности (CDWS). Проводится усреднение по разбросу сверхпроводящей или диэлектрической (CDW) энергетической щели в пространственно неоднородном сверхпроводнике. Показано, что оба параметра порядка (OP) вносят вклад в формирование структуры ямка-горбик (DH) за пределами сверхпроводящей щелевой области G_S(V). При фазе CDW-OP, отличной от $\pi/2$, DH-структура проявляется по преимуществу для одной полярности смещения. Результаты объясняют данные эксперимента для ряда высокотемпературных (HTSC) оксидов.

В фотоэмиссионных, микроконтактных и туннельных спектрах некоторых HTSC оксидов наблюдается весьма заметная структура ямка-горбик (DH) при энергиях (смещениях), превышающих по модулю характерную энергию когерентного сверхпроводящего пика. Особенно ярко этот эффект проявляется в Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} (BSCCO) [1]. С другой стороны, в BSCCO, наряду со сверхпроводящей щелью Δ , наблюдается и так называемая псевдощель П, о природе которой высказываются кардинально различающиеся мнения [2]. При этом П и Δ в квазичастичном спектре для многих образцов сосуществуют ниже критической температуры T_c , но П часто наблюдается и выше Т_с. Для других образцов, ниже T_c четко разделить пики, соответствующие Δ и П, не удается. Наложение и размытие пиков связано, по-видимому, с неоднородностью электронных свойств, внутренне присущим даже самым лучшим образцам [3]. Проанализировав указанные выше и другие экспериментальные данные, мы пришли к выводу, что и псевдощель, и DH представляют различные проявления одного и того же явления, а именно, образования волны зарядовой плотности (CDW) и диэлектрической щели Σ при температуре $T_d > T_c$ на конгрузнтных (d) участках поверхности Ферми (FS).

Исходным пунктом для описания HTSC является модель частично-диэлектризованного сверхпроводящего CDW металла (CDWS) [4]. Параметром задачи служит величина μ , равная отношению плотности электронных состояний (DOS) на диэлектризованной части FS к полной DOS. Ниже T_c , отличны от нуля два параметра порядка (OP,) Δ и $\Sigma' = \Sigma \exp(i\varphi)$ (Σ мы отождествляем с псевдощелью П). При этом на d участках возникает комбинированная энергетическая щель $D = (\Sigma^2 + \Delta^2)^{1/2}$, а на остальной части FS щель равна Δ . Величина φ – фаза OP, которая для экситонного диэлектрика равна 0 или π , а для пайерлсовского диэлектрика может принимать произвольные значения, которые фиксируются под действием различных факторов.

Будем считать, что оба ОР имеют *s*-симметрию, что качественно не меняет результаты, касающиеся DH-структуры, по сравнению со случаем *d*-симметрии, хотя, по мнению большинства исследователей, в BSCCO реализуется *d*-симметрия сверхпроводящего OP [2].

На основе принятой модели была рассчитана зависимость дифференциальной туннельной проводимости G_S от напряжения V на переходе между нормальным металлом и сверхпроводником с CDW (S-I-N переход). При этом модельным образом учитывается реальная неоднородность [3] пространственного распределения выбрана плавная функция, гладкая вместе со своей производной в области определения. Идейно наш подход близок к работе [5]. В нашем случае усредняемыми величинами являются затравочные амплитуды сверхпроводящего Δ_0 и диэлектрического Σ_0 параметров порядка, а также параметр µ.



Рис. 1. Безразмерная электропроводность туннельного перехода. Затравочная сверхпроводящая щель $\Delta_0 = 20$ мэВ, средняя затравочная CDW щель $\Sigma_0 = 50$ мэВ, параметр диэлектризации μ =0.1, фаза диэлектрического OP φ =0, температура T = 4.2 K, случайный разброс $\delta\Sigma_0 = 0$ (сплошная), 10 (штриховая), 20 (пунктирная) и 29 мэВ (штрих-пунктирная

Результаты вычисления $G_S(V)$ с усреднением по Σ_0 изображены на рис.1 при $\phi=0$. При сделанном выборе подгоночных параметров это усреднение прекрасно воспроизводит экспериментальные данные для несимметричной вольт-амперной характеристики (IVC) [6] перехода, содержащего BSCCO. В частности хорошо воспроизводится DH-область IVC при eV > 0. Небольшие отклонения от $G_S(V)$ от асимптотики, характерной для нормального состояния, наблюдаются и при eV < 0.

Таким образом, отождествление DH-особенностей со следствиями возникновения CDW и проведение усреднения по распределению диэлектрической щели Σ позволяет количественно описать данные туннельной спектроскопии. В то же время, наиболее распространенное альтернативное объяснение [7], основанное на наличии некой узкой бозонной моды неизвестной природы с энергией Ω, оставляет неясным вопрос о несимметричном характере IVC. На эксперименте с BSCCO асимметрия DH-структур бывает полной, когда ямка и горбик наблюдаются лишь для одной полярности IVC, и частичной, когда для "неправильной" полярности DH-структура ослаблена по сравнению с "правильной", но заметна. В рамках нашего подхода наличие таких вариаций связано с тем, что фаза ф диэлектрического ОР может, вообще говоря, отличаться от нуля, хотя статистика свидетельствует о тенденции к закреплению ф вблизи нуля.

Кислородное легирование BSCCO в широких пределах приводит к изменениям Δ и положения DH. Вопреки часто высказываемым утверждениям [1], эти изменения не связаны между собой какимлибо простым соотношением. В то же время, в рамках "бозонного" подхода эта связь линейна, поскольку DH-структура должна находиться при $eV = \Delta + \Omega$ в S-I-N переходах и $eV = 2\Delta + \Omega$ -- в S-I-S переходах.

В нашем подходе, положения как DH-структуры так и Δ -щелевой особенности сдвигаются при изменении концентрации кислорода. Это происходит вследствие того, что параметры D и Δ нелинейным образом, но по-разному, зависят от затравочных параметров задачи [8]. Кроме того, наши расчеты свидетельствуют о некорректности вывода [9], что глубокую наблюдаемую ямку нельзя описать, предполагая несверхпроводящую природу формирующей ее псевдощели.

Естественно, что внутренне присущая HTSC оксидам неоднородность на нано-уровне [3,10], должна приводить также и к разбросу значений щели Δ , а, значит, и к соответствующему усреднению IVC [5]. Мы провели подобное усреднение в рамках использованной модели. Результаты представлены на рис.2.



Рис. 2. То же, что и на рис.1, но при усреднении по разбросу значений затравочной щели $\delta \Delta_0 = 5$ (сплошная), 10 (штриховая) и 15 мэВ (пунктирная кливая)

Как видим, данное усреднение слабо затрагивает поведение IVC в районе DH-структуры. В то же время, когерентные сверхпроводящие пики существенно размываются, и происходит заполнение щелевой энергетической области, так что IVC становится V-образной. Такое подобие с IVC для *d*спаривания неудивительно, поскольку для последнего также характерно усреднение, но по углам. Результат, представленный на рис.2, показывает, что на основании вида IVC нельзя делать однозначные выводы о симметрии спаривания в купратах.

1. J. F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, N Miyakawa et al., J. Phys. Chem. Sol. 63, 2247 (2002).

2. P. A. Lee, N. Nagaosa, X.-G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006).

3. H. Mashima, N. Fukuo, Y. Matsumoto et al., Phys. Rev. B 73, 060502 (2006).

4. A. M. Gabovich, A. I. Voitenko, M. Ausloos, Phys. Rep. 367, 583 (2002).

5. I. Martin, A. Balatsky, Physica C 357-360, 46 (2001).

6. N. Miyakawa, J. F. Zasadzinskii, L. Ozyuzer et al., Phys. Rev. Lett. 83, 1018 (1999).

7. J. F. Zasadzinski, L. Ozyuzer, L Coffey et al., Phys. Rev. Lett. 96, 017004 (2006).

8. A. M. Gabovich, Mai Suan Li, H. Szymczak et al., J. Phys.: Cond. Mat. 15, 2745 (2003).

9. P. Romano, L. Ozyuzer, Z. Yusof et al., Phys. Rev. B 73, 092514 (2006).

10. K. McElroy, J. Lee, J. A. Slezak et al., Science 309, 1048 (2005).

Определение истинной концентрации носителей заряда в ВТСП-материалах на основе совместного количественного анализа коэффициентов термоэдс и Холла

Гасумянц В.Э., Мартынова О.А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург 195251, Россия

Представлен метод определения истинной концентрации носителей заряда в ВТСПматериалах. Показано, что при совместном количественном анализе температурных зависимостей коэффициентов Холла и термоэдс в рамках модели узкой зоны удается не только описать все экспериментальные данные, но и определить значение концентрации носителей заряда и оценить значение функции плотности состояний на уровне Ферми. Представлены результаты применения разработанного подхода к YBa₂Cu₃O_y с различным содержанием кислорода.

Со времени открытия ВТСП-материалов накоплен большой объем данных, указывающих на то, что помимо аномально высоких значений критической температуры данные соединения обладают необычными свойствами и в нормальном состоянии. В частности, температурные зависимости кинетических коэффициентов, наблюдаемые экспериментально, не могут быть описаны в рамках классической теории электронного транспорта, применимой к металлам и/или полупроводникам. Было предложено большое число моделей, ставивших целью объяснить особенности указанных зависимостей, однако ни одна из них все еще не стала общепризнанной. Причиной этого, очевидно, является отсутствие информации о строении зонного спектра ВТСП в нормальном состоянии. Одним из проявлений особенностей транспортных свойств ВТСП является неоднократно отмечавшийся в литературе факт несоответствия истинного значения концентрации носителей заряда р и измеряемой экспериментально холловской концентрации $p_H[1]$.

Нами была предложена и неоднократно использована для анализа и интерпретации свойств нормального состояния в ВТСП-соединениях феноменологическая модель зонного спектра, основанная на предположении о наличии узкого пика плотности состояний в непосредственной окрестности уровня Ферми (модель узкой зоны) [2]. Данная модель позволяет количественно описать температурные зависимости коэффициента термоэдс и качественно - особенности поведения удельного сопротивления и коэффициента Холла, что было продемонстрировано как в наших работах (см. обзор [3] и ссылки в нем), так и в публикациях других авторов, использовавших для анализа полученных данных нашу модель. Данная работа посвящена развитию модели узкой зоны с целью получения возможности одновременного количественного анализа температурных зависимостей коэффициентов термоэдс и Холла и определения на его основе значений истинной концентрации носителей заряда.

В рамках модели мы используем аппроксимацию функций плотности состояний, а также дифференциальной и холловской проводимости в виде прямоугольников, центры которых могут быть смещены относительно друг друга при наличии асимметрии проводящей зоны (рис. 1). Модель содержит четыре параметра – степень заполнения зоны электронами, F, равную отношению полного числа электронов к числу состояний в зоне (F=n/N), эффективную ширину проводящей зоны, W_D , эффективную ширину интервала делокализованных состояний, W_{σ_D} и степень асимметрии зоны, b.



Рис. 1. Модельная аппроксимация функций D(E), $\sigma(E)$ и $\sigma_H(E)$.

Выражение для зависимости $R_H(T)$ в рамках данной аппроксимации выглядит как

$$R_{H} = \frac{\langle \sigma_{H} \rangle}{\langle \sigma \rangle^{2}} \cdot \frac{\exp(\mu^{*}) - 1}{\exp(\mu^{*}) + 1} \cdot \frac{ch(\mu^{*}/2 + C/(2T^{*})) \cdot ch(\mu^{*}/2 - C/(2T^{*}))}{ch^{2}(C/(2T^{*}))},$$

где $\mu^{*} = \ln \frac{sh(F/T^{*})}{sh((1-F)/T^{*})}, T^{*} \equiv \frac{k_{0}T}{W_{D}/2}, \langle \sigma_{H} \rangle$ и $\langle \sigma \rangle -$
средние значения дифференциальной и холловской
проводимости, соответственно. Последние опреде-
ляют абсолютное значение коэффициента Холла, а
вид его температурной зависимости зависит от зна-
чений параметров модели узкой зоны.

Анализ первого сомножителя в приведенном выражении в рамках используемой модели дает

$$\frac{\langle \sigma_H \rangle}{\langle \sigma \rangle^2} = 3 \cdot \frac{1}{ep \cdot (1-F)} \cdot \frac{W_{\sigma}^2 W_D}{W_{\sigma}} \cdot \frac{(W_{\sigma} + 2bW_D)^2}{(W_{\sigma}^2 + b^2 W_D^2)^2} \cdot A_R,$$

где A_R представляет собой безразмерный Холлфактор, аналогичный Холл-фактору в классической теории кинетических эффектов и отличающийся только весовым множителем при усреднении времени релаксации – в нашей модели этот весовой множитель представляет собой просто энергию *E*, в отличие от классического случая, где он равен $(-\frac{\partial f}{\partial E}E^{3/2})$, где f- функция распределения Ферми-

Дирака.

Расчет значений *A_R* при различных стандартных механизмах рассеяния показал, что A_R =1–1.225. Это позволяет, как и в классическом случае, в первом приближении не учитывать его в расчетах и использовать полученное выражение для количественного определения концентрации дырок. При этом значения всех параметров, входящих в выражение для $R_H(T)$, кроме p, могут быть однозначно определены из анализа температурных зависимостей коэффициента термоэдс. Таким образом, совместный анализ зависимостей S(T) и $R_{H}(T)$ в рамках модели узкой зоны позволяет, аналогично классическому случаю, определять значение истинной концентрации носителей заряда в ВТСПсоединениях различных классов.



Рис. 2. Экспериментальные (символы) и рассчитанные в рамках предложенного подхода (линии) зависимости $R_H(T)$ для YBa₂Cu₃O_y с различным *y*.

В качестве проверки применимости предложенного метода, он был использован для анализа коэффициента Холла в ВТСП системы YBa₂Cu₃O_v с различным содержанием кислорода. При этом для всех исследованных образцов (у=6.48-6.91) были проведены экспериментальные исследования коэффициента термоэдс и Холла. На основании анализа зависимостей S(T) были определены значения модельных параметров, использованные затем при расчете зависимостей $R_H(T)$. Для всех образцов удалось достичь хорошего согласия вида экспериментальных и расчетных кривых $R_H(T)$, что иллюстрируется рис. 2. Это позволило по абсолютной величине R_{H_2} полученной в эксперименте, определить значение концентрации дырок в исследованных образцах. Кроме того, поскольку в рамках используемой модели значение функции плотности состояний на

уровне Ферми определяется выражением $D(E_F)=N/W_D$, где N=p/(1-F) – полное число состояний в зоне, полученные данные позволяют оценить величины N и $D(E_F)$. Значения перечисленных параметров совместно с данными о холловской концентрации носителей заряда в исследованных образцах приведены в табл. 1.

Таблица 1. Холловская концентрация (при *T*=300 K) и параметры, определенные из анализа *R_{II}(T*).

у	р _н , 10 ²¹ см ⁻³	р, ·10 ²⁰ см ⁻³	N, · 10 ²⁰ см ⁻³	$D(E_F), \cdot 10^{21} \ \Im B^{-1}$
6.91	11.72	3.50	7.11	8.89
6.82	4.29	3.08	6.60	6.60
6.72	2.38	2.98	6.58	4.87
6.65	1.92	2.88	6.43	4.02
6.61	1.53	2.00	4.83	2.54
6.48	0.70	1.85	4.84	1.64

Видно, что истинная концентрация сильно (на порядок и более) отличается от холловской, что связано с узостью проводящей зоны, приводящей к неправомерности применения классической теории для расчета концентрации. Для правильной интерпретации холловских данных необходим учет дополнительного множителя (который можно назвать «узкозонным» Холл-фактором), значение которого очень мало и является определяющим при расчете истинной концентрации носителей заряда.

С понижением содержания кислорода в образцах истинная концентрация уменьшается в 1.5 раза, в то время как холловская – на 2 порядка, при этом отличие между p и p_H уменьшается, что связано с ростом ширины проводящей зоны, W_D , т.е. уменьшением влияния «узкозонного» Холл-фактора. Отметим, что слабое изменение истинной концентрации носителей заряда при росте кислородного дефицита совпадает с предположениями, высказывавшимися в целом ряде работ, посвященных анализу как кинетических, так и оптических свойств ВТСП-материалов.

Из приведенных данных также видно, что значение $D(E_F)$ резко уменьшается с ростом дефицита кислорода, что коррелирует с наблюдаемым падением T_c и является, скорее всего, причиной подавления сверхпроводящих свойств с ростом кислородного дефицита.

Работа выполнена при поддержке Правительства Санкт-Петербурга (грант М06-2.4К-322).

1. N. P. Ong. In: Physical Properties of High Temperature Superconductors II, ed. by D.M.Ginsberg. World Scientific, Singapore, 1990, p.459-507.

2. V. E. Gasumyants, V. I. Kaidanov, E. V. Vladimirskaya. Physica C, 248, 255 (1995).

3. V.E.Gasumyants. In: Advances in Condensed Matter and Materials Research, Vol.1, ed. by F.Gerard. Nova Science Publishers, New York, 2001, p.135-200.

Аномалии теплового расширения в монокристаллах системы Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆

Головашкин А.И., Аншукова Н.В.

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

Иванова Л.И., Русаков А.П.

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

Крынецкий И.Б.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Для монокристаллов ВТСП системы Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ с разным уровнем легирования получены данные по тепловому расширению при низких температурах. Обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение в области температур 10-20 К. Показано, что аномалия исчезает в передопированном образце. Обнаружено аномальное сильное влияние магнитных полей 2-4 Тл на область отрицательного теплового расширения. Впервые получены данные о влиянии экранировки поля, замороженного поля, уровня легирования, дефектов и вакансий кислорода на область аномалии теплового расширения.

Тепловое расширение $\Delta L/L$ (L-длина образца) монокристаллов Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ измерялось на образцах, приготовленных различными методами, в широком интервале составов при низких температурах. Изучено влияние магнитных полей до 4Т, а также роль различных условий, в которых осуществляется эксперимент. Величина ΔL/L измерялась дилатометрическим методом с чувствительностью $\sim 5 \cdot 10^{-7}$. Магнитное поле было параллельно направлению, в котором измерялась деформация образца. Рентгеновские исследования показали высокое качество приготовленных образцов. Данные рентгеновских измерений согласуются с данными, полученными методами EPMA и EDX. Тепловое расширение исследовалось на образцах с x=0 ($T_c=4-7K$), x=0.38 (T_c=27K), x=0.72 (T_c=8K).

На рис.1 приведены примеры зависимостей $\Delta L/L$, полученных в поле H=0 для двух образцов Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ разного состава (с разной концентрацией дырок). Видно, что в области T<20K тепловое расширение аномально, т.е. коэффициент теплового расширения α =(dL/dT)/L<0.

Аномалия $\alpha(T)$ наблюдалась на всех образцах, кроме образца с максимальным уровнем легирования (x=0), где она практически исчезала.

Влияние магнитного поля H=4.05T на тепловое расширение образца $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ (x=0.72) в области аномалии показано на рис.2. Поле подавляет аномалию теплового расширения в этом соединении. Сильное влияние магнитного поля на тепловое расширение указывает на электронную природу аномалии теплового расширения в этих соединениях.

Нами обнаружен целый ряд эффектов влияния условий эксперимента на аномалию теплового



Рис. 1. Температурная зависимость $\Delta L/L$: для образцов Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ с разным уровнем легирования x. Кривая для x=0.38 смещена по оси ординат.



Рис. 2. Влияние магнитного поля на величину ΔL/L монокристалла Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ (x=0.72) в области аномалии α<0. Кривая для H≠0 сдвинута по оси ординат.

расширения: влияние экранировки поля (если его величина недостаточна для разрушения сверхпроводимости образца, аномалия $\alpha(T)<0$ сохраняется в поле); влияние «замороженного» поля (такое поле подавляло аномалию α , как и внешнее поле); влияние дефектов и вакансий кислорода (увеличение концентрации дефектов подавляло аномалию α).

В образцах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с неоптимальным легированием на кривых $\Delta L/L(T)$ была найдена дополнительная особенность при $T^*\approx40-50$ К. Эти «высокотемпературные» особенности показаны на рис.3 для образцов $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ с x=0 и x=0.72 в поле H=0 (отмечены стрелками). Для наиболее сильно легированного образца $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ с $\delta=0.18-0.19$ эта особенность сместилась в область T≈30К. В образцах Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ (x=0.38) в исследованной области температур этой особенности не обнаружено. Возможно, она находится при более высоких температурах.



Рис. 3. Сравнение температурных зависимостей теплового расширения образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ и $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ (x=0.72), полученных в нулевом магнитном поле H=0. Стрелками показаны «высокотемпературные» особенности.

Магнитное поле влияло на положение T^* этих особенностей. На рис. 4 показаны зависимости T^* от магнитного поля для образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (кривая 1) и $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ (x = 0.72) (кривая 2).



Рис. 4. Зависимость положения «высокотемпературной» особенности T^* от величины магнитного поля для образцов $Bi_2Sr_2CuO_{6+\delta}$ (кривая 1) и $Bi_2Sr_2__xLa_xCuO_6$ (x=0.72) (кривая 2).

Температуры, при которых в образцах $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ наблюдается эта «высокотемпературная» особенность, совпадают с известными из литературы температурами возникновения псевдощели T^* в этой системе [1,2]. Мы полагаем, что наблюдаемая нами «высокотемпературная» особенность в области температур 40-50К является проявлением псевдощели в тепловом расширении.

Для купратной системы Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆ зависи-

мость аномалии теплового расширения от уровня легирования качественно оказалась такой же, как для висмутатной системы Ba_{1-x}K_xBiO₃ [3]. Так же как в Ва_{1-х}К_хВіО₃, в Ві₂Sr_{2-х}La_xCuO₆ аномалия теплового расширения в наиболее перелегированном образце практически исчезла. Одинаковый характер в обеих рассматриваемых системах носит и влияние магнитного поля на аномалию теплового расширения. Качественное сходство аномалий α(T, H) в разных ВТСП системах, например, в системах Bi₂Sr_{2-x}La_xCuO₆, La_{2-x}Sr_xCuO₄ [4] и Ba_{1-x}K_xBiO₃ [3] указывает на то, что аномалии определяются, в том числе, особенностями в кислородной (анионной) подрешетке, а не только в подрешетке ионов металла Си или Ві. Механизмы влияния ионов металла Си и Ві на кислородную подрешетку могут быть разными [4], но в результате в кислородной подрешетке образуется волна зарядовой плотности (ВЗП), стабилизирующая решетку. Это указывает на некоторую фундаментальную общность особенностей в анионной подрешетке ВТСП систем. Новейшие экспериментальные данные по спектроскопии ВТСП (нейтронография, ARPES), а также теоретические расчеты распределения электронной плотности подтверждают существование ВЗП в кислородной подрешетке ВТСП систем. ВЗП в кислородной подрешетке возникает вследствие спинпайерлсовского и антиферромагнитного упорядочения в подрешетке ионов меди для купратных ВТСП. При легировании, т.е. с ростом концентрации свободных носителей, а также при увеличении магнитного поля аномалии α(T, H) смещаются в область более низких температур, что указывает на уменьшение амплитуды ВЗП и потерю структурной устойчивости ВТСП систем. Весьма вероятно, что эти структуры существуют только благодаря ВЗП.

Полученные результаты для монокристаллов ВТСП системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ согласуются с выводами модели [5]. Результаты доказывают, что аномалии являются фундаментальным свойством ВТСП систем и связаны с их нестабильностью.

Авторы благодарят Г.А.Калюжную (ФИАН), Д.А.Шулятева (МИСИС), А.Кrapf (Humboldt-Universität, Institut für Physik, Berlin, Germany) за предоставление образцов, В.П.Мартовицкого за рентгеновский анализ образцов, С.А.Зверькова и С.Г.Черноок за измерения состава образцов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1.X. H. Hou, et al. Phys. Rev. B 50, 496 (1994).

2. M. Kugler, et al. Phys. Rev. Lett. 86, 4911 (2001).

3. Н. В. Аншукова и др. Письма в ЖЭТФ. **71**, №9, 550 (2000).

4. А. И. Головашкин, А. П. Русаков. УФН **170**, №2, 192 (2000).

5. А. И. Головашкин и др. КСФ, Москва, ФИАН (2006).

Об аномальном тепловом расширении ВТСП систем

Головашкин А.И.

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

Русаков А.П.

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

Предложена модель отрицательного теплового расширения ВТСП при низких температурах и сильного влияния на него магнитного поля, основанная на стабилизирующей роли волны зарядовой плотности (ВЗП) в кислородной подрешетке. Рассмотрено влияние температуры, магнитного поля и легирования на характер взаимодействия ВЗП с ионной решеткой.

В ВТСП системах наблюдаются аномалии температурных зависимостей низкоэнергетической фононной моды в направлении [100] [1,2], коэффициента теплового расширения α (T) при низких температурах T [3], скоростей ультразвука [4], упругих модулей [5], структурных параметров [6]. ВТСП системы – это неустойчивые кристаллохимические системы. На неустойчивость таких систем указывает также сильное влияние магнитных полей H на эти аномалии [3-5]. Для выяснения природы аномалий свойств ВТСП систем рассмотрим основное состояние этих систем с учетом последних экспериментальных и теоретических результатов.

1. Детальные нейтронографические эксперименты на качественных монокристаллах [7] и теоретические расчеты [8] приводят к одному выводу о существовании заметной доли ковалентности в связи Cu-O в плоскости CuO₂ ВТСП систем. Причем, и в эксперименте, и в теории получены величины заряда иона меди +1.75. Это происходит за счет перетекания 0.25 заряда электрона к иону меди от ближайших ионов кислорода в плоскости CuO₂ диэлектрической фазы ВТСП систем.

Вывод из этих результатов: ионы кислорода в элементарной ячейке ВТСП систем имеют разную валентность (заряд): O^{-2} и $O^{-\alpha}$, где α <2. Такая неоднородная электронная система в подрешетке кислорода упорядочивается при достаточно низкой Т.

2. Теоретические исследования показали [9], что в двухмерной квадратной решетке CuO₂ происходит образование синглетных валентных связей Cu-Cu, которые упорядочиваются при понижении Т. Такое упорядочение называют спин-пайерлсовским или упорядочением зарядов на связях [9]. Пример показан на рис.1, где дополнительно показаны ионы кислорода в плоскости CuO₂. Валентные связи на рис.1 обозначены пунктиром, и их упорядочение приводит к удвоению периода решетки.

3. Образование спин-пайерлсовских синглетных валентных связей Cu-Cu в плоскости CuO₂ приводит к тому, что из четырех ионов кислорода, окру-

 ▼·····●····▲
 ○
 ▼····●···▲

 ○
 ○
 ○
 ○

 ▲····●···▲
 ○
 ○
 ○

 ▼····●··▲
 ○
 ○
 ○

 ↓···●·
 ○
 ○
 ○

 ↓···●·
 ○
 ○
 ○

 ↓···●·
 ○
 ○
 ○

 ↓···●·
 ○
 ○
 ○

 ↓···●·
 ○
 ○
 ○

Рис. 1. Спин-пайерлсовское упорядочение, т.е. упорядочение валентных связей Сu-Cu в плоскости CuO₂ диэлектрической фазы ВТСП систем [9]. Треугольниками обозначены ионы меди с разным направлением спинов. Незаштрихованные кружки – ионы кислорода $O^{-\alpha}$, где α <2. Упорядочение валентных связей Cu-Cu приводит к упорядочению ковалентных связей Cu-O^{-α}. Cu.

жающих каждый ион меди, только один ион кислорода находится на валентной связи Си-Си и поэтому является выделенным (на рис.1 заштрихован). В результате, происходит более сильная гибридизация 2р состояний этого выделенного иона кислорода с 3d_{x2-v2} состояниями двух ионов меди, образующих данную валентную связь, по сравнению с тремя другими ионами кислорода вокруг иона меди. Сильная гибридизация кислородных состояний на валентной связи приводит к переносу части электронного заряда с выделенного иона О-2 на ионы Cu⁺², образующие валентную связь. То есть связь Си-О-Си на валентной связи Си-Си становится ковалентной, а величина отрицательного заряда этого выделенного иона кислорода уменьшается до $O^{-\alpha}$, где α =1.5. Таким образом, образование спинпайерлсовских связей Си-Си приводит к образованию спин-пайерлсовских ковалентных связей Си-О^{-а}-Си в плоскости СиО₂ с удвоением периодов решетки. В подрешетке кислорода в плоскости СиО₂ диэлектрика возникает спин-пайерлсовская волна зарядовой плотности (СП ВЗП) типа О⁻²-О^{-а}- O^{-2} . Сверхструктурное зарядовое упорядочение в направлении [100] является дополнительным к антиферромагнитному упорядочению ионов меди в направлении [110]. В соседних плоскостях CuO₂ ковалентные связи упорядочиваются в перпендикулярном направлении. Таким образом, период решетки ВТСП системы удваивается по всем трем направлениям а, b и c.

Поскольку ионы $O^{-1.5}$ слабее связаны с решеткой по сравнению с ионами O^{-2} , именно их 2р-состояния находятся у потолка валентной зоны.

4. При легировании, как показывают результаты ARPES [1], в ВТСП системах возникают и сосуществуют две фазы с разными энергетическими щелями. Фаза с большой щелью соответствует нелегированной фазе, а фаза с малой щелью – это новая фаза, возникающая при легировании. Относительная доля новой фазы увеличивается с ростом легирования. Эту ситуацию описывает страйповая модель [6].

5. Для нелегированной ВТСП системы (x=0) наличие СП ВЗП в плоскости CuO₂ означает чередование областей с повышенной и пониженной плотностью зарядов в подрешетке кислорода. Это явление аналогично появлению зарядов на связях в тетраэдрических полупроводниках [10]. Такие структуры нестабильны [10,11]. Нестабильность проявляется в том, что в приближении равномерного распределения электронной плотности частота поперечных акустических колебаний ω_{TA} (наиболее низкочастотная мода) на границе зоны Бриллюэна стремится к нулю. Однако учет в вычислениях влияния ковалентных зарядов на связях обеспечивают стабильность таких решеток. В результате величина ω_{TA} становится положительной, а решетка стабильной. В этом случае в величине ω_{TA} имеются два вклада: ионный ω_{TA}^{i} и электронный ω_{TA}^{e} (т.е. вклад от зарядов на связях). Схематично ω_{TA} можно записать как сумму этих двух вкладов, т.е. Фта $=\omega_{TA}^{l}+\omega_{TA}^{e}$. При низких температурах kT~ $\hbar\omega_{TA}$ величина ω_т на границе зоны Бриллюэна обусловлена в основном вкладом ω^{e}_{TA} .

Похожая картина наблюдается и в ВТСП системах, где роль зарядов на связях играют СП ВЗП. Устойчивость их структур обусловлена именно взаимодействием ВЗП с ионной решеткой.

6. Ситуация, рассмотренная в предыдущем разделе, должна сопровождаться целым рядом аномальных свойств соединений, в которых она осуществляется. В частности, должны наблюдаться аномальное поведение скоростей ультразвука, тепловых характеристик, фононных свойств. Например, тепловое расширение в области температур kT~ħω_{та} должно быть аномальным (отрицательным) при нагревании с низких температур. Действительно, ВЗП в системе возникает из-за нестинга. Известно [11], что при наличии конгрузнтных участков поверхности Ферми с энергией E(k) и нестинга для волновых векторов \mathbf{Q} , когда $\mathbf{E}(\mathbf{k})=\mathbf{E}(\mathbf{k}+\mathbf{Q})$, низкочастотная электронная восприимчивость $\chi(\mathbf{Q})$ расходится. Расходимость $\chi(\mathbf{Q})$ приводит к отрицательной диэлектрической проницаемости электронной подсистемы є(Q) [11] для соответствующих волновых векторов. Таким образом, при нагревании в области низких температур, когда начинают возбуждаться низкочастотные фононы с волновым вектором Q и высокой плотностью состояний вблизи границы зоны Бриллюэна, будет наблюдаться сжатие решетки.

При дальнейшем нагреве, т.е. при kT>> $\hbar\omega_{TA}$, возбуждаются высокочастотные ветви фононного спектра $\omega(\mathbf{k})$, определяемые в основном вкладом частот $\omega^{i}(\mathbf{k})$, для которых $\varepsilon(\omega, \mathbf{Q})>0$. Это приводит к эффективному увеличению расстояний между ионами из-за их тепловых колебаний, и тепловое расширение становится нормальным ($\alpha>0$), т. е. определяется обычным ангармонизмом. Роль ВЗП в этой области температур в тепловом расширении становится пренебрежимо малой.

Магнитное поле Н рвет синглетные электрондырочные пары, т.е. уменьшает их плотность п. Это соответствует уменьшению амплитуды ВЗП $A_{B3\Pi}$. Поскольку в области аномалии величина $\omega_{TA} \sim \omega^{e}_{TA} \sim A_{B3\Pi}$, которая в свою очередь пропорциональна п, магнитное поле должно сильно влиять на тепловое расширение в области температур kT $\sim \hbar \omega_{TA}$. Поэтому с ростом Н величина ω_{TA} должна уменьшаться, что должно приводить к уменьшению температуры, при которой наблюдается аномалия.

7. Легирование, т.е. увеличение концентрации свободных носителей, также должно приводить к уменьшению амплитуды ВЗП из-за увеличения кулоновского экранирования. При сильном легировании страйповая структура постепенно размывается и электронная структура ВТСП соединения приобретает свойства обычной Ферми-жидкости. Это приводит вначале к полному подавлению аномалии теплового расширения и, в конце концов, к потере устойчивости решетки кристалла.

Экспериментальные результаты по тепловому расширению ВТСП систем [3] согласуются с развиваемой моделью.

Работа поддержана РФФИ и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. A. Damascelli, et al. Rev. Mod. Phys. 75, 473 (2003).

- 2. S. Baroni, et al. Rev. Mod. Phys. 73, 515 (2001).
- 3. Н. В. Аншукова и др. ЖЭТФ **123**, 1188 (2003).
- 4. T. Hanaguri, et al. Physica B 194-196, 1579 (1994).
- 5. M. Nohara, et al. Phys. Rev. B 52, 570 (1995).
- 6. S. A. Kivelson, et al. Rev. Mod. Phys. 75, 1201 (2003).
- 7. M. Matsuda, et al. Phys. Rev. B 65, 134515 (2002).
- 8. A. Macridin, et al. Phys. Rev. B 71, 134527 (2005).
- 9. S. Sachdev. Rev. Mod. Phys. 75, 913 (2003).
- 10. H. Wendel, R.M. Martin. Phys. Rev. B 19 5251 (1979).

11. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. В.Л. Гинзбурга, Д.А. Киржница. М., Наука, (1977). 400с.

Релаксация ядер меди в YBa₂Cu₄O₈ при сверхнизких температурах

Дуглав А.В., Егоров А.В., Еремин М.В. Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия Roos J., Mali M., Keller H. Physik-Institut, Universität Zürich, CH-8057 Zürich, Switzerland

Обнаружено, что ядерная спин-решеточная релаксация изотопов ⁶³Cu и ⁶⁵Cu плоскостной меди в ВТСП YBa₂Cu₃O₈ (T_C = 81 K) при понижении температуры изменяет характер от магнитной к квадрупольной. При сверхнизких температурах релаксация преимущественно квадрупольная и имеет странную температурную зависимость. Вместо ожидаемого уменьшения, скорость релаксации увеличивается с понижением температуры, достигая максимума при T \approx 0,2 – 0,3 К. Эти явления свидетельствуют о замедлении флуктуаций зарядов при понижении температуры.

Наличие в природе двух изотопов меди, ⁶³Си и ⁶⁵Си, имеюших одинаковый ядерный спин I=3/2, но разные гиромагнитные отношения ($^{65}\gamma > ^{63}\gamma$, $^{65}\gamma/^{63}\gamma = 1.071$) и ядерные квадрупольные моменты $({}^{63}\text{Q} > {}^{65}\text{Q}, {}^{63}\text{Q}/{}^{65}\text{Q} = 1.081)$, часто позволяет устанавливать природу низкочастотных флуктуаций в исследуемых соединениях. В частности, если ядерная релаксация вызвана низкочастотными флуктуациями магнитного поля, то скорость ядерной спинрешеточной релаксации пропорциональна квадрату гиромагнитного отношения, и для изотопа ⁶⁵Cu величина скорости в 1,15 раз больше, чем для изотопа ⁶³Си. Если же релаксация вызвана флуктуациями градиента электрического поля на ядре, скорость релаксации пропорциональна квадрату ядерного квадрупольного момента, и для изотопа ⁶³Си величина скорости в 1,17 раз больше, чем для изотопа ⁶⁵Cu.

Известно, что ядерная спин-решеточная релаксация плоскостной меди в нормальной фазе высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₄O₈ имеет преимущественно магнитный характер, и по её температурной зависимости можно получить информацию об электронном строении зоны проводимости и, в частности, о псевдощелевом поведении нормальной фазы [1,2]. В сверхпроводящем состоянии магнитный вклад в релаксацию уменьшается примерно как T³, что, как принято считать, свидетельствует о d-типе симметрии сверхпроводящего параметра порядка [2]. При более низких температурах температурный ход релаксации меняется. В большинстве исследованных ВТСП (таких как YBa₂Cu₃O_{7+у}, Bi2212 и др.) температурная зависимость скорости ядерной релаксации, начиная примерно с гелиевых температур, становится пропорциональной первой степени температуры (закон Корринги). Это обстоятельство обычно связывают с проявлением остаточной плотности состояний вдоль диагонали зоны Бриллюэна из-за примесей, которые всегда присутствуют, а также из-за несовершенства образцов. Соединение YBa₂Cu₃O₈ является уникальным в этом плане, так как является рекордно стехиометрическим. В этой связи измерения температурного хода ядерной релаксации и её природы при сверхнизких температурах носят принципиальных характер.

Измеряя скорость релаксации на линиях ЯКР изотопов плоскостной меди ⁶³Cu и ⁶⁵Cu в сверпроводящем состоянии YBa₂Cu₄O₈, мы обнаружили, что природа ядерной спин-решеточной релаксации при уменьшении температуры изменяется, приобретая при низких температурах квадрупольный характер. Кривая восстановления продольной намагниченности ядер меди после насыщения перестает быть чисто экспоненциальной и хорошо описыва

ется "растянутой" экспонентой
$$1 - \frac{M(t)}{M(\infty)} = e^{-\left(\frac{t}{T_1}\right)}$$

С понижением температуры показатель степени N постепенно уменьшается от величины N = 1 при 50 K до N \approx 0,5 при T<15 K. Такая релаксация характерна для случая отсутствия ядерной спиновой диффузии.



Рис. 1. Температурная зависимость скорости ядерной спинрешеточной релаксации цепочечной меди 63 Cu в трех образцах $YBa_2Cu_4O_8$

Часть результатов наших измерений представлена на рис. 1 и 2. При понижении температуры скорость релаксации цепочечной меди монотонно уменьшается (рис.1). Скорость релаксации плоскостной меди ведет себя по-другому (рис.2). При очень низких температурах магнитный вклад в релаксацию плоскостной меди исчезает, скорость релаксации увеличивается с понижением температуры, достигая максимума при T=0,2 – 0,3 К. Совершенно противоположная температурная зависимость магнитного и квадрупольного вклада в релаксацию кажется весьма необычной. В то время как известные спиновые флуктуации вымерзают, появляются новые, низкочастотные флуктуации заряда. Квазичастицы, ответственные за эти флуктуации, не имеют спина и "выживают" в сверхпроводящей фазе вплоть до сверхнизких температур.



Рис. 2. Температурная зависимость скорости ядерной спинрешеточной релаксации плоскостной меди ⁶³Cu и ⁶⁵Cu в двух образцах YBa₂Cu₄O₈

Интересно задаться вопросом, а встречалось ли ранее столь необычное поведение ядерной релаксации при сверхнизких температурах? Аномальное поведение спин-решеточной релаксации мюонов в ряде металлов при сверхнизких температурах (медь, ванадий, ниобий, висмут) и ряде других соединений (см. обзор [3]) привело к развитию теории квантовой диффузии мюонов [4]. Почти независящее от температуры поведение ядерной релаксации при низких температурах в одномерных системах, состоящих из магнитных ионов со спином 1/2, (см., например, [5], Fig.6,9) вызвано коллективными спиновыми флуктуациями шахматного типа (staggered spin fluctuation), свойственных одномерным системам в магнитном поле. Можно думать, что и в нашем случае мы имеем дело с проявлением неких коллективных бозонных мод в CuO2 - слое. Расчет дисперсии коллективных мод, выполненный из условия равенства нулю знаменателя динамической зарядовой восприимчивости, показал, что при ряде значений кулоновского псевдопотенциала в области волновых векторов $Q = (\pi, \pi)$ действительно имеется бесщелевая мода, могущая быть ответственной за квадрупольный характер ядерной релаксации при сверхнизких температурах. Аномалии в магнитной релаксации, возможно, связаны с тем, что магнетизм ВТСП является двойственным. В сверхпроводящем состоянии коллективизированная компонента магнитной восприимчивости "вымерзает", в то время как компонента, связанная с локализованными моментами, продолжает существовать вплоть до сверхнизкий температур.

Работа выполнена при поддержке Swiss National Science Foundation, Grant № IB7420-110784, и РФФИ, грант № 06-0217197-а

1. F. Raffa, T. Ohno, M. Mali, J. Roos, D. Brinkmann, K. Conder, M. Eremin, Phys. Rev. Lett. 81, 5912 (1998).

2. M. Bankay, M. Mali, J. Roos, D. Brinkmann, Phys. Rev. B 50, 6416 (1994).

3. V. G. Storchak, N. V. Prokof'ev, Rev. Mod. Phys. 70, 929 (1998).

4. Yu. Kagan, N. V. Prokof'ev, in Quantum Tunneling in Condensed Media, ed. A. J. Leggett and Yu. M. Kagan (Noth-Holland, Amsterdam), 37 (1992).

5. R. Nath, A. V. Mahajan, N. Buttigen, C. Kegler, A. Loidl, J. Bobroff, Phys. Rev. B 71, 174436 (2005).

Переход из пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик в однородное сверхпроводящее под действием тока в BaKBiO

Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Наблюдавшееся ранее явление рейтранта (возврата) сопротивления в образцах $Ba_{0,6}$ $K_{0,4}BiO_3$ ($T_c\approx 30$ K) ниже T_c связано с возникновением пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик. Обнаружена зависимость эффекта от тока, текущего через образец: резистивное состояние подавляется «большим» током, при этом восстанавливается сверхпроводимость. Предложена модель, объясняющая разрушение резистивного и восстановление сверхпроводящего состояния как результат возрастания свободной энергии пространственнонеоднородной фазы при больших рабочих токах за счет дополнительного вклада в энергию, связанного с джозефсоновской энергией барьеров.

Аномалии гальваномагнитных характеристик ВТСП системы $Ba_{0,6} K_{0,4}BiO_3 (T_c \approx 30 \text{ K})$, наблюдавшиеся ранее на поликристаллических образцах [1], проявлявших свойства 3D джозефсоновской среды при температурах $T < T^* = 17 \text{ K}$, были объяснены переходом из однородного сверхпроводящего состояние сверхпроводник-диэлектрик с туннельным переносом заряда через диэлектрические барьеры [2]. В соответствии с диаграммой (рис.1) реализуется фазовое состояние, обладающее наименьшей энергией при данной температуре [3].



Рис. 1. Температурная зависимость свободной энергии различных фазовых состояний системы.

Исследования монокристаллов подтвердили существование пространственно-неоднородного состояния при температурах ниже Т*, при этом был обнаружен следующий довольно удивительный эффект. При понижении температуры сопротивление падало до нуля при T=T_c, а затем происходил



Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления монокристаллов Ва_{0,6} K_{0,4}BiO₃ при различных токах через образец.



Рис. 3. Температурная зависимость сопротивления поликристаллов Ва_{0,6} К_{0,4} BiO₃ при различных токах через образец. обратный переход в резистивное состояние со статическим сопротивлением, превышающим величину остаточного. Причем рейтрант (возврат) в монокристаллах происходил только в случае «малых» рабочих токов, а при «больших» - сопротивление образца оставалось равным нулю во всем интервале температур 0<T<T_c (рис. 2). Отметим также, что резистивное состояние подавлялось достаточно слабым магнитным полем, восстанавливая сверхпроводимость (рис.2). В поликристаллических образцах наблюдалась обратная картина, на первый взгляд более логичная: переход в резистивное состояние происходил при «больших» токах и отсутствовал при «малых» (рис 3). Подобные явления рейтранта наблюдалось также другими авторами на образцах ВаКВіО и его аналога - SrKBiO [4].

Объяснить подобное поведение можно следующим образом. В пространственно-

неоднородном состоянии сверхпроводникдиэлектрик ток между сверхпроводящими областями осуществляется за счет джозефсоновского туннелирования. Соответственно, при протекании рабочего тока через образец возникает дополнительный вклад в энергию ΔЕ, связанный с джозефсоновской энергией барьера:

$$\Delta E_J = \int I_J U_J dt = \int (I_C \sin \varphi) (\frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}) dt = \int_0^{\varphi} \frac{\hbar I_C}{2e} \sin \varphi d\varphi =$$

 $=\frac{\hbar I_{C}}{2e}(1-\cos \varphi)$, где φ – разность фаз куперов-

ского конденсата на барьере, I_c – критический джозефсоновский ток, I_j – джозефсоновский ток через барьер $I_i=I_c$ sin φ . При малых значениях sin φ

$$\Delta E_J = \frac{\hbar I_C}{2e} (1 - \cos\varphi) = \frac{\hbar I_C}{2e} (1 - \sqrt{1 - \sin^2 \varphi}) \approx \frac{\hbar I_C}{4e} \sin^2 \varphi =$$

 $=\frac{\hbar}{4eI_{C}}I_{J}^{2}$. Таким образом, дополнительный вклад

в энергию пропорционален квадрату джозефсоновского тока, и, соответственно, квадрату полного рабочего тока, текущего через образец. При «малых» плотностях рабочих токов таких, что ток через все возникшие барьеры не превышает значений их критических токов, мы наблюдали переход в сверхпроводящее состояние при T_c и никаких аномалий при более низкой температуре (кривая 4 на рис.2, поликристаллический образец). При «средних» значениях плотностей рабочих токов таких, что токи через некоторые барьеры превышают значения их критических джозефсоновских токов, на этих переходах возникает падение напряжения, и это проявляется в виде рейтранта сопротивления при температурах, когда возникает пространственно-неоднородное фаза. Поскольку критический джозефсоновский ток в данной системе убывает при Т<Т* [1], с понижением температуры все большее количество переходов оказываются в резистивном состоянии, а, соответственно, измеряемое статическое сопротивление образца растет и может превысить значение остаточного сопротивления на несколько порядков (рис. 2 кривые 2,3; рис. 3 кривые 1,3). При дальнейшем увеличении плотности рабочего тока дополнительный вклад в энергию, связанный с джозефсоновской энергией барьера, возрастает и может сделать пространственнонеоднородное состояние энергетически менее выгодным по сравнению с однородным. Этим можно объяснить отсутствие рейтранта сопротивления при измерениях на «большом» токе (рис. 2 кривая 1) и переход из резистивного состояния в сверхпроводящее при низких температуре (рис.3 кривая 1). Последний эффект связан с тем обстоятельством, что дополнительный вклад в энергию ΔE за счет энергии джозефсоновских барьеров оказывается обратно пропорционален критическому джозефсоновскому току Іс, который уменьшается с понижением температуры [1], а ΔE соответственно растет. Таким образом, при «малых» плотностях рабочих токов, когда токи через диэлектрические барьеры в пространственно-неоднородной фазе оказываются меньше соответствующих критических джозефсоновских токов, не обнаруживается никаких аномалий сопротивления. При «средних» значениях плотности рабочего тока, если токи через некоторые диэлектрические барьеры в пространственнонеоднородной фазе превышают соответствующие критические джозефсоновские токи, на этих барьерах возникает падение напряжения, проявляющееся в виде рейтранта сопротивления в области температур T<T*, где существует расслоенная фаза. При «больших» плотностях рабочих токов пространственно-неоднородное состояние оказывается энергетически невыгодным из-за дополнительного вклада - джозефсоновской энергии барьеров.



Рис. 4. Обнаружение явления рейтранта сопротивления в моно- и поликристаллах Ba_{0.6} K_{0.4}BiO₃ в зависимости от плотности рабочего тока через образец.

Работа выполнена при поддержке программы «Сильно коррелированные электроны в п/п, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах» и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. Н.В.Аншукова, В.Б.Гинодман, А.И.Головашкин, et al., ЖЭТФ 97, 1635 (1990).

2. А.А.Горбацевич, Ю.В.Копаев, И.В.Токатлы, Письма в ЖЭТФ **52**, 736 (1990)

3. L.N.Zherikhina, A.I.Golovashkin, A.V.Gudenko, et al., Physica C **388-389**, 451 (2003)

4. D.C.Kim, A.N.Baranov, J.S.Rim, et al., Physica C 364-365, 278 (2001).

Визуализация магнитооптическим методом пространственно-неоднородного состояния в ВТСП системе Ва_{0,6} K_{0,4}BiO₃

Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия Успенская Л.С. Институт Физики Твердого Тела РАН,142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Магнитооптическим методом визуализации магнитного потока исследовано распределение магнитного поля на поверхности монокристалла $Ba_{0,6} K_{0,4} BiO_3$, находящегося в однородном сверхпроводящем состоянии (T*=17 К <T<T_c=30 К) или в пространственно-неоднородном состоянии сверхпроводник-диэлектрик (T<T*). Полученные данные подтверждают существование расслоенной фазы.

ВТСП система $Ba_{0,6} K_{0,4} BiO_3$ ($T_c \approx 30$ K) демонстрирует аномальное поведение, находясь в сверхпроводящем состоянии. Наиболее яркие примеры подобных аномалий: это 1) возврат резистивного состояния при температурах ниже T_c, при этом величина статического сопротивления может превышать значение остаточного сопротивления выше сверхпроводящего перехода на 2-3 порядка; 2) подавление возвратного сопротивления магнитным полем одновременно со сверхпроводимостью; 3) подавление возвратного сопротивления большим рабочим током, при этом восстанавливается сверхпроводящее состояние; 4) гистерезис ВАХ; 5) немонотонная температурная зависимость критического тока I_c(T), с максимумом при Т*≈17 К; 6) отрицательная кривизна температурной зависимости $H_{c2}(T)$, определенной по резистивному переходу; 7) проявление свойств 3D джозефсоновской среды [1.2]. Все вышеперечисленные свойства можно объяснить в рамках модели пространственнонеоднородного состояния сверхпроводникдиэлектрик [3]. Данное состояние является однофазным и характеризуется двумя параметрами порядка, промодулированными в пространстве в противофазе, и, соответственно, расслоением среды на диэлектрические и сверхпроводящие области, которые взаимообуславливают существование друг друга. Из предыдущих исследований следовало, что при T_c≈30 К система Ва_{0.6}К_{0.4}ВіО₃ переходит в однородное сверхпроводящее состояние, а при Т*≈17 К претерпевает фазовый переход в пространственно-неоднородное состояние сверхпроводикдиэлектрик. В связи с этим было предположено, что характер проникновения и распределения магнитного потока в образце будет качественно различным в интервалах температур T*<T<T_c и T<T, что можно проверить визуализацией распределения магнитного потока с помощью магнитооптических индикаторных пленок (MO). О результатах таких исследований доклалывается в данной работе.

В МО-методе контраст изображения создается составляющей магнитного поля, направленной перпендикулярно наблюдаемой поверхности образца. В экспериментах использовалась как параллельная, так и перпендикулярная поверхности образца ориентация внешнего магнитного поля. В случае перпендикулярного поля наблюдается усредненная по объему конфигурация магнитного потока, проникающего в образец. При параллельной ориентации поля, если оно достаточно слабо, т.е. еще не проникает в сверхпроводящие области, а огибает их, на границе сверхпроводящих и нормальных областей появляются искажения направления поля, и, как следствие, возникает перпендикулярная поверхности составляющая магнитного поля, которая и приводит к появлению контраста. Последняя конфигурация, с успехом использованная в [4], оказалась наиболее информативной для данной задачи.

На рис.1 приведено изображение поверхности исследовавшихся образцов, полученное в оптическом микроскопе. Кружком отмечен дефект на поверхности одного из образцов, который помог констатировать возникновение однородной сверхпроводящей фазы.



Рис. 1. Поверхности трех образцов, наблюдаемые в оптическом микроскопе, с пятикратным увеличением. Кружком отмечен дефект на одном из образцов.



Рис. 2. Магнитооптические изображения образца при различных температурах (соответствующие температуры указаны на каждом кадре), полученные в процессе охлаждения во внешнем магнитном поле H=9 Э параллельном поверхности образца. Одно деление линейки соответствует 100 мкм.

При охлаждении от T = 60 К в слабом магнитном поле (на рис.2 поле $H_{xy} = 9$ Э, направленно по диагонали кадра), при температурах выше T_c = 30 K магнитное поле остается однородным и МОконтраст отсутствует. При 30 К, образец переходит в сверхпроводящее состояние, магнитное поле выталкивается из образца, в результате возникает слабый МО-контраст на краях образца и усиленный контраст на краю дефекта, что позволяет зафиксировать факт перехода и однородность сверхпроводящего состояния. При дальнейшем охлаждении до ~22 К картина качественно не меняется, только изображение полей рассеяния на дефекте становится более ярким, что соответствует усилению экранировки магнитного поля образцом. Однако в интервале температур 22 - 19 К, изображение резко и качественно изменяется. Оно становится неоднородным, проявляются резко очерченные области-«зерна» с характерными масштабами от единиц до сотен микрон. При дальнейшем охлаждении это разбиение на «зерна» остается неизменным. Принимая во внимание, что визуализация производилась в слабых магнитных полях, от 1 Э до 10 Э, которые не должны приводить к разрушению сверхпроводимости, выявленная «зернистая» картина возмущений магнитного поля может объясняться расслоением образца на сверхпроводящие и несверхпроводящие области при приближении к Т*. Таким образом, полученные данные полтверждают модель, объясняющую все особенности сложного поведения системы Ba0,6K0,4BiO3 при низких температурах, согласно которой при T=T_c образец переходит в однородное сверхпроводящее состояние, а при Т*≈17 К происходит переход в новое состояние пространственно-неоднородную фазу сверхпроводник-диэлектрик.

Работа выполнена при поддержке программы «Сильно коррелированные электроны в п/п, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. Н.В.Аншукова, В.Б.Гинодман, А.И.Головашкин, et al., ЖЭТФ **97**, 1635(1990).

2. L.N.Zherikhina, A.I.Golovashkin, A.V.Gudenko, et al., Physica C **388-389**, 451 (2003).

3. А.А.Горбацевич, Ю.В.Копаев, И.В.Токатлы, Письма в ЖЭТФ **54**, 736(1990).

4. L S Uspenskaya et al., Physica C 390/2 127-133 (2003)

Общие свойства зависимости подвижности от концентрации вблизи неустойчивости Мотта-Хаббарда и эффект Холла в металоксидных ВТСП

Карузский А.Л., Пересторонин А.В.

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

Температурное поведение эффекта Холла и проводимости ВТСП типа YBaCuO были объяснены в наших предыдущих работах на основе модели, учитывающей спаривание с большим квазиимпульсом ($\sim k_F$) и наличие носителей с разными знаками эффективной массы – модели параэлектрика близкого к неустойчивости Мотта-Хаббарда. В данной работе в общей форме рассмотрены свойства зависимости подвижности от концентрации носителей для систем, близких к неустойчивости Мотта-Хаббарда, получено общее решение, существенное при интерпретации экспериментальных данных, в том числе холловских измерений, для систем электронов на решётке.

Одним из принципиальных результатов теоретических исследований механизма высокотемпературной сверхпроводимости Ю. В. Копаева с сотр. (см. обзор¹), основанного на кулоновском отталкивании, является вывод о возможности спаривания носителей с большими волновыми числами (~ $2k_{\rm F}$ – двух фермиевских), наличие носителей с разными знаками эффективной массы. Такие признаки механизма сверхпроводимости в металоксидных ВТСП получили экспериментальное подтверждение в наших работах²⁻⁶. Температурное поведение эффекта Холла, проводимости и СВЧ свойств ВТСП типа УВаСиО объяснены на основе модели, содержащей эти характерные признаки.

Использовалась модель параэлектрика, находящегося в состоянии близком к точке неустойчивости к переходу Мотта-Хаббарда. Ток в основном состоянии переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. Пары образованы за счёт механизма переноса заряда между атомами, расположенными в соседних ячейках кристалла. Этот механизм приводит к образованию в одной ячейке состояния, соответствующего отрицательно заряженному бозоноподобному незаполненному (для дырок) состоянию в нижней зоне Хаббарда, а в соседней ячейке - состояния, соответствующего положительно заряженному бозоноподобному заполненному (для дырок) состоянию в верхней зоне Хаббарда. Эти бозоноподобные носители разных знаков эффективной массы сильно скоррелированы в соседних ячейках, что соответствует почти наполовину заполненным зонам Хаббарда и существенно при интерпретации эффекта Холла. При движении в магнитном поле они могут рассматриваться как дырки и электроны с одинаковой концентрацией и подвижностью и не дают вклада в напряжение Холла. Таким образом, неустойчивость Мотта-Хаббарда ведёт к образованию новой пространственной структуры в основном состоянии ВТСП с периодом порядка удвоенного параметра решётки ВТСП. При этом волновые функции бозоноподобных пар разного знака эффективной массы оказываются промодулированными в пространстве с новым удвоенным периодом решётки. Волновые функции с таким волновым числом соответствуют спариванию с большим квазиимпульсом порядка фермиевского ($\sim k_F$).

Неустойчивость Мотта-Хаббарда соответствует близости величин длины свободного пробега и параметра решётки и, как следствие, независимости проводимости Друде от температуры. Почти линейная зависимость сопротивления от T возникает из закона Кюри в результате влияния локального (действующего) электрического поля на движение носителей. Термовозбуждение фермионоподобных носителей в результате диссоциации бозоноподобных пар (псевдощель Δ_1 , соответствующая энергии диссоциации) описывает поведение эффекта Холла с изменением T. Было отмечено²⁻⁶, что совместные условия независимости от температуры для полной концентрации носителей

$$n = n_0^{-}(T) + 2n_0^{0}(T) =$$

$$= n \exp(-\Delta_1/kT) + n (1 - \exp(-\Delta_1/kT)) = const$$
 (1)
и для проводимости Друде

$$\sigma_{\rm D} = e(2n_{\rm O}^{0}\mu_{\rm O}^{0} + n_{\rm O}^{-}\mu_{\rm O}^{-}) = const$$
(2)

в приближении первого порядка по концентрации приводят к решению для подвижностей как функций соответствующих концентраций:

$$\mu_{O^{-}} = e\tau_{O^{-}}^{0} n / (m_{O^{-}} n_{O^{-}}) + \mu_{i}, \qquad (3)$$

$$\mu_{O^0} = e \tau_{O^0}^0 n / (m_{O^0} n_{O^0}) + \mu_i, \qquad (4)$$

где «тау»–символы и μ_i являются некоторыми константами. Это приводит к температурной зависимости холловской постоянной $R_{\rm H}(T)$ и подвижности²⁻⁶, хорошо совпадающей с данными измерений,

$$R_{H}^{ef}(T) = R_{H}(T)(1 - b_{0} + b_{0}\varepsilon_{p0}(T)) = \frac{(\tau_{O^{-}}^{0})^{2}e^{\overline{kT}}}{en\tau^{2}},$$
(5)

$$\mu_H(T) = R_H(T)\sigma(T) = e(\tau_O^0)^2 \exp(\Delta_1/kT)/m_O \tau.$$
(6)

Однако общее решение системы уравнений (1), (2) в работах²⁻⁶ не приводилось. В данной работе будет представлено общее решение системы ур. (1)–(2), имеющее, в том числе, самостоятельное значение, например, для других систем электронов на решётках, таких как примесные зоны в полупроводниках. Обосновано использование приближённых выражений для подвижностей (3), (4) при выводе формул холловского коэффициента и подвижности (5), (6). Для упрощения дальнейших выкладок перепишем условия постоянства полной концентрации носителей (1) и проводимости Друде (2) как

$$\begin{cases} x_1 + x_2 = A \\ x_1 y_1 + x_2 y_2 = B \end{cases},$$
(7)

где *A* и *B* постоянные, x_1 и x_2 концентрации фермионоподобных и бозоноподобных носителей, а y_1 и y_2 их подвижности. Согласно первому уравнению системы (7) подвижности можно рассматривать как функции $y_1 = y_1(x_1)$ и $y_2 = y_2(x_2)$. Дифференцируя второе уравнение системы (7), например, по x_1 , с учётом первого условия $x_1+x_2=A$ получим

$$y_1 + x_1 \frac{dy_1}{dx_1} = y_2 + x_2 \frac{dy_2}{dx_2}$$
 ИЛИ $y_1 + x_1 y_1' = y_2 + x_2 y_2'$. (8)

Приравнивая левую и правую части равенства (8) некоторым произвольным функциям

$$y_1 + x_1 y_1' = f(x_1), \quad y_2 + x_2 y_2' = f(x_2),$$
 (9)

это равенство можно записать как

$$f(x_1) = f(x_2). \tag{10}$$

Уравнения (9), как линейные дифференциальные уравнения вида

$$y' + P(x)y = Q(x)$$
 (11)

имеют общее решение⁷

$$y(x) = \frac{1}{\mu(x)} \left(\int \mathcal{Q}(x) \,\mu(x) \, dx + C \right),\tag{12}$$

где

$$\mu(x) = e^{\int P(x)dx}.$$
(13)

Тогда для (9) получаем $P(x_i)=1/x_i, Q(x_i)=f(x_i)/x_i,$

$$\mu(x_i) = e^{\int P(x_i)dx_i} = e^{\int \frac{1}{x_i}} = e^{\ln x_i} = x_i, i=1, 2 \text{ M}$$
$$y_1 = \frac{1}{x_1} \left(\int f(x_1) dx_1 + C_1 \right) = \frac{\int f(x_1) dx_1}{x_1} + \frac{C_1}{x_1},$$
(14)

$$y_{2} = \frac{1}{x_{2}} \left(\int f(x_{2}) dx_{2} + C_{2} \right) = \frac{\int f(x_{2}) dx_{2}}{x_{2}} + \frac{C_{2}}{x_{2}}.$$
 (15)

С учётом условия $x_1+x_2=A$ из (7) и равенства (10) заменим переменную в интеграле ур. (15):

$$y_{2} = \frac{\int f(x_{2}) dx_{2}}{x_{2}} + \frac{C_{2}}{x_{2}} = \frac{-\int f(x_{1}) dx_{1}}{x_{2}} + \frac{C_{2}}{x_{2}}$$
(16)

и, подставив (14) и (16) во второе уравнение системы (7), получим условие для констант

$$C_1 + C_2 = B$$
 или $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$, (17)

где $\alpha_1 = C_1/B$ – произвольная константа и $\alpha_2 = C_2/B$. Тогда общее решение системы (7), согласно (14)–(17), будет иметь вид

$$y_1 = \frac{B(\alpha_1 + F(x_1))}{x_1}, \qquad y_2 = \frac{B(1 - \alpha_1 - F(x_1))}{x_2},$$
 (18)

где

$$F(x_{1}) = \frac{1}{B} \int f(x_{1}) dx_{1}$$
 (19)

Раскладывая функцию $F(x_1)$ в ряд Маклорена $F(x_1)=F(0)+F'(0)x_1+...$ и оставляя для малых x_1 первые два члена этого ряда, получим для подвижностей y_1 и y_2 зависимости от концентраций

$$y_{1} \Box \frac{B(\alpha_{1} + F(0))}{x_{1}} + BF'(0), \qquad (20)$$

$$y_{2} \Box \frac{B(1 - \alpha_{1} - F(0) - F'(0)x_{1})}{x_{2}} =$$

$$= \frac{B(1 - \alpha_{1} - F(0) - F'(0)(A - x_{2}))}{x_{2}} =$$

$$= \frac{B(1 - \alpha_{1} - F(0) - AF'(0))}{x_{2}} + BF'(0), \qquad (21)$$

с точностью до символов равные системе (3)-(4).

Бозоноподобные пары носителей в наполовину заполненных зонах Хаббарда, как отмечено выше, соответствовали бы образованию в приближении жёстких зон новой кристаллической структуры с диэлектрическим спектром возбуждений. Однако бозоноподобные носители представляют собой одну пару электронов на две кристаллические ячейки. При этом у каждой из ячеек недостаёт по одному электрону. Энергия электронного сродства такой пары⁸ ~2 эВ позволяет оценить её дебройлевский размер за счёт нулевых колебаний ~6 Å, что в сравнении с постоянной решётки значительно превышает известный критерий плавления. Нулевые колебания будут препятствовать образованию жёсткой кристаллической структуры из этих пар и способствовать формированию квантовой жидкости (сверхтекучей в основном состоянии) заряженных бозоноподобных пар. В поле жидкость будет течь как целое по ячейкам кристалла с недостающими электронами и характеризоваться спектром коллективных возбуждений вихревого (ротонного) типа, присущим сверхтекучей или нормальной жидкости.

ФЦНТП (40.012.1.1.1357), РФФИ (06-02-17391).

1. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).

2. А. И. Головашкин, А. Л. Карузский, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин, ФПС'04, 18-22 октября 2004 г., Сборник расширенных тезисов, Москва– Звенигород 2004, с. 40.

3. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, V. N. Murzin and A. V. Perestoronin, Int. J. Modern Phys. B **19**, 173 (2005).

4. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, A. N. Lykov, V. N. Murzin, A. V. Perestoronin, L. Yu. Shchurova, Physica B **359-361**, 551 (2005).

5. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, A. N. Lykov, V. N. Murzin, A. V. Perestoronin, J. Phys. Chem. Solids **67** 435 (2006).

6. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, V. M. Mishachev, V. N. Murzin, and A. V. Perestoronin, J. Supercond.: Inc. Novel Magnetism (2006), DOI: 10.1007/s 10948-005-0100-4.

7. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, Справочник по математике, М., «Наука» 1986, с.308.

8. А. К. Звездин, Д. И. Хомский, Письма ЖЭТФ 46, Приложение, 102 (1987).

Магнитополевые свойства нелинейности вольт-амперных характеристик поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-х} вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние

Кузьмичёв Н.Д., Васютин М.А. Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарева, 430000 Саранск, Россия Головашкин А.И. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Механизмы вольт-амперных характеристик (ВАХ) поликристаллов высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) вблизи температуры перехода образца в сверхпроводящее состояние (T_c) условно разделяются на два класса: перколяционные модели и модели движения вихрей [1]. Эти подходы во многих случаях дополняют друг друга, в связи с чем появляется вопрос определения превалирующей роли той или другой модели. В настоящей работе предлагается метод, позволяющий разделить вышеуказанные механизмы и найти критерий такого разделения.

Исследовались образцы поликристаллов ВТСП YBCO в виде цилиндров высотой h = 1 mm и диаметром d = 10 mm. С помощью экспериментального метода модуляционного Фурье-анализа [2] получены температурные зависимости (87,0 < T < 92,0 = T_c) второй гармоники напряжения (U₂(T)) в различных постоянных магнитных полях (0 < H < 20 Oe). Амплитуда переменного тока i = 27 mA, частота f = 1 kHz. Постоянный ток I₀ = 17,3 mA. Подробнее техника измерений изложена в работах [3,4].

Экспериментальные ВАХ и гармоники напряжения хорошо аппроксимируются эмпирической зависимостью вида

$$V(I) = R_0 \cdot I + R_1 \cdot I \cdot \ln[1 + (I/I^*)^2], \qquad (1)$$

где R_0 , R_1 , I^* – параметры, зависящие от температуры (рис.1,2).

Для построения токовых зависимостей гармоник напряжения с помощью эмпирической ВАХ использовалась формула:

$$V_{n}(I_{0}, i, T) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} V(I, T) \cdot \cos(n\omega t) d(\omega t),$$

где $I = I_0 + i \cdot \cos(\omega t)$, T – температура.

Зависимости U₂(T) имеют вид асимметричных максимумов, которые смещаются в сторону низких температур при увеличении H (Рис.3). При этом высокотемпературная точка обращения в нуль U₂(T) T₀ не смещается и T₀ \approx T_c. Величина максимума U₂(T) с ростом поля уменьшается вначале быстро (dU₂/dH = 30 nV/Oe, H < H* \approx 10 Oe), затем – на порядок медленнее (dU₂/dH = 3 nV/Oe, H > 10 Oe).



Рис.1. Экспериментальные (О) и расчётные (сплошные кривые, формула (1)) зависимости напряжения на образце YBCO от постоянного тока (BAX) при температурах : 1- Т = 89,7 К; 2 - 90,0 К; 3 - 90,3 К; 4 - 90,6 К; 5 - 90,9 К; 6 - 91,1 К. Ошибка измерения напряжения равна диаметру кружка



Рис.2. Температурные зависимости линейного R_0 и нелинейного R_1 параметров.

Объяснить полученные зависимости можно с помощью разделения механизмов уменьшения $U_2(T)$ и её смещения. В первом случае (H < H*) главную роль играет уменьшение критического тока и энергии связи контакта между гранулами. Во втором – применима перколяционная модель анизотропных хаотически ориентированных гранул, из которой следует независимость U_2 от H при определенной температуре, что и наблюдалось в полях $H > H^*$.

Сопротивление поликристалла в перколяционной модели определяется следующим выражением [5]:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{n} \cdot (\mathbf{c}_{p} - \mathbf{c}_{s})^{k}, \tag{2}$$

где R_n – сопротивление образца в нормальном состоянии, c_s – концентрация сверхпроводящей фазы, $c_p = 0,17$ – пороговая концентрация сверхпроводящей фазы [6], $k \approx 0,8 - 0,9$.



Рис.3. Зависимости U₂(T) для: 1 – H=0; 2 – 3,5; 3 - 8; 4 - 11; 5 – 20 Ос.

Неоднородность химического состава исследуемых поликристаллов приводит к случайному изменению T_c в объеме образца. При этом $c_s(T)$ можно определить через функцию распределения кристаллитов по T_c [7]:

$$C_{s}(T) = \int_{T}^{T_{n}} f(T_{c}) dT_{c}$$

где T_n — нижня температурная граница нулевой концентрации сверхпроводящей фазы. Ширина резистивного перехода образца увеличивается под действием внешнего магнитного поля H, т.к. из-за анизотропии H_{c2} температура перехода каждого кристаллита зависит от его ориентации по отношению к H [8].

При понижении температуры первыми в сверхпроводящее состояние переходят кристаллиты, слои которых параллельны Н. Дальнейшее уменьшение температуры переводит в сверхпроводящее состояние кристаллиты с $H_{c2} > H$. Это происходит при наклоне осей анизотропии кристаллитов на угол $\theta > \theta_c$, где критический угол θ_c определяется из уравнения $H_{c2}(T, \theta_c) = H$.

В предельном случае слабых полей и сильной анизотропии можно получить [9]:

$$c_{s}(H,T) = c_{s} - (1/2)f(T)H(dH_{c2}^{\perp}/dT)^{-1}$$
, (3)

где H_{c2}^{\perp} – напряженность перпендикулярного слоям кристаллита второго критического поля.

Текущий через поликристалл ток переводит кристаллиты с малым значением плотности критического тока j_c в нормальное состояние, уменьшая долю сверхпроводящего объема и увеличивая его сопротивление. При этом нормальными становятся кристаллиты с углами θ, близкими к θ_c. Для объяснения полученной ВАХ предположим, что магнитополевая зависимость плотности критического тока распаривания определяется выражением:

$$(j_c/j^*)^2 = \exp\{[H_{c2}(\theta_c, T) - H]/H_0\} - 1,$$
 (4)

где j^* – характерная плотность тока, близкая по значению к плотности тока, соответствующей максимуму U₂(I₀), H₀ – характерная напряженность магнитного поля.

Из выражения (4) следует [7,9], что если через образец течет ток равный критическому для некоторой части кристаллитов, то величину Н в формуле (3) необходимо заменить выражением:

$$[H + H_0 \cdot \ln[1 + (j/j^*)^2]^{-1}$$

Тогда имеем:

$$c(j,H,T) = c(0,0,T) - (1/2)f(T) \{H+H_0 \ln[1+(j/j^*)^2] \times (dH_{c2}^{\perp}/dT)^{-1}.$$
(5)

Подставляя (5) в (2) и принимая (для упрощения) k = 1, получим:

$$V(I,H,T) = R(0,0,T)I + R_1(T)IH/H_0 + +R_1(T)Iln[1+(I/I^*)^2],$$
(6)

где $R(0,0,T) = R_n \cdot [c_p - c_s(0,0,T)], R_1(T) = (1/2) \cdot R_n \cdot f(T) \cdot H_0 \cdot (dH_{c2}^{\perp}/dT)^{-1}.$

Полученная формула объясняет температурные и магнитополевые ($H > H^*$) зависимости экспериментальных ВАХ и гармоник напряжения. При H = 0 формула (6) совпадает с (1).

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. Хирный В.Ф., Козловский А.А., УФН. 174, 285 (2004)

2. Кузьмичев Н.Д. ЖТФ., 64, 63 (1994)

3. Васютин М.А., Кузьмичев Н.Д., Письма в ЖТФ. 18, 5 (1992)

4. Кузьмичев Н.Д., Васютин М.А., СФХТ 7, 93 (1994)

5. Essam J.W., Rep. Prog. Phys. 3, 833 (1980).

6. Шкловский Б.И., А.Л. Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979).

7. Глазман Л.И., Кошелев А.Е., Лебедь А.Г., ЖЭТФ. 94, 259 (1988).

8. Глазман Л.И., Кошелев А.Е., Лебедь А.Г., Письма в ЖЭТФ. 46, Приложение, 148 (1987).

9. Аронзон Б.А., Гершанов Ю.В., Мейлихов Б.З., Шапиро В.Г., СФХТ. 2, 83 (1989).

Анизотропная проводимость в монокристаллах $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ (0.29 $\leq x \leq$ 0.94) : псевдощель и локализация носителей в CuO_2 плоскостях

Лавров А.Н., Козеева Л.П.

Институт неорганической химии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Для выяснения связи между пониженной размерностью и сверхпроводимостью в ВТСП купратах, проведено детальное исследование анизотропной проводимости в монокристаллах $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ (R = Y, Tm, Lu) в широкой области допирования $0.29 \le x \le 0.94$, от слабодопированных антиферромагнитных (АФМ) до избыточно допированных сверхпроводящих (СП) составов. Для всех СП монокристаллов, эволюция поведения межплоскостной проводимости при изменении содержания кислорода отражает монотонное уменьшение псевдощели в плотности электронных состояний при увеличении допирования. Анализ зависимостей $\rho_c(T)$ показывает, что псевдощель сохраняется и в области избыточного допирования, а кроссовер от диэлектрического к металлическому поведению проводимости в области оптимального допирования является лишь кажущейся особенностью, не связанной с изменением механизма транспорта. Для всей области составов, сингулярное поведение проводимости вдоль оси с наблюдается лишь при СП и АФМ переходах. Установление дальнего АФМ порядка, конкурирующего со сверхпроводимостью, блокирует когерентную компоненту межплоскостной проводимости и вызывает резкое увеличение ρ_с.

Большая анизотропия электронных свойств является почти таким же универсальным свойством известных высокотемпературных сверхпроводников, как и наличие в их структуре CuO₂ плоскостей. Электронная проводимость большинства купратных монокристаллов в направлении, перпендикулярном CuO₂ плоскостям, мала уже при комнатной температуре и продолжает быстро уменьшаться при понижении температуры [1-3], что может указывать на отсутствие когерентной проводимости между металлическими CuO₂ плоскостями. Блокирование когерентного межплоскостного транспорта обычно связывают с не-ферми-жидкостной природой электронных состояний в CuO₂ плоскостях [4], с которой также связывают и возникновение высокотемпературной СП. В случае справедливости такого объяснения, можно ожидать однозначной связи между изменением характера электронного транспорта вдоль оси с и возникновением сверхпроводимости. Действительно, в большинстве купратов двухмерный характер проводимости наблюдается во всем интервале СП составов, а в соединении La2-xSrxCuO4 одновременно с переходом от двухмерной к трехмерной (2D-3D) металлической проводимости сверхпроводимость исчезает [1].

Исключением, ставящим под сомнение связь сверхпроводимости и электронной двухмерности, являются соединения $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ (R - редкоземельный элемент), для которых сообщалось о переходе к 3D проводимости в области оптимального допирования [5]. Причем, изменение размерности транспорта никак не сказывалось на величине T_c .

Наши измерения межплоскостной проводимости монокристаллов $RBa_2Cu_3O_{6+x}$ (R = Y, Tm, Lu), выращенных методом спонтанной кристаллизации из раствора-расплава [6], подтверждают наличие кроссовера в поведении рс(Т) вблизи оптимального допирования (Рис. 1). Однако, более детальный анализ зависимостей $\rho_{c}(T)$ показывает, что все они отличаются только величиной экспоненциального множителя, и могут быть приведены к универсальному виду $\rho_c(T) = \rho_{c0}(T) \exp(\Delta/k_{\rm B}T)$, как показано на Рис. 2. При изменении содержания кислорода в окрестности оптимального допирования $0.84 \le x \le$ 0.94, происходит плавное уменьшение величины Δ (вставка на Рис. 2), но механизм проводимости, очевидно, не изменяется. Активационный механизм электронного транспорта вдоль оси с сохраняется вплоть до максимальных уровней допирования.



Рис. 1. Температурные зависимости межплоскостного сопротивления $\rho_c(T)$, измеренные на одном и том же монокристалле LuBa₂Cu₃O_{6+x} при различных содержаниях кислорода, x = 0.85; 0.88; 0.91; 0.94.



Рис. 2. Анализ данных $\rho_c(T)$, представленных на Рис. 1. Основной график: нормирование данных $\rho_c(T)$ на коэффициент $\exp(\Delta(x)/k_BT)$ с эмпирически подобранным значением Δ позволяет привести их к универсальной зависимости $\rho_{c0}(T)$. На вставке показаны зависимости T_c и эмпирического параметра Δ от содержания кислорода.

При некогерентном электронном транспорте, проводимость осуществляется в результате туннелирования между CuO2 плоскостями и определяется плотностью состояний и перекрытием волновых функций электронов соседних плоскостей. Таким образом, измерение межплоскостной проводимости может использоваться как метод "спектроскопии" электронных состояний в CuO₂ плоскостях [3]. Активационный характер туннельной проводимости свидетельствует о существовании щели или "псевдощели" в плотности состояний вблизи уровня Ферми. Величина энергии активации Δ и ее зависимость от допирования, определенные из межплоскостной проводимости и представленные на вставке на Рис. 2, согласуются с данными о псевдощели, полученными другими методами.

Универсальное поведение $\rho_{\rm c}(T)$ = $\rho_{c0}(T)$ $\exp(\Delta/k_{\rm B}T)$ сохраняется не во всем интервале составов. По мере понижения допирования и роста р_с, происходит выход сопротивления на насыщение, и даже переход к необычному "металлическому" поведению ниже температуры кроссовера $T_{\rm m}$ (Рис. 3) [7]. Наиболее вероятной причиной такого поведения является то, что псевдощель в недодопированных купратах захватывает не всю поверхность Ферми, а оставляет области, в которых сохраняется металлическое квазичастичное поведение. Именно эти остаточные области поверхности Ферми обесметаллическую проводимость вдоль печивают CuO2 плоскостей. Эти же области могут обеспечивать и небольшой когерентный вклад в межплоскостную проводимость.



Рис. 3. Эволюция температурной зависимости межплоскостного сопротивления $\rho_c(T)$ в монокристаллах TmBa₂Cu₃O_{6+x} при изменении содержания кислорода. Межплоскостное сопротивление демонстрирует резкие особенности при СП и АФМ переходах и кроссовер при T_{m} , связанный с переходом от некогерентного к когерентному электронному транспорту.

Необычной особенностью межплоскостного сопротивления кристаллов RBa₂Cu₃O_{6+x} является резкий рост рс при установлении дальнего АФМ порядка (Рис. 3), в то время как внутри-плоскостной транспорт не демонстрирует никаких особенностей [7]. Как хорошо видно на Рис. 3, антиферромагнитное упорядочение блокирует когерентную компоненту межплоскостной проводимости, вызывая диэлектризацию ос и окончательно разделяя CuO2 плоскости. Возможно, это и является причиной конкуренции антиферромагнетизма и сверхпроводимости: на фазовой диаграмме, области антиферромагнетизма и сверхпроводимости (изображенные штриховкой на Рис. 3) практически соприкасаются и возможно установление либо одного, либо другого дальнего порядка.

Работа поддерживается РФФИ (грант 05-02-16973).

1. Y. Nakamura, S. Uchida, Phys. Rev. B 47, 8369 (1993).

2. D. A. Brawner, Z. Z. Wang, N. P. Ong, Phys. Rev. B 40, 9329 (1989).

3. A. N. Lavrov, Y. Ando, S. Ono, Europhys. Lett. 57, 267 (2002).

4. P. W. Anderson, Science 256, 1526 (1992).

5. T. Ito, H. Takagi, S. Ishibashi, T. Ido, S. Uchida, Nature 350, 596 (1991).

6. M. Yu. Kameneva, L. P. Kozeeva, A. N. Lavrov, E. V. Sokol, V. E. Fedorov, J. Cryst. Growth 231, 171 (2001).

7. A. N. Lavrov, M. Yu. Kameneva, L. P. Kozeeva, Phys. Rev. Lett. 81, 5636 (1998).

Симметрия и амплитуда сверхпроводящей щели и псевдощели в ВТСП: исследования методом комбинационного рассеяния света

Лимонов М.Ф.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург 194021, Россия

Tajima S.

Superconductivity Research Laboratory, International Superconductivity Technology Center, 10-13 Shinonome 1-Chome, Koto-ku, Tokyo 135-0062, Japan

Dept. of Physics, Osaka University, Machikaneyama 1-1, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan Masui T.

Dept. of Physics, Osaka University, Machikaneyama 1-1, Toyonaka, Osaka 560-0043, Japan Yamanaka A.

Chitose Institute of Science and Technology, Chitose, Hokkaido 066-8655, Japan

Методом комбинационного рассеяния света проведено исследование высокотемпературных сверхпроводников с различным уровнем допирования. Продемонстрировано, что электронные и фононные спектры комбинационного рассеяния света содержат богатую информацию об амплитуде, симметрии и температурной зависимости сверхпроводящей щели и псевдощели. Подробно исследовано проявление эффектов кулоновского экранирования в спектрах рассеяния света. Сделан вывод об изменении симметрии сверхпроводящей щели от *d*-типа в оптимально допированных соединениях к *d*+s-типу в передопированных сверхпроводниках.

Проблема высокотемпературной механизма сверхпроводимости (ВТСП) тесно связана с задачей определения амплитуды и симметрии сверхпроводящей щели, которая служит параметром порядка при переходе в сверхпроводящую фазу. В то время как *d*-спаривание считается доминирующим в оптимально допированных ВТСП, предполагается [1], что симметрия щели может зависеть от уровня допирования и отличаться от *d*-типа в недодопированных и передопированных ВТСП. Данная работа посвящена исследованию ВТСП с различным уровнем допирования методом комбинационного рассеяния света. Метод комбинационного рассеяния света позволяет получать уникальную информацию об электронных, фононных и спиновых возбуждениях, в том числе – о k-зависимости амплитуды сверхпроводящей щели и ее симметрии по поведению в спектрах электронного щелевого пика $E_{\Lambda}(\mathbf{k},T)$, а также по эффектам перенормировки фононных параметров, обусловленных сильным электрон-фононным взаимодействием в ВТСП.

Мы исследовали соединения, принадлежащие к основным ВТСП-классам и имеющие различный уровень допирования, в том числе $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (недодопированные - $T_c = 63K$, оптимально допированные - $T_c = 93K$ и передопированные - $T_c = 86K$), $(Y_{0.88}Ca_{0.12})Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (передопированные - $T_c = 65K$), $Bi_2Si_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (оптимально допированные - $T_c = 90K$ и передопированные - $T_c \sim 55K$),

Bi₂Si₂Ca₂Cu₃O₁₀₊₆ (оптимально допированные - $T_c = 109K$), а также ряд других ВТСП соединений. Спектры измерялись на монокристаллических образцах в XX, YY, XY, X'X', и X'Y' поляризациях для определения A_{1g} , B_{1g} , и B_{2g} спектральных компонент (в обозначениях точечной группы D_{4h}).

1 <u>Спектроскопия псевдощелевого состояния в</u> недодопированных кристаллах YBa₂Cu₃O_{7-δ}.

Одним из наиболее интригующих свойств ВТСП является наличие так называемой псевдощели, которая наблюдается в недодопированных и оптимально допированных ВТСП при T_c<T<T* (T_cтемпература перехода в сверхпроводящую фазу, а Т* - в псевдощелевое состояние). С помощью поляризованных спектров комбинационного рассеяния света можно исследовать различные области поверхности Ферми и, следовательно, получать информацию об анизотропии псевдощели и сверхпроводящей щели. В недодопированных кристаллах YBa₂Cu₃O_{7-δ} (T_c=63K, Т*~180К) нам впервые удалось обнаружить индуцированную псевдощелью перенормировку фононных параметров А1g - линии 120 ст⁻¹ и В_{1g} – линии 340 ст⁻¹, а также существенное уменьшение интенсивности A_{1g} – электронной компоненты спектра ниже 600 сm⁻¹ [2]. Следовательно, фононы являются уникальным зондом для детектирования трансформации электронных состояний не только в сверхпроводящей фазе, что было известно ранее, но и в псевдощелевой фазе.

2 <u>Квантовая интерференция электронных состояний CuO-цепочек и CuO₂-плоскостей в сильно передопированных кристаллах</u> (Y,Ca)Ba₂Cu₃O_{7-δ}.

Ранее наши исследования слабо передопированных кристаллов $YBa_2Cu_3O_7$ ($T_c = 86K$) продемонстрировали индуцированную сверхпроводимостью *x*-*y* анизотропию фононной линии 340 сm⁻¹ (B_{1g} -типа) [3,4]. Следующим шагом было исследование сильно передопированных кристаллов (Y,Ca)Ba₂Cu₃O₇₋₈ ($T_c = 65K$), в которых была обнаружена яркая *x*-*y* анизотропия интенсивности электронного щелевого пика $E_{\Delta}(\mathbf{k},T)$ при T<T_c [5]. Электронный пик в YY-поляризации (вдоль оси Y ориентированы цепочки

CuO) существенно ослаблен по сравнению с интенсивным XX-пиком. Этот аномальный эффект мы объясняем квантовой интерференцией между электронными состояниями CuO-цепочек и CuO₂плоскостей, которая возникает из-за возрастания электронного транспорта вдоль оси *с* при передопировании структуры (123). Полученные результаты важны для определения роли цепочек CuO в механизме сверхпроводимости.

3 $d \leftrightarrow d+s - <u>кроссовер симметрии параметра</u> порядка в передопированных ВТСП.$

Широкий пик $E_{\Lambda}(\mathbf{k},T)$, возникающий в спектрах комбинационного рассеяния света ВТСП ниже Т., связывают с рассеянием света на сверхпроводящей щели, причем пику в поляризации В1g обычно приписывают энергию 2Δ₀, определяя таким образом величину самой щели Δ_0 и ее температурную зависимость. Ранее в оптимально допированных ВТСП была обнаружена и интерпретирована в предположении d - спаривания сильная симметрийная зависимость энергии щелевого пика $E_{\Lambda}(B_{2g}) < E_{\Lambda}(A_{1g}) <$ $E_{\Lambda}(B_{1g}) = 2\Delta_0 \cong 8k_BT_c$ [6], которая, в частности, указывает на случай сильной связи в механизме сверхпроводимости. Мы исследовали электронный пик Е_Δ(**k**,T) в сильно передопированных кристаллах $(Y,Ca)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (T_c = 65K) и Bi₂Si₂CaCu₂O_{8+\delta} (T_c = 55К) [7]. Было обнаружено, что у передопированных ВТСП пик $E_{\Lambda}(\mathbf{k},T)$ во всех поляризациях имеет практически одинаковую энергию, близкую к энергии сверхпроводящей щели Δ_0 , а не к энергии $2\Delta_0$, а именно $E_{\Delta}(B_{2g}) \cong E_{\Delta}(A_{1g}) \cong E_{\Delta}(B_{1g}) \cong 180\text{-}200 \text{ cm}^{-1} \cong \Delta_0.$ Этот вывод был сделан при сравнении наших оптических данных с результатами ARPES- [8] и STMисследований [9]. Наши экспериментальные данные хорошо совпадают с теоретическими расчетами пика $E_{\Lambda}(\mathbf{k},T)$ для случая d+s спаривания [10]. При этом кулоновское экранирование проявляется не только в A_{1g} – поляризации, но и в B_{1g}, приводя к существенному понижению энергии пика $E_{\Delta}(B_{1g})$ от величины $2\Delta_0$ к величине $\cong \Delta_0$. Подробный анализ [7] свидетельствует о том, что причиной появления s -компоненты является состояние передопирования, причем $d \leftrightarrow d+s$ кроссовер симметрии параметра порядка является общей характерной чертой различных ВТСП при переходе от оптимально допированных к передопированным соединениям.

4 <u>Резонансное комбинационное рассеяние све-</u> та в многокомпонентных <u>ВТСП</u>.

Индуцированное сверхпроводимостью резонансное комбинационное рассеяние света было обнаружено при $T < T_c$ в Ві-, Нg-, Tl-соединениях ВТСП с тремя и четырьмя CuO₂-слоями [11]. В кристаллах Bi₂Si₂Ca₂Cu₃O₁₀₊₈ интенсивность электронной A_{1g}-компоненты в диапазоне 200 - 900 cm⁻¹ существенно возрастает с уменьшением E_{exc}. Наблюдается трансформация щелевого пика E_Δ(A_{1g}) от

слабой широкой линии в области 450 см⁻¹ ($6k_{\rm B}T_{\rm c}$) при E_{exc}=2,54eV к узкому интенсивному пику в области 580 сm⁻¹ ($8k_{\rm B}T_{\rm c}$) при E_{exc}=2,18eV. В условиях резонанса наблюдалось следующее положение поляризованных щелевых пиков $E_{\Delta}(B_{2g}) < E_{\Delta}(A_{1g}) =$ $E_{\Delta}(B_{1g}) = 2\Delta_0 \cong 8k_BT_c$. Такое соотношение было предсказано для случая *d*-спаривания в многослоевых сверхпроводниках [12], однако ранее никогда не наблюдалось экспериментально вероятно из-за эффекта кулоновского экранирования E_Δ(A_{1g}) - пика в спектрах рассеяния света. Аналогичное резонансное поведение демонстрируют А1g-фононные линии 260 cm⁻¹ и 390 cm⁻¹. Кроме того, эти фононные линии, определяемые смещениями атомов кислорода в CuO₂ - плоскости и колебаниями атомов Са, демонстрируют исключительно сильные эффекты перенормировки: ниже Т_с наблюдается смягчение частот на величину $\sim 30 \text{ cm}^{-1}$ и уширение линий $ha \sim 20 \text{ cm}^{-1}$. Мы связываем обнаруженные эффекты с межзонными электронными переходами, обусловленными структурной неэквивалентностью СиО₂-плоскостей в кристаллической решетке $Bi_2Si_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ с тремя CuO_2 -слоями.

Таким образом, мы продемонстрировали качественные изменения в спектрах комбинационного рассеяния света, происходящие при изменении уровня допирования ВТСП и определяемые амплитудой и симметрией сверхпроводящей щели и псевдощели.

Данная работа была выполнена при поддержке NEDO (Japan).

1 G. Deutscher, Nature (London) 397, 410 (1999).

2 M. F. Limonov, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. B, 62, 11859 (2000).

3 M. F. Limonov, A. I. Rykov, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. Lett. 80, 825 (1998).

4 M. F. Limonov, A.I. Rykov, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. B, 61, 12412 (2000).

5 T. Masui, M. Limonov, H. Uchiyama, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. Lett., 95, 207001 (2005).

6 T. P. Devereaux, D. Einzel, B. Stadlober, R. Hackl. Phys. Rev. Lett., 72, 3291 (1994).

7 T. Masui, M. Limonov, H. Uchiyama, S. Lee, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. B, 68, 060506(1-4)R (2003).

8 D. L. Feng, N. P. Armitage, D. H. Lu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 5550 (2001).

9 Ch. Renner, B. Revaz, J.-Y. Genoud, K. Kadowaki, Ø. Fischer, Phys.Rev.Lett. 80, 149 (1998).

10 R. Nemetschek, R. Hackl, M. Opel, R. Philipp, M.T. Beal-Monod, J.B. Bieri, K. Maki, A. Erb, E. Walker, Eur. Phys. J. B 5, 495 (1998).

11 M. Limonov, S. Lee, S. Tajima, A. Yamanaka. Phys. Rev. B, 66, 054509 (2002).

12 M. Krantz, M. Cardona, Phys. Rev. Lett. 72, 3290 (1994); J.Low Temp. Phys. 99, 205 (1995).

Электронная структура нестехиометрических Нд-содержащих ВТСП

Луцив Р.В., Бойко Я.В.

Львовский национальный университет им И. Франко, Львов 79005, Украина

Проведены расчеты электронной структуры первого члена ртутного гомологического ряда с разными кислородными индексами. Показано применимость методов функционала плотности для исследования физических свойств ВТСП.

ВТСП Ртутьсодержащие продолжают оставаться в центре внимания исследований. поскольку сейчас владеют наивысшими И критическими температурами. При этом остается также и их неисчерпанный потенциал повышения путем изменения уровня допирования T_c заряда носителями через разные факторы (механическое И химическое давление, модификация состава). Поэтому актуальной проблема детального изучения является механизмов допирования, в частности, при изменении кислородного индекса. Этому вопросу посвящено немало работ, тем не менее, все еще недостаточно изученной остается зонная структура ВТСП с учетом реального отклонения от стехиометрии. Если не принимать во внимание тривиальные значения кислородного индекса $\delta = 0$ и $\delta = 1$, то лишь в работе [1] на основе метода линейных присоединенных плоских волн исследовано зонную структуру третьего члена ртутного гомологического ряда HgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+δ} с δ = 0,5. Для этого использовано наиболее пригодный для этой цели подход - построение через сверхрешетки, которую вводится необходимое значение кислородного индекса. Преимуществом этого подхода является возможность моделирования произвольной степени отклонения от стехиометрии, но вместе с тем он значительными вычислительными связан co трудностями.

Для того, лишь бы расширить диапазон исслелованных нестехиометрических составов Нg-ВТСП, нами проведены вычисления электронной структуры первого члена гомологічного ряда Hg-1201 со значениями кислородного индекса δ=0, 0,25, 0,5, 0,75 и 1. Как базовое использовано полнопотенциальное расширение метода линейных muffin-tin-орбиталей (FP-LMTO) [2] с параметризацией Хедина-Лундквиста обменно-корреляционного функционала. Базисными функциями служат линейные МТ-орбитали, которые получаются присоединением к сферическим функциям Ханкеля и Бесселя радиальных функций соответственно Φ_{kRI}^{K} и Φ_{kRI}^{J} , являющихся линейными комбинациями решений уравнения Шредингера, и их производных поа энергии. Структурные константы, через которые выражаются функции Ханкеля

$$K_{\kappa RL}(\mathbf{r}_{\mathbf{R}}-\mathbf{t}) = -\sum_{L'} J_{\kappa R'L'}(\mathbf{r}_{R}-\mathbf{t'})\gamma_{R'L'}S_{R'L'RL}(\mathbf{t'}-\mathbf{t},\kappa),$$

где $\gamma_{Rl} = 1/s_R(2l+1)$, исчисляются по формуле

$$S_{R'L'RL}(\mathbf{t}, \kappa) = \left(\frac{s_{R'}}{w}\right)^{l+1} \left(\frac{s_{R}}{w}\right)^{l+1} \times \sum_{L''} \frac{-4\pi w (2l''-1)!!}{(2l-1)!!} C_{LL'}^{L''}(\kappa w)^{l+l'-l''} \times K_{\kappa w l''}(|\mathbf{t} - \mathbf{R'} + \mathbf{R}|)(-i)^{l''} Y_{L''}^{*}(\mathbf{t} - \mathbf{R'} + \mathbf{R}),$$

где $C_{LL'}^{L''}$ – коэффициенты Гаунта, *s* – радиус МТ-сферы, *w* – средний радиус Вигнера-Зейтца, *Y*_L – комплексные сферические гармоники.

Для описания междусферного пространства используется преобразование Фурье блоховских функций, построенных на линейных МТ-орбиталях. При этом необходимо учитывать сингулярности функций Ханкеля. С этой целью предложено заменить расходящуюся часть функции Ханкеля регулярной функцией в пределах МТ-сферы и введение, таким образом, псевдо-ЛМТО, определенных во всем пространстве.

Самосогласованная схема вычислений начиналась из зарядовой плотности, которая представляла собой суперпозицию электронных плотностей атомов, из которых состоит вещество, с соответствующими усреднениями. Структурные параметры получены из анализа Ритвельда экспериментальных данных по рентгеновской дифракции. Расчеты проводились в приближении локальной плотности. На каждой итерации на основе решения обобщенной задачи на собственные значения и собственные функции

$$\sum_{i} (H_{ij} - EO_{ij})C_{ij} = 0$$

рассчитывалось распределения электронной плотности $\rho(\mathbf{r}) = \sum_{i,\mathbf{k}}^{occ} |\psi_{i,\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2$, по которой был установ-

лен критерий сходимости.

Матрицы гамильтониана и перекрытие

$$\begin{aligned} H_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k}} &= H_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},MT} + H_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},NMT} + \kappa^2 O_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},\text{int}} + V_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},NMT}, \\ O_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k}} &= O_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},MT} + O_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{\mathbf{k},\text{int}}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} O_{\kappa'R'L'\kappa RL}^{k,MT} &= \delta_{R'R} \delta_{L'L} \langle \Phi_{\kappa'RL}^{K} \mid \Phi_{\kappa RL}^{K} \rangle + S_{RLR'L'}^{k*}(\kappa) \langle \Phi_{\kappa'RL}^{J} \mid \Phi_{\kappa RL}^{K} \rangle_{s_{R}} \\ &+ \langle \Phi_{\kappa'R'L'}^{K} \mid \Phi_{\kappa R'L'}^{J} \rangle_{s_{R'}} S_{R'L'RL}^{k}(\kappa') + \sum_{R''L''} S_{R''L''R'L'}^{k*}(\kappa') \langle \Phi_{\kappa'R''L''}^{J} \mid \Phi_{\kappa R''L''}^{J} \rangle_{s_{R''}} \end{aligned}$$

 $\times S^{\mathbf{k}}_{R''L''RL}(\kappa).$

Для достижения указанных выше степеней заполнения позиций 1с (0,5 0,5 0) в исходной элементарной ячейке были построены расширенные ячейки по схеме, указанной на рис. 1.



Рис. 1. Схематическое представление базисных плоскостей расширенных ячеек Hg-1201

Полученные нами зонные структуры владеют всеми особенностями, присущими энергетическим спектрам высокотемпературных сверхпроводников. Каждой плоскости CuO₂ отвечает $pd\sigma$ -зона, образованная $d_x^2 - y^2$ состояниями Cu²⁺ и $p_{x,y}$ состояниями O²⁻, которая пересекает уровень Ферме с достаточно большой дисперсией. Сильная анизотропия $pd\sigma$ -зоны является причиной квазидвумерного характера поверхности Ферми. Плотность состояний в окрестности уровня Ферми относительно мала, несмотря на наличие сингулярностей Ван-Хова, обусловленных особенностями топологии поверхности Ферми.

Для выяснения влияния уровня допирования на электронную структуру и сверхпроводящие свойства Hg-1201 мы анализировали общую и парциальные плотности состояний, полученные интегрированием по методу тетраэдров. На рис. 2 для примера приведены плотности состояний для случая δ =0,25.



Рис. 2. Общая и парциальные плотности состояний сверхпроводника $HgBa_2CuO_{4+\delta}$

Из их анализа можно сделать выводы, которые коррелируют с известными экспериментальными результатами. Имеет место сильная гибридизация состояний меди и кислорода в плоскости CuO_2 ; заметной есть также гибридизация состояний атомов ртути и апикального кислорода. Особенно важной величиной является значение плотности состояний близ уровня Ферми, поскольку именно эта окрестность отвечает за формирование сверхпроводящих свойств. Рис. 3 иллюстрирует изменение плотности состояний состояний с увеличением кислородного индекса.



Рис. 3. Зависимость плотности состояний на уровне Ферми от кислородного индекса в HgBa₂CuO_{4+δ}

Максимум этой зависимости (при б=0,25) приблизительно соответствует уровню оптимального легирования. В перелегированном режиме имеет место близкое к линейному падение плотности состояний на уровне Ферми, которая указывает на отличный от выявленного для соединения НgBa₂Ca₂Cu₃O_{8+б} механизм допирования плоскости CuO₂ носителями заряда. Как вытекает из наших вычислений, в Hg-1201 этот механизм более близкий к идеально ионному случаю. Аналогичные вычисления, очевидно, целесообразно провести для высших членов ртутного гомологического ряда, что дало бы возможность получить более полную картину механизмов формирования сверхпроводящего состояния.

1. D. J Singh, W. E. Pickett, Phys. Rev. Lett. 73, 476 (1994).

2. S.Y. Savrasov, Phys. Rev. B 54, 16470 (1996).

Магнитный фазовый переход и аномальный вклад в явления переноса в ВТСП

Мазов Л.С.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603600, Россия

Показано, что рассеяние носителей тока на флуктуациях локальной спиновой плотности (ФЛСП) в нормальном состоянии СП-купратов приводит к аномальному вкладу в явления переноса (в т.ч. в эффекты Холла и Нернста).

1. В течение ряда лет явление смены знака (СЗ) коэффициента Холла (КХ) в ВТСП интенсивно изучалось и был предложен ряд моделей для его объяснения. Т.к. явление C3 КХ ранее наблюдалось в ряде обычных сверхпроводников, то обычной точкой зрения стало рассматривать СЗ КХ при $T \leq T_c(0)$ в рамках представлений динамики вихрей (см., напр. [1]). Более того, вихревая динамика стала использоваться и для объяснения эффекта Нернста при $T \ge T_c(H)$ в купратах [2]. Но при таком анализе явлений переноса магнитная природа оксидов меди, фактически, игнорировалась: известно, что исходные для ВТСП материалы (диэлектрики $La_{2}CuO_{4}$ и $YBa_{2}Cu_{3}O_{6}$) имеют антиферромагнитную (АФ) природу и магнитные взаимодействия (динамические АФ-корреляции) сохраняются и в металлическом состоянии и, следовательно, взаимодействие подвижных носителей заряда (H3) с динамическими АФ спиновыми флуктуациями (СФ) может обеспечить эффективный канал для диссипации. Более того, в ряде работ по ВТСП (см., напр. [4,7]) было указано на преобладающую роль рассеяния подвижных H3 на CФ в нормальном состоянии (HC) в оксидах меди. Кроме того, известно, что в магнитных материалах электронный перенос в магнитном поле (МП) сопровождается появлением добавочного поперечного напряжения (аномальный эффект Холла) из-за асимметричного (skew) рассеяния H3 [3,6].

$$u_{tot}^{H} = u_{a}^{H} + u_{a}^{H} \tag{1}$$

Это добавочное напряжение u_a^H , складываясь с напряжением обычного эффекта Холла u_o^H может привести к изменению величины (и даже знака) наблюдаемого в эксперименте полного эффекта Холла u_{tot}^H , в зависимости от величины и полярности компонент. Добавочный вклад в поперечное напряжение появляется в магнитных материалах также и в эффекте Нернста [5,6].

2. В магнитных металлах и сплавах, полное электросопротивление (ЭС) $\rho_{tot}(T)$ представляется как сумма фононного $\rho_{ph}(T)$ и магнитного $\rho_m(T)$ вкладов [6]. Такая процедура для монокристалла УВСО во внешнем МП представлена на рис.1а, где

сплошные линии являются экспериментальными $\rho_{tot}(T)$ -зависимостями, а пунктирная кривая соответствует зависимости Блоха-Грюнайзена (БГ) для $\rho_{ph}(T)$ [6]. В соответствии с анализом в [7], только при T ниже точки пересечения кривых $\rho_{ph}(T)$ и $\rho_{tot}(T)$, (отмечено стрелками) ($T \leq T_c(H)$) ВТСП-система переходит в СП-состояние. Поэтому область выше БГ-кривой (заштриховано) соответствует магнитному (АФ ВСП) фазовому переходу в ВТСП-системе при понижении температуры ($T_c < T_m$).



Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления для монокристалла YBCO [7].

3. Принято считать, что Т-зависимость эффекта Холла в ВТСП следует закону T^{-1} как для керамики, так и для монокристаллов. Также считается, что знак наблюдаемого КХ положителен ($R_H > 0$) для «дырочных» купратов. Однако, из измерений эффекта Холла на монокристаллах УВа2Си3О2-6 известно, что знак КХ для одного и того же образца различен в зависимости от направления МП: $R_H > 0$ при $\dot{H} // \vec{c}$, но $R_H < 0$ при $\dot{H} \perp \vec{c}$ (см., напр. [4]). Более того, при $\vec{H} / / \vec{c}$ уменьшение T ведет к C3 наблюдаемого КХ около $T = T_c$ [1]. Поэтому, вопрос о знаке подвижных НЗ в «дырочных» ВТСП остается открытым. СЗ КХ относительно направления МП была объяснена в нашей предыдущей работе в рамках представлений об аномальном эффекте Холла, который возникает вследствие асимметричного (skew) рассеяния (см., напр. [6]) электронов проводимости флуктуирующими локальными магнитными моментами (ЛММ) некоторой внутренней природы (ФЛСП в режиме *T*-индуцированных ЛММ в купратах [4,7]). Появление этих ЛММ ведет к кюри-вейссовскому вкладу в магнитную восприимчивость $\chi(T)$, и *T*-зависимость КХ может быть выражена в форме [3,6]

$$R_{H}^{tot} = R_{H}^{o} + R_{S} \cdot \chi(T)$$
 (2)

где R_{H}^{o} является обычным КХ, который определяет знак и концентрацию подвижных НЗ, R_{s} является



Рис.2. Температурная зависимость коэффициента Холла и сопротивления для монокристалла ErBaCuO (подробнее, см. [7]).

аномальным КХ. Анализ экспериментальных зависимостей $R_H(T)$ и $\chi(T)$ для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, измеренных в близких условиях, проведенный в [4], показал, что гистограмма $R_H(\chi)$ для одинаковых T свидетельствует (2), что R_H^o является отрицательной по знаку и т.о. электроны, а не дырки являются подвижными НЗ в этих материалах. Аномальный КХ R_s , определяемый наклоном прямой $R_H(\chi)$, является положительным и независящим от T в НС. Анизотропия R_s достаточно высока, так что при $\vec{H}//\vec{c}$ положительное слагаемое $R_H^a = R_s \cdot \chi$ превалирует над отрицательным R_H^o , а при $\vec{H} \perp \vec{c}$ оно не так велико.

4. Независимость от T как R_s , так и ρ_m (см. рис. 1b) в НС позволяет рассматривать их как про-

порциональные друг другу величины. На рис.2a,b приведены зависимости $R_{H}(T)$ и $\rho(T)$ для монокристаллической пленки ErBa₂Cu₃O_{7-δ} в МП \vec{H} // \vec{c} (см., напр., [7]). Магнитный вклад в ЭС $\rho_m = \rho_{tot} - \rho_{ph}$ стремится к нулю при $T = T_k$, которая определяется пересечением кривой БГ с экспериментальной зависимостью $\rho_{tot}(T)$ (см. рис.2b). Вследствие вышеуказанной пропорциональности величина R_s также приближается к нулю при $T = T_k$ (кривая 1 на рис.2с). Из рис.2a,b хорошо видно, что зависимость $R_H(T)$ достигает ее отрицательного минимума тоже при $T = T_k$. Равенство R_S нулю в этой T-точке означает, что в соответствии с (2) $R_{H}^{tot}(T_{k}) = R_{H}^{o} < 0$, т.е. электроны, а не дырки являются подвижными НЗ в ВТСП.

5. Т.о., как следует из вышеизложенного, отрицательный минимум в $R_{H}^{tot}(T)$ -зависимости отделяет две СЗ по Т. Поэтому правая часть отрицательного минимума ($T > T_c(H)$) соответствует HC, тогда как его левая часть ($T < T_c(H)$) относится к СП-состоянию. В результате, первая СЗ при $T = T_1^{(R_H=0)}$ относится к HC $(T > T_c(H))$ и является прямым следствием равенства обычного и аномального вкладов в суммарный эффект Холла с противоположными знаками, см. (2). Здесь необходимо подчеркнуть, что при $T_c(H) < T < T_1^{(R_H=0)}$ (правая часть отрицательного минимума), в системе нет СП-вихрей вообще, это – НС, так что использование здесь какой-либо теории движения вихрей [1,2] является некорректным. Наоборот, вторая СЗ КХ при $T_2^{(R_H=0)}$ может быть отнесена к эффектам динамики вихрей, т.к. при $T < T_c(H)$ система находится в СП-состоянии. Возможно, что именно такая СЗ КХ наблюдалась в некоторых обычных НТСП и теория типа Бардина-Стефена может быть использовано здесь для анализа [1]. Однако, использование динамики вихрей для объяснения эффекта Нернста при $T > T_c(H)[2]$ выглядит некорректным, это - область магнитного (ВСП) фазового перехода, вклад рассеяния НЗ на СФ (см. [5,7]). 1. J. Kolacek, P.Vasek, cond-mat/9811222 (2000). 2. Z.A.Xu et al. Nature 406, 486 (2000). И.К.Кикоин, ЖЭТФ 10, 1242 (1940). 4. L.S.Mazov, Phys.Lett. A 148, 115 (1990). 5. Е.И.Кондорский, ЖЭТФ 45, 511 (1963). 6. С.В. Вонсовский, Магнетизм, М.: Наука, 1971 г. -

1032 c. 7. L.S.Mazov, Phys.Rev. B70, 054501 (2004); see, also in: Symmetry and Heterogeneity in HTSC (NATO Sci. Ser.II,

Springer-Verlag, Berlin, 2006) 214, p.217.

Влияние наномасштабного структурного разупорядочения на магнитную восприимчивость нормального состояния ВТСП УВа₂Cu₃O_v

Мамсурова Л.Г., Трусевич Н.Г., Пигальский К.С., Бутко Н.Б., Вишнев А.А. Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва, 119991

Впервые экспериментально исследована магнитная восприимчивость нормального состояния ВТСП YBa₂Cu₃O_y в зависимости от степени структурного разупорядочения на примере серии мелкокристаллических образцов. Выделены различные сосуществующие вклады. Обнаружена взаимосвязь между изменениями структурных параметров и величинами данных вкладов.

Получены экспериментальные свидетельства того, что наномасштабная структурная неоднородность, присущая мелкокристаллическим ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ и выражающаяся в перераспределении кислорода между различными слоями кристаллической структуры, изменяет плотность состояний вблизи уровня Ферми, понижает длину когерентности $\xi_{ab}(0)$ и плотность сверхпроводящих носителей в (CuO₂)-плос-костях (не вызывая при этом заметного изменения величины T_c!).

Магнитная восприимчивость нормального (несверхпроводящего) состояния исследована на примере серии мелкокристаллических образцов YBa₂Cu₃O_v (у≈6.92, Т_с≈92К, ⟨D⟩≥0.4мкм) с различной, но контролируемой степенью структурного разупорядочения и, соответственно, различными значениями структурных параметров. Как показано в [1,2], по мере уменьшения размеров кристаллитов до субмикронных значений, в кристаллической структуре данных образцов увеличивается концентрация элементарных ячеек с взаимозамещенными катионами Y³⁺и Ba²⁺ и, соответственно, с повышенным количеством кислорода б в цепочечных плоскостях (СиО_б) и пониженным – в сверхпроводящих (CuO₂) - плоскостях. Контроль за степенью структурного разупорядочения осуществлялся по значению параметра δ (способ определения которого подробно описан в [1,2]), а также по степени отклонения среднего объема элементарной ячейки (V) от оптимального значения V_{опт}, реализующегося для равновесных образцов YBa₂Cu₃O_v с *y*=6.92.

На рис.1 показано, как и в каком диапазоне изменялись данные характеристики, а также степень ромбического искажения (*b-a*)/(*b+a*) в исследуемых образцах. На том же рис.1 приведены значения общего кислородного индекса *y* и T_c , незначительные изменения которых, как видно, не коррелируют с изменениями $\langle V \rangle$.



Рис.2 и 3 демонстрируют различия по величине и температурной зависимости, реализующиеся для магнитной восприимчивости $\chi_{exp}(1/T)$ при T>T_c исследуемых образцов, отличающихся степенью структурного разупорядочения. Обнаруженная корреляция между изменениями $\chi_{exp}(1/T)$ и структурных параметров позволила идентифицировать все возможные сосуществующие вклады в восприимчивость, среди которых: парамагнитный температурно-независимый χ₀ (содержащий паулиевскую часть от электронов проводимости), диамагнитный флуктуационно-индуцированный Δχ_{fluc} (обусловленный присутствием выше T_c куперовских пар с конечным временем жизни), парамагнитный Кюритипа (C_K/T) и два вклада ($C_F \cdot T^{-1} \exp(J/T)$ и $C_{AF} \cdot T$), обусловленные низкоразмерными корреляциями ферро- и антиферромагнитного типа.



Полученная информация относительно источников локализованных магнитных моментов, связанных с особенностями микроструктуры образцов и ответственных за существование ферро- и парамагнитного (типа Кюри) вкладов подробно изложены в отдельном докладе [3].

Флуктуационно-индуцированный вклад $\Delta \chi_{fluc}$ определялся как разность между экспериментальной восприимчивостью $\chi_{exp}(1/T)$ и фоновой, равной сумме всех других вкладов (см. рис.2 и 3). Анализ $\Delta \chi_{fluc}$ проводился, следуя методике, разработанной в [4,5], позволяющей определять величины длины когерентности $\xi_{ab}(0)$ и параметры анизотропии ү из измерений $\Delta \chi_{fluc}$ на поликристалле (вследствие того, что данный вклад проявляется лишь для случая H || c).

На рис.4, в зависимости от $\langle V \rangle$, представлены результаты, полученные из анализа $\chi_{exp}(1/T)$ для температурно-независимого вклада χ_0 и длины когерентности $\xi_{ab}(0)$, а также для намагниченности М, измеренной для тех же образцов в поле H=6кЭ и при T=0.9T_c.

Наблюдаемое уменьшение М, величина которой в данных условиях обусловлена преимущественно плотностью сверхпроводящих носителей n_s, соответствует уменьшению концентрации кислорода в сверхпроводящих плоскостях вследствие его межплоскостного перераспределения

Уменьшение $\xi_{ab}(0)$, величина которой для обычных сверхпроводников пропорциональна фермиевской скорости v_F , отражает чувствительность данной характеристики к наномасштабной неоднородности кристаллической структуры.

Видно, что величина χ_0 пропорциональная плотности состояний вблизи уровня Ферми N(0), может, как увеличиваться, так и уменьшаться при отклонении $\langle V \rangle$ от V_{опт}, в зависимости от соотношения параметров n и v_F²,которые реализуются при



данном $\langle V \rangle$.

Важно отметить, что характер количественной взаимосвязи между изменениями представленных на рис.4 величин, соответствует тому, что должен иметь место для обычных сверхпроводников.



- 1. E. F. Makarov et al., Physica C, 415, 29 (2004).
- 2. А.А.Вишнев и др., ФНТ, 30, 373 (2004).
- 3. К.С.Пигальский и др., Тезисы ФПС'06.
- 4. C.Torron et al., Phys.Rev.B, 49, 13143 (1994).
- 5. J.Mosqueira et al., Europhys. Lett., 53, 632 (2001).

Эффект нелинейности намагниченности текстурированных поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-х} выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние

Кузьмичёв Н.Д., Мартынов Ю.А.

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, Саранск 430000, Россия Славкин В.В.

Саранский кооперативный институт, Саранск 430000, Россия

Головашкин А.И.

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

Выполнены экспериментальные исследования температурной зависимости третьей гармоники намагниченности текстурированного поликристалла YBa₂Cu₃O_{7-x}. Обнаружено, что нелинейность намагниченности YBa₂Cu₃O_{7-x} наблюдается до температур, значительно превосходящих температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Наблюдаемая нелинейность намагниченности YBa₂Cu₃O_{7-x} связывается с возникновением в этом соединении псевдощелевого состояния при T ~ 102 К.

В настоящее время активно обсуждается псевдощелевая структура высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1 - 6]. В различных экспериментах наблюдаются особенности физических свойств ВТСП, связанные с существованием псевдощели выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c [7]. В ВТСП соединении YBa₂Cu₃O_{7-х} псевдощель ранее наблюдалась в измерениях оптической проводимости [8], в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов [9], методами ЯМР и ЯКР [10], по отклонению температурной зависимости сопротивления от линейной зависимости [11, 12].

Нами проведены экспериментальные исследования температурной зависимостей 3-ей гармоники намагниченности текстурированного поликристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) при температурах T, превышающих T_c . Выбор 3-ей гармоники связан с тем, что при работе в небольших магнитных полях целесообразно использовать нечетные гармоники.

Сверхпроводящие образцы были вырезаны из текстурированной заготовки так, что ось «с» направлена перпендикулярно плоскости пластины. Образцы имели размеры $16 \times 8 \times 2.5$ и $16 \times 13 \times 8$ мм³, $T_c = 88$ К и ширину перехода в сверхпроводящее состояние $\Delta T = 0.5$ К.

Измерение гармоники намагниченности проводилось двух катушечным компенсационным методом [14]. Синусоидальный сигнал частотой ω с генератора (коэффициент гармоник 0.005%) подавался на входную катушку. Величина сигнала с выходных катушек выражается формулой [15]:

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt} \,. \tag{1}$$

Здесь М – намагниченность образца, S – сечение образца, N – число витков приемной катушки, μ_0 =

 $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Система, состоящая из катушек с образцом и платиновым термометром, помещалась в массивную медную "бомбу". Измерения проводились в парах азота.

Результаты приведены на рис. 1. На рисунке показана температурная зависимость третьей гармоники ЭДС єз (пропорциональной третьей гармоники намагниченности) текстурированного поликристалла YBCO (16×13×8 мм³) в переменном магнитном поле $H(t) = H \cdot cos(\omega t)$, где H = 21 и 91 Э, $\omega = 2\pi f$ и f = 60 Гц. Из рисунка видно, что зависимость $\varepsilon_3(T)$ выше температуры T_c в интервале от 89 К до ~ 102 К отлична от нуля и имеет особенность. Отношение амплитуд третьей гармоники при температурах 78 К и 94 К є₃(78 К)/є₃(94 К) ≈ 160. Таким образом, нелинейность намагниченности образца ҮВСО наблюдается до температур Т≈102 К. Отметим, что в этой области температур наблюдаются и следующие нечетные гармоники с уменьшающейся амплитудой. Аналогичные результаты наблюдались и на других образцах текстурированного поликристалла.

Исследования выполненные на керамическом образце YBCO имеющим $T_c \approx 92$ К показали отсутствие вышеуказанной нелинейности выше T_c в пределах ошибки измерений.



На рис. 2 показаны результаты измерения температурной зависимости сопротивления образца текстурированного поликристалла YBCO (16×13×8 мм³) на переменном токе полученные четырёхконтактным способом. Амплитуда силы тока была равной 125 мА.

Из сравнения рисунков 1 и 2 (данных для одного и того же образца) видно, что нелинейность намагниченности выше T_c наблюдается в области отклонения сопротивления от линейной зависимости от температуры.



Аналогичные результаты по нелинейным свойствам намагниченности выше T_с на других образцах YBCO были получены коллективом ряда авторов в работах [16,17].

В рамках существующих моделей магнитных свойств сверхпроводников полученные результаты объяснить затруднительно. По нашему мнению эти данные объясняются псевдощелевой структурой ВТСП. В этом случае температура возникновения псевдощели T^* в нашем образце YBa₂Cu₃O_{7-x} составляет 102 К. Это значение температуры T^* хорошо согласуется с данными [11, 12]. В работе [11] авторы наблюдали резкий спад сопротивления (отклонение от линейного хода) в образце керамики YBaCuO при T=102 К. Какиелибо литературные данные об измерении температуры возникновения псевдощели по гармоникам намагниченности нам не известны.

Существует два основных подхода к вопросу о происхождении псевдощели [5 - 7]: 1) ее источником являются флуктуации "диэлектрического" типа; 2) псевдощель имеет сверхпроводящую природу, т.е. ее источником являются флуктуации «сверхпроводящих» пар. Однозначного ответа по этому вопросу пока нет. Рассматривались также модели, в которых в кристалле ВТСП по разным направлениям импульсного пространства возникают обе псевдощели – и «диэлектрическая» и «сверхпроводящая» [5].

Во втором подходе считается, что при некоторой температуре $T^* > T_c$ образуются некогерентные «сверхпроводящие» пары, а когерентность в объеме образца и, соответственно, «настоящее» сверхпроводящее состояние устанавливается при T_c . В этом случае наличие «сверхпроводящих» пар при $T_c < T < T^*$ должно отражаться на температурной зависимости намагниченности образца. Намагниченность будет нелинейной вследствие влияния магнитного

поля на фазовую когерентность, образование и взаимодействие таких пар. Например, в такой системе возможно образование вихрей при температурах ниже Т*. При этом на эксперименте должны наблюдаться гармоники намагниченности в области T < T*.

В первом подходе «диэлектрическая» псевдощель, в таких ВТСП соединениях, как $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, возникает из-за антиферромагнитных флуктуаций. По-видимому, это также должно приводить к нелинейной намагниченности при температурах $T < T^*$. Для окончательного выяснения природы псевдощели в ВТСП соединениях необходимо использовать различные эксперименты. Поэтому исследование этого фазового перехода, этого состояния выше T_c методом гармоник намагниченности позволит получить новые данные о природе, как самого перехода, так и псевдощелевого состояния ВТСП.

Заключение. Нами предложен новый метод определения температуры возникновения псевдощели Т* в ВТСП соединениях, основанный на измерении гармоник намагниченности.

Авторы выражают благодарность А. В. Калинову и В. В. Александрову (Всероссийский электротехнический институт) за предоставление образцов. Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. H. Ding, T. Yokoya, J. Campuzano et al. Nature 382, 51 (1996).

2. T. Timusk, B. Statt. Rep. Prog. Phys. 42, 61 (1999).

3. J. Tallon, J. Loram. <u>Physica C: Superconductivity</u> 349, №1-2, 53 (2001).

4. M. Norman, C. Pepin. Rep. Prog. Phys. 66, 1547 (2003).

5. Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, и др. ЖЭТФ 123, №6, 1188-1199 (2003).

6. В.И. Белявский, Ю.В. Копаев. УФН, 174, 457 (2004).

7. М.В. Садовский. УФН, 171, №5, 539 (2001).

8. C. Homes, T. Timusk, R. Liang, et al. Phys. Rev. Lett. 71, 1645 (1993).

9. J. Rossat-Mignod, L. Regnault, P. Bourges, et al. <u>Physica</u> <u>B: Condensed Matter</u> 186-188, 1, (1993).

10. W.Warren, R. Walstedt, G. Brennert, et al. Phys. Rev. Lett. 62, 1193 (1989).

11.А.И. Головашкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен, и др. Препринт ФИАН №298 1987г. (24с.).

12. T. Ito, K. Takenaka, S. Uchida. Phys. Rev. Lett., 70, 3995 (1993).

13. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков. ФТТ, 45, 1168 (2003).

14. А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко и др. ФТТ, 32, 1374 (1990).

15. Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ, 64, 63 (1994).

 Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, А.И. Головашкин. Научная сессия МИФИ-2006. Сборник научных трудов 4, 124 (2006).

17. Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин. Сб. тр. 4-й межрегион. молодёжной науч. шк. «Матер. нано-, микро- и оптоэлектр.» Саранск 5-7 октября, 111 (2005).
Динамика критической температуры и ее связь с особенностями строения зонного спектра в системе в Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu₃O_y

Мартынова О.А., Гасумянц В.Э.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург 195251, Россия

Мезенцева Л.П.

Институт химии силикатов РАН, Санкт-Петербург 199155, Россия

Исследованы транспортные и сверхпроводящие свойства системы $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$. Анализ результатов в рамках модели узкой зоны совместно с данными, полученными ранее для системы $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$, позволил подтвердить предположение о формировании в зонном спектре легированного кальцием $YBa_2Cu_3O_y$ дополнительного пика функции плотности состояний, а также оценить его энергетическое положение.

Исследованию характера и механизма влияния различных неизовалентных катионных замещений на свойства нормального и сверхпроводящего состояния ВТСП системы YBa₂Cu₃O_v посвящено огромное количество работ. В большинстве случаев, если такие замещения не затрагивают позиций плоскостной меди Cu(2), непосредственно ответственных за сверхпроводящие свойства, их воздействие определяется происходящим при легировании изменением зарядового баланса в решетке, приводящим, в том числе, и к изменению концентрации носителей заряда. В результате, многие замещения приводят к практически одинаковому изменению как свойств нормального состояния, так и значения критической температуры Т_с (см., например, данные для замещений La→Ba и Co→Cu(1) в [1]).

Особое место в ряду замещающих элементов занимает кальций, обладающий меньшей, чем замещаемый им элемент (иттрий) валентностью. В зависимости от катионного и кислородного состава образцов, кальций по-разному воздействует на значение T_c , в целом ряде случаев приводя к его росту или восстановлению сверхпроводимости в изначально несверхпроводящих образцах (см. обзор [1] и ссылки в нем). Детальный анализ свойств кальций-содержащих образцов [1-3] позволил высказать предположение, что наблюдаемые особенности как *T_c*, так и свойств нормального состояния связаны с тем, что введение кальция приводит к формированию в зоне, ответственной за проводимость в нормальной фазе, дополнительного пика плотности состояний, что подтверждается и результатами других авторов [4]. Дополнительную информацию о наличии этого пика и его параметрах может дать исследование образцов с фиксированным содержанием кальция и варьируемым содержанием другой примеси, позволяющей изменять положение уровня Ферми в зоне. В данной работе в качестве такой примеси выбран лантан, приводящий, согласно данным для YBa_{2-x}La_xCu₃O_v [1], к смещению уровня Ферми от середины зоны к ее верхнему краю.

Исследовались однофазные керамические образцы состава $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ (*x*=0-0.3), данные для которых анализировались в сравнении с результатами для системы $YBa_{2-x}La_xCu_3O_y$ [1]. Значения T_c , определенные по температурным зависимостям удельного сопротивления, приведены на рис. 1. Следует отметить два обстоятельства. Вопервых, в образцах без кальция до участка падения T_c наблюдался ее слабый рост в области *x*=0-0.075, что связывалось нами с происходящим дозаполнением вакантных позиций кислорода и, тем самым, переходом образцов в орtimally-doped режим. В системе $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ подобного максимума не наблюдается, однако падение T_c начинается только при *x*>0.2.



Рис. 2. Зависимости *S*(*T*) для Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu₃O_y.

Полученные нами температурные зависимости коэффициента термоэдс S(T) приведены на рис. 2. Они обладают всеми особенностями, неоднократно отмеченными в литературе для легированных каль-

цием образцов, включая наличие участка практически линейного роста при понижении температуры. Отметим, что значение *S* при *T*=300 K в системе $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ возрастает с ростом *x* заметно слабее, чем в YBa_{2-x}La_xCu_3O_y – при примерно равных значениях для образцов с *x*=0 эта величина при *x*=0.3 равна 18 и 32 мкВ/К в первой и второй системах, соответственно.

Для анализа полученных результатов нами была использована модель узкой зоны [1], позволяющая на основе количественного анализа зависимостей S(T) получать информацию о значениях основных параметров зонного спектра – степени заполнения зоны электронами F, полной эффективной ширины проводящей зоны W_D , эффективной ширины интервала делокализованных состояний W_{σ} и степени асимметрии зоны b. Результаты для первых двух из перечисленных параметров, полученные при обработке экспериментальных данных (с указанием погрешности, вызванной использованием при расчетах кривых S(T) одновременно четырех модельных параметров), приведены на рис. 3 и рис. 4 в сравнении с данными для системы YBa_{2-x}La_xCu₃O_y [1].



Рис. 4. Концентрационная зависимость полной эффективной ширины проводящей зоны от содержания лантана.

Анализируя полученные результаты, прежде всего следует отметить, что изменение значения W_D для исследованной серии коррелирует с изменени-

ем значения критической температуры, как и для других легированных образцов иттриевой системы [1], в результате чего зависимость $T_c(W_D)$ согласуется с универсальной корреляцией, характерной для YBa₂Cu₃O_y [1]. С другой стороны, зависимости $T_c(x)$, $W_D(x)$ и F(x) в системе Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu₃O_y существенно отличаются от случая YBa_{2-x}La_xCu₃O_y. По нашему мнению, полученные результаты свидетельствуют в пользу существования пика кальциевых состояний в зонном спектре Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba₂Cu₃O_y.

В системе $YBa_{2-x}La_xCu_3O_v$ рост содержания лантана приводит, в соответствии с его большей относительно бария валентностью, к заметному росту значений F (рис. 3), иными словами, к смешению уровня Ферми в сторону верхнего края зоны, в то время как в $Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu_3O_y$ значение F остается практически неизменным. Очевидно, что это отличие связано с наличием в решетке атомов кальция. Этот факт может являться следствием того, что в системе Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba_{2-x}La_xCu₃O_y уровень Ферми попадает в область локального пика, сформированного кальциевыми состояниями, и пиннингуется в нем. На этом фоне при достаточно малом содержании лантана (до x=0.2) общее расширение зоны за счет вносимого в решетку разупорядочения оказывается достаточно слабым эффектом, что и приводит к постоянству эффективной ширины зоны (рис. 4). В результате, значение функции плотности состояний на уровне Ферми $D(E_F)$ с ростом *x* изменяется незначительно, и значение Т_с остается постоянным. При x>0.2 эффект разупорядочения становится более существенным, приводя, согласно механизму андерсоновской локализации, к заметному расширению зоны (см. рис. 4). В таком случае даже при постоянстве F уровень Ферми смещается в область более высоких энергий, выходя при этом из пика кальциевых состояний. Как следствие, значение $D(E_F)$ начинает уменьшаться, что и приводит к падению T_c при x>0.2 (рис. 1).

Количественный анализ полученных результатов с учетом наличия асимметрии проводящей зоны в легированных кальцием образцах [1] показывает, что локальный пик кальциевых состояний в Y_{0.85}Ca_{0.15}Ba₂Cu₃O_y располагается в верхней половине зоны в непосредственной близости (на расстоянии 5-10 мэВ) от ее середины.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-03-32765) и Правительства Санкт-Петербурга (грант М06-2.4К-322).

1. V. E. Gasumyants. In: Advances in Condensed Matter and Materials Research, Vol.1, ed. by F.Gerard. Nova Science Publishers, New York, 2001, p.135-200.

2. V. E. Gasumyants et al. Physica C, 341-348, 585 (2000).

3. О. А. Мартынова, В. Э. Гасумянц. ФТТ, 48, 1157 (2006).

4. S. R. Ghorbani, M. Andersson, O. Rapp. Physica C, 390, 160 (2003).

Эволюция электронной структуры Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y} в зависимости от содержания кислорода: фотоэлектронная спектромикроскопия in situ

Цетлин М.Б.¹, Захаров А.А.², Менушенков А.П.³, Иванов А.А.³, Михеева М.Н.¹, Линдау И.⁴

Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

²Шведская национальная лаборатория MAX-lab, Лунд (Швеция)

³Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

⁴Университет г.Лунд (Швеция)

Методом фотоэлектронной спектромикроскопии in situ исследован процесс формирования металлического сверхпроводящего состояния в тонких эпитаксиальных пленках ВТСП с электронным допированием Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-v} при удалении части слабосвязанного кислорода с помощью нагрева в вакууме. Увеличение температуры отжига до 540 °С приводит к появлению плотности состояний на поверхности Ферми, что свидетельствует о переходе соединения в металлическое (сверхпроводящее) состояние. Лальнейший рост температуры отжига вызывает разрушение металлического состояния в отдельных местах на поверхности пленки. Разрушение происходит за счет потери значительного количества кислорода, превышающего допустимые стехиометрией значения.

Отличительной особенностью ВТСП является высокая чувствительность их электрофизических свойств к содержанию кислорода. Наиболее ярко проявляется в электронно-допированном это Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-v}. Даже при оптимальном содержании церия x=0.15 это соединение не обладает сверхпроводимостью без удаления части кислорода с помощью отжига в вакууме. Удаление 1% кислорода путем вакуумного отжига приводит к росту проводимости в нормальном состоянии и возникновению сверхпроводящего состояния с T_c > 23 K, что свидетельствует о значительной перестройке электронной структуры. Чтобы проследить эволюцию электронной структуры Nd₁₈₅Ce₀₁₅CuO_{4-v} в процессе выхода кислорода нами с помощью синхротронного излучения были проведены исследования фотоэлектронных спектров при отжиге пленок в высоком вакууме (10^{-10} торр) *in situ*.

Эксперименты по измерениям фотоэлектронных спектров проводились на линии фотоэлектронной спектромикроскопии BL31 источника синхротронного излучения MAX-1 Шведской национальной лаборатории MAX-lab. В отличие от стандартных спектрометров монохроматизированное ренгеновское излучение фокусировалось в пятно диаметром порядка 1 мкм и могло сканироваться по площади пленки 100х100 мкм². Это позволяло получать фотоэлектронные спектры валентной зоны в выбранной точке, а не интегрально по поверхности пленки. Сканирование пятна давало имидж поверхности, что обеспечивало оценку однородности распределения плотности электронных состояний как в валентной зоне, так и на поверхности Ферми в различных точках поверхности пленки.

В качестве образцов использовались тонкие эпитаксиальные пленки Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_{4-у}, полученные в МИФИ методом импульсного лазерного напыления с помощью эксимерного Kr-F лазера на подложках SrTiO₃ с различной ориентацией.

Экспериментальная процедура состояла в предварительной очистке поверхности пленок прогревом в вакууме и в последующем измерении фотоэлектронных спектров при ступенчатом повышении температуры отжига. После отжига до 540 °С нам удалось наблюдать появление плотности состояний на уровне Ферми N(E_F), что свидетельствовало о переходе пленки в металлическое (сверхпроводящее) состояние. Следует отметить, что, как показало сканирование поверхности образца, пространственное распределение N(E_F), было неоднородным по поверхности пленки. При повышении температуры отжига выше 600 °C на поверхности пленки появились места с малой интенсивностью спектров, и площадь этих участков разрасталась с увеличением температуры. После извлечения пленки и ее исследования в растровом электронном микроскопе было установлено, что в этих местах произошло разложение ВТСП фазы за счет слишком сильной потери кислорода. Тем не менее, эти пленки имели T_с сверхпроводящего перехода выше 21 К. Неоднородность распределения N(E_F) и локализация мест разрушения ВТСП фазы может быть связана, например, с границами зерен или другими морфологическими особенностями образца. Выявление этой связи будет предметом дальнейших исследований.

Следует отметить, что по сравнению с фотоэлектронными спектрами, полученными на сколах монокристаллов, спектры пленок имели меньшую интенсивность и дополнительную особенность в валентной зоне. Мы связываем это с неполной очисткой поверхности при прогреве. Ионным травлением поверхность можно очистить достаточно хорошо, но требуется оптимизация режима травления для минимизации дефектов, вносимых в пленку ионной бомбардировкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-02-16996).

Почему представление о плавлении вихревой решетки является заблуждением

Никулов А.В.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 г. Черноголовка, Московская обл., Россия

Обращается внимание на то, что переход, известный как плавлением вихревой решетки наблюдался еще до открытия ВТСП и был интерпретирован как переход из состояния Абрикосова. Между этими интерпретациями не было бы противоречия, если бы состояние Абрикосова было вихревой решеткой со спонтанным, дальним порядком в расположении вихрей. Но дальним порядком в состоянии Абрикосова, как и в любом сверхпроводящем состоянии является фазовая когерентность волновой функции. Заблуждение специалистов относительно данной проблемы связано с общепризнанным определением фазовой когерентности, которое не применимо для состояния Абрикосова, описываемого многосвязной волновой функцией.

Одним из следствий открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) было возрастания интереса к флуктуационным явлениям в сверхпроводниках. Конечно, нельзя сказать, что до этого данной проблеме не уделялось внимания. Начиная с известной работы Асламазова и Ларкина [1] здесь были получены важные результаты, которые отчасти изменили представление о сверхпроводящем состоянии, особенно состоянии Абрикосова [2].

Долгое время считалось, что переход из нормального состояние в состояние Абрикосова является фазовым переходом второго рода. Одним из экспериментальных поводов для такого мнения было наблюдения скачка теплоемкости в верхнем критическом поле, H_{c2}, аналогичного тому которой наблюдается при Т_с. Но исследования флуктуаций показали, что вблизи H_{c2} их размерность уменьшается на два [3]. Наблюдение «скачка» теплоемкости не зависит от размерности, в то время как фазовый переход может быть только при размерности не меньшей двух. Сравнения зависимости теплоемкости наблюдаемой вблизи H_{c2} с теоретическими зависимостями, полученными для одномерной модели [4,5], показали, что в H_{c2} не может быть фазового перехода. Таким образом, к середине 70 годов некоторые эксперты осознали, что переход в состояние Абрикосова пропал.

Пропавший переход был найден в работе [6]. В этой работе было обнаружено, что наряду с относительно широким «переходом» в H_{c2} , при котором имеет место изменение величин, определяемых средней плотностью сверхпроводящих пар, таких как теплоемкость, намагниченность и др, наблюдается более узкий переход, при котором происходит резкое изменение резистивных свойств, свидетельствующее о появлении макроскопической фазовой когерентностью. Этот результат [6] был первым свидетельством того, что появление фазовой когерентности при переходе в состояние Абрикосова не связано жестко с изменением плотности сверхпроводящих пар. Это как бы два разных перехода, причем только один из них является фазовым переходом, т.е. истинным переходом, при котором появляется дальний порядок. В начале 80 годов было показано [7], что этот переход наблюдается ниже H_{c2}, в поле обозначенном в [8] как H_{c4}.

Резкое возрастания интереса к флуктуациям после открытия ВТСП было обусловлено тем, что их величина в ВТСП намного больше, чем в большинстве обычных сверхпроводников. Так если отличие H_{c4} , положения перехода в состояние Абрикосова, от H_{c2} в обычных объемных сверхпроводниках могла быть замечено только при очень тщательном исследовании [7], то в ВТСП это отличие бросается в глаза [9]. Здесь следует подчеркнуть, что различие 1 - H_{c4}/H_{c2} в ВТСП [9] и обычных объемных сверхпроводниках [7] соответствую закону подобия, получаемому в приближении низшего уровня Ландау [8,10].

Резкое возрастание интереса к проблеме привело к тому, что ей стали заниматься ученые не достаточно осведомленные в том, что было сделано до открытия ВТСП. Такая ситуация, к сожалению, сохраняется до сих пор. Так В. М. Винокур, считающийся одним из ведущих специалистов по проблеме флуктуационных явлений в сверхпроводниках второго рода, в своем докладе на Первой международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости», ФПС-04, утверждал, что переход, который он называет плавлением вихревой решетки, наблюдается только в ВТСП. Поэтому приходиться напоминать, что это не так и что данный переход был обнаружен еще до открытия в ВТСП.

Это необходимо, прежде всего, потому, что увеличение числа исследователей, занимающихся проблемой, привело, к уменьшению качества и глубины ее понимания. Дальним порядком в состоянии Абрикосова, как и любом сверхпроводящем состоянии, является фазовая когерентность. Но знаменитая работа Абрикосова [2] предсказывает еще один дальний порядок – периодическое расположение вихрей. Возможность существование двух дальних порядков при одном фазовом переходе, казалось бы не могло не вызвать сомнения. Но вследствие поверхностного взгляда на проблему, экспериментальные результаты, полученные, начиная с конца 60-ых годов, по наблюдению порядка в расположении вихрей стали трактоваться, как подтверждение предсказания [2,11] дальнего порядка в расположении вихрей.

Среди большинства это мнение не изменилось и после того, как А.И. Ларкин показал [12], что в реальных сверхпроводниках дальний порядок в расположении вихрей невозможен. Здесь важно подчеркнуть, что о плавлении вихревой решетки, т.е. о фазовом переходе можно говорить только в том случае если существует не просто порядок, а спонтанный, дальний порядок в расположении вихрей. Экспериментальные результаты не только не доказывают существование такого порядка, но и свидетельствуют о том, что наблюдаемый порядок не является спонтанным [13]. Здесь важно иметь в виду принципиальное различие между кристаллической решеткой, например атомов, и решеткой Абрикосов. В первом случае имеет место существование дальнего порядка в однородном, изотропном пространстве. В отличие от этого состояние Абрикосова существует в сверхпроводящем материале, т.е. пространстве заведомо ограниченном, неоднородном и не изотропном.

Конечно, влияние симметрии сверхпроводника на симметрию вихревой решетки [13] еще не доказывает, что предсказания [2,11] возможности дальнего порядка в расположение вихрей в бесконечном, однородном пространстве не соответствует лействительности. В конце 60-ых начале 70-ых годов было опубликовано несколько работ, в которых доказывалось, что вихри Абрикосова должны образовывать треугольную решетку в бесконечном, однородном пространстве. Но важно подчеркнуть, что это доказательство было основано на предположение о существовании вихрей в этом идеальном случае, так как именно оно было поставлено под сомнение некоторыми экспертами. Л. Г. Асламазов еще в 1985 году высказывал мнение, что переход в состояние Абрикосова связан с пиннингом, то есть с отличием реального сверхпроводника от идеального случая рассмотренного Абрикосовым в [2]. Сомнение в существовании состояния Абрикосова, т.е. смешанного состояния с макроскопической фазовой когерентностью, в идеальном случае бесконечного, однородного пространства, возникли в связи с бесконечным увеличением флуктуационной поправки к решению [11] с увеличением размеров сверхпроводника [14]. Отсутствие перехода в состояние Абрикосова вплоть до значений магнитного поля в сто раз меньших H_{c2}, наблюдаемое в двумерных сверхпроводниках с малым пиннингом [15], является экспериментальным подтверждением этих сомнений.

Но главной причиной, которая была с самого начала, сомнения в существовании вихревой решетки является тот факт, что состояние Абрикосова является смешанным состоянием с макроскопической фазовой когерентностью. Эксперты, например А. И. Ларкин, понимали, что в H_{c4} имеет место исчезновения фазовой когерентности, а плавление вихревой решетки это только название, о котором не стоит спорить. Такое отождествление исчезновения фазовой когерентности с исчезновением порядка в расположении вихрей связано с определением фазовой когерентности через корреляционную функцию, которое использовали все теоретики. Из этого определения вытекает, что фазовой когерентность не может быть без порядка в расположение вихрей. Очевидно, что это не может быть верным, так как само существования вихрей Абрикосова, которые суть сингулярности в смешанном состоянии с фазовой когерентности, свидетельствует о существовании дальнего порядка, независимо от порядка в расположении вихрей [16]. Экспериментальным свидетельством существования дальнего порядка в состоянии Абрикосова является то, что интеграл от градиента фазы волновой функции по любому контору внутри сверхпроводника, равный числу вихрей, всегда соответствует магнитному потоку внутри этого контура.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 04-02-17068).

1. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, ФТТ 10, 1104 (1968); Phys. Lett. 26А, 238 (1968).

2. А.А. Абрикосов, ЖЭТФ **32**, 1442 (1957).

3. P. A. Lee and S. R. Shenoy, Phys. Rev. Lett. 28, 1025 (1972).

4. R.F.Hassing, R.R.Hake and L.J.Barnes, Phys. Rev. Lett. **30**, 6 (1973); A.J.Bray, Phys.Rev. B **9**, 4752 (1974).

5. D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett. **34**, 946 (1975); S. P. Farrant and C. E. Gough, idid **34**, 943 (1975).

6. В. А. Марченко, А. В. Никулов, Письма в ЖЭТФ **34**, 19 (1981)

7. В. А. Марченко, А. В. Никулов, ЖЭТФ **80**, 745 (1981); idid **86**, 1395 (1984); ФНТ 9, 816 (1983).

8. A. V. Nikulov, Supercond. Sci. Technol. **3**, 377 (1990).

9. H. Safar et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 824 (1992); W. K. Kwok et al., idid **69**, 3370 (1992).

10. A.V. Nikulov, in Fluctuation Phenomena in High Temperature Superconductors, M.Aussloos and A.A.Varlamov (eds.), Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p. 271 (1997); cond-mat/0202221.

11. W.H. Kleiner, L.M. Roth, and S.H. Autler, Phys.Rev. A 133, 1226 (1964).

12. А.И. Ларкин, ЖЭТФ 58, 1466 (1970).

13. J. Schelton, Anisotropy Effects in Superconductors, ed. by H.W. Weber (Plenum Press, New York 1977) p.139; L. Ya. Vinnikov et. al., Phys.Rev.B **64**, 024504 (2001).

14. K. Maki and H. Takayama, Prog. Theor. Phys. 46, 1651 (1971).

15. A. V. Nikulov, D. Yu. Remisov, and V. A. Oboznov, Phys.Rev.Lett. **75**, 2586 (1995).

16. A.V. Nikulov, cond-mat/0312641.

Влияние микроструктуры на электрофизические и нелинейные СВЧ свойства эпитаксиальных пленок YBa₂Cu₃O₇

Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Курин В.В.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950, Россия Барышев С.В., Бобыль А.В., Карманенко С.Ф., Саксеев Д.А., Сурис Р.А.

Физико-Технический Институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, ул. Политехническая

26, 194021, Россия

Проведены локальные измерения нелинейного СВЧ отклика методом ближнепольной микроскопии для пленок YBa₂Cu₃O₇ с пространственным разрешением 50 мкм и локальные исследования микромостиков пленок УВа2Си3О7 методом низкотемпературной сканирующей микроскопии (НСМ) с пространственным разрешением 4 мкм. Обнаружена корреляция полуширины максимума температурной зависимости мощности третьей гармоники W_{TH} и кривой напряжения, индуцируемого электронным пучком W_{EBIV}, со средним размером кристаллита. Для описания экспериментальных результатов предложена модель двухфазной среды, учитывающая нелинейную вольт – амперную характеристику сверхпроводника. На основе анализа величин критических токов двух сред также установлено, что при больших размерах микрокристаллитов нелинейный СВЧ отклик опрелеляется внутрикристаллитным пиннингом вихрей, а при уменьшении их размеров появляется дополнительный вклад в отклике, связанный с пиннингом магнитного потока на джозефсоновской сетке межкристаллитных границ.

Изучению вопроса о нелинейном СВЧ отклике сверхпроводника за последние годы было посвящено большое количество работ, как фундаментального, так и прикладного характера. Эти исследования показали, что нелинейные СВЧ свойства пленок ВТСП могут быть обусловлены как собственными свойствами сверхпроводника, так и реальной микроструктурой образца. В частности, в случае однородных сверхпроводников нелинейные эффекты могут быть связаны с разрушением куперовских пар; нелинейностью Гинзбурга – Ландау; нелинейностью сверхпроводника со смешанным параметром порядка. В то же время для объяснения нелинейного СВЧ отклика пленок предложены также механизмы технологического происхождения: блочность пленок ВТСП, краевые дефекты, хаотические джозефсоновские связи. Однако при температурах близких к T_c все величины критических токов, характеризующих различные механизмы нелинейности, стремятся к нулю, и многие механизмы могут давать свой вклад в полный нелинейный отклик. Поэтому вопрос о природе нелинейного отклика ВТСП в области температур вблизи Тс до сих пор остается открытым.

В настоящей работе проведены исследования влияния структурного качества пленок YBa₂Cu₃O_{7-х} на нелинейные СВЧ свойства и электрофизические параметры. Установлена корреляция между средним размером кристаллитов и полуширинами максимумов температурных зависимостей сигнала мощности третьей гармоники и напряжений, индуцированных электронным пучком.

В данной работе экспериментально исследовались эпитаксиальные пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с толщиной d = 0.7 - 0.9 мкм. Образцы были выращены на подложках $LaAlO_3$ путем магнетронного распыления. Пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ имели плотность критического тока пиннинга $j_p(77 \text{ K}) \sim 10^5 \div 10^6 \text{ A/cm}^2$.

Микроструктура пленок $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ была исследована с помощью метода рентгеноструктурного анализа. В частности, по зависимости полуширины рентгенорефлексов $W_{\theta-2\theta}$ в режиме $\Theta-2\Theta$ сканирования от величины Брэговского угла θ_b определялся средний размер области когерентного рассеяния (ОКР) *а* вдоль *с*-оси, который отождествлялся со средним размером микрокристаллита *а*.



Рис. 1. Зависимость полуширины пика сигнала третьей гармоники W_{TH} (кружки) и полуширины кривой *EBIV*-сигнала W_{EBIV} (квадраты) от среднего размера кристаллита *а* для $YBa_2Cu_3O_7$. Сплошной и пунктирной линией показана аппроксимация зависимости W(a) с помощью модели двухфазной среды для нелинейного отклика и сигнала *EBIV* соответственно.

Для поиска корреляции между структурными и электрофизическими параметрами были использованы две независимые зондовые методики. Первый метод ближнепольной нелинейной СВЧ микроскопии [1] основан на регистрации локального нелинейного СВЧ отклика пленок с помощью зонда индуктивного типа. Второй метод низкотемпературной сканирующей микроскопии [2] основан на термическом нагреве электронным пучком некоторой области ~ 4 мкм сверхпроводящего полоска (размером 100х500 мкм²). Этот нагрев приводит к изменению локального сопротивления и величины регистрируемого напряжения (*EBIV*-сигнала).

На рис. 1 показаны зависимости полуширин пиков сигналов третьей гармоники и *EBIV*–сигнала от среднего размера кристаллита *а*. Из рисунка видно, что полуширины сигналов, полученные с помощью двух независимых методик, уменьшаются с увеличением среднего размера кристаллита.

Наблюдаемая экспериментальная корреляция W_{TH} и W_{EBIV} со средним размером кристаллита *а* может быть описана в рамках модели двухфазной среды. Пусть пленка сверхпроводника состоит из фазы цилиндрических сверхпроводящих гранул, помещенных во вторую среду, которую будем называть матрицей. Для моделирования основных особенностей ВАХ этих сред возьмем вольтамперную характеристику безгистерезисного джозефсоновского контакта [3]:

$$\overrightarrow{E_{1,2}}(j_{1,2},T) = \rho_{n1,2} sign(j_{1,2}) \sqrt{j_{1,2}^2 - j_{c1,2}^2(T)} \frac{j_{1,2}}{j_{1,2}}$$
(1),

где $j_{cl}(T)$ и $j_{c2}(T)$; ρ_{nl} и ρ_{n2} – критические плотности токов и удельные сопротивления этих фаз, соответственно. Далее запишем выражение, описывающее приближение эффективной среды [4]

$$p \cdot \frac{\langle \rho \rangle - \rho_1(j_1, T)}{\langle \rho \rangle + \rho_1(j_1, T)} + (1 - p) \cdot \frac{\langle \rho \rangle - \rho_2(j_2, T)}{\langle \rho \rangle + \rho_2(j_2, T)} = 0$$
(2)

где $\langle \rho \rangle = \langle E \rangle / \langle j \rangle$ – удельное сопротивление эффективной среды, а $\rho_l = E_l(j_l, T)/j_l$, $\rho_2 = E_2(j_2, T)/j_2$ – удельные сопротивления первой и второй среды соответственно, p – объемная концентрация гранул. Затем считаем, что эффективная плотность тока в сверхпроводнике $\langle j \rangle$ равна

$$(j) = p \cdot j_1 + (1 - p) \cdot j_2$$
 (3)

где j_1 и j_2 – величины плотности токов, текущих по кристаллитам и матрице соответственно. И наконец, учитывая выражение для эффективной напряженности электрического поля $\langle E \rangle$

<

$$E \ge p \cdot E_1(j_1, T) + (1 - p) \cdot E_2(j_2, T) \quad (4)$$

и решая численно эту систему уравнений (1-4), определяем $\langle E \rangle$ в сверхпроводнике и вольтамперную характеристику композитной среды $\langle E \rangle (\langle j \rangle)$.

Численные расчеты феноменологической модели двухфазной среды показали (рис. 1), что уменьшение ширин сигналов по мере увеличения размера кристаллитов связано с тем, что среда состоит из монокристаллов, помещенных в сверхпроводящую матрицу с подавленным критическим током: $j_{cl}(T) > j_{c2}(T)$. В этом случае, при возрастании объема монокристаллической фазы в сверхпроводнике ток начинает концентрироваться в кристаллитах, и это приводит к возрастанию эффективной плотности тока среды <j_c>. В то же время, как известно, транспортные и нелинейные СВЧ свойства сверхпроводника достаточно сильно зависят от плотности критического тока $\langle j_c \rangle$, поэтому его увеличение приводит к уменьшению ширины температурных зависимостей мощности третьей гармоники и сигнала EBIV при увеличении доли монокристаллической фазы в сверхпроводнике. При дальнейшем возрастании размера кристаллита а количество "плохой" фазы уменьшается, и в предельном случае сверхпроводящие характеристики композитного сверхпроводника определяются только "внутренними" сверхпроводящими свойствами кристалли-TOB.

Для экспериментальной проверки предложенной выше модели дополнительно был измерен критический ток, обусловленный пиннингом вихрей в образце *j*_p при различных размерах кристаллитов а. Эти эксперименты показали хорошее качественное и количественное согласие с моделью двухфазного сверхпроводника. А именно, при увеличении а наблюдалось уменьшение ширины температурных зависимостей сигналов W_{TH} и *W_{ЕВІV}* за счет возрастания величины плотности критического тока пиннинга j_p . В этом случае, как следует из модели, при больших размерах кристаллитов *j_n* определяется в основном пиннингом вихрей внутри гранул, а при их уменьшении пиннингом магнитного потока на межкристаллитных джозефсоновских связях. При этом значения критических токов пиннинга при больших $j_{pl}(77K) =$ 10^{6} A/см² и малых значениях $j_{p2}(77K) = 10^{5}$ A/см² размеров гранул хорошо согласуются с величинами критических токов двух сред $j_{cl}(77K) = 3.10^6$ A/cm^2 , $j_{c2}(77K) = 10^5 A/cm^2$, полученных из модели двухфазного сверхпроводника.

Таким образом, при больших размерах микрокристаллитов нелинейный СВЧ отклик определяется внутрикристаллитным пиннингом вихрей, а при уменьшении их размеров появляется дополнительный вклад в отклике, связанный с пиннингом магнитного потока на джозефсоновской сетке межкристаллитных границ.

Авторы работы благодарны А. А. Андронову, О. Г. Вендику, С. В. Гапонову и А. А. Уткину за полезные обсуждения данной проблемы и Ю.Н. Дроздову за ренгеноструктурный анализ пленок $YBa_2Cu_3O_7$.

Работа поддержана грантом РФФИ (номер 06-02-16592).

1. E.E. Pestov, V.V. Kurin, Yu.N. Nozdrin, IEEE Trans. on Appl. Supercond. **11**, 131 (2001).

2. M.E. Gaevski, A.V. Bobyl, S.G. Konnikov, D.V. Shantsev, V.A. Solov'ev, R.A. Suris, Scanning Microsc. 10, 679 (1996).

3 К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. Наука, М. (1985).

4 4. X.C. Zeng, D.J. Bergman, P.M. Hui, D. Stroud. Phys. Rev. B **38** (15), 10970 (1988).

Магнитные свойства вспененных и текстурированных ВТСП на основе висмута

Петров М.И., Белозерова И.Л., Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Васильев А.Д. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

Представлены результаты сравнительного изучения магнитных свойств ВТСП на основе висмута в трех структурных модификациях – пена, плотный поликристалл и текстурированный поликристалл. Обнаружено, что амплитуда диамагнитного отклика имеет наибольшее значение для вспененного состояния ВТСП и превеличину текстурованного образца восходит того же химического состава в режиме Н || с- оси кристаллитов. Такое поведение намагниченности ВТСП-пены объясняется, наряду с размерным эффектом кристаллитов в пене, аномально большим пиннингом абрикосовских вихрей на свободной поверхности формирующих пену кристаллитов.

Высокотемпературные сверхпроводники со структурой пены демонстрируют ряд свойств, отличающихся от свойств ВТСП в массивном и пленочном состоянии. Например, в них наблюдается отсутствие остаточного сопротивления [1], характерное для монокристаллов. Вольт-амперные характеристики вспененных ВТСП удалось объяснить лишь с привлечением описания протекания тока по фрактальным структурам [2]. Их магнитный момент оказался аномально большим и сравним с моментом монокристаллов [1]. Такую особенность можно объяснить только усилением пиннинга во вспененном состоянии ВТСП, так как случайная ориентация кристаллитов с довольно большой анизотропией сверхпроводящих свойств должна приводить к уменьшению магнитного момента по сравнению с монокристаллом. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального измерения петель гистерезиса ВТСП в трех его структурных модификациях - пена, плотный поликристалл и текстурированный поликристалл. Их химическая формула: Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca₂Cu₃O_{10+δ}. Поликристалл высокой плотности и текстурированный образец были изготовлены из пены как прекурсора для снятия вопроса о возможном химическом различии.

В данной работе используется методика твердофазного синтеза. Исходные реактивы PbO, Bi₂O₃, SrCO₃, CaCO₃, CuO, взяты в нужной весовой пропорции для получения стехиометрической формулы Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca₂Cu₃O_{10+δ}. Они перемешивались в агатовой ступке, прессовались в цилиндрической прессформе при удельном давлении 0.5- 2×10^3 кг/см², в виде таблеток помещались в печь при температуре 800⁰C и отжигались в течении 5 часов. На втором этапе проводился отжиг при температуре 825° С [3]. В результате твердофазного синтеза получены образцы ВТСП низкой плотности: пена I, время отжига 300 часов, плотность ρ =2,26 г/см³ и пена II, время отжига 500 часов с плотностью ρ =1,55 г/см³.

ВТСП-пена была подвергнута помолу, прессованию и отжигу при температуре 825^0 С в течении 100 часов. В результате получена монолитная керамика $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ с плотностью 5.72 г/см³.

С целью создания текстуры ВТСП пена II была подвергнута одноосному сжатию с помощью гидравлического пресса тип П-50 (давление 5 т/см²) с последующим спеканием при T = 825 °С в течении 50 часов. В результате был получен текстурированный образец, плотность которого $\rho = 5,29$ г/см³ (89% от теоретической).

В работе [4] показано, что в текстурированной поликристаллической керамике отношение интенсивностей рефлексов $\Sigma(00l)$ к $\Sigma(hkl)$ увеличивается с увеличением предпочтительной ориентации соси. Это соотношение было использовано для определения степени текстуры. На рентгенограммах образцов всегда присутствуют фазы Bi2223 и Bi2212 (в нашем случае меньше 5%), а также наложения их рефлексов. Для количественного анализа, выбраны рефлексы Bi 2223 (002), (004), (008), (0010), (0014), (0016), (0020), (115), (119), (1115), (1117) и (1119) [5]. Степень текстуры P определена следующим образом [4]:

$$P = \Sigma I(00l) / [\Sigma I(hkl)],$$

где I(hkl) - интенсивность (hkl) рефлексов, $\Sigma I(hkl)$ указывает суммирование интенсивности всех выбранных пиков и $\Sigma I(00l)$ сумма интенсивностей рефлексов (00l)-типов.

По результатам обработки рентгенограмм можно определить степень текстуровки образцов[5]. Для ВТСП пены I с плотностью $\rho=2,26$ г/см³ была получена степень текстуры $P_{neHa1}=0,79\pm0,01$, что хорошо совпадает со значением P=0,78±0,01 приведенное в работе [6] для поликристаллического висмутового ВТСП структуры 2223. Это говорит о том, что кристаллиты в ВТСП-пене ориентированы хаотически так же как в обычном поликристалле.

Для текстурированного ВТСП вычисленная из рентгенограммы степень текстуры равна

Р_{текстура}=0,97±0,01, что близко к предельному значению для монокристалла Р_{монокр.}=1.

Температура перехода в сверхпроводящее со-

стояние по данным транспортных измерений для всех образцов равна 107 К.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнетометре со сверхпроводящим соленоидом. Образцы ВТСП-пены для магнитных измерений имели форму цилиндров диаметром 0.5 мм, длиной 4 мм. Магнитное поле прикладывалось параллельно оси образца.

Образцы текстурированного ВТСП для магнитных измерений имели форму куба $2 \times 2 \times 2$ мм³. Для изучения анизотропии магнитных свойств измерение зависимости намагниченности от магнитного поля M(H) проводилось при 2-х вариантах ориентации поля по отношению к направлению одноосного сжатия параллельно и перпендикулярно. Обнаруженная анизотропия магнитных свойств $M(H||c)/M(H \perp c) = 2,6\pm0,3$ объясняется анизотропией сверхпроводящих свойств микрокристаллов соединения $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ с высокой степенью упорядочения a-b плоскостей.

На Рис.1. представлены кривые намагничивания образцов: пен I и II, поликристалла и текстурованнного (H || c) при T = 4.2 К. При одинаковом виде кривых намагничивания величина удельного диамагнитного отклика (в единицах э.м.е./г) пенообразного материала в 2.4 раза больше, чем у монолитного.



Рис. 1. Зависимость намагниченности образцов от поля. Наибольшая петля соответствует образцу – пена II (M_{max} =42 emu/g). Далее – практически совпадающие петли образцов пена I и текстурированного при Н || *с* (M_{max} =32 emu/g и M_{max} =28 emu/g соответственно). Наименьшая петля соответствует образцу – поликристаллу (M_{max} =10,7 emu/g).

В работе [7] нами был проведен анализ петель гистерезиса в рамках модели Валькова-Хрусталева (модифицированная модель Бина). Удалось объяснить различие намагниченностей поликристалла и пены I простым увеличением размеров кристаллитов при формировании пены. Однако магнитный момент пены II оказался существенно больше и сравнимым с таковым для монокристалла и большим, чем для текстурированного образца. Единственным структурным различием пены и текстурированного образца является то, что в пене микрокристаллиты свободны и хаотически соприкасаются друг с другом гранями, а в текстурированном кристаллиты достаточно плотно прилегают друг к другу ав плоскостями. Следовательно можно сделать вывод, что помимо размерного эффекта [7] пиннинг абрикосовских вихрей в свободных кристаллитах больше, чем в соприкасающихся и дает дополнительный вклад в магнитный момент образпа

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН «Квантовая макрофизика», проект №3.4, а также в рамках лавреньевского конкурса молодёжных проектов СО РАН 2006 г. (проект №52).

1. М.И. Петров, Т.Н. Тетюева, Л.И. Квеглис, А.А. Ефремов, Г.М. Зеер, К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, С.Г. Овчинников, Письма в ЖТФ **29**, 40 (2003).

2. Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, Д.М. Гохфельд и др., ФТТ 48, 193 (2006).

3. М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Т.Н. Тетюева, С.Г. Овчинников, Способ получения пористой высокотемпературной сверхпроводящей керамики на основе висмута // Патент РФ, RU2261233.

4. F.K. Lotgering, J. Inorg. Nucl. Chem. 9, 113 (1959).

5. C. Zhang, Y.Z. Wang, D.C. Zeng, Z.Q. Yang, Z.R. Li, G.W. Qiao, J.R. Fang, Y.C. Chuang, J. Appl. Phys. 79, 8112 (1996).

6. A. Benlhachemi, S. Golec , J. Gavarri, Physica C 209, 353 (1993).

7. D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, S.I. Popkov, K.A. Shaykhutdinov, M.I. Petrov, Physica C 434, 135 (2006).

Природа ферро- и парамагнитного (Кюри типа) вкладов в магнитную восприимчивость нормального состояния ВТСП УВаСиО

Пигальский К.С., Мамсурова Л.Г., Трусевич Н.Г., Вишнев А.А., Бутко Н.Б. Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Москва 119991, Россия

Получена информация о природе локализованных магнитных моментов, проявляющихся в виде ферро- и парамагнитного (Кюри-типа) вкладов в температурные зависимости восприимчивости нормального (несверхпроводящего) состояния ВТСП YBa2Cu3Ov. Показано, что наиболее вероятными источниками данных вкладов являются спины, локализованные на меди в местах обрывов медь- кислородных цепочек. При этом, моменты вблизи обрывов внутри цепочек приводят к появлению парамагнитного вклада Кюри-типа, а моменты, локализованы на концах цепочек (на поверхности кристаллитов) к вкладу ферромагнитного типа. Получены соотношения, связывающие плотность моментов и величины соответствующих вкладов в восприимчивость.

Проведенные исследования магнитной восприимчивости нормального (несверхпроводящего) состояния $\chi(T)$ для серии образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ ($y\approx6.92$, $T_c\approx92$ K) с различной степенью структурного разупорядочения (подробно изложенные в отдельном докладе [1]), выявили существование выраженной температурной зависимости $\chi(T)$ как пара-, так и ферромагнитного типов (рис.1). Подобные зависимости были получены и в целом ряде других работ, что свидетельствует о наличии в образцах $YBa_2Cu_3O_y$ локализованных магнитных моментов.



Рис. 1. Типичные виды зависимостей магнитной восприимчивости от обратной температуры для образцов YBa₂Cu₃O_y: парамагнитный (Кюри типа) – кривые 1 и 2; смешанный, представляющий сумму пара- и ферромагнитного вкладов – кривые 3 и 4. (В области T<125 К отклонение экспериментальных точек от расчетных кривых обусловлено влиянием флуктуационного диамагнетизма.)

В настоящей работе показано, что источником таких моментов являются не примесные магнитные фазы (как обычно считалось), а собственные структурные дефекты, которые могут иметь место в любых образцах данного соединения. Причем пара- и ферро- вклады могут сосуществовать, поскольку обусловлены пространственно разделенными дефектами различного типа.



Наиболее важными являются результаты анализа зависимости величины константы Кюри $C_{\rm Cur}$ от степени структурного разупорядочения определенного вида. Данный вид структурного разупорядов образцах чения, реализующийся BTCII YBa₂Cu₃O_v, был выявлен в [3, 4] и состоит в перераспределении кислорода из внутренних плоскостей элементарной ячейки в цепочечную вследствие взаимозамещения катионов Y³⁺и Ba²⁺ в части элементарных ячеек. В результате, количество кислорода δ в цепочечных плоскостях (CuO_{δ}) оказывается тем больше равновесного, чем выше степень структурного разупорядочения.

Установлено, что величину константы Кюри C_{Cur} определяют два фактора. Первый – это количество кислорода δ в цепочечных плоскостях (CuO_{δ}). При увеличении δ уменьшается число кислородных вакансий и число обрывов в медь-кислородных цепочках Cu(1)-O(4), что сопровождается уменьшением C_{Cur} (рис.3). Второй фактор связан со степенью упорядочения кислорода вдоль цепочек Cu(1)-O(4).



Рис. 3. Зависимость константы Кюри от количества кислорода δ в цепочечных плоскостях (CuO $_{\delta}$) для исследованных образцов двух различных типов, отвечающих различной степени равновесности кристаллической решетки

Создана модель, объясняющая обнаруженные закономерности в поведении $C_{\rm Cur}$ при изменении степени структурного разупорядочения.

Данная модель учитывает особенности насыщения кислородом образцов, в которых та часть ячеек, которая содержит взаимозамещенные катионы Y³⁺и Ba²⁺, содержит и кислород в цепочечных плоскостях уже на стадии высокотемпературного отжига, т.е. в тетрагональной фазе, которая не должна содержать цепочечный кислород.

Также предполагается, что локализованные в цепочечных плоскостях магнитные моменты, являющиеся источником парамагнитного (Кюри типа) вклада, находятся на меди с трехкратной кислородной координацией, расположенной в местах обрывов цепочек Cu(1)-O(4).

Расчеты показали, что константа Кюри имеет вид: $C_{\rm Cur}$ =7.2·10⁻³·($f_{\rm Ox}$ /<m>)·СГСМ·К·см⁻³, где $f_{\rm Ox}$ относительная доля вакантных позиций O(4), <m> среднее число последовательно расположенных вакансий в местах разрыва цепочек. Т.о. величина $C_{\rm Cur}$ определяется не только количеством кислородных вакансий, но и их взаимным расположением. Отметим, что максимально возможная величина $C_{\rm Cur}$ при *y*=6.92 реализуется в случае одиночных вакансий (<m>=1) и составляет $C_{\rm Cur}$ =5.8·10⁻⁴ ·СГСМ·К·см⁻³, что значительно больше наблюдавшихся для всех исследованных образцов (рис.3).

Результаты расчетов $C_{Cur}(\delta)$ в рамках рассматриваемой модели приведены сплошными кривыми на рис.3. При этом предполагалось равновероятное заполнение кислородных позиций O(4) и O(5) дополнительно привнесенным в плоскость (CuO_δ) кислородом. Оказалось, что экспериментальные данные для образцов, синтезированных в менее равновесных условиях, хорошо описываются при значении <m>=1 (кривая 1), т.е. такие образцы содержат изолированные вакансии. Для другой группы образцов, с большей степенью упорядочения кислорода в цепочечных плоскостях, начальное (при б=0.92) значение <m>=6, что проявляется в более низких значениях константы Кюри и в ее более слабом изменении по мере увеличения б (кривая 2). Другим вариантом описания данных для тех же образцов является кривая 3 (пунктир), рассчитанная при <m>=5 в предположении, что две трети перераспределенного кислорода занимает вакансии вдоль оси a и только третья часть — вдоль оси b.

Хорошее количественное согласие расчетных кривых и экспериментальных данных показывает адекватность выбранной модели, в частности, предположения о наличии локализованного на меди магнитного момента в местах обрывов медь- кислородных цепочек.

Данный вывод позволил объяснить и наличие заметного ферромагнитного вклада в части образцов, поскольку аналогичный механизм должен приводить к появлению спинов у меди, расположенной на поверхности кристаллитов, а также в местах срастания областей структурной однородности с некогерентным направлением кристаллографических осей (т.е. на концах цепочек).

Показано, что ферромагнитный вклад хорошо описывается выражением для одномерной изинговской цепочки спинов [2]: $\chi_F(T)=(C_F/T)\exp(J/k_BT)$. Определены величины обменного интеграла J/k_B=160 K, а также константы $C_F=2\cdot10^{-5}$ СГСМ·К·см⁻³ для той части исследованных образцов, которая содержала ферромагнитный вклад.

Получено выражение, связывающее величину $C_{\rm F}$ и средний размер кристаллита (области однородности) $\langle D \rangle$: $C_{\rm F}$ =7.2·10⁻³·($b/\langle D \rangle$)·СГСМ·К·см⁻³. Используя приведенное выше значение $C_{\rm F}$, находим $\langle D \rangle$ =0.14 мкм, что находится в хорошем согласии с данными SEM для размера областей структурной однородности в образцах, содержащих ферромагнитный вклад. Квазиодномерный характер обменного взаимодействия вытекает из слоистого типа структуры ВТСП YBa₂Cu₃O_y, поскольку спины на концах цепочек образуют на поверхности ряды с расстоянием вдоль рядов, равным решеточному параметру a, и с расстоянием c между рядами.

- 1. Л.Г. Мамсурова и др., Тезисы ФПС'06 (2006).
- 2. J.C. Bonner et al., Phys. Rev., 135, A640 (1964)
- 3. E. F. Makarov et al., Physica C, 415, 29 (2004).
- 4. А.А. Вишнев и др., ФНТ, 30, 373 (2004).

Разрушение транспортным током связи между слоями в плёнках ҮВСО

Прокофьев Д.Д.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,С.-Петербург, Россия

Представлено обоснование того, что свойства системы носителей в сверхпроводящей плёнке при достаточно большом транспортном токе (токе кроссовера), превышающем критический, являются двумерными. Таким образом, наблюдается вызванный транспортным током переход от трёхмерного поведения в области токов, где выполняется теория Йенсена-Минхагена, к области двумерного поведения с топологическим фазовым переходом Березинского-Костерлица-Таулеса.

Слоистая структура ВТСП купратов приводит к тому, что все они в той или иной степени проявляют двумерные свойства. В ряде работ 90-х годов были представлены результаты измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) в плёночных и монокристаллических образцах YBCO и BSCCO купратов [1], которые вполне убедительно интерпретировались в терминах топологического фазового перехода (БКТ). В частности, наблюдались степенные ВАХ со скачком показателя степени от 1 к 3 при температуре $T \sim T_c. \ B$ других работах наблюдались степенные ВАХ, но не наблюдался скачок показателя степени, или даже не наблюдались и сами степенные ВАХ [2]. Теоретически ясно, что критический ток в материале будет отличен от нуля только в случае, если существует конечная связь между слоями [3], а тогда трудно ожидать, что система носителей тока в образце будет проявлять двумерные свойства. В данной работе представлены результаты измерений ВАХ в эпитаксиальных плёночных микромостиках ҮВСО, и предложено объяснение экспериментальных результатов, позволяющее разрешить указанное выше противоречие. В рамках предложенной картины становится ясно, почему возможно наблюдение перехода БКТ в YBCO, который является умеренно анизотропным материалом (анизотропия по сопротивлению при Т $\sim T_c \rho_c / \rho_{ab} \sim 50$, по глубине проникновения ~ 30).

На рис.1 приведено семейство ВАХ в двойном логарифмическом масштабе типичного YBCO микромостика (с размерами 20*3*0.2 µm³) вблизи критической температуры, что позволяет проводить измерения при относительно небольших токах в образце. По этой причине в достаточно большом диапазоне напряжений на образце разогревом образца можно пренебречь, распределение тока в мостике в сверхпроводящем состоянии близко к однородному, а величина максимального поля тока в мостике [4] достаточно мала, чтобы избежать возникновения вихревого состояния из-за поля тока. Как следует из рис.1, степенные ВАХ наблюдаются в определённом интервале токов через образец, однако в области токов, примыкающих к критическому, ВАХ описывается не степенным законом, а формулой $V = AI(I - I_c)^n$, (1). Эта формула получена в работе [5] путём феноменологического учёта взаимодействия между слоями



Рис.1. Логарифмические ВАХ ҮВСО микромостика на подложке YAlO₃ вблизи критической температуры T_c = 88.3 К. Сплошными линиями показаны аппроксимирующие зависимости вида (1), пунктиром – линейные зависимости, соответствующие степенным ВАХ теории БКТ. Температуры записи ВАХ приведены на рисунке.

Затем она была подтверждена для области ВАХ, примыкающей к критическому току, в работах Пирсона, основанных на методе анализа ренормгруппы [6].. В этих работах получено деление фазовой плоскости I – Т на области с различным характером взаимодействия между носителями тока, и, соответственно, различными видами ВАХ. В теории Пирсона выше области, в которой справедлива формула (1) (и которую будем называть областью Йенсена-Минхагена), находится область с линейными (или близкими к линейным) ВАХ, а граница между этими областями представляет собой прямую линию. Как можно видеть на рис.1, выше области Й-М вольтамперные характеристики имеют степенную форму, но величина показателя степени существенно отличается от единицы и, кроме того, изменяется при изменении температуры. Соответствующая зависимость представлена на рис.2, кривая 1. На этой кривой наблюдается вполне заметный скачок функции n(T). На этом рисунке приведена также низкотемпературная часть резистивного перехода данного образца в сверхпроводящее состояние, кривая 3.



Рис.2. Зависимости показателя степени – кривая 1, и удельного сопротивления, - кривая 3 от температуры микромостика YBCO(YAIO₃). Прямая линия 2 – экстраполяция низкотемпературной части зависимости n(T), кривая 4 – зависимость R(T) теории БКТ с параметрами, определёнными по методу наименьших квадратов. Стрелками показаны значения невозмущённой флуктуациями температуры перехода (Гинзбурга-Ландау). На вставке приведены те же зависимости в крупном масштабе для иллюстрации определения величины Т_{БКТ}, также обозначенной стрелками.

Видно, что теоретическая кривая 4, см формулу(2), $\rho(T) = 2\pi \rho_n \exp\{-2[b(T_{c0} - T)/(T - T_{\rm EKT})]\}$ (2)достаточно хорошо описывает эту часть перехода за исключением самых малых сопротивлений в непосредственной близости с Т_с. Параметры перехода БКТ, определённые по резистивной кривой и по зависимости n(T), оказались близкими по величине, особенно – значения температуры перехода БКТ, см. вставку к рис.2. Таким образом, в области ВАХ выше (по току - напряжению на образце) области Йенсена-Минхагена наблюдаются 1) степенные ВАХ, 2) близкое к скачку достаточно резкое уменьшение показателя степени от n ~ 3, 3) адекватное описание резистивной кривой перехода формулой, предложенной в теории БКТ, при значениях параметров, близких к значениям, полученным при обработке данных по зависимости n(T). Следовательно, эта область ВАХ описывается теорией топологического фазового перехода, и, соответственно, система носителей в этой области токов двумерна. Отсюда мы делаем заключение, что достаточно большой транспортный ток разрушает связь между слоями, т.е. превращает систему носителей тока в двумерную. Качественно именно такое поведение предсказано в [6], однако в этой теории 1) сначала происходит переход в область с трёхмерным поведением и линейной (близкой к линейной) ВАХ, а уже затем – в 2D область,

2)в 2D области ВАХ также линейны или близки к линейным, а температурная зависимость сопротивления в ней следует формуле (2). Другое объяснение в рамках теории [6] сводится к тому, что как степенные, так и ВАХ, описываемые формулой (1), находятся в одной части плоскости I – Т, но I_c в (1) не является константой, а уменьшается до 0 при увеличении тока, на что есть указания в литературе. Однако размытие перехода между областями с ВАХ этих типов невелико, ток кроссовера достаточно хорошо определён, а его температурная зависимость оказывается линейной, что точно соответствует предсказанию теории [6] для границы между областями в плоскости I - Т, см рис. 3, кривая 1.



Рис.3. Диаграмма плоскости I – Т. Прямая 1 – аппроксимация экспериментальных данных по токам кроссовера (квадраты) из Й-М области в 2D область. Кривая 2 – зависимость критического тока от температуры вида $I_c(T) = A(T - T_c)^{\alpha}$, где $\alpha = 1.64 \pm 0.18$. Точки на этой кривой – экспериментальные значения критического тока, полученные по уровню 0.05 мкВ (кружки) и полученные как параметры наилучшей подгонки начальных участков ВАХ по формуле (1) (треугольники).

Таким образом, экспериментальные данные удовлетворительно описываются теорией [5], включая зависимость $I_c(T)$, где $\alpha = 1.5$ при $T \sim T_c$ см. рис.3, и частично согласуются с теорией [6].

1.N.C.Yeh, C.C.Tsueu. Phys. Rev. B, 1989, V.**39**, N13, p. 9708-9711; Q.Y. Ying, H.S. Kwok. Phys. Rev. B, V.**42**, N 4, 1990, p.2242 – 2247

2. P.C.E. Stamp, L. Forro, C. Ayache. Phys. Rev. B, 1988, v.**38**, N4, p.2847-2850; M.Ban, T.Ichiguchi, T.Onogi. Phys. Rev. B, 1989, v.**40**, N7, p.4419-4422..

3.Л.И.Глазман, А.Е.Кошелев. ЖЭТФ, 1990, **70**, с. 774.

4.Д.Д. Прокофьев. ЖТФ 2006, т.76, в.6, с.1.....

5. H.J. Jensen, P. Minnhagen. Phys. Rev. Letters, 1991, V. **66**, N 12, p.1630 – 1633; V.Catadella, P.Minnhagen Physica C 1990, v.**166**, p.442 – 450.

6. S.W. Pierson. Phys. Rev. B, V. **55**, No21, 1997-I, p.14536 – 14542; S.W. Pierson. Phys. Rev. Letters, 1995, V. **74**, No12, p.2359 – 2362.

Terahertz and infrared spectroscopy of electron-doped superconductor La2-xCexCuO4

Pronin A.V.¹, Pimenov A.², Loidl A.², Tsukada A.^{3,4}, Naito M.³

¹Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

²Experimentalphysik V, Universitaet Augsburg, 86135 Augsburg, Germany

³Department of Applied Physics, Tokyo University of Agriculture and Technology, 2-24-16 Naka-cho, Koganei,

Tokyo 184-8588, Japan

⁴NTT Basic Research Laboratories, NTT Corporation, 3-1 Morinosato-Wakamiya, Atsugi, Kanagawa 243-0198, Japan

The interest in the physical properties of electron-doped superconductors has revived recently concerning the symmetry of the superconducting order parameter. Earlier results in these compounds on penetration depth, Raman and tunneling spectroscopies were explained in terms of conventional (*s*-wave) symmetry of the superconducting order parameter. However, later experiments, including half-flux effect, penetration-depth measurements, and photoemission, provided strong evidences for *d*-wave–type symmetry. This contradiction can possibly be resolved on the basis of recent experiments, which suggest changes of the gap symmetry as a function of doping.

We performed infrared and terahertz experiments on the electron-doped cuprate $La_{2-x}Ce_xCuO_4$ in underdoped and optimally doped regimes. Conductivity and penetration depth have been determined as functions of frequency and temperature. In the frequency behavior of conductivity, we observe a remarkable difference between the underdoped and optimally doped samples. The penetration depth as a function of temperature also demonstrates significant changes on electron doping – it shows quadratic temperature dependence in underdoped samples, but increases almost exponentially at optimal doping. At terahertz frequencies, we performed measurements in high magnetic fields to suppress superconductivity below T_c . We extract the quasiparticle scattering rate as a function of temperature, and compare its behavior in the superconducting and normal states below T_c . We also discuss applicability of 'universal scaling laws' to our data on conductivity and penetration depth.

Исследование эффектов облучения тонких пленок Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ ионами Co⁺ и Fe⁺ с энергией 40 кэВ

Бухараев А.Н., Валидов А.А., Гумаров Г.Г., Панарина Н.Ю., Петухов В.Ю., Таланов Ю.И., Хасанов Р.И. Казанский физико-технический институт РАН, Казань 420029, Россия

В работе представлены результаты исследования влияния низкоэнергетического облучения тонких пленок $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ на их свойства, такие как температура перехода в сверхпроводящее состояние, плотность критического тока и положение линии необратимости на фазовой диаграмме.

Основным побуждающим мотивом данного исследования является тот факт, что традиционный способ улучшения свойств высокотемпературных сверхпроводников путем их облучения в пучках ионов тяжелых элементов (Ag, Au, Pb, U и др.) с высокой энергией (~ 1 ГэВ) в случае тонких пленок (толщиной *d* порядка сотен нанометров) оказывается малоэффективным, а иногда приводит к отрицательным эффектам: значительному понижению критической температуры T_C [1], уменьшению потенциала поверхностного пиннинга [1,2] и т.д. Низкая эффективность колончатых дефектов, образующихся в результате облучения тонких пленок ВТСП тяжелыми высокоэнергетическими ионами, объясняется тем, что сила пиннинга этих дефектов вблизи поверхности существенно ослабевает, а в пленках толщиной около 100 нм приповерхностные области составляют весь объем образца. Кроме того, при бомбардировке сверхпроводника тяжелыми ионами на его поверхности образуются кратеры, диаметр которых существенно превышает диаметр колонок в глубине сверхпроводника. Поэтому при большой дозе облучения кристаллическая структура поверхностного слоя оказывается в значительной степени разрушенной, а его критические параметры существенно понижены. Обнаружено, что при дозе облучения 10¹¹ ионов урана/см² критическая температура может понизиться на 10К [1].

Облучение сверхпроводящих пленок низкоэнергетическими ионами не приводит к таким разрушительным последствиям. Выбором подходящих ионов, энергии, дозы и условий облучения можно добиться формирования заглубленных аморфных областей или иных несверхпроводящих образований, которые служили бы эффективными центрами пиннинга. Целью нашей работы и является нахождение таких параметров облучения, которые приводили бы к улучшению свойств тонких пленок ВТСП.

Мы исследовали пленки $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, до и после бомбардировки их ионами Co^+ и Fe⁺ с энергией 40 кэВ и различной дозой. Пленки толщиной 200 нм были приготовлены методом магнетронного распыления в атмосфере кислорода с последующим осаждением на монокристаллическую подложку LaAlO₃. Размеры подложки 10x10x1 мм³. Облучение пленок проводилось при температуре 295К на ускорителе ИЛУ-3 в Казанском физикотехническом институте КНЦ РАН. Дозы облучения варьировались от $5 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{13}$ ион/см².

Чтобы определить влияние облучения на сверхпроводящие характеристики пленок $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, мы использовали измерения намагниченности на постоянном токе (холловские датчики и SQUIDмагнетометр), высокочастотной магнитной восприимчивости (на частоте 10 МГц) и нерезонансного микроволнового поглощения (МВП). Измерения МВП проводились на радиоспектрометре, работающем в Х-диапазоне (частота 9.2 ГГц). Петли гистерезиса намагниченности и микроволнового поглощения регистрировались в широком диапазоне температур (от 20К до T_C) и магнитных полей (от 0 до 6 кЭ при измерениях холловскими преобразователями, до 15 кЭ на SQUID'е и до 9 кЭ при измерениях МВП).



Рис.1 Температурные зависимости высокочастотной восприимчивости двух пленок Bi-2212 до и после облучения.

На Рисунке 1 представлены переходы в сверхпроводящее состояние двух пленок $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ до и после облучения. Переходы получены путем измерения температурной зависимости высокочастотной магнитной восприимчивости. Образец **B1** облучался ионами Co⁺ с дозой $3 \cdot 10^{12}$ ион/см², а **B3** был облучен ионами Fe⁺ с дозой $3 \cdot 10^{13}$ ион/см². Как видно из рисунка низкоэнергетическое облучение сверхпроводника даже такими высокими дозами не приводит к заметному изменению критической температуры и уширению перехода.

Для оценки плотности критического тока и влияния на него облучения мы использовали измерения поля полного проникновения H_p с помощью регистрации сдвига сигнала ЭПР парамагнитного зонда (ДФПГ), помещенного в центр плоской поверхности образца. Сдвиг сигнала становится независимым от развертки магнитного поля, когда она достигает величины H_p [3]. В свою очередь H_p связана с плотностью критического тока j_c простым соотношением, выведенным для длинной тонкой пластины в работе [4]:

$$H_p \approx j_c \frac{2d}{\pi} \ln\!\left(\frac{2w}{d}\right).$$

Зная поле полного проникновения, можно однозначно получить плотность критического тока, так как кроме j_c в эту формулу входят только размеры пленки: толщина d и ширина w.

Сделанные оценки дали следующие величины. В необлученных пленках плотность критического тока составляет 1.5·10⁵ А/см². (Т=25К и H=3200 Э для всех приведенных здесь оценок j_{c} .) После облучения ионами Fe⁺ с дозой 5·10¹¹ ион/см² плотность тока возросла более, чем вдвое, до 3.3·10⁵ A/см². Однако прирост плотности тока был существенно меньше при больших дозах облучения: 2.1·10⁵ A/см² при дозе¹ 3·10¹² Со⁺/см² и 2.7·10⁵ А/см² при дозе 3·10¹² Fe⁺/см². Выявленная тенденция может быть объяснена с учетом процесса образования и накопления радиационных дефектов по мере увеличения дозы облучения. В тех условиях облучения, которые мы использовали, наиболее вероятным типом радиационных дефектов являются отдельные области (размером порядка 10 нм), аморфизованные в результате столкновения бомбардирующих ионов с атомами материала пленки. При увеличении дозы облучения плотность аморфных областей достигает такой величины. что они перекрываются межлу собой, образуя сплошной слой на глубине около 15-20 нм от поверхности. Этот слой уже не дает вклада в пиннинг. Кроме того, часть объема пленки становится несверхпроводящей. Это предположение подтверждается измерениями магнитного момента пленок до и после облучения, выполненными с помощью SQUID-магнетометра.



Рис. 2. Линии необратимости, полученные из измерений намагниченности трех пленок: необлученной (В5) и облученных с разной дозой (В4 и В3).

Линии необратимости, полученные с помощью измерений намагниченности на постоянном токе и представленные на Рисунке 2, демонстрируют негативную тенденцию смещения в сторону низких полей и температур после облучения. Это, скорее всего, не связано с ослаблением пиннинга, а лишь отражает зависимость положения ЛН от эффективной толщины пленки, уменьшающейся по мере увеличения дозы облучения. Как известно [5], при d < 500нм с уменьшением толщины линия необратимости смещается вниз по полю и температуре.



Рис. 3. Линии необратимости, полученные из измерений МВП пленок с разными дозами облучения.

Несколько иное поведение линии необратимости под действием облучения обнаруживается при измерениях гистерезиса микроволнового поглощения. Все ЛН, полученные из измерений МВП (Рис.3), сильно смещены вверх по температуре по сравнению с линиями, полученными на постоянном токе (Рис.2). Это известный эффект, отражающий частотную зависимость положения ЛН, которая обусловлена конечным "временем жизни" вихревой нити на центре пиннинга с малой глубиной потенциальной ямы [6]. Кроме того, можно видеть, что самая малая доза облучения смещает ЛН вверх. Это свидетельствует о том, что при этой дозе образуются дополнительные центры пиннинга. То, что они не проявляют себя в измерениях на постоянном токе (Рис.2), говорит о малой высоте потенциального барьера этих центров пиннинга. При увеличении дозы прослеживается та же тенденция к понижению $H_{irr}(T)$, что и ранее, на Рисунке 2.

Таким образом, облучая тонкие пленки Вi₂Sr₂CaCu₂O₈ ионами с энергией 40 кэВ и малой дозой, до $5 \cdot 10^{11}$ ион/см², можно создавать эффективные центры пиннинга и повысить плотность критического тока и поле необратимости.

1. Yu. Talanov, H. Adrian, M. Basset et al., Physica C 402, 114 (2004).

2. J. K. Gregory, M. S. James, S. J. Bending et al Phys. Rev. B 64, 134517 (2001).

3. R. Khasanov, Yu. Talanov, Y. Vashakidze et al., Physica C 242, 333 (1995).

4. E. H. Brandt, Phys. Rev. B 54, 4246 (1996).

5. A. Neminsky, J. Dumas, B. Thrane et al., Phys. Rev. B 50, 3307 (1994).

6. A. P. Malozemoff, T. K. Worthington, Y. Yeshurun et al., Phys. Rev. Lett. 38, 7203 (1988).

Верхнее критическое поле в NdCeCuO вблизи T_C

Ташлыков А.О., Пономарев А.И., Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И. Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия

Иванов А.А.

Московский инженерно физический институт, 115410, Москва, Россия

По смещению резистивного перехода в магнитном поле до 9 Т (В || *c*, Ј || *ab*) в высококачественных монокристаллических пленках Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с разной степенью допирования (х) определена температурная зависимость верхнего критического поля B_{c2}(Т) в интервале температур 1.8 ÷ 40 К. В пределах точности эксперимента полученные данные описываются функцией B_{c2} ~ (T_c - T)^{3/2} и анализируются с точки зрения известных теорий. Приведены оценки длины когерентности для всех образцов в пределе

 $T \rightarrow 0$.

Известны два типа поведения резистивного перехода ВТСП в магнитном поле. В одном случае резистивный переход в магнитном поле сильно уширяется и из него практически невозможно получить информацию о зависимости $B_{c2}(T)$. В другом случае СП переход под действием магнитного поля смещается в область более низких температур, деформируясь незначительно, что позволяет получить зависимость $B_{c2}(T)$. На рисунке 1 приведены экспериментальные зависимости $\rho(T)$ для одного из исследованных нами образцов в магнитных полях 0 $\leq B \leq 9$ T и в интервале температур $1.8 \leq T \leq 50$ K.



Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ в различных магнитных полях.

Температура полного перехода для этого образца при В = 0 составляла $T_c = 19$ К, $\Delta T_c = 1$ К (перед СП переходом). Величина k_Fl (≥ 20), характеризующая меру упорядоченности системы, свидетельствует о хорошем качестве исследуемых образцов. В области низких температур (2 ÷ 15) К в магнитных полях В > 7 Тл в нормальном состоянии наблюдаются эффекты слабой локализации (зависимость $\rho(lnT)$ прямолинейна). На образце с x = 0.17 на зависимости R(В) наблюдается отрицательное магнитосопротивление, что также является признаком слабой локализации носителей тока в двумерных системах.

Из соотношения $B_{c2}^{0} = \Phi_0/2\pi\xi^2$ оценены величины длины когерентности ξ для всех исследованных образцов. Установлено, что с приближением к T_{c0} поле B_{c2} ведет себя как степенная функция $B_{c2} \sim (T_c - T)^\beta c \ (\beta = 1.3 \div 1.9)$ с горизонтальной касательной $\partial B_{c2}/\partial T$ =0. Такое поведение критического поля с температурой ожидается для заряженного бозе-газа [1]. Наблюдаемая зависимость $B_{c2}(T)$ вблизи T_c указывает на необходимость при описании сверхпроводимости ВТСП включать в рассмотрение образование (наличие) бозонов при температурах $T > T_c$.

1. В.Ф. Гантмахер, Г.А. Емельченко, И.Г. Науменко, Г.Э. Цыдынжапов, Письма в ЖЭТФ, 72, 33 (2000)

Особенности кристаллической структуры ВТСП-купратов и родственных антиферромагнитных фаз в интервале температур 100-300 К

Титова С.Г., Пряничников С.В., Федорова О.М., Балакирев В.Ф. Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург 620016, Россия

Методами рентгенографии и нейтронографии высокого разрешения исследована кристаллическая структура ряда ВТСП-фаз, а также CuO, Y2BaCuO5 в интервале температур 100-300 К. Выявлены общие для всех исследованных материалов особенности: увеличение амплитуд тепловых колебаний атомов, принадлежащих Си-О и (Ba,Sr)-О- структурным фрагментам и немонотонное поведение положения атомов (Ba,Sr) и связанного с ними апикального кислорода ОЗ в диапазоне Т₁-Т₂, где Т₁~160 К, Т₂~260 К. При температуре Т₀~Т_с+15 К наблюдается «квазисегнетоэлектрическое» искажение мелькислородных плоскостей, причем Т₀ не зависит от степени допирования для каждой системы, но линейно зависит от Т. при сравнении оптимально допированных составов различных систем.

Ранее методами рентгенографии и нейтронографии было показано, что для ВТСП-купратов регистрируется несколько характерных аномалий при температурах T₀~T_c+15 K, T₁~160 K и T₂~260 K [1]. Для составов на основе ртути Hg, Tl-1223 и висмута Bi-2212 вблизи оптимально допированного уровня фиксируется минимум объема элементарной ячейки V(T) при температуре T₂, участок отрицательного коэффициента теплового расширения наблюдается в интервале T₁-T₂ [2]. Поскольку аномалии T₁ и T₂ регистрируются для всех ВТСП-купратов и родственных антиферромагнитных фаз CuO, Y2BaCuO5 с помощью ультразвуковых измерений [3], в то время как минимум V(T) наблюдается только для некоторых систем в определенных условиях, мы предприняли попытку найти общее, характерное для всех ВТСП-систем, изменение кристаллической структуры как в интервале T₁-T₂, так и вблизи перехода в сверхпроводящее состояние.

С этой целью выполнен комплекс прецизионных исследований структуры широкого круга ВТСП-купратов (Hg-1201, Bi-2212, Pb,Cu-1212, Hg,Tl-1223), а также антиферромагнитных несверхпроводящих фаз CuO, Y₂BaCuO₅ в интервале 100-300 К с помощью нейтронографии (ISIS, RAL) и рентгенографии (ДРОН-1 УМ, Cu Kα, Ni-фильтр).

Общим для всех исследованных ВТСП-фаз является увеличение амплитуд тепловых колебаний атомов, принадлежащих Cu-O и Ba/Sr-O структурным фрагментам и сдвиг атомов Ba/Sr и связанного с ними апикального кислорода O3 в интервале температур T_1 - T_2 . Можно предположить несколько возможных причин наблюдаемого увеличения амплитуд тепловых колебаний: 1) наличие статического или динамического беспорядка, дефектности; 2) ангармонизм тепловых колебаний вследствие смягчения решетки; 3) магнитоупругое взаимодействие. Первый механизм невозможен, поскольку охлаждение ниже T_1 приводит к резкому уменьшению амплитуд тепловых колебаний и ширины дифракционных линий, в то время как появившаяся при T<T₂ дефектность не будет исчезать при охлаждении. Третий механизм также отвергается, поскольку эффект наблюдается для Y₂BaCuO₅, эта фаза демонстрирует идеально парамагнитное состояние в области температур 100-300 К.

В качестве интерпретации наблюдаемых особенностей структуры мы предполагаем наличие максимума степени локализации носителей заряда, связанных с искажением решетки, в интервале температур Т₁-Т₂. В пользу этого говорит наличие минимума объема элементарной ячейки при Т₂ для составов вблизи оптимального допирования, наличие возвратного характера сдвига атомов Ba/Sr и ОЗ. Смягчение решетки, которым можно объяснить увеличение амплитуд тепловых колебаний атомов в этом же интервале температур, также может быть обусловлено максимальной степенью локализации носителей заряда. Поскольку имеет место локальный процесс - локализация с участием искажения решетки, температура этого процесса не является функцией концентрации носителей заряда и даже типа материала. Отметим, что тип искажения, связанный с локализацией, не является единственным, кроме длины апикальной связи несколько меньшую аномалию испытывают фактически все длины связи, т.е. можно говорить о всестороннем сжатии решетки. Поскольку в литературе отсутствуют данные об аномальном поведении электросопротивления или термоэдс для ВТСП-купратов с температурой аномалии, не зависящей от степени допирования, можно заключить, что носители заряда, испытывающие локализацию на деформации решетки, не являются основными.

Вблизи перехода в сверхпроводящее состояние при T₀~T_c+15 К фиксируется еще одна аномалия кристаллической структуры; при этой температуре наблюдается небольшой минимум всех параметров элементарной ячейки и появление/усиление искажения медь-кислородных плоскостей, T.H. «buckling». Данная аномалия, в отличие от T_1 и T_2 , не фиксируется с помощью нейтронографии, т.е. аномалия Т₀ является чувствительной к облучению фотонами. Действительно, применением более высокой интенсивности облучения удается повысить ее температуру [4]. Поскольку ВТСП-купраты вблизи оптимально допированного состояния демонстрируют металлический тип проводимости, влияние облучения должно быть пренебрежимо мало. Наблюдаемое влияние можно объяснить тем, что даже оптимально допированные составы не являются однородными системами, представляя собой смесь проводящих и изолирующих фракций, именно изолирующая фракция и оказывается чувствительной к облучению. Аналогичный эффект влияния облучения на деформацию решетки известен для сегнетоэлектриков [5] как эффект фотодеформации, поэтому появление при облучении искажения медь-кислородных плоскостей, сопровождаемое появлением электрической поляризации при смещении атомов меди и кислорода, мы назвали квазисегнетоэлектрическим. На рис. 1 мы приводим температуры аномалий Т₀, Т₁ и Т₂ для оптимально допированных составов различных систем. Температура Т₀ определена при обычно используемой в рентгенографии интенсивности облучения.



Рис. 1. Зависимость температур аномалий структуры $T_0 \sim T_c + 15 \text{ K}$ (светлые зведочки), $T_1 \sim 160 \text{ K}$ (серые кружки) и $T_2 \sim 240 \text{ K}$ (темные кружки) от температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c для оптимально допированных образцов: 1 - PbCu-1212, 2 - YBCO-124, 3 - YBCO(Ca)-124, 4 - BSCCO-2212, 5 - YBCO-123, 6 - BSCCO-2223, 7 - BSCCO-2223, 8 - Hg-1212, 9 - Hg, Tl-1223.

Поскольку аномалии Т₀, Т₁ и Т₂ связаны со сверхпроводящими свойствами материалов, то можно предположить, что, вне зависимости от того, какова природа этих аномалий, для того, чтобы образец стал сверхпроводящим при понижении температуры необходимо выполнить последовательность процессов: Т₂, затем Т₁ и Т₀. (Последовательность важна, поскольку природа этих аномалий, очевидно, различна, в частности, они имеют различную частотную зависимость при исследовании с помощью акустических методов [6]). Следовательно, $T_c < T_0 < T_1 < T_2$, и анализ поведения аномалий T_0 , T1, T2 в зависимости от Tc, особенно для материалов с высокими значениями T_c, способен дать оценку максимально возможной температуры перехода в сверхпроводящее состояние для ВТСП купратов как класса соединений. Анализ рис. 1 показывает, что ход зависимости T₀(T_c) значительно отличается от выражения (T_c+15 К). Для материалов с высокими T_c>100 К разница между T_c и T₀ уменьшается и для составов с рекордно высокими T_c (Hg,Tl-1223) достигает 5 К. В пределах погрешности, величина которой указана в скобках, T₀=49.9(7)+0.7(7)T_c. Лимитирующим процессом для Т_с является Т₁, при этом T₁=180.3(8)-0.1(9)T_c. Перпендикуляр, опущенный на ось T_c из точки пересечения T₀ и T₁ и будет, таким образом, определять максимально возможную величину T_{c max}=169(5). Поскольку прямая T₁ проведена всего по четырем точкам, это значение неточно. Тем не менее, Т₁ очень слабо меняется при переходе от одного материала к другому и не зависит от концентрации для каждого состава, следовательно, можно утверждать, что T_{c max} не слишком отличается от сделанной нами оценки. Из этих данных следует вывод, что дальнейшее увеличение Т_с, если оно вообще возможно, требует поиска материалов, принципиально отличных от ВТСПкупратов.

Физическая природа ограничения T_c<T₁ состоит в том, что для появления сверхпроводимости необходим выход носителей заряда из локализованного состояния, что происходит ниже Т₁. С этой интерпретацией согласуется периодическое появление литературных данных о ВТСП-купратах с очень высокими температурами перехода в сверхпроводящее состояние, T_c>200 К, причем сами авторы отмечают, что результат нестабилен и невоспроизводим. Причиной появления нестабильной и высокой Т_с может являться специфическая термообработка ВТСП-материала, например, очень быстрая закалка от высоких температур, препятствующая локализации носителей заряда. Очевидно, прохождение температурной области T₁-T₂ будет приводить к локализации носителей заряда и исчезновению «слишком» высоких T_c.

Работа выполнена в рамках гранта Президента поддержки научных школ НШ-5566.2006.3

1. S. G. Titova, V. F. Balakirev., Y. Ohishi, I. Bryntse, D. I. Kochubey, Physica C. 388-389, 215 (2003).

2. С. Г. Титова, Известия Академии Наук. Сер. Физическая. 68, 758 (2004).

3. S. G. Titova, A. N. Titov, D. O. Shorikov et al, Кристаллография. 47, 934 (2002)

4. S. G. Titova, J. Supercond. & Novel Magn. (2006), in print.

5. В. М. Фридкин. Сегнетоэлектрикиполупроводники. Новосибирск.: Наука, 1976, 408 с.

6. Л. Н. Паль-Валь, П. П. Паль-Валь, В. Д. Нацик, В. И. Доценко, ФНТ. 18, 126 (1992).

Прыжковый транспорт, магнетизм и сверхпроводимость керамик LSCO:Мп

Ткач А.В., Пономарев А.И., Чарикова Т.Б., Ташлыков А.О. Институт Физики Металлов УрО РАН, Екатеринбург 620041, Россия Кожевников В.Л. Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург 620129, Россия

На керамиках LSCO:Mn с содержанием марганца $x = 0.02 \div 0.08$ исследованы температурные зависимости электросопротивления и намагниченности. Установлено: а) резистивные свойства демонстрируют уникальное сочетание металлической проводимости (или сверхпроводимости) по гранулам с прыжковым межгранульным транспортом; б) при низких температурах сверхпроводимость сосуществует с двумя различными магнитными фазами; в) температуры начала и завершения сверхпроводящего перехода слабо зависят от концентрации x магнитной примеси.

Один из экспериментальных подходов к проблеме сверхпроводимости в купратных ВТСП состоит в изучении эффектов, обусловленных примесями замещения в проводящей CuO₂-плоскости. Обычно замещение меди в LSCO примесью (Zn, Ni, Fe) уже на уровне нескольких процентов практически полностью подавляет сверхпроводимость [1-3]. Такое поведение кардинально отличает ВТСП от традиционных сверхпроводников и поэтому рассматривается [4] как важное свидетельство в пользу нефононных механизмов сверхпроводимости. Однако в [5] неожиданно обнаружена очень слабая концентрационная зависимость T_c в системе La_{1.85-4/3x}Sr_{0.15+4/3x}Cu_{1-x}Mn_xO₄. В данной работе мы сообщаем о независимой проверке результатов [5] и об исследовании резистивных и магнитных свойств керамик указанной системы.

Данные по электросопротивлению $\rho(T)$ оказались своеобразными (Рис.1). Ни для одного из образцов не фиксируется падение сопротивления к нулю. Напротив, при снижении температуры наблюдается значительный рост сопротивления в области $T \le 20$ К. При более высоких температурах $T \approx 100 \div 150$ К происходит смена знака производной $d\rho/dT$, и дальнейшее увеличение T дает почти линейный рост сопротивления, типичный для ВТСП.

Однако в области $T \approx 37$ К имеются особенности $\rho(T)$. Например, для x = 0.08 наблюдается участок резкого снижения сопротивления при охлаждении. В этой же температурной области во всех образцах появляется диамагнитный вклад в восприимчивость.

Интерпретация полученных зависимостей $\rho(T)$

базируется на гранулярной (керамической) природе материалов. Сопротивление такой среды представ-

 $H_{a}^{a} = 0.02$ $H_{a}^{a} = 0.04$ $H_{a}^{a} = 0.08$ $H_{a}^{a} = 0.08$

Рис.1 Температурные зависимости электросопротивления.

ляется в виде $\rho(T) = \rho_{met} + \rho_{hop}$. Первое слагаемое учитывает эффективный вклад металлических областей в общее сопротивление ($\rho_{met} = \rho_0 + \alpha \cdot T$) и исчезает в сверхпроводящем состоянии, второе – эффекты межгранульного переноса ($\rho_{hop} \propto \exp[\frac{T_0}{T}]^{\nu}$).

Сопоставление экспериментальных кривых с моделью выполнено раздельно для двух температурных областей: (а) в области НТ и (б) при температурах выше T_c . Установлено, что в температурной области установившейся сверхпроводимости (в гранулах) все экспериментальные кривые хорошо описываются моделью с $\nu = 0.4$. В области нормальной проводимости модель также адекватно воспроизводит температурные зависимости сопротивления всех образцов (включая участки со сменой знака производной) при v << 1. Практически это означает, что Т-зависимость вклада ρ_{hop} оказывается степенной: $\rho_{hop} \propto T^{-\mu}$, что в системах с прыжковым транспортам характерно для критической области недалеко от перехода металлдиэлектрик.

Таким образом, в исследованных материалах реализуется уникальная ситуация:

• Экспериментальные данные указывают на необходимость одновременного учета температурных зависимостей как прыжкового (туннельного) типа так и металлического. По-видимому: такая ситуация наблюдается впервые и связано это с тем, что система находится недалеко от критического состояния и в силу этого Т-зависимость межгранульных вкладов в сопротивление сравнительно слаба.

• Наблюдаемая смена знака производной в данном случае является результатом сложения двух совершенно разных температурных зависимостей и отнюдь не есть признак перехода металлдиэлектрик.

• Переход к сверхпроводимости проявляется в виде слабой тенденции к снижению сопротивления при охлаждении вблизи T_c . Главное же последствие реализации сверхпрводимости в гранулах – существенное усиление диэлектрического поведения системы в целом – как в количественном, так и в качественном отношении.

Смена режимов проводимости непосредственно связана с превращением сверхпроводящих гранул в нормальные, что позволяет определить температурные параметры превращения: температуру его начала T_c^{st} и окончания T_c^{fin} для всех исследованных образцов, см. Рис.2. На этом же рисунке представлены оценки T_c^{st} , полученные из магнитных измерений – по появлению диамагнитного вклада в магнитную восприимчивость (измерения выполнялись в конечном поле H = 100 Э). Температура начала перехода практически совпадает с T_c оптимально допированных керамик "чистого" LSCO, при этом зависимость от *x* действительно оказалась необычно слабой (в исследованном диапазоне концентраций марганца).



Рис. 2. Температурные характеристики сверхпроводящего перехода по резистивным и магнитным данным.

Температурные зависимости намагниченности M(T) для всех образцов снимались в постоянном поле H = 100 Э. Характерные черты полученных кривых:

• при $T > T_c$ наблюдается парамагнитная (по Кюри-Вейссу) температурная зависимость с отрицательной $\theta = -(3 \div 6 \text{ K})$; • на образцах с увеличенным содержанием марганца x = 0.06 и 0.08 в области повышенных температур T > 150 К проявляется дополнительный вклад в намагниченность;

• в районе ожидаемых температур сверхпроводящего перехода появляется диамагнитный вклад в намагниченность;

• при температурах ниже 10 К на кривых *M*(*T*) наблюдаются малые пики.

Указанные особенности кривых M(T) (кроме диамагнитного отклика) обусловлены именно добавкой марганца, т.к. "чистый" LSCO оптимального допирования слабопарамагнитен и имеет максимальную магнитную восприимчивость [6] на два порядка меньше характерных величин, фиксируемых в нашем эксперименте.

Отрицательная парамагнитная температура θ означает, что взаимодействие локальных моментов антиферромагнитно. При $T_m \approx |\theta|$ должна "замерзать" некая магнитная структура (вероятно, спиновое стекло). Наличие парамагнитной точки Нееля предполагает появление низкотемпературного пика восприимчивости в окрестности T_m . Как указывалось выше, такое температурное поведение наблюдается в действительности. Зависимости M(T) для x = 0.04, снятые в двух режимах: а) после охлаждения в нулевом поле и б) при охлаждении в поле H = 100 Э, существенно различаются в области низкотемпературного крыла пика (состав x=0.04).

Характер температурной зависимости непарамагнитных вкладов $M^+(T)$ в намагниченность керамик с x = 0.06 и 0.08 (для тмператур T > 40 K) позволяет предположительно связать эти вклады с магнитоупорядоченными (ферромагнитными-?) микрообластями. Оценки температуры разрушения магнитного порядка дают для двух составов значения ≈ 350 K.

Таким образом, в исследованных керамиках «гранулярная» сверхпроводимость, по всей видимости, сосуществует с двумя различными магнитными структурами.

1. G.Xiao, A.Bakshai, et al., Phys. Rev. B, 39, 315 (1989).

2. J.M. Taraskon, I.H. Greene, et al., Phys. Rev. B, 36, 8393 (1989).

3. M. Kofu, H. Kimura, K. Hirota, Phys. Rev. B, 72, 064502 (2005).

4. K. Park, Phys. Rev. B, 72, 245116 (2005).

5. Huan Wu, Shun Tan, et al., Phys. Rev. B, 71, 144520 (2005).

6. T. Nakano et al., Phys.Rev. Lett., 62, 957 (1989).

Колоссальное электросопротивление в электронно-допированном Ba_{1-x}K_xBiO₃. Инверсия эффекта резистивного переключения

Тулина Н.А., Клинкова Л.А.

Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, Ногинского p-нa, tulina@issp.ac.ru

Экспериментально обнаружен эффект электронной нестабильности гетеропереходов на базе монокристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$. Показано, что эффект имеет противоположный знак по напряжению в сравнении с аналогичным эффектом, наблюдаемым в структурах на базе дырочно – допированных систем.

Сильно коррелированные электронные системы (СКЭС), ВТСП, допированные манганиты, являются в современной физике объектами интенсивного изучения как системы (экстремально чувствительные) критичные к внешним воздействиям: магнитным, электрическим полям, внешнему давлению [1]. Устройства на базе этих соединений рассматриваются перспективными кандидатами в электронной технике. С этой точки зрения интересен эффект электронной нестабильности (ЭЭН) (или эффект колоссального электросопротивления КЭС), наблюдаемый в гетероструктурах как на базе ВТСП [2], так и легированных манганитах [3]. Эффект проявляется в изменении на несколько порядков резистивного состояния интерфейса нормальный металл - ВТСП или нормальный металл легированный манганит под влиянием приложенного электрического поля в условии значительной токовой инжекции. Все исследованные структуры на предмет ЭЭН были представители дырочно допированных СКЭС. В этой работе мы исследовали этот эффект в гетероструктурах на базе элекдопированного высокотемпературного тронносверхпроводника Ва_{0.6} К_{0.4} ВіО₃.

Монокристаллы $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$, полученные методом описанным в работе [4], были размером 3x3x5 мм. Токовые и потенциальные подводы припаивались в предварительно воженную пленку серебра (схема). На "аs grown" поверхность монокристалла напылялась пленка серебра или подводился микроконтакт в устройстве с механическим микроподводом. Так формировался гетеропереход нормальный металл - монокристалл $Ba_{0.6} K_{0.4} BiO_3$.

На рисунке 1 показан пример вольт - амперной характеристики такого перехода. Таким, образом транспортные свойства интерфейса нормальный метал – монокристалл Ва_{0.6}К_{0.4}ВiO₃ зависят от полярности приложенного напряжения и переключения в низкорезистивную фазу происходят, когда электрическое поле направлено к поверхности кристалла в отличии от переключений, наблюдаемых в дырочно - допированных ВТСП и легированных манганитах, также с дырочным типом проводимости [2,3]. Во всех выше цитируемых работах эф-

фект имел противоположный знак по направлению электрического поля.



Рис. 1. Пример ВАХ перехода с эффектом ЭЭС. На вставке справа показана схема перехода (1-монокристалл,2-нормальный электрод, 3-5 электроподводы); на вставке слева- пример температурной зависимости сопротивления двух метастабильных состояний гетероконтакта: низкорезистивного "LRS" (включенное "on" состояние) с переходом в сверхпроводящее состояние и высокорезистивного "HRS"(выключенное "off" состояние).

Существует несколько модельных подходов описания ЭЭН [6]. (i) В работах Baikalov et al предполагается, что электрическое поле создает на интерфейсе дефекты кислорода и дальнейшее переключение происходит благодаря электрохимической миграции этих дефектов. В работах Tulina et al фактически предлагается аналогичная модель, в которой рассматривается интерфейс гетероконтакта как деградированная по кислороду прослойка. При достижении критической концентрации электрического поля (поле неоднородно распределено по гетероконтакту и максимально концентрируется вблизи интерфейса) кислородные вакансии диффундируют в приграничный слой, приводят к фазовому расслоению этого слоя и изменяют резистивные свойства гетероструктуры. (ii)В работе R.Fors исследовался гетероконтакт на базе LaSrMnO с диэлектрической прослойкой СеО2. Авторы предполагают существование электрических доменов в диэлектрической прослойке СеО2, которые взаимодействуют с кислородными вакансиями. Электрическом поле перемещает вакансии, в результате происходит переключение резистивного состояния структуры.(iii) В работе Т. Oka and N. Nagaosa предполагается, что причина ЭЭН в природе моттовского перехода на интерфейсе нормальный металл - СКЭС, где формируется двумерная структура : металл/ зонный изолятор/ металл/ моттовский

изолятор/СКЭС. (iiii)В работе R.Y.Gu численно моделируется перколяционный переход в пленке манганита с внутренними неоднородностями под влиянием электрического поля. В этом рассмотрении изменяется состояние зарядово - упорядоченной, антиферромагнитной фазы в условии сильного электрического поля (E> 10⁵ B/см). Из анализа выше приведенных модельных рассмотрений (i-iii) следует, что эффекты ЭЭН возможны благодаря, во-первых, моттовскому характеру перехода металл- диэлектрик, который существует в базовых структурах рассмотренных соединений. И, во- вторых, достаточно высокая подвижность кислородных вакансий обеспечивает перераспределение носителей в области формирования перехода под влиянием электрического поля. Модель (iii) позволяет сделать оценку эффекта в терминах так называемого колоссального электросопротивления КЭС - ∇R : $\nabla R/R = (R_{off} - R_{on})/R_{on}$; R_{off} - сопротивление в выключенном состоянии; Ron-сопротивление в включенном состоянии:

$$\nabla R/R = \exp\left\{\left(2\epsilon(V_{on}-V_d-V_{\infty})/e\delta/\varsigma\right)\right\}^{1/2} - 1$$
(1);

$$\nabla R/R = \exp\left\{2\epsilon(V_{on}-V_d-V_{\infty})/e\delta/\varsigma\right\}^{1/2} - \left\{2\epsilon(V_{off}-V_d-V_{\infty})/e\delta/\varsigma\right\}^{1/2} - 1$$
(2)

 V_{off} -напряжение, при котором происходит переключение в off –состояние.; V_{on} - напряжение, при котором происходит переключение в on – состояние; V_d – разница работ выхода металла и СКЭС.; ξ - длина затухания , δ - величина допирования СКЭС. Соотношение (1) справедливо для случая переключения между металлическим и изолирующим состояниями, Соотношение (2) справедливо, когда ни одно из метастабильных состояний не является металлическим.

В предыдущих исследованиях мы получили аналогичные результаты на двух родственных СКЭС: ВТСП [2] и легированных манганитах [3]. На рисунке 3 приведена зависимость КЭС от V_{on}, используя данные наших предыдущих исследований и данные этой работы. Как видно из рисунка, существует значительный разброс экспериментальных данных и соотношение (1) не строго описывает эксперимент. Видимо, неучтенные в модели (iii) процессы перегрева и процессы электродиффузии, которые подробно исследовались в работах [2,3], вносят определенный вклад в реальный процесс переключения резистивных состояний в гетероконтактах.

Наблюдаемая в этой работе инверсия эффекта резистивных переключений при изменением типа носителей СКЭС, подтверждает существенную роль зарядовых эффектов в выше рассмотренных явлениях.



Рис.2. Зависимость колоссального электросопротивления от абсолютного значения напряжения V_{on} , при котором происходит переключение из "выключенного" высокорезистивного состояния в низкорезистивное, металлическое "включенное" состояние Von. Заполненные квадраты -данные на базе монокристаллов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$. Крестики - данные для монокристаллов $La_{0.75}$ Sr_{0.25} MnO₃. Открытые кружочки- данные на базе монокристаллов $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$.

Работа поддержана фондом РФФИ, проект N 05-02-17175а и Программой Президиума РАН «Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред».

1. Dagotto E.,Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 763; Haгаев Е.Л., УФН. **166** (1996) 833; Горьков Л.П., УФН. **168** (1998) 665; Coey M.D., Viret M., S. von Molnar., Adv. Phys. **48** (1999) 167; Dagotto E.et al., Phys. Rep. **344** (2001); Salamon M.B., Reviews of Modern Physics. **73** (2001) 583.

2.N.A.Tulina,G.A.,Emel'chenko,A.V.Kulakov,Phys .Letters A **204** (1995)74;N.A.Tulina, A.M. Ionov, A.N.Chaika, Physica C **366/1** (2001) 23.

3. H.Oshima et al, Appl. Phys. Let. **75** (1999) 1473; Tulina N.A., et al., Europhys Let **56** (2001) 836; Tulina N.A., et al. Physica C **385**: (2003)563; A.Baikalov et al, Appl. Phys. Let. **83**(2003) 957; S.Tsui, A.Baikalov et al, Applied Phys. Let. **85** (2004) 317; A. Odagawa et al.; PRB **70** (2004) 224403; T.Hasegawa et al., PRB **69** (2004) 245115; Richard Fors et al., Phys.Rev. B **71** (2005) 045305.

4. L.A.Klinkova et al., PRB 67 (2003) 140501.

5.Tulina N.A., V.V. Sirotkin, Physica C400 (2004) 105.

6. S.Tsui, A.Baikalov et al, Appl. Phys. Let. 85 (2004) 317; Richard Fors et al., PRB 71 (2005) 045305; T.Oka and N.Nagaosa, Phys.Rev.Let. 95 (2005) 26640;

R.Y.Gu, Z.D.Wang and C.S. Ting, PRB 67 (2003) 153101.

Существуют ли геликоидальные структуры вихрей в пластинах сверхпроводников

Успенская Л.С. Институт Физики Твердого Тела РАНб Черноголовка, 142432, Россия Контуганов Д.Н. Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия

формирование Изучено геликоидальных структур вихрей, twisters, под действием качающегося магнитного поля в пластинах ҮВСО. Изучена устойчивость «твистеров» и механизм релаксации. Исследованы конфигурации и релаксации знакопеременного потока в тонких пластинах текстурированного материала ҮВСО и монокристаллах допированного BSCCO. Показано, что качественно «твистерные» структуры ведут себя как и любой вмороженный знакопеременный поток в пластинах конечного размера. Полученные результаты дают основание сомневаться в геликоидальности вихрей в «твистерах»

Обычно переменное магнитное поле, наложенное на постоянное, подавляет намагниченность сверхпроводника. При этом, [1], степень подавления намагниченности пропорциональна глубине проникновения переменного поля. Однако в монокристаллических платинках ҮВСО было обнаружено формирование "твистеров", т.е. протяженных широких полос со знакопеременным потоком, которые дрейфовали к центру кристалла под действием тряски переменным полем [2]. Найденные вихревые структуры трактовались как геликоидальные скрутки вихрей вокруг токового шнура, причем предполагалось, что этот ток на порядки превышает критический. В качестве подтверждения гипотезы выдвигались два аргумента, первый - медленная релаксация структуры, и второй - большой градиент поля поперек структуры, который «свидетельствовал» о величине тока. Однако, если принять во внимание реальные размеры пластины ҮВСО, толщина ~0.030 mm и ширина 0.4 mm, то становится ясно, что на четверти ширины пластины, а именно на такую глубину проникали «твистеры», могут поместиться не более пары твистеров, а не 5 или 10, как было показано в [2]. Учет же анизотропии критического тока, ү ~ 7, усиливает противоречие. Желание расшифровать найденные структуры, понять их природу и устройство и стимулировало наши исследования.

Эксперименты проводились на наборе совершенных монокристаллов YBCO с толщиной от 0.01 до 0.2 мм и Tc от 27 K до 93 K, на тонких пластинах, вырезанных из текстурированной плавлением керамики YBCO вдоль *ab*-плоскости с Tc=93 K и на пластинах допированного BSCCO (Pb0.3) с Tc~91K. Использовался МО-метод (магнитооптический метод визуализации магнитного поля), подобно тому, как это описано в [3]. Образцы охлаждались в постоянном магнитном поле силой до 1800 Ое, а затем перемагничивались либо перпендикулярным либо параллельным полем., либо постоянным либо низкочастотным (f<1000Гц) и изучалась конфигурация магнитного потока. Преимущество МО метода – возможность наблюдения конфигурации потока в реальном времени использовалось в данных экспериментах.

Таким образом были выполнены исследования релаксации монополярного и знакопеременного потока. Мы установили, что знакопеременный магнитный поток во всех случаях, кроме как очень сильного крипа, когда релаксация ≥ 5% в сек, релаксирует медленнее, чем монополярный поток. При этом наблюдается значительная задержка релаксации, которая может составлять секунды, рис.1. Кроме того, и скорость релаксации в начальный момент времени ниже, и лишь на больших временах она приближается к скорости релаксации монополярного потока. Существенно, что такой эффект имеет место и в монокристаллах и в тонких пластинах текстурированного материала, где переключение вихрей облегчено большим количеством мезоскопических включений..

Вмороженное плоскостное поле (поле, парал-



Рис.1. *а*- захваченный поток в текстурированной плавлением керамике YBCO после приложения поля $H_z = 1200$ Oe (образец размером 1.3mm*0.34mm*0.24mm), *b*- изменение конфигурации потока за 950 сек, и *график* – релаксация тока после приложения и выключения $H_z = 1200$ Oe (кривая 1) и после приложения $H_z = 1200$ O и последующего $H_z = -350$ Oe, что ввело в образец на некоторую глубину обратный магнитный поток (кривая 2).

лельное плоскости пластины H_{pl}) приводит к анизотропному проникновению перпендикулярного магнитного поля H_z, Конфигурация полей при таком приложении полей эквивалентна качанию магнитного поля с переменной амплитудой. Установлено, что наведенная анизотропия имеет место и в тонких пластинах монокристаллов YBCO, и текстурированной керамике YBCO и даже в



Рис.2 *а*, *b* – анизотропия проникновения потока в BSSCO:Pb при T=36 K наведенная $H_{pl} = 650$ Oe; *график* – релаксация поперечного (*кривая 1*) и продольного токов (*кривая 2*). Замечание: фронт потока параллельный полю H_{pl} становится круче со временем

допированных BSCCO [4], рис.2, 3. Эта анизотропия растет с величиной H_{pl} и изменяет релаксацию потока (и тока, соответственно). Причем ток, текущий перпендикулярно H_{pl} релаксирует слегка быстрее, чем без H_{pl} , а релаксация параллельного тока практически останавливается, рис.2,3.

На основании такой картины можно спекулировать о появлении геликоидальной скрутки вихрей в пластине YBCO, но поведение потока аналогично и в текстурированной керамике и даже в допированном BSCCO, где $\gamma \sim 150$ и трудно представить геликоидальную скрутку вихрей при такой высокой анизотропии, когда едва-едва наблюдается корреляция рапсакез в направлении оси *с*. И тем не менее релаксация потока сильно замедляется, что связано, видимо, с необходимостью преодолеть не только пиннинг, но и взаимодействие вихрей, вошедших в кристалл скрещенными под действием качающего-



Рис.3. *а,b,с* –анизотное проникновение поля в пластину YBCO под действием $H_{pl} = 0$, 300, 670 Ое при T=36 К и *график* –анизотропия релаксации токов при T=36 К под действием $H_{pl} = 670$ Ое (*кривые 1, 1а* – релаксация тока, перпендикулярного к H_{pl} на внутреннем и внешнем фронтах потока, *кривые 2. 2а* – ток параллелен H_{sl} .

ся поля. В любом случае, наблюдавшаяся в [2] медленная релаксация «твистеров» не может, согласно нашим наблюдениям, служить опорой для подтверждения геликоидальной структуры твистеров в тонкой пластине YBCO.

Итого, в качающемся поле появляется анизотропный экранирующий ток, причем



Рис.4. Трансформация магнитного потока при качании поля H_{pl} =997 Ое и 1) H_z = -276 Ое после 276 Ое 2) H_z = 276 Ое 3) после многократного циклирования

параллельный ток на внутреннем фронте потока возрастает пропорционально плоскостной компоненте поля и почти не релаксирует. при инверсии H_z, поток продвигается внутрь, и дальнейшее качание смещает его все глубже и глубже. При этом перемагничивается только часть вошедшего потока. За много циклов качания формируется первая полоса – «твистер». Когда эта полоса становится достаточно широкой, что зависит от многих факторов, температуры, величины H_{pl} и др., то аналогичным образом накапливается поток обратного знака, рис.4.

Эта структура «дышит» при качании поля, т.е. смешается к краю образца и назад, и перпендикулярная компонента индукции также варьируется. И она действительно довольно устойчива. Но никаких особых черт при ее релаксации, подтверждающих геликоидальную структуру потока найдено не было. Корреляция размеров «твистеров» с размерами образцов, в частности наблюдение «тонких твистеров» в тонких, но больших по площади кристаллах, и наблюдение «толстых» твистеров в тонких узких образцах также ставит под сомнение геликоидальность «твистеров».

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 05-02-17166. Авторы благодарны С.Ј. Kess Van Der Beek, А.Л.Рахманову, Л.М. Фишеру и М.В.Инденбому за обсуждение результатов, И.Г.Науменко, А.Б.Кулакову, В.А.Ямпольскому и G.Krabbes за предоставление образцов для исследования.

- L.M.Fisher et al., Solid State Commun., .97 (1996) 833, Physica C,.278 (1997) 169; Solid State Commun., 103 (1997) 313; Grigorii P. Mikitik and Ernst Helmut Brandt, Phys. Rev. B, 67 (2003) 104511 and references there in.
- M. V. Indenbom et al., Nature 385 (1997)702; G. D'Anna et al., Physica C 281 (1997) 278
- 3. L. S. Uspenskaya, K. S. Korolev, P.N.Yarykin, Physica C 423 (2005) 181; L. Uspenskaya, K.Korolev, D. Kontuganov, Journal of Physics: Conference Series" (JPCS), to be published in August, 2006
- 4. M.V. Indenbom et al., Physica C 226 (1994) 325; L. S. Uspenskaya, A. B. Kulakov, A. L. Rakhmanov, Phys. Rev. B 68 (2003) 104506

Псевдощель и нелинейный отклик в YBa₂Cu₃O_{7-х}

Головашкин А.И., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия Кузьмичёв Н.Д., Славкин В.В. Мордовский госуниверситет им. Н.П.Огарева, Саранск 430000, Россия

На основе качественного анализа температурной зависимости нелинейной компоненты намагниченности поликристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ показано, что пик нелинейности, наблюдаемый примерно на 10 градусов выше температуры сверхпроводящего перехода, может возникать вследствие усиления нелинейного отклика персистентных токов (играющих в нормальном состоянии роль, аналогичную роли джозефсоновских токов ниже T_C) в области температуры возникновения псевдощели.

Как ни парадоксально, но идея бозе-конденсации пар из возбужденных в основное состояние, разделенные энергетической щелью, высказывалась еще до создания теории БКШ [1,2]. Однако по мере развития микроскопической теории классических (низкотемпературных) сверхпроводников эти взгляды оказались практически забыты. Вернулись к ним только в «смутное время», наступившее в физике микроскопических механизмов сверхпроводимости после того, когда почти одновременно были открыты сразу несколько семейств высокотемпературных сверхпроводников [3,4].

Согласно теории БКШ щель открывается одновременно с появлением куперовских пар, которые сразу «по рождению» оказываются в основном состоянии. В БКШ это определяется самим понятием пары как вакуумного состояния операторов рождения/уничтожения боголюбовских квазичастиц. Таким образом, возникновение пар над щелью с последующей их бозе конденсацией в сверхтекучее состояние заряженной жидкости здесь невозможно. Однако подобные сценарии «поэтапного» возникновения сверхпроводимости в настоящее время рассматриваются в различных моделях для ВТСП систем [5]. При этом обсуждаются варианты существования щели выше температуры конденсации, а также схемы возникновения не сверхпроводящей псевдощели, предшествующего сверхпроводящему переходу. К сожалению, число мыслимых способов экспериментальной проверки существования щели в нормальном состоянии невелико [6]. Прямые микроскопические методы регистрации, такие, как фотоэмиссионная и туннельная спектроскопия подвергаются критике за неадекватность результатов полученных с их помощью для ВТСП систем: наличие странных изотопически зависимых «подставок» в фототоке, отсутствие критического джозефсоновского тока при туннелировании на ВТСП образцах и др. Остается совсем немного: теплоемкость и нелинейные свойства...

В работе [7] у высококачественных поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-х} (T_C=89К) была обнаружена немонотонная зависимость нелинейных свойств при температурах заведомо выше окончания сверхпроводящего перехода $T_C+\Delta T=89.5K< T<100K$ ($\Delta T=$ ширина перехода). В эксперименте здесь исследовалась нелинейность магнитного отклика YBa₂Cu₃O_{7-х} на низких частотах (f≈120Гц), для чего измерялась температурная зависимость амплитуды ЭДС третьей гармоники, наводимой образцом в приемной катушке. Пик нелинейности, т.е. максимум на температурной зависимости, был отмечен примерно при Т≈97К. Если рост нелинейности при Т→97К сверху вызван возникновением псевдощели при Т≈97К, то тогда почему при дальнейшем снижении температуры нелинейность уменьшается. Правда через несколько градусов тенденция меняется – вслед за снижением нелинейности начинается значительный ее подъём, природа которого в общем понятна: образец УВа2Си3О7-х «попадает» в температурную окрестность сверхпроводящего перехода. В окрестности Т_С в наблюдаемую нелинейность поликристаллического образца вносят свой вклад одновременно несколько известных механизмов, одним из которых является магнитный отклик джозефсоновских токов.

Нелинейность магнитного отклика, отвечающая эффекту Джозефсона, определяется синусоидальной зависимостью бездиссипативной компоненты туннельного тока куперовских пар от разности фаз, приходящейся на слабую связь. Разность фаз согласно теореме Стокса зависит от потока магнитного поля, пронизывающего замкнутый контур, куда включается джозефсоновская слабая связь. В результате у такого сверхпроводящего контура возникает целый спектр нелинейных свойств: периодические нелинейные добавки внутреннего магнитного потока к внешнему в виде однозначной или неоднозначной функции внешнего потока, приходящего в кольцо (используемые соответственно в работе безгистерезисного гистерезисного И SQUID'а переменного тока); нелинейная джозефсоновская индуктивность, расходящаяся в точке равенства внешнего потока целому числу квантов; и другие.

Эффект Джозефсона является следствием проявления когерентных свойств сверхпроводящего состояния, действительно, чтобы ток «синусоидально» зависел от фазы, она должна быть, по крайней мере, определенной величиной, не размытой флуктуациями, приводящими к эффектам декогеренции. Следовательно, и в нормальном состоянии по аналогии с эффектом Джозефсона на масштабах, сравнимых с длиной свободного пробега носителя заряда, когда он, не рассеиваясь «ведет себя» как свободная когерентная волна, должны наблюдаться небольшие нелинейные поправки к линейному отклику объекта. Такие периодические по магнитному полю поправки к сопротивлению металлического кольца в нормальном состоянии с диаметром менее длины свободного пробега носителя известны как мезоскопические осцилляции сопротивления [8-10]. Эти осцилляции можно рассматривать как проявление интерференции незатухающих на длине свободного пробега персистентных токов [11,12]. В силу периодической зависимости от поля эти токи обеспечивают нелинейный магнитный отклик при наложении на объект переменного магнитного поля.

Таким образом, вблизи сверхпроводящего перехода, когда в системе устанавливается дальний порядок (т.е. макроскопические когерентные свойства, обеспечивающие бездиссипативность транспортного тока) регистрируемая нелинейность намагниченности отвечает слабым джозефсоновским связям, включенным в замкнутые сверхпроводящие (т.е. бездиссипативные) контуры. Слабые связи (т.е. туннельные переходы или узкие сверхпроводящие перемычки наподобие мостиков Даема) возникают в YBa₂Cu₃O_{7-х} ниже температуры сверхпроводящего перехода на границах микрокристаллитов. В противоположность джозефсоновской нелинейности, для реализации которой требуется в какой-то мере «развитый» дальний порядок, ее аналог в нормальном состоянии, т.е. нелинейные эффекты мезоскопической природы, отвечает наличию у электронной системы только ближнего порядка.

Мерой ближнего порядка электронной системы служит длина когерентности ξ , которая согласно соотношению неопределенности выражается через

ширину энергетической щели Δ , как $\xi = \frac{\hbar v_F}{\Delta}$,

где v_F – скорость «невозмущенного щелью» носителя заряда на поверхности Ферми. Очевидно, что ближний порядок усиливается при $\Delta \rightarrow 0$ т.к. в этом случае $\xi \rightarrow \infty$ (при $\Delta \approx 0$ «ближний» вообще превращается в «дальний», что хорошо известно на примере усиления джозефсонофских свойств в области обычного, классического сверхпроводящего перехода, когда $\Delta_{BCS} \approx 0$). Следовательно, нелинейные свойства, отвечающие персистентным токам, также должны усиливаться при прохождении области температуры возникновения щели Т* (псевдощели), а при дальнейшем понижении Т нелинейные эффекты должны уменьшаться в силу роста Δ .

Таким образом:

1) «ответственность» за наблюдаемый пик нелинейности «может быть возложена» на персистентные токи;

 область температурного максимума нелинейности может быть отнесена к температуре открытия псевдощели Т*.

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. London F. // Phys. Rev. 1938. V. 54. p.947.

2. Ogg R.A., jr.//Phys. Rev. S.S. 1946. V.69. p.243.

3. Müller K.A., Bednorz J.G., Tarnowski D. // La Recherche №195, p.52, (Janvier 1988)

4. Александров А.С., Кребс А.Б. // УФН т.162, стр.1 (1992)

5. Белявский В.И., Копаев Ю.В. // УФН т.174, стр.457 (2004)

6. Прокофьев Д.Д., Волков М.П., Бойков Ю.А. // ФТТ т.45, стр.1168 (2003)

7. Кузмичев Н.Д., Славкин В.В.,

Головашкин А.И // Нелинейность намагниченности выше T_C и псевдощелшь $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. МИФИ-2006 т.4, стр.124-125

8. Шарвин Д.Ю., Шарвин Ю.В. // Письма в ЖЭТФ т.34, стр.285 (1981)

9. Головашкин А.И., Жерихин А.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. // О наблюдении скрытых когерентных эффектов в хаотизированных системах // ЖЭТФ, 2004, том 126, вып.2, стр.415-426

10. Головашкин А.И., Жерихин А.Н., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. // Интерференционные эффекты в двумерных системах на основе ультратонких висмутовых пленок. // «Поверхность», №10, стр.3-15, 2005

11. Landauer R., Büttiker M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. p.2049.

12. Y.Imry // Introduction to mesoscopic physics. Oxford. University press 2002

Квазидвумерные транспортные свойства в слоистых системах Nd_{2-x} Ce_x CuO_{4+δ} и Ca_{2-x}Sr_xRuO₄ с различной степенью разупорядочения

Чарикова Т.Б., Пономарев А.И., Ташлыков А.О., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И., Ткач А.В. Институт физики металлов УрО РАН, 620219, Екатеринбург, Россия

Иванов А.А.

Московский государственный инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

В результате исследования температурных зависимостей компонент тензора сопротивления квазидвумерных монокристаллических плёнок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ и объёмных монокристаллов $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ установлено, что с ростом беспорядка в обеих системах происходит переход металл – диэлектрик андерсоновского типа. Экспериментальные результаты подтверждены теоретическими оценками.

Исследование слоистых перовскитов Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} [1] и Ca_{2-x}Sr_xRuO₄ [2] представляет интерес в связи с существованием в этих системах перехода от сверхпроводящего состояния к диэлектрическому. Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} - сверх-проводник с электронным типом проводимости, в структуре которого имеется только одна плоскость CuO2 на элементарную ячейку и в оптимально отожженных кристаллах нет апексных атомов кислорода между соседними проводящими плоскостями CuO2. Поэтому кристаллы Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} обладают ярко выраженными двумерными свойствами. Соединение Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+δ} характеризуется способностью обратимо поглощать и выделять кислород, и его свойства сильно чувствительны к содержанию кислорода. Система Ca2-xSrxRuO4, получаемая путем изовалентного замещения стронция кальцием, обладает богатым набором электронных, магнитных и структурных фазовых переходов. В соединении Са2-_xSr_xRuO₄ был найден переход от спин триплетной сверхпроводимости в Sr₂RuO₄ к антиферромагнитному диэлектрику в Ca_2RuO_4 [2]. В работе представлены результаты исследования влияния легирования и различных режимов отжига на закономерности поведения температурных зависимостей электросопротивления в проводящих плоскостях ab вдоль направления с в соединениях И $Nd_{2-x}Ce_{x}CuO_{4+\delta}$ и $Ca_{2-x}Sr_{x}RuO_{4}$ с целью выяснить особенности существования перехода металлдиэлектрик в слоистых системах.

Методом импульсного лазерного напыления [3] в МИФИ были синтезированы две серии эпитаксиальных пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (с x = 0.12; 0.15, 0.17 и 0.20) с различной ориентацией *с*-оси относительно подложки: пленки со стандартной ориентацией (001) – *с*-ось перпендикулярна подложке SrTiO₃ и пленки с ориентацией (1 $\bar{1}$ 0) - *с*-ось параллельна подложке SrTiO₃. Пленки с одинаковой концентрацией церия и упомянутых ориентаций *с*-оси были подвергнуты термообработке (отжигу) при различных условиях для получения образцов с разным содержанием кислорода. В результате получено три типа образцов: "as grown" – только что выращенные; "reduced" – оптимально-отожженные в вакууме; "oxidized" – отожженные в кислороде. Толщина пленок составляла 1200-2000Å.

Монокристаллы $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$ размером ($3 \times 2 \times 0.2$)мм³ были выращены методом зонной плавки [4] с содержанием Sr $0.0 \le x \le 2.0$.

Рентгеноструктурный анализ (Со- K_{α} излучение) показал, что все монокристаллические пленки и монокристаллы имели высокое качество. Измерения проводились в интервале температур *1.5K* - *300K*.

Было установлено, что температурная зависимость сопротивления в проводящих CuO₂плоскостях для всех исследованных концентраций церия имеет металлический характер ($d\rho_{ab}/dT > 0$): $\rho_{ab}(T) \sim T^2$. И только для образца с x = 0.12 при T< 50К имеет место логарифмический рост сопротивления: $\rho_{ab}(T) \sim -\ln T$, что является признаком слабой локализации носителей заряда, характерным для двумерных систем. Температурные зависимости сопротивления в с-направлении изменяются с увеличением содержания церия. Так, в недолегированной области (x = 0.12) $\rho_c(T)$ при T < 50 К проявляет активационную зависимость: $\rho_c(T) \sim exp(T_0/T)^{1/2}$. Для оптимально легированного соединения (х = 0.15) зависимость $\rho_c(T)$ явно неметаллическая, но не является активационной: $\rho_c(T) \sim 1/T$. При дальнейшем увеличении содержания церия происходит переход от неметаллической зависимости сопротивления $(d\rho_{c}/dT < 0)$ к металлической $(d\rho_{c}/dT > 0)$ и при x = $\rho_c(T) \sim T^2$ 0.20 наблюдается металлический ход вплоть до сверхпроводящего перехода. Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления ρ_{c}/ρ_{ab} стехиометрически отожженных образцов Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с различным содержанием церия представлена на рис.1.

Для всех значений х ρ_c/ρ_{ab} растет с уменьшением температуры. Для оптимального состава при низких температурах коэффициент анизотропии сопротивления наибольший (~ 120) и наименьший для недолегированного и перелегированного образцов (~ 20). Поэтому, можно утверждать, что существует однозначная связь между величиной коэффициента анизотропии сопротивления и величиной температуры сверхпроводящего перехода. С увеличением содержания церия происходит переход от квазидвумерной системы (x = 0.12) к двумерной системе (x=0.15), когда $\rho_{ab}(T)$ - имеет металлический



Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления оптимально отожженных пленок Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с различным содержанием церия. На вставке – зависимость температуры сверхпроводящего перехода и коэффициента анизотропии от содержания церия.

характер, а $\rho_c(T)$ - неметаллический и далее к трехмерной металлической системе (x = 0.20). Итак, установлено, что в стехиометрически отожженных образцах Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с оптимальным содержанием церия (x=0.15) механизм проводимости вдоль и поперек CuO₂-плоскостей коренным образом различается: проводимость является металлической в проводящих плоскостях CuO₂ и неметаллической вдоль *с*-направления. В модели естественной сверхрешетки неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ мы связываем с некогерентным туннелированием носителей заряда в направлении *с*.

С ростом содержания кислорода, во-первых, на два порядка увеличивается величина сопротивления в проводящих плоскостях, во-вторых, имеет место переход от диффузионного переноса носителей в СиО2-плоскостях в стехиометрически отожженных образцах к неметаллической зависимости $\rho_{ab}(T)$ для образцов с высоким содержанием кислорода. Это связано, по-видимому, с тем, что избыточные атомы кислорода садятся в позиции "апексного" или вершинного кислорода над или под проводящими плоскостями. Такие избыточные кислородные атомы образуют хаотический потенциал (потенциал беспорядка), на котором локализуются носители. Сопротивление вдоль с-оси возрастает с увеличением содержания кислорода не столь существенно - в 2 раза. Характер температурной зависимости $\rho_c(T)$ для образцов с различной величиной δ остается неметаллическим: $\rho_c(T) \sim 1/T$. Аналогичные результаты были получены на Nd-системе с x=0.12 и 0.17.

Аналогичное квазидвумерное поведение в проводящих RuO_2 - плоскостях и поперек этих плоскостей было обнаружено в монокристаллах $Ca_{2-x}Sr_xRuO_4$. $\rho_{ab}(T)$ в монокристаллах с x \geq 0.2 имеет металлическую зависимость $(d\rho_{ab}/dT > 0)$ во всем интервале температур. Температурная зависимость



сопротивления вдоль *с*-оси изменяется и при $x \ge 0.5$ становится неметаллической ($d\rho_{c}/dT < 0$) (рис.2).

Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления в проводящей плоскости и вдоль *с*-оси в монокристалле Ca₂₋ _xSr_xRuO₄ с x=0.5. На вставке: температурная зависимость коэффициента анизотропии сопротивления.

В работе найдено, что увеличение содержания нестехиометрического кислорода (δ) и содержания церия в Nd-системе, а также увеличение содержания кальция в Ca_{2-x}Sr_xRuO₄ (вставка на рис.2) ведет к уменьшению коэффициента анизотропии сопротивления $\rho_{c'}/\rho_{ab}$. Такое изменение коэффициента анизотропии сопротивления свидетельствует о переходе от квазидвумерной к трехмерной проводимости.

Исследованные нами слоистые квазидвумерные системы являются андерсоновскими проводниками с сильно-анизотропной длиной локализации носителей заряда ($R_{loc}^{ab} >> R_{loc}^{c}$) [5]. Таким образом, в обеих системах мы наблюдали индуцированный беспорядком переход Андерсона металл-диэлектрик, подтвержденный теоретическими оценками.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ-Урал №04-02-96084

1. Y.Tokura, H.Takagi, S.Uchida, Nature **337**, 345 (1989).

2. Y.Maeno, H.Hashimoto, K.Yoshoda et al., Letters to Nature, **372**, 532 (1994). G.Gao, S.McCall, M.Shepard, and J.E.Crow, Phys. Rev. B **56**, 2916 (1997).

3. A.A.Ivanov, S.G.Galkin, A.V.Kuznetsov et al., Physica C 180, 69 (1991).

4. S.Nakatsuji, Y.Maeno, Phys.Rev.Lett **62**, 6458 (2000).

5. M.V.Sadovskii, Superconductivity and Localization, World Scientific, 2000.

Анизотропия плотности критического тока в слоистых монокристаллах Nd_{2-x} Ce_x CuO_{4+δ}

Чарикова Т.Б., Ташлыков А.О., Баянкина А.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, 620041, Екатеринбург, Россия

Иванов А.А.

Московский государственный инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия

Медведев М.В.

Институт электрофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Россия

Представлены результаты исследования проводимости и плотности критического тока монокристаллических пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с осью *с*, перпендикулярной или параллельной плоскости подложки. Установлено, что в моно-кристаллах $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с максимальной температурой сверхпроводящего перехода анизотропия плотности критического тока составляет $j_c^{ab}/j_c^c \cong 3\cdot 10^3$.

Сверхпроводимость в слоистом перовските Nd₂₋ _xCe_xCuO_{4+δ} появляется только в ограниченной области концентраций Се [1]. При x = 0.14 появляется сверхпроводимость, а при x = 0.15 материал имеет максимальную температуру сверхпроводящего перехода (СП) Т_с = 24 К. Дальнейшее увеличение концентрации Се приводит к уменьшению Т_с, и при х = 0.18 сверхпроводящий переход исчезает. Такая фазовая диаграмма наблюдается в образцах, отожженных в бескислородной атмосфере. Основная роль отжига состоит в удалении «лишнего» нестехиометрического кислорода. Располагаясь в вершинных узлах, незанятых в оптимально отожженном Nd_{2-x}Ce_xCuO₄₊₆, избыточный кислород создает хаотический примесный потенциал, который локализует электроны, поставляемые церием. Удаление избыточного кислорода в процессе отжига уменьшает беспорядок, порог подвижности для электронов понижается, электроны становятся делокализоваными и проявляют сверхпроводящие свойства [2]. В работе была исследована проводимость и плотность критического тока в оптимально отожженных монокристаллических пленках Nd_{2} $_{x}Ce_{x}CuO_{4+\delta}$ с осью *c*, расположенной перпендикулярно и параллельно подложке.

Критическая плотность тока является одним из основных параметров сверхпроводников, определяющих возможности их практического использования. Вместе с тем изучение процессов переноса тока представляет интерес не только с технической, но и с физической точки зрения, так как многие возникающие здесь явления имеют глубокую физическую природу и позволяют получить дополнительную информацию о некоторых параметрах сверхпроводящего состояния. Получить надежные данные о критическом токе «монокристаллических» пленок очень нелегко по двум причинам. Во-первых, сложно изготовить образцы специальной геометрии, во-вторых, трудно предотвратить влияние джоулева тепла, которое вносит неопределенность в полученные результаты. При измерении критических токов «монокристаллических» пленок часто возникают осложнения, связанные со «слабыми местами» пленок - с областями, которые оказываются либо уже, либо тоньше остальной пленки, либо имеют несколько иные металлургические свойства. Эти слабые места могут перейти в нормальное состояние при токах, меньших истинного критического тока пленки, и нормальная область в результате теплового распространения может разрастись по всей пленке. Этой трудности можно избежать, если пользоваться токами в виде коротких импульсов, во время которых тепло не успевает заметно распространиться.

Методом импульсного лазерного напыления [3] в МИФИ были специально синтезированы два вида эпитаксиальных пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ (с x = 0.15 и 0.17) с различной ориентацией *с*-оси относительно подложки: пленки со стандартной ориентацией (001) – *с*-ось перпендикулярна подложке SrTiO₃ и пленки с ориентацией (1 $\bar{1}$ 0) - *с*-ось параллельна подложке SrTiO₃. Толщина пленок составляла 1200 Å. Рентгеноструктурный анализ (Со-К_а излучение) показал, что все моно-кристаллические пленки имели высокое качество.

Разработанная нами установка для измерения критических токов в пленках основана на импульсном методе. Длительность импульса тока, пропускаемого через образец, составляла 150 мкс. Величина тока определялась величиной напряжения на конденсаторах, входящих в установку. В зависимости от величины тока образец либо переходил из сверхпроводящего состояния в нормальное, либо оставался в сверхпроводящем состоянии. При переходе в нормальное состояние на зондовых контактах образца появлялось напряжение отклика, которое фиксировалось запоминающим осциллографом.

Измерения проводимости проводились в интервале температур 1.5K - 300K, а плотности критического тока - при температуре T=4.2K.

На рис.1 представлены температурные зависимости сопротивления $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для оптимально отожженной пленки Nd_{2-x}Ce_xCuO₄.



Рис.1. Температурные зависимости $\rho_{ab}(T)$ и $\rho_c(T)$ для оптимально отожженного образца Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO₄.

Установлено, что механизм проводимости коренным образом различается в ab-плоскости и снаправлении: проводимость является металлической $(d\rho_{ab}/dT > 0)$ в *ab*-плоскости и неметаллической $(d\rho_c/dT < 0)$ в *c*-направлении в стехиометрически отожженном ($\delta = 0$) Nd_{2-x} Ce_x CuO_{4+ δ} [4]. В модели естественной сверхрешетки [5] неметаллическое поведение $\rho_c(T)$ мы связываем с некогерентным туннелированием носителей заряда в *с*направлении.

На рис.2 представлены вольт-амперные характеристики оптимально отожженных пленок $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с x = 0.15 ($T_c = 23K$) с различной ориентацией *с*-оси относительно подложки.



Рис.2. Вольт-амперные характеристики монокристаллических пленок $Nd_{1.85}Ce_{0.15}CuO_4$ с различной ориентацией *с*-оси: a – (110), б – (001).

Для Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с ориентацией (001) величина критического тока составила I_c \cong 0.1A, плотность критического тока - $j_c^{ab} \cong 10^5$ A/cm². В пленке Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ с ориентацией (110) величина критического тока - I_c $\cong 10^{-4}$ A, а плотность критического тока данного образца - $j_c^{\ c} \cong 40$ A/сm². Таким образом, анизотропия плотности критического тока составила $j_c^{\ ab}/j_c^{\ c} \cong 3\cdot10^3$.

Если в сверхпроводнике идет транспортный ток, то на вихри действует сила Лоренца. Если бы сверхпроводник был однороден и бездефектен, то при любой, сколь угодно малой силе Лоренца, вихри бы начали свое движение в направлении этой силы. В сверхпроводнике второго рода существуют разные виды микроскопических дефектов, вихри могут на них закрепляться. Отличительной чертой высокотемпературных сверхпроводников и Nd₂, $Ce_xCuO_{4+\delta}$, в особенности, является слоистая структура этих соединений. Проводящие CuO₂-слои разделяются непроводящими буферными Nd(Ce)O-слоями, и вихри могут задерживаться в этих слоях. Следовательно, требуется конечный ток для отрыва вихрей от дефектов.

В нашем эксперименте ток распространялся одинаково – вдоль пленки. Сами же пленки были ориентированы по-разному: CuO₂-слои при ориентации (001) расположены параллельно плоскости подложки, а при ориентации (110) – перпендикулярно. Вихри, образующиеся при протекании тока на поверхности пленки, в первом случае должны преодолеть буферные слои, которые являются барьерами при их движении. Поэтому плотность критического тока, необходимая для срыва и распространения вихрей в объеме образца, существенно (на три порядка) больше плотности критического тока для пленок с ориентацией (110). В этом случае вихри движутся по проводящим CuO₂слоям, где центров пиннинга значительно меньше.

Таким образом, в стехиометрически отожженных пленках с оптимальным содержанием церия при T=4.2K анизотропия плотности критического тока составила $j_c^{ab}/j_c^c \cong 3 \cdot 10^3$. Сильная анизотропия плотности критического тока может быть рассмотрена в рамках модели естественной сверхрешетки с чередующимися проводящими CuO₂-слоями и непроводящими буферными Nd(Ce)O-слоями. Высокая плотность критического тока вдоль проводящих CuO₂-плоскостей, по-видимому, связана с пиннингом вихрей на буферных слоях.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ-Урал №04-02-96084

1. Y.Tokura, H.Takagi, S.Uchida, Nature **337**, 345 (1989).

2. A.I.Ponomarev, G.I.Harus, T.B.Charikova et al., Modern Phys.Lett. **B17**, 701 (2003).

3. A.A.Ivanov, S.G.Galkin, A.V.Kuznetsov et al., Physica C 180, 69 (1991).

4. T.B.Charikova, A.N.Ignatenkov, A.I.Ponomarev et al., Physica B **359-361**, 445 (2005).

5. V.V.Kapaev, Yu.V.Kopaev, XXI Symp. LTP, Moscow (1998); A.I.Ponomarev, A.N.Ignatenkov, L.D.Sabirzyanova et al., Proc. Int. Conf. Phys. Semicond., Ierusalem, 1998, CD-ROM, Sec.5, Subsec.A, N 36.

Влияние оптических фононов на динамику джозефсоновских вихревых решеток в слоистых сверхпроводниках

Курин В.В., Чигинев А.В.

Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород 603950, Россия

На основе выражения для диэлектрической проницаемости слоистого высокотемпературного сверхпроводника с учетом оптических фононов исследовано влияние оптических фононов на устойчивость синфазного режима движения джозефсоновских вихрей в слоистом сверхпроводнике. Проанализированы дисперсионные характеристики линейных волн. Показано, что вблизи частот оптических фононов возможно спонтанное установление синфазного режима движения джозефсоновских вихрей в слоистом сверхпроводнике.

На протяжении многих лет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) с сильной анизотропией являются предметом интенсивных исследований. Слоистое строение, внутренний эффект Джозефсона, и сложный химический состав соединений данного типа обеспечивают богатство и разнообразие физических свойств этих материалов. Большое внимание уделялось и продолжает уделяться изучению джозефсоновской динамики слоистых ВТСП. В ряде работ были предложены модели ВТСП с магнитной связью между слоями [1], с зарядовой связью [2], позже появились исследования на основе моделей, учитывающих как магнитную, так и зарядовую связи между слоями в ВТСП [3]. Все эти, а также многие другие работы демонстрируют сложную и разнообразную динамику слоистых ВТСП с внутренним эффектом Джозефсона.

Одним из наиболее интересных направлений в физике слоистых джозефсоновских структур и ВТСП с сильной анизотропией является исследование устойчивости движущихся джозефсоновских вихревых решеток. В частности, обсуждается вопрос о возможности генерации электромагнитного излучения движущейся решеткой джозефсоновских вихрей. Наиболее перспективным для такого рода применений случаем является прямоугольная вихревая решетка, или синфазный режим движения вихрей, так как расположение вихрей один над другим обеспечивает когерентный вклад всех слоев в генерируемое излучение. В нашей работе [4] предложен способ обеспечения устойчивости синфазного режима путем соединения многослойной структуры с внешней замедляющей системой. В настоящей же работе мы покажем, что устойчивость может быть обеспечена естественным способом вблизи частот оптических фононов.

В работе [5] показано, что в слоистых ВТСП с внутренним эффектом Джозефсона существуют мягкие оптические фононы с частотами порядка нескольких ТГц, что ниже частоты энергетической щели в ВТСП. Такие фононы, при наличии у них ненулевого дипольного момента, могут эффективно взаимодействовать с джозефсоновскими колебаниями в системе. В ряде работ исследовался вопрос о влиянии оптических фононов на физические свойства ВТСП. В частности, в работе [6] приводится объяснение ряда особенностей вольтамперных характеристик кристаллов ВТСП, возникающих из-за влияния оптических фононов; это влияние было учтено путем рассмотрения фононного вклада в диэлектрическую проницаемость среды.

В настоящей работе мы исследуем вопрос о влиянии оптических фононов на устойчивость синфазного режима движения джозефсоновских вихрей в ВТСП. Из выражений для электронного и фононного вкладов в диэлектрическую проницаемость среды мы выводим дисперсионное уравнение связанных линейных электромагнитных, плазменных и поляритонных мод в слоистом сверхпроводнике. На основе анализа дисперсионного уравнения и критерия устойчивости синфазного режима мы приходим к выводу, что устойчивый синфазный режим движения джозефсоновских вихрей в ВТСП может достигаться вблизи частот оптических фононов.

Для вывода диэлектрической восприимчивости электронной подсистемы слоистого ВТСП мы используем двухжидкостную модель сверхпроводника. Динамику электронной жидкости мы описываем гидродинамической моделью анизотропной электронной плазмы в приближении Томаса-Ферми. Эта модель может быть обоснована в рамках расчета электронного спектра анизотропного твердого тела методом сильной связи. Выражение для электронной диэлектрической восприимчивости среды $\hat{\chi}_e$ в (ω, \vec{k}) -представлении записывается в сле-

$$\hat{\chi}_e = -\frac{\omega_p^2}{4\pi\omega^2 R} \begin{pmatrix} \Gamma\omega^2 - v_f^2 k_z^2 & v_f^2 k_x k_z \\ v_f^2 k_x k_z & \omega^2 / \Gamma - v_f^2 k_x^2 \end{pmatrix},$$

дующем виде

где $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m_e$ — плазменная частота электронов, n_0 — невозмущенная концентрация электронов, Γ — фактор анизотропии, $v_f = \varepsilon_f / m_e$ — скорость Ферми, $R = \omega^2 - \Gamma v_f^2 k_x^2 - \Gamma^{-1} v_f^2 k_z^2$. Система координат выбрана таким образом, что ось *x* направлена вдоль слоев, а ось *z* — поперек слоев.

Для того, чтобы найти вклад фононов в диэлектрическую проницаемость среды, мы пользуемся уравнениями движения ионов в адиабатическом приближении Борна-Оппенгеймера. Выражение для фононной восприимчивости $\hat{\chi}_{ph}$ записывается в следующем виде

$$\hat{\chi}_{ph} = \frac{1}{V} \sum_{a=1}^{3L} \frac{1}{-\omega^2 + \omega_{ph}^2} \frac{\sum_{\nu,\mu} q_{\nu} q_{\mu} \mathbf{e}_{\nu} \otimes \mathbf{e}_{\mu}^*}{\sum_{\nu} M_{\nu} |\mathbf{e}_{\nu}|^2}$$

где $\omega_{ph}(\mathbf{k}, a)$ — частоты фононов, $\mathbf{e}_{v}(\mathbf{k}, a)$ — вектора поляризации фононов, a — индекс фононной моды, L — число ионов в элементарной ячейке, V — объем элементарной ячейки, q_{v}, M_{v} — заряд и масса v-го иона соответственно, знаком \otimes обозначено внешнее произведение векторов.

Диэлектрическая проницаемость среды с учетом электронного и фононного вкладов записывается в следующем виде: $\hat{\varepsilon} = \hat{I} + 4\pi\hat{\chi}_e + 4\pi\hat{\chi}_{ph}$. Подставляя это $\hat{\varepsilon}$ в уравнения Максвелла, получаем дисперсионную характеристику линейных волн в среде [7]

$$\det \left| \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} + k_i k_j - k^2 \delta_{ij} \right| = 0,$$

где индексы *i,j* пробегают значения *x,z.* Это уравнение Френеля представляет собой дисперсионную характеристику волн в среде $\omega(k_x, k_z)$, заданную в неявном виде, и описывает электромагнитные, плазменные, и поляритонные моды в ВТСП. В предельных случаях данное уравнение Френеля переходит в дисперсионные уравнения, получающиеся в моделях ВТСП с магнитной [1] и зарядовой [2] связей, а также при учете обоих типов связей [3].

В настоящей работе мы для простоты рассматриваем случай, когда в среде есть два фонона без пространственной дисперсии с одной и той же частотой ω_0 . В этом случае выражение для фононной восприимчивости принимает вид

$$\hat{\chi}_{ph} = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} \Omega_{p_x}^2 & 0 \\ 0 & \Omega_{p_z}^2 \end{pmatrix} \frac{1}{-\omega^2 + \omega_0^2},$$

где $\Omega^2_{p_{x,z}}$ — плазменные ионные частоты.

В пренебрежении пространственной дисперсией электронов линии уровня принимают вид эллипсов либо гипербол в зависимости от частоты (рис. 1). Гиперболические линии уровня соответствуют случаю, когда фазовая скорость линейных волн вдоль оси x убывает с ростом k_z , что соответствует неустойчивости синфазного режима движения джозефсоновских вихрей [4]. Эллиптические линии уровня, напротив, соответствуют устойчивости синфазного режима.



Рис. 1. Диаграмма изменения вида линии уровня дисперсионной характеристики в зависимости от частоты. На графиках схематически показан вид линии уровня в соответствующей области частот.

Вблизи частоты оптического фонона ω_0 в

ВТСП имеется область 3, в которой линии уровня дисперсионной характеристики имеют форму эллипсов, что соответствует устойчивости синфазного режима вихревого движения. Ширина этой области обратно пропорциональна фактору анизотропии ВТСП. Область 6, которая также формально соответствует устойчивости синфазного режима, лежит в области частот порядка плазменной частоты электронов вдоль слоев, что на несколько порядков превышает частоту энергетической щели в ВТСП. Поэтому говорить об устойчивости прямоугольной вихревой решетки в области 6 не имеет смысла.

Таким образом, мы установили, что вблизи частот оптических фононов в ВТСП возможно спонтанное установление синфазного режим движения джозефсоновских вихрей, сопровождающегося сильным излучением. Этот режим является перспективным для построения высокоэффективных генераторов электромагнитного излучения на основе ВТСП. Частота излучения генераторов такого типа ограничена сверху частотой энергетической щели.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 06-02-16592-а), а также программ РАН «Нелинейная динамика», «Квантовая макрофизика», «Проблемы радиофизики».

1. S. Sakai, P. Bodin, and N. F. Pedersen, J. Appl. Phys. 73, 2411 (1993); L. N. Bulaevskii et. al., Phys. Rev. B 50, 12831 (1994).

2. T. Koyama and M. Tachiki, Phys. Rev. B 54, 16183 (1996).

3. J. H. Kim and J. Pokharel, Physica C 384, 425 (2003).

4. A. V. Chiginev and V. V. Kurin, Phys. Rev. B 70, 214523 (2004).

5. J. Prade et. al., Phys. Rev. B 39, 2771 (1989).

6. Ch. Helm, Ch. Preis, Ch. Walter, and J. Keller, Phys. Rev. B 62, 6002 (2000).

7. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, «Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов», М., Наука, 1965.

Транспортные свойства ВТСП Ві_{1.8}Рb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_x низкой плотности

Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Петров М.И. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

В работе приводятся результаты исследования транспортных свойств ВТСП Ві_{1.8}Pb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_x (ВРЅССО) низкой плотности, обладающего микроструктурой пены. Показано, что экспериментальные зависимости электросопротивления при различных значениях приложенного магнитного поля (0 – 60 кЭ) успешно описываются в рамках модели крипа магнитного потока.

Высокотемпературные сверхпроводники низкой плотности, обладающие микроструктурой пены представляют собой новый класс сверхпроводящих материалов, обладающих рядом интересных физических свойств [1]. Нами ранее были синтезированы образцы пористой ВТСП керамики на основе висмута низкой плотности и изучен ряд их физических свойств. Например, величина удельной намагниченности BPSCCO низкой плотности (р = 2.26 г/см³ или 38% от теоретической для BPSCCO) оказалась в 2.4 раза больше таковой, чем для объемного ВТСП номинальной плотности [2]. Кроме этого, было показано, что начальные участки вольтамперных характеристик (ВАХ) ВТСП на основе висмута успешно описываются в рамках модели, рассматривающей захват магнитного потока в фрактальных кластерах нормальной фазы [3]. С практической точки зрения, важной особенностью сверхпроводящей пены является высокая удельная поверхность сверхпроводника, что обеспечивает эффективный теплоотвод за счет проникновения хладагента (жидкого азота или гелия) в открытые поры.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния магнитного поля на резистивный переход пористого ВТСП Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_x низкой плотности.

Образцы объемного поликристаллического ВТСП Ві_{1.8}Рb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_х низкой плотности были приготовлены по методике твердофазного синтеза, время синтеза 400 ч [4]. Плотность полученного материала $\rho = 1.55$ г/см³, что составляет 26% от теоретической для монолитной керамики BPSCCO. Электронные микрофотографии (SEM) естественных сколов пенообразного BPSCCO показали, что материал состоит из пластинчатых микрокристаллитов с шириной 10...20 µm и толщиной 1...2 µm. Из-за хаотической ориентации микрокристаллитов BPSCCO, сверхпроводящая пена имеет специфическую хлопьеобразную структуру, что и приводит к увеличению объема материала.

Рентгеноструктурные измерения показали, что на рентгенограммах образцов всегда присутствуют фазы Bi2223 и Bi2212, а также наложения их рефлексов. Оценка количественного соотношения фаз 2223 и 2212 проводилась по рефлексам (002). Для ВТСП-пены (I₀₀₂2212 / I₀₀₂2223)·100% = 5%.

Транспортные измерения проводились стандартным четырехзондовым методом. Образцы выпиливались в форму параллелепипедов размерами 10×4×4 мм³, средняя часть которых сошлифовывалась до толщины 1...2 мм. Расстояние между потенциальными контактами составляло 5 mm. Для создания контактов с малым омическим сопротивлением использовалась методика вжигания ультрадисперсного серебра в область токовых контактов образца. Полученное значение контактного сопротивления не превышало $10^{-4} \,\Omega \cdot \text{cm}^2$. Использовались прижимные токовые и потенциальные контакты из немагнитного позолоченного материала. Величина плотности критического тока јс определялась из начальных участков ВАХ по стандартному критерию 1 мкВ/см. Магнитное поле Н прикладывалось перпендикулярно транспортному току ј.

На рис.1 представлены зависимости удельного электросопротивления р(Т) образца BPSCCO низкой плотности в температурном диапазоне 40 - 120 К при различных значениях приложенного магнитного поля Н. Температура перехода в сверхпроводящее состояние ("p = 0") при H = 0 составляет 107 К. Выше температуры сверхпроводящего перехода (см. вставку к рис.1) зависимость р(Т) линейна, ее экстраполяция из области высоких температур к значению Т = 0 дает остаточное сопротивление $\rho \approx 0$, что говорит о том, что роль межгранульных границ мала. Качественно такой ход р(Т) характерен для монокристаллов BPSCCO [5]. Рассмотрим зависимости р(Т, Н), приведенные на рис.1. Температура начала сверхпроводящего перехода не зависит от величины приложенного магнитного поля, однако по мере понижения температуры на зависимостях р(Т) можно выделить две области, которые наиболее отчетливо видны при больших значениях Н (7, 20, 60 кЭ). Первая – достаточно резкое уменьшение р в узком температурном интервале ниже начала сверхпроводящего перехода, а далее - плавное уменьшение сопротивления до полного перехода образца в сверхпроводящее состояние. Ширина «размытия» сверхпроводящего перехода при H = 60кЭ ∆T≈60К. Такое поведение является отличительной особенностью гранулярных сверхпроводников [6,7] и связано с проникновением магнитного поля в объем сверхпроводника. Участок плавного уменьшения сопротивления соответствует переходу сети межгранульных границ, представляющих собой сеть джозефсоновских слабых связей. Резкое уменьшение сопротивления сразу же за переходом связано с проникновением магнитного поля в сверхпроводящие



Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ BPSCCO низкой плотности при различных значениях Н. Справа налево: H = 0, 0.1, 1, 2, 7, 20, 60 кЭ. На вставке – зависимости $\rho(T,H)$ в температурном интервале 4.2 – 200К.



Рис. 2. Зависимости ρ(T,H) BPSCCO низкой плотности в координатах logρ, 1/T. Слева направо: H = 0, 0.1, 1, 2, 7, 20, 60 κЭ. На вставке – полевая зависимость потенциала пиннинга U(H) BPSCCO низкой плотности.

гранулы. Таким образом, BPSCCO низкой плотности представляет собой гранулярный сверхпроводник, в котором, возможно, роль межгранульных границ выполняют области спайности пластинчатых кристаллитов между собой. Магнитное поле, проникающее в образец, в первую очередь, будет разрушать области контакта гранул, тем самым, в материале будет реализована сеть джозефсоновских переходов. Рассмотрим влияние магнитного поля на магнитотранспортные свойства такой сети.

На рис. 2 представлены зависимости $\rho(T)$ BPSCCO низкой плотности в координатах log ρ , 1/T при различных значениях приложенного магнитного поля. Из рис. 2 видно, что экспериментальные зависимости $\rho(T)$ при значениях $\rho \le 0.1$ мOм×см линейны в указанных координатах в широком температурном интервале для всех значений Н. Такое поведение наблюдалось как для монокристаллических [8], так и для поликристаллических [9] ВТСП на основе висмута. Таким образом, к полученным экспериментальным данным может быть применима модель крипа магнитного потока (flux creep). Зависимость R(H,T) в этой модели выражается законом Аррениуса:

ŀ

$$R = R_0 \exp(-U(H,T) / k_B T), \qquad (1)$$

где R₀ –предэкспоненциальный множитель, k_B – константа Больцмана, U(H,T) – полевая и температурная зависимость потенциала пиннинга. Поскольку зависимости $\rho(T)$ в координатах logp, 1/Т линейны в широком температурном интервале, зависимость U(H,T) сводится к температурно независимой функции U(H), которая может быть вычислена из наклона кривых logp(1/T). На вставке к рис. 2 показана полученная зависимость U(H) в двойной логарифмической шкале, которая практически линейна. Таким образом, зависимость потенциала пиннинга может быть описана как U(H)~Hⁿ, n ≈ 0.33.

Измерения температурной зависимости плотности критического тока j_c(T) BPSCCO низкой плотности в интервале T = 50÷120 К показали, что данная зависимость линейна в области температур, близких к T_c в координатах $j_c^{1/2}$, T, т.е. $j_c \sim (1 - T/Tc)^2$ согласно теории Де Жена. Таким образом, совместное действие магнитного поля и транспортного топриводят к тому, что в BTCI ка Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr₂Ca₂Cu₃O_x низкой плотности реализуется сеть слабых связей S-N-S типа с геометрическими параметрами, зависящими от внешнего поля.

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН «Квантовая макрофизика», проект №3.4, а также в рамках лавреньевского конкурса молодёжных проектов СО РАН 2006 г. (проект №52) и поддержана Фондом содействия отечественной науке.

1. E. Bartolomé, X. Granados, T. Puig et al., Phys. Rev. B 70, 144514 (2004).

2. D.M. Gokhfeld, D.A. Balaev, S.I. Popkov et al., Physica C 434, 135 (2006).

3. Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, Д.М. Гохфельд и др., ФТТ 48, 193 (2006).

4. М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов и др. Патент РФ, RU2261233. (2005).

5. Ando Y., Takeya J., Abe Y., et al., Phys. Rev. B 62, 626 (2000).

6. A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil Phys. Rev. B 44, 863 (1991).

7. A.V. Mitin, Physica C 235-240, 3311 (1994).

8. T.T.M. Plastra, B. Batlogg, L. Schneemeyer et al., Phys. Rev. Lett 61, 1662 (1988).

9. G.L. Bhalla, Pratima, A. Malik, Physica C 391, 17 (2003).

179

Вихревые состояния в высокотемпературных сверхпроводниках при температуре выше критической

Щурова Л.Ю.

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

В рамках SU(2) формализма описана структура вихрей, спонтанно образующихся на квазидвумерной решетке ионов со спинами в отсутствие внешнего магнитного поля. Модель построена для вихрей в недодопированных сверхпроводниках для температур, выше критической температуры сверхпроводящего перехода.

Характерной особенностью купратных ВТСП является существование в них вихревых структур в отсутствии внешнего приложенного магнитного поля (см. например, обзор [1]). Однако вопрос о причинах чрезвычайно высокой устойчивости таких вихрей, в частности, об их существовании при температурах Т выше Т_с, остается открытым. В этой работе предложен подход к изучению вих-ревых состояний в ВТСП, основанный на том, что их устойчивостьобусловлена топологическими свойствами полей двумерной решетки ионов, обладающей магнитными особенностями. Мы полагаем, что на пространственно двумерной решетке ионов имеется ближнее ферромагнитное и дальнее антиферромагнитное упорядочение, и, кро-ме того, отдельные ионы решетки имеют моменты с симметрией орбитальных моментов. Показано, что в такой системе возможны устойчивые в глобаль-ном пространстве полевые конфигурации скаляр-ных и векторных полей SU(2) симметрии (магнит-ные моменты играют роль скалярных полей, векторные поля связаны с орбитальными моментами).

Глобальные полевые конфигурации, устойчивость которых имеет топологическую причину, не разрушаются вследствие локальных флуктуаций и не затухают со временем. С такими глобальными конфигурациями могут сосуществовать локальные вихревые структуры, возникающих в окрестности точечных топологических дефектов (примесей) на ионной решетке. Симметрия и устойчивость локальных вихрей определяется симметрией и топологической устойчивостью полей глобальной конфигурации. Однако повышением уровня допирования и увеличением взаимодействий между вихрями глобальная конфигурации может потерять устойчивость. Здесь мы предполагаем взаимодействие вихрей достаточно слабым: рассматриваем недодопированные структуры для $T > T_c$.

В рамках топологического подхода устойчивость глобальной конфигурации определяется геометрией физического пространства-времени исследуемой системы и геометрией её внутреннего пространства – пространства полей. Конфигурация устойчива и имеет конечную энергию, если непрерывное отображение физического пространства во внутреннее нетривиально (не стягивается непрерывным образом в точку).

Физическое (2+1)-мерное пространство-время исследуемой системы имеет две пространственные компоненты и одну временную. Мы полагаем, что на границе физического пространства поля имеют одно и то же значение, что соответствует граничным условиям Борна-Кармана, и, что временная эволюция полей – циклическая. В таких условиях (2+1)-мерному физическому пространству соответствует компактифицированное пространст-во – поверхность трехмерной сферы $S^{3}_{\phi us}$.

Неоднородная полевая конфигурация с ближним ферромагнитным и дальним антиферро-магнитным упорядочением содержит, по крайней мере, два независимых скалярных поля, для описа-ния которых однопараметрическая группа U(1) недостаточна. Кроме того, все отображения $S^{3}_{\phi \mu 3}$ в пространство S₁ (группы U(1)), тривиальны. Мы для исследоваструктуры используем ния полевой трехпараметрическую SU(2) группу - минимальную унитарную группу Ли, для которой возможна устойчивая полевая конфигурация во всем физическом пространстве. Действительно, элементы группы SU(2) формируют поверхность сферы S^3 Отображения $S'_{\phi u s}$ во внутреннее пространство S^3 нетривиальны и представляют гомотопическую группу $\pi_3(S^3)=q$, где q=1, 2, 3... (группу целых чисел). Каждая устойчивая полевая конфигурация SU(2)-симметрии, характеризуется своим топологическим числом $q \in \pi_3(S^3)$ и собственной энергией E^q .

В наиболее простой ситуации неоднород-ную полевую конфигурацию формируют не все три независимых поля SU(2)-симметрии, но только два скалярных поля $\Phi = \{ \Phi^a, a=1,2 \}, \Phi$ имеет смысл магнитного момента, a – индекс внутреннего пространства (индекс матрицы Паули). Эти два скалярных поля принимают значения во внутрен-нем пространстве S^2 , и конфигурация таких полей устойчива, поскольку $\pi_3(S^2)=q$, где q=1, 2, 3... Векторные поля неоднородной конфигурации – $A_{\mu}=\{A^{a}_{\mu}, a=1,2,3; \mu=r,\varphi,t\}, \mu$ – индекс координаты физического пространства r,φ,t .

Функционал энергии E^q глобальной полевой конфигурации с топологическим числом q имеет вид

$$E^{q} = \frac{1}{2} \int D_{\mu} \phi^{a}(x) D_{\mu} \phi^{a}(x) d^{3}x + + \frac{\lambda}{4} \int (\phi^{a}(x) \phi^{a}(x) - C^{2})^{2} d^{2}x + E_{G}^{q},$$
⁽¹⁾
где
$$D_{\mu}\Phi^{a} = \partial_{\mu}\Phi^{a} + ig \cdot \Phi^{a}A^{a}{}_{\mu}$$
 – ковариант-

ная производная скалярного поля, второе слагаемое в правой части (1) характеризует взаимо-действие скалярных полей, λ , g, C – положительные константы, L_G – лагранжиан векторных полей. Функционал (1) принимает конечные значения и является однозначным для конфигурации с фикси-рованным q, и, например, для граничных условий, когда на всей границе физического пространства скалярное поле $\Phi = \Phi^3$ и векторное поле $A^a_{\mu=} A^3_{\phi}$ в окрестности этой границы [3].

Устойчивость таких конфигураций обусловле-на топологическими причинами, и для их разруше-ния требуется перестройка полей во всем физичес-ком пространстве, что требует значительных энергетических затрат. Решетка ионов с ближним ферромагнитным порядком может содержать от-дельные ионы, спин которых направлен противо-положно спинам ионов основной решетки. В окрестности таких изолированных ионов - тополо-гических дефектов - может образовываться своя локальная устойчивая полевая конфигурация, не разрушающая структуру полей глобальной конфи-гурации. В таких областях симметрия локально нарушается, в точке топологического дефекта имеется дополнительное скалярное поле с симмет-рией орбитального момента. Изменение структуры скалярных полей обуславливает генерацию в локальной области векторных полей, принимаю-щих значение в пространстве нарушенной симмет-рии $S^3/S^2 = RP^2$, (RP^2 - одномерное проективное пространство с отождествленными диаметрально противоположными точками). Физически это озна-чает, что образуется вихрь - устойчивая структура векторных полей. Действительно, область, в кото-рой нарушено локальное равновесие, можно окру-жить контуром, который не стягивается в точку: отображение контура S^{l} во внутреннее пространст-во RP^{2} векторных полей вихря нетривиально: $\pi_l(RP^2) = Z_2$. В то же время локальные области нару-шения симметрии (и равновесия) не разрушают структуру полей глобальной конфигурации: отобра-жение контура S' во внутреннее пространство S² полей глобальной конфигурации тривиально: $\pi_{I}(S^{2})=0$ (контур на сфере стягивается в точку).

Вихри – области локального нарушения симметрии и локального нарушения равновесия. Но вихри имеют собственную устойчивую структуру и, по крайней мере, в отсутствии существенного взаимодействий между вихрями не могут исчезнуть с течением времени: если в начальный момент времени соответствующие отображения негомо-топны нулю (нетривиальны), то это же справедливо и в любой последующий момент времени. Энергия вихря оказывается минимальной, если временная и радиальная компоненты векторного поля равны нулю, $A_t = A_r = 0$, но угловая компонента - отлична от нуля, $A_{\varphi} = e_{\varphi} A^{3}_{\varphi} \cdot \sigma_{3}$, где e_{φ} –единичный вектор, направленный по касательной к контуру, охватывающему локальную область вихря, $A^{3}_{\varphi} - \phi$ ункция координаты φ , $\cdot \sigma_{3} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ – матрица Паули (генератор группы SU(2)). Действительно, в такой ситуации все напряженности поля $F^{a}_{\ \mu\nu} = \partial_{\mu}A^{a}_{\ \nu} - \partial_{\nu}A^{a}_{\ \mu} - \left[A^{c}_{\ \mu}, A^{b}_{\ \nu}\right]$ оказываются равными нулю, и в клад изолированного вихря в действие есть $S^{q'} = \frac{1}{8\pi} \oint_{l} dl A^{3}_{\ \varphi} = k \cdot q'$,

где $q' \in \pi_I(RP^3)$ - характеризует тип вихря. С течение времени сохра-няется не только вихревая структура, но и характе-ризующая ее величина q'. Энергия полевой конфи-гурации, включающей N изолированых вихрей, есть аддитивная сумма энергий глобальной конфи-гурации и N вихрей: $E^{q,q'} = E^q + E^{q'}$.

Вихри могут перемещаться по двумерной решетке от одного узла к другому, образуя пространственно однородное состояние на фоне неоднородной глобальной конфигурации полей ионов. Когда вихрей достаточно много, взаимодействия между ними может приводить к образованию новых вихревых состояний, которые могут быть описаны в рамках функционала Гинзбурга-Ландау с тензорным параметром порядка $B_{ij} = \varepsilon_{ijk} z^k$ *ехр*(*i* φ), где вектор z^k направлен вдоль нормали к двумерной решетке ионов, и φ – параметр градиентного преобразования:

$$E^{q,q'} = E^q + \alpha \cdot B^2 + \beta \cdot B^4$$

Здесь α и β – зависящие от температуры коэффициенты, $\beta > 0$; $\alpha < 0$ при $T < T_{\kappa p.}$ и $\alpha > 0$ при $T > T_{\kappa p.}$, $T_{\kappa p.}$, – температура перехода из упорядоченного вихревого состояния (состояния вихревой решетки) в состояние хаотически расположенных вихрей.

Мы здесь не учитывали влияние на вихри электронов, делокализованных на двумерной решетке ионов. Согласно нашим оценкам [2], при температуре выше T_c доля энергии электронов в суммарной энергии электронов и полей ионов, составляет величину менее 10%, и, мы полагаем, в этой области параметров, $T>T_c$ электроны неразрушают глобальной конфигурацию полей ионов и, связанную с ней вихревую структуру.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (06-02-17391) и ФЦНТП (40.012.1.1.1357).

1. P. A. Lee, N. Nagaosa, and X.-G. Wen, Rev. Mod. Phys. 78, p.17-85 (2006).

2. L.Yu. Shchurova. Physica C:Superconductivity, **408-410**, p.363-364 (2004).

3. L.Yu. Shchurova. J. Moscow Phys. Soc. 6, p.223-253 (1976).

ФПС'06. Секция Р. Физические свойства ВТСП.

Секция N. Новые сверхпроводники и родственные материалы

Аномалия теплового расширения монокристаллов (Sr_{1-x}La_x)₃Ru₂O₇ и влияние на нее магнитного поля

Аншукова Н.В., Головашкин А.И.

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

Иванова Л.И., Русаков А.П., Шулятев Д.А.

Московский государственный институт стали и сплавов, 117936 Москва, Россия

Крынецкий И.Б.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

На монокристаллах системы (Sr_{1-x}La_x)₃Ru₂O₇ измерено тепловое расширение в интервале температур 4.2–80К, изучено влияние на него магнитного поля до 3.5Т. Найдено, что тепловое расширение в области температур Т≤18К аномально (отрицательно). Магнитное поле сильно влияло на положение и ширину области аномалии. Обсуждается природа аномалии теплового расширения в рутенатах.

В ряде оксидных соединений было обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение α(T) при низких температурах, а также аномально сильное влияние небольших магнитных полей на величину α(Т) и положение этой области [1-6]. До сих пор не получено однозначного объяснения природы этих аномалий. Особенно интересен вопрос о причине сильного влияния магнитного поля на тепловое расширение, которое в стандартной модели теплового расширения должно быть пренебрежимо малым. Купратные высокотемпературные сверхпроводящие системы (ВТСП), в которых наблюдались вышеуказанные аномалии, характеризуются слоистой структурой. В этой связи интересно исследовать аналогичные слоистые соединения с другим типом катионной подрешетки. Рутенаты (Sr_{1-x}La_x)₃Ru₂O₇ являются двухслойными соединениями, т. е. содержат блоки из двух плоскостей RuO2. В этом отношении они аналогичны «двухслойному» ВТСП соединению YBa₂Cu₃O₇, которое имеет блоки из двух плоскостей CuO₂.

В настоящей работе измерено тепловое расширение монокристаллов (Sr_{1-x}La_x)₃Ru₂O₇ (x=0.1) в области температур T=4.2–80К и исследовано влияние на него магнитных полей до H \approx 3.5T. Монокристаллические образцы (Sr_{0.9}La_{0.1})₃Ru₂O₇ были выращены методом безтигельной зонной плавки с радиационным нагревом [7]. Тестирование показало высокое качество образцов со стандартными свойствами [8]. Изменение длины образцов $\Delta L/L$ измерялось дилатометрическим методом с чувствительностью ~5·10⁻⁷ [9]. Магнитное поле было параллельно плоскостям RuO₂, деформация образца определялась в направлении, параллельном полю.

Была проведена тщательная калибровка измерительной установки по коэффициентам теплового расширения монокристаллов Си и редкоземельных оксидов с хорошо изученной зависимостью α(T) в исследуемом интервале температур. На рис.1 приведена калибровочная кривая, полученная для монокристалла меди. На рис.2 показана кривая для монокристалла YAlO₃+5%Nd. На этих кривых отсутствуют какие-либо аномалии.



Рис. 1. Температурная зависимость теплового расширения $\Delta L/L$ для монокристалла меди в области низких температур.



Рис. 2. Температурная зависимость теплового расширения $\Delta L/L$ для монокристалла $YAlO_3+5$ ат.% Nd.

На рис. 3 показана типичная температурная зависимость величины $\Delta L/L$ монокристалла (Sr_{0.9}La_{0.1})₃Ru₂O₇ для H=0. Видно наличие аномального поведения теплового расширения в области низких температур. В нулевом магнитном поле аномалия $\alpha(T)=(1/L)dL/dT$ наблюдается в области температур T \leq 18K. В области 9.5К $\leq \alpha \leq$ 18K величина $\alpha <$ 0.

Влияние магнитного поля H=3.5T на тепловое расширение монокристалла $(Sr_{0.9}La_{0.1})_3Ru_2O_7$ в об-

ласти аномалии показано на рис. 4. Видно, что магнитное поле сильно влияет на величину α и поло-



Рис. 3. Температурная зависимость теплового расширения $\Delta L/L$: для монокристалла (Sr_{0.9}La_{0.1})₃Ru₂O₇ в нулевом магнитном поле. На вставке выделена область аномалии теплового расширения.

жение области аномалии. Это также является аномалией. Обычно такое относительно слабое магнитное поле оказывает пренебрежимо малое влияние на величину теплового расширения, обусловленного ангармоническими эффектами. Из рисунка видно, что магнитное поле смещает область аномалии $\alpha(T)$ в сторону низких температур и слегка увеличивает ее. В других слоистых оксидных соединениях, например в ВТСП системах [5,6], магнитное поле также смещает область аномалии α в сторону низких температур, однако подавляет ее.



Рис. 4. Влияние магнитного поля H=3.53T на тепловое расширение в области аномалии. Кривая для H=0 сдвинута по оси ординат на величину 2.5 · 10⁻⁵.

Эффекты отрицательного теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах и сильного влияния магнитного поля на аномалию $\alpha(T)$ наблюдались ранее в целом ряде соединений [1-6,10]. Несмотря на явное различие свойств таких соединений, как купратные ВТСП системы, MgB₂, Ba_{1-x}K_xBiO₃ и рутенаты (Sr_{1-x}La_x)₃Ru₂O₇, все они имеют одну об-

щую особенность. Эта особенность – гибридизация электронных состояний анионов (кислорода, бора) и катионов (меди, рутения, висмута). В рутенатах и купратных ВТСП соединениях состояния Ru и Cu гибридизируются с кислородными состояниями, находящимися в плоскостях RuO₂ или CuO₂. Это приводит к сверхструктурному электронному упорядочению (т.е. волне зарядовой плотности, ВЗП) кислородной подрешетки в плоскостях RuO₂ или CuO₂. Именно ВЗП дает дополнительный стабилизирующий вклад в устойчивость решеток вышеуказанных систем [11-13]. Амплитуда ВЗП уменьшается с ростом температуры из-за увеличения экранирования.

Сильное влияние магнитного поля указывает на электронную природу аномалии теплового расширения в вышеуказанных соединениях. Это подтверждает, что в этих соединениях должны быть дополнительные электронные упорядочения, чувствительные к магнитному полю. Относительная слабость магнитных полей, влияющих на тепловое расширение, свидетельствует о том, что за вышеуказанные дополнительные электронные упорядочения ответственны состояния, находящиеся вблизи уровня Ферми в металлах или у потолка валентной зоны в диэлектриках.

Выше речь шла, в основном о сверхструктурном электронном упорядочении в кислородной подрешетке диэлектрических фаз, т. е. фаз без легирования. При легировании в некоторых системах может возникать еще одно дополнительное упорядочение носителей заряда, типа «страйпов» для купратных ВТСП или волны спиновой плотности для рутенатов типа Sr₂RuO₄ [8]. Появление свободных носителей уменьшает амплитуду «кислородной» ВЗП изза экранирования. При этом уменьшается роль такой «кислородной» ВЗП в сохранении устойчивости решетки кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. H. You, et al. Phys. Rev. B 43, 3660 (1991).

2. Z. J. Yang, et al. J. Supercond. 8, 223 (1995).

3. Н. В. Аншукова и др. Письма в ЖЭТФ 71, 550 (2000).

4. O. Friedt, et al. Phys. Rev. B 63, 174432 (2001).

5. Н. В. Аншукова и др. ЖЭТФ **124**, 80 (2003).

6. Н. В. Аншукова и др. ФТТ 46, 1356 (2004).

7. D. Shulyatev, et al. J. Crystal Growth **198-199**, 511 (1999).

8. С. Г. Овчинников. УФН 173, 27 (2003).

9. N. V. Anshukova, et al. J. Supercond. 7, 427 (1994).

10. R. Lortz, et al. JLTP 131, 5-6, 1101 (2003).

11. Е. Г. Максимов. Труды ФИАН 86, 101 (1975).

12. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости, ред. В.Л. Гинзбург, Д.А. Киржниц. М., Наука, 1977.

13. H. Wendel, R. M. Martin. Phys. Rev. **19**, 5251 (1979).

Электронный транспорт и сверхпроводящие свойства ZrB₁₂ и YB₆

Гаспаров В.А.

Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, Россия

Sheikin I.

Grenoble High Magnetic Field Laboratory, 38042 Grenoble Cedex 9, France

Otani S.

National Institute for Research in Inorganic Materials, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

Исследована температурная зависимость сопротивления, р(Т), глубины проникновения магнитного поля, $\lambda(T)$ нижнего, $H_{c1}(T)$, и верхнего, H_{c2}(T), критических магнитных полей монокристаллов додекаборида ZrB₁₂ и гесаборида YB₆. Обнаружен ряд аномалий в поведении этих кластерных боридов. Хотя зависимость р(Т) описывается законом Блоха – Грюнайзена, резистивная температура Дебая для ZrB₁₂ (T_D=300 K) в три раза больше чем из данных по теплоемкости. В то же время, для YB₆ T_D=60 К аномально низка. Сверхтекучая плотность ZrB₁₂ и YB₆ демонстрирует аномальную температурную зависимость с изломом при T/T_c =0.6. Температурная зависимость $H_{c2}(T)$ линейна по температуре от T_c до 0.35 К. Полученные данные об аномальном поведении $\lambda(T)$ и H_{c2}(T) находятся в согласии с двухжидкостной моделью с различной не только щелью, но и Т_с. Приведены данные о первом наблюдении эффекта де Гааза – ван Альфена в ZrB₁₂ и обсуждается поверхность Ферми этого кластерного борида.

Открытие сверхпроводимости в MgB₂ инициировало интенсивные исследования и поиск сверхпроводимости в других боридах [1]. Однако фактически сверхпроводимость была обнаружена лишь в нестехиометричных соединениях (*MoB*_{2.5}, *NbB*_{2.5}, *Mo*₂*B*, $W_{2B}, BeB_{2,75}$ [2]. Хотя бытует мнение, что ВТСП может наблюдаться лишь в двумерных соединениях, следует заметить, что кластерные соединения легких металлов также являются перспективными для ВТСП. Ранее было сделано предположение [3], что сверхпроводимость в ZrB₁₂ обусловлена кластерами атомов бора. Хотя сверх-проводимость в ZrB_{12} и YB₆ была обнаружена довольно давно, имеется лишь небольшое число противоречивых публикаций посвященных электронной структуре и сверхпроводимости в этих кластерных соединениях. Ниже будет показано, что имеющиеся противоречия обусловлены двухзонной сверхпроводимостью в ZrB_{12} and YB_6 .

 ZrB_{12} кристаллизуется в гцк структуру типа UB_{12} . В этой структуре, атомы Zr окружены плотноупакованными кластерами из 12 атомов бора, B_{12} [2,5]. Решетка YB_6 сформирована атомом Y в центре кубической решетки, окруженного кластерами по 6 атомов бора со структурой икосаэдра в узлах.

Монокристаллы *ZrB*₁₂ были получены в Киеве с помощью зонной плавки в атмосфере аргона [3]. Од-

нако, металлографический анализ и рентгеновские исследования показали, что полученные слитки содержат игольчатые включения несверхпроводящего ZrB_{12} . Поэтому, большое внимание уделялось отбору образцов в виде брусочков, вырезанных вдоль оси <100>, свободных от таких включений. Монокристаллы YB_{δ} были получены с помощью зонной плавки в Цукуба [4].



Рис.1. Температурная зависимость $\rho(T)$ в ZrB_{12} и YB_6 . Пунктирные кривые соответствуют формуле Блоха - Грюнейзена.

Температурная зависимость сопротивления образцов ZrB_{12} и YB_6 представлена на Рис.1. Температура перехода в сверхпроводящее состояние для ZrB_{12} (T_{c0} =6.0 K) и YB_6 находится в согласии с опубликованными данными [1-3,5].

Зависимость р(Т) выше 25 К описывается законом Блоха – Грюнейзена (Б-Г) для обоих боридов [1,5], что свидетельствует об определяющем вкладе электрон-фононного взаимодействия в р(Т). Резистивная температура Дебая Т_R равна 300 К для ZrB_{12} . Это значение находится в хорошем согласии с данными полученными на поликристаллических образцах (T_R=280 K) [2]. Следует заметить, что тепловая T_D для ZrB₁₂ полученная из данных по теплоемкости, в три раза выше (1200 К), повидимому, из-за присутствия примесной ZrB₂ фазы.[5] В то же время, Т_R для YB₆ аномально мало (60 К). Обнаруженные при низких температурах отклонения от формулы Б-Г возможно обусловлены квадратичным вкладом в ρ(T) из-за электрон - электронного рассеяния [1, 5].



Рис.2. Сверхтекучая плотность в ZrB₁₂. Теоретические зависимости в двухзонной модели показаны: пунктирной (р-зона), точечной (d- зона) и сплошной кривыми.

Мы использовали радиочастотную LC методику [2] для исследований температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля λ(T). На Рис.1 показана зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ от приведенной температуры Т/Т_с для ZrB₁₂ [2,5]. Легко заметить необычную температурную зависимость сверхтекучей плотности с изломом при T/T_c=0.65. Эту особенность можно объяснить с помощью двухзонной модели[5], предполагающей наличие двух независимых p- и d- зон, с различной не только сверхпроводящей щелью, Δ , а и температурой сверхпроводящего перехода, T_c [5]. Т.к. суммарная проводимость $1/\lambda^2$ является суммой зонных проводимостей, то можно показать, что $1/\lambda^2 = 1/\lambda_p^2 + 1/\lambda_d^2$. Подгонка экспериментальной зависимости суммой вкладов p- and d- зон приводит к следующим параметрам: T^p_c= 6.0 K, $\Delta_{\rm p}(0)=0.73$ meV, $\lambda_{\rm p}(0)=170$ nm и T^d_c=4.2 K, $\Delta_{\rm d}(0)=$ 2.1 meV, $\lambda_d(0) = 260$ nm.

На Рис.3 приведены температурные зависимости верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(T)$, полученные из $\rho(H)$ и $\lambda(H)$. Легко заметить, что в противоречии с известными моделями, $H_{c2}(T)$ линейна по T в широком интервале температур, не испытывая насыщения вплоть до 0.35 К. Обнаруженная особенность $H_{c2}(T)$ также может быть объяснена в рамках предложенной нами двухжидкостной модели.[5] Нетрудно оценить из зависимости $\lambda(T)$, что диффузность в p-и d- зонах равна $D_p=57$ cm²/ sec и $D_d = 10$ cm²/sec, соответственно. В соответствии с [6],

большое отношение $D_p / D_d \approx 6$ приводит к перенормировке $H_{c2}(0)$.



Рис.3. Температурная зависимость H_{c2} в ZrB_{12} полученная из: $\lambda(H)$ – жирные точки и $\rho(H)$ –кружки. Пунктирная кривая соответствует БКШ зависимости.

Таким образом, можно предположить, что предельное значение $H_{c2}(0)$ обусловлено *d*-зоной с минимальной диффузностью, тогда как производная dH_{c2}/dT вблизи T_c определяется *p*-зоной с большой диффузностью. Хотя обнаруженное двухзонное поведение $\lambda(T)$ в ZrB_{12} подобно MgB_2 , обнаружение двух различных T_c представляется необычным.

Авторы благодарны Ю.Б. Падерно, В.Б. Филипову и А.Б. Ляшенко за предоставление монокристалла *ZrB*₁₂. Работа поддержана Грантом СМ МШ-2169.2003.2, и Программой РАН: Новые материалы.

Гаспаров В.А. и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 601 (2001). Гаспаров В.А. и др., ЖЭТФ, **101**, 98 (2005). Гаспаров В.А. и др., Письма в ЖЭТФ, **80**, 376 (2004). Otani S. et al., J. of Crystal Growth, **217**, 378 (2000). Gasparov V.A. et al., Phys.Rev.B **73**, 094510 (2006). Gurevich A., Phys. Rev. B **67**, 184515 (2003).

Сверхпроводимость ячеистого MgB₂

Гриненко В.А., Красноперов Е.П. РНЦ «Курчатовский Институт», Москва 123182, Россия Михайлов Б.П. ИМЕТ РАН, Москва 119991, Россия

Из прессованной смеси порошков магния и бора, с сильно различающимся размером частиц, получен композиционный сверхпроводящий материал Mg/MgB₂ в виде ячеистой структуры, которая состоит из крупных зерен Mg, окруженных тонкими слоями MgB₂. Установлено, что сверхпроводящие свойства ячеистой структуры определяются средней толщиной исходных слоев бора. С уменьшением толщины слоев критическая температура монотонно падает с T_c= 37К при исходной толщине стенок бора - б более 15 мкм и достигает примерно 26К при б≅ 0.5мкм. В полях до 1.6Т производная верхнего критического поля от температуры -dH_{c2}/dT увеличивается от ~0.2 Т/К при толщине б более 10мкм до dH_{c2}/dT≅0.35T/К при δ менее 5мкм.

Изучение процесса формирования MgB₂ представляет значительный интерес, поскольку особенности синтеза, такие как температура [1], размер гранул [2] и чистота [3] исходных компонентов оказывают значительное влияние на сверхпроводящие свойства конечного материала. Ранее было обнаружено, что в результате отжига смеси порошков Mg и MgB₂, формируется пористый сверхпроводник, который представлял собой смесь двух фаз: стехиометрический MgB₂ (с критической температурой $T_c \approx 38$ К) и новая фаза с пониженной T_c [4]. По-видимому, новая фаза представляла собой диборид магния с вакансиями бора. При наличии избыточного магния новая фаза образуется между исходными кристаллитами MgB2, соединяя их между собой. Оказалось, что связанная сверхпроводящая структура существует вплоть до порога перколяции (p_c≈0.16). При этом, слабые связи не проявляются, и межгранульные критические токи не уступают внутригранульным.

В данной работе продолжены исследования особенностей формирования сверхпроводящего MgB₂. Получена ячеистая структура диборида магния и изучены ее сверхпроводящие свойства в зависимости от толщены исходных слоев бора.

Ячеистые образцы приготавливались следующим образом. Отсеянный порошок Mg со средним размером $L \approx 40$ мкм или $L \approx 130$ мкм тщательно смешивался с небольшим количеством субмикронного порошка аморфного бора (чистотой 99.9%). В процессе перемешивания частицы Mg, как более крупные покрывались тонким слоем бора, толщина которого зависела от исходного соотношения компонент и размера частиц Mg. Смесь прессовалась в таблетки, которые отжигались при температуре

 700^{9} С в атмосфере гелия при давлении Р≈1.7 атм. Время отжига таблеток изменялось от 2 до 6 часов.



Рис. 1. Фотография шлифа образца (оптический микроскоп). Средний размер частиц магния L≈40мкм, толщина слоев MgB2 около 2мкм при начальной толщине слоев бора δ ≈1мкм.

Образцы классифицировались по средней толщине исходных слоев бора - δ , поскольку она, как оказалось, определяет сверхпроводящие свойства ячеистой структуры. Полагая характерный размер частиц магния равным L, в случае малого количества бора ($\delta <<$ L) для оценки толщины использовалось выражение:

$$\delta \approx L \cdot k \frac{M_2 \rho_1}{M_1 \rho_2} \qquad (1),$$

где M_1 , ρ_1 – масса и плотность магния, M_2 , ρ_2 – масса и плотность бора. Коэффициент - k зависит от формы исходных гранул магния и равен k =1/3 для куба и шара и k =1 для тонкого плоского слоя. Ниже для оценок δ принято k=1/3. В эксперименте отношения масс исходных компонент B:Mg изменялось от 1:3 до 1:30. Согласно (1), δ по отношению к L уменьшалось с 10% до 1%. Т.е. условие $\delta <<$ L выполнялось достаточно хорошо. При этом полагается, что после прессования из-за пластичности магния пустоты исчезают.

В процессе термической обработки атомы Mg диффундирует в слои бора с образованием MgB₂, и толщина слоев увеличивается примерно в 2 раза. На рис.1 представлена фотография шлифа поверхности отожженного образца с ячеистой структурой. Крупные ячейки Mg (темные области) окружены тонкими слоями MgB₂ (светлые участки). Видно, что толщина участков MgB₂ в среднем одинакова и составляет в данном случае около 2мкм. Это согласуется с расчетной величиной.

Во вставке на рис. 2 показаны типичные зависимости средней восприимчивости $\langle \chi \rangle$ от температуры (ZFC, H=3Э) для образца с δ ~4.2 мкм после 1, 2 и 5 часов отжига. Видно, что сверхпроводящие переходы в пределах 0.5% совпадают. Мы полагаем, что после часового отжига ячеистая структура приходит в равновесное состояние.



Рис. 2. Восприимчивость -4π<χ> в зависимости от температуры (ZFC, H= 3Э). В рамках указаны толщины исходных слоев бора δ и время отжига образцов.

На рис. 2 представлены зависимости $\langle \chi \rangle$ от температуры для нескольких образцов с разными значениями δ . Во всех образцах при низких температурах наблюдается практически полное экранирование внешнего магнитного поля $-4\pi \langle \chi \rangle \approx 1$. Критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c(J_c=0)$ определялась пересечением линейной аппроксимации с осью температур, как показано на рис.2. Такое определение T_c соответствует нулевому сопротивлению при резистивном переходе. Ширина сверхпроводящего перехода ΔT , определенная по разнице температур на уровне 0.1 и 0.9 от максимального значения восприимчивости, составляет менее 1К для больших δ и не превышает 2К, для образца с толщиной слоя бора $\delta \sim 1$ мкм.



Рис. 3. Критическая температура T_C ячеистого MgB₂ в зависимости от средней толщены слоя бора δ.

На рис.3 приведена зависимость критической температуры образцов от δ . Видно, что с уменьшением толщины T_c снижается, и это падение особенно резкое при малых толщинах (δ <3 мкм). Полная экранировка внешнего поля и небольшая ширина сверхпроводящего перехода свидетельствует о том что, слои диборида магния образуют связанную, однородную сверхпроводящую структуру. Относительные вариации толщины слоя по образцу $\Delta\delta/\delta$, оцененные из зависимости $T_c(\delta)$ не превышают 0.3 даже для образцов с самыми малыми δ .

Причиной уменьшения критической температуры MgB₂ в ячеистой структуре, по-видимому, являются дефекты кристаллической структуры. Последние, как показывают рентгеновские данные, приводят к уменьшению параметра решетки **a** в плоскости **ab**, а межплоскостное расстояние **c** практически не изменяется. По-нашему мнению, наиболее вероятным типом дефектов в этом случае, как и в пористых образцах [4] являются вакансии в подрешетке бора.

Известно, что в «грязном» пределе в двух щелевом сверхпроводнике верхнее критическое поле может значительно превышать H_{c2} в чистом материале [5]. Например, допирование углеродом подрешетки бора приводит к значительному увеличению критического поля за счет усиления рассеяния сверхпроводящих электронов π -связи тогда как σ связь остается практически не нарушенной [6, 7]. Одним из возможных объяснений работа [8] может быть то, что плоскость Mg изгибается после допирования подрешетки B, что и приводит к более сильному рассеянию электронов π -связи. В нашем случае, вакансии бора также могут приводить к изгибанию плоскости магния и значительно увеличивать H_{c2} при низких температурах [6].

У ячеистых образцов из резистивных сверхпроводящих переходов в магнитном поле до 1.6Т определена зависимость верхнего критического поля от температуры $H_{c2}(T)$. Производная $-dH_{c2}/dT$ увеличивается от ~ 0.2 Т/К при δ более 10мкм до ~ 0.35Т/К при δ менее 5мкм. T_c ячеистого диборида магния и dH_{c2}/dT , в измеренном диапазоне полей, сравнимы с величинами, получаемыми при допировании MgB₂ углеродом [6]. По аналогии можно ожидать значительное увеличение $H_{c2}(0)$ в ячеистых образцах по сравнению с чистым MgB₂.

Из петель намагниченности, используя модель Бина, оценена плотность критического тока J_c ячеистого диборида магния. В пересчете на сечение MgB₂ $J_c \sim 10^5 \text{A/cm}^2$ (1T, 4.2K, образец с $\delta \approx 7.5$ мкм).

1. A. Yamamoto et al., Physica C 426–431, 1220 (2005).

2. G. Giunchi, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 15, 3230 (2005).

3. X. Xu, et al., Supercond. Sci. Technol. 19, 466 (2006).

4. V. Grinenko, E. P. Krasnoperov, et al., Solid State Communications 138, 461 (2006).

5. A. Gurevich, Phys. Rev. B 67, 184515 (2003).

6. X. Huang, et al., Solid State Communications 136, 278 (2005).

7. P. Samuely, et al., Physica C 435, 71 (2006).

8. A.Gurevich, et al., Supercond. Sci. Technol. 17, 278 (2004).

Magnetic field dependence of the superconducting gap node topology in noncentrosymmetric CePt₃Si

Eremin I.

Max-Planck Institute for Physics of Complex Systems, 01187 Dresden, Germany; Institute for Theoretical/Mathematical Physics, Braunschweig Technical University,38106 Braunschweig, Germany Annett J.F.

H.H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Tyndall Avenue, Bristol, BS8 1TL, United Kingdom

The non-centrosymmetric superconductor CePt₃Si is believed to have a line node in the energy gap arising from coexistence of s-wave and p-wave pairing. We show that a weak c-axis magnetic field will remove this line node, since it has no topological stability against time-reversal symmetry breaking perturbations. Conversely a field in the a-b plane is shown to remove the line node on some regions of the Fermi surface, while bifurcating the line node in other directions, resulting in two 'boomerang'-like shapes. These line node topological changes are predicted to be observable experimentally in the low temperature heat capacity.

The existence of nodal points or lines in the energy gap of a superconductor or a Fermi superfliud, such as ³He, is one of the main characteristics of unconventional symmetry pairing states. An important question is whether or not these nodes are accidental or are fully required by the fundamental symmetry of the pairing state. Secondly one can ask whether or not the nodal points or lines are topologically stable, or whether they can in principle be destroyed by small perturbations. This question was discussed in a seminal paper by Volovik[1], in which he showed that point nodes, such as in ³He-A, are diabolical points characterized by a Berry phase and topological charge. Because of this property the nodal structure cannot be removed by small perturbations, such as a magnetic field. Very recently Sato[2] and Volovik [3] have independently, shown that for line nodes of the gap function topological stability is only guaranteed if time reversal symmetry is preserved.

It is especially interesting to consider the gap nodal the discovered structure in recently noncentrosymmetric heavy fermion superconductor CePt₃Si[4]. The superconductivity is expected to be nearly unique because this material is tetragonal with space group P4mm, having no center of inversion symmetry. The existence of such an inversion center is normally essential in the distinction between spin singlet and spin triplet superconductivity in systems where the spin-orbit coupling is large. Therefore, without an inversion center this system can be expected to possess simultaneous singlet and triplet pairing components on the sheets of its, non Kramers degenerate, Fermi surface.

Here, we consider the effect time reversal symmetry breaking on the nodal topology in CePt₃Si. Starting with the model gap nodal structure proposed by Hayashi et al. [5] we show that the line node can be completely removed by an arbitrarily weak c-axis magnetic field. In contrast, for a-b plane oriented magnetic fields we show that magnetic fields create additional lines of nodes, splitting the single degenerate node of the timereversal symmetric ground state into two. Moreover, we show that the double line of nodes do not extend around the whole Fermi sphere but form a topological ``boomerang"-like structure, as shown in Fig. 1 [6].

a) H = 0 k_{F} k_{X} k_{X} k_{X}

Fig1. (a) zero-field line nodes for $k_z = \text{const}$ on one Rashba Fermi surface sheet; $H_y \neq 0$ removes the node along the k_y direction and bifurcates the node elsewhere, yielding ``boomerang"-like nodal topology.

These effects lead to a dramatic increase in the linear T coefficient in C_V/T , which should be visible experimentally. The appearance of these extra line nodes in a magnetic field and their large effect on the physical properties is surprising given the often stated argument that the non Kramers degenerate Fermi surface should suppress the effect of Zeeman interactions on the superconducting state.

1. G.E. Volovik, Pis'ma Zh. Eksp. Fiz. 46, 81 (1987) [JETP Lett. 46, 98 (1987)].

2. M.Sato,cond-mat/0602445 (unpublished).

G.E. Volovik, cond-mat/0601372 (unpublished).
E. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. 92, 027003 (2004).

5 N. Hayashi, K. Wakabayashi, P.A. Frigeri and M. Sigrist, Phys. Rev. B 73, 024504 (2006).

6. I. Eremin, and J.F. Annett, cond-mat/0606149.

Об особенностях химической связи в манганитах. Механизмы АФ и ФМ-упорядочения

Красинькова М.В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН 194021. С.-Петербург

Цель доклада – привлечь внимание к особенности химической связи в манганитах, заключающейся в смешанном характере, когда связь ионна и ковалентна в равной степени. Это же можно сказать и о связи в купратных сверхпроводниках и родственных материалах.

Предлагается представлять такую связь как образование между ионами локализованных одноэлектронных о-связей, возникающих в условиях анизотропной поляризации анионов катионами. Показано, что такое представление оказывается весьма продуктивным - оно позволяет понять природу орбитального упорядочения ионов, обеспечивает единый механизм АФ и ФМ-упорядочения ионов в манганитах, объясняет роль локальных искажений в изменении свойств материала, вкладывает дополнительный физический смысл в понятие температур Нееля и Кюри, а также температуры Т*, известной как температура открытия псевдощели в спектре электронных возбуждений, определяемой экспериментально в купратах и, возможно, существующей и в манганитах.

История постановки вопроса о характере связи переходный металл-кислород обычно связывается с поиском механизма высокотемпературной сверхпроводимости в купратах и работами L. Pauling [1] и P.W. Anderson [2], впервые указавшими на ее смешанный характер и предложившими ее представление в концепции ионно-ковалентного резонанса. Если для недопированного материала это представление успешно предсказало диэлектрическое состояние [3], то в отношении допированного материала возникли трудности.

Задолго до купратных сверхпроводников тот же вопрос рассматривался с привлечением конфигурационной нестабильности иона кислорода и его высокой поляризуемости [4], позже – анизотропной поляризуемости в перовскитных сегнетоэлектриках, где предполагалась возможность p-d гибридизации между d-ионом и ионом кислорода при поляризации последнего [5].

В представляемом докладе также рассматривается анизотропная поляризация иона кислорода, но результатом симметричной поляризации этого иона предлагается считать образование между анионом и двумя соседними катионами двух локализованных поляризацией одноэлектронных σ -связей (1е- σ). Предполагается, что такие связи образуются перекрыванием свободных гибридных dsp³ или d²sp³ состояний катионов с занятым парой электронов состоянием иона кислорода. Среди таких состояний может быть одно из 2р-состояний, занятое синглетной парой, или два гибридных 2р·3s состояния, занятых триплетной парой.

Возможность возбуждения при поляризации иона кислорода его синглетной пары из 2рсостояния в 2р·3s требует некоторого пояснения. К сожалению, оценить энергетическую разницу между этими состояниями возможно лишь в приближении свободных атомов [6], предполагая энергию 3s состояния атома кислорода меньше уровня 3sэлектрона в атоме Na. Это дает разницу в энергиях состояний в интервале 5-8 эВ (энергия ионизации атома кислорода 13,6 эВ). Отметим, для сравнения, если в рассматриваемом случае возбуждение электрона в 2p·3s состояние происходит под действием поляризующей силы со стороны катиона, то в атоме С имеет место гибридизация между 2р и 2s состояниями при разнице энергий между ними в ~9 эВ.

Теперь рассмотрим последствия образования локализованных (1е-σ) связей между ионами.

Поскольку в образовании связей участвуют вполне определенные электронные состояния ионов, то образование непрерывных цепочек из таких связей между ионами приводит к орбитальному упорядочению этих ионов друг относительно друга.

Поскольку заполнение свободных гибридных состояний катионов при образовании ими (1е-σ) связей с окружающими их ионами кислорода осуществляется в соответствии с правилом Хунда, катионы оказываются магнитоупорядоченными друг относительно друга. В случае участия в образовании (1е-σ) связей синглетной пары электронов кислородного иона, катионы упорядочиваются АФ, в случае участия триплетной пары – ФМ. Таким образом просматривается новый механизм ФМупорядочения – через триплетное состояние иона кислорода. Это очень важно, поскольку представление о механизме двойного обмена, как основного в манганитах, в последнее время поставлено под сомнение [7].

В рассматриваемом нами представлении температура АФ упорядочения T_N должна совпадать с температурой образования (1е- σ)_s через синглетную пару электронов и определяться ее энергией, а температура ФМ-упорядочения T_C –с температурой образования (1е- σ)_t связей через триплетную пару и также определяться их энергией.

Отметим, что если катион имеет неспаренный е_g электрон, то возможны разные варианты его спинового упорядочения. Если он занимает одно из гибридных состояний катиона, то упорядочивается в соответствии с правилом Хунда наряду с электронами (1e-σ) связей. Возможен также переход катиона в низкоспиновое состояние с освобождением гибридного состояния катиона и появлением возможности его участия в ковалентном связывании.

Изменение расстояния между ионами должно сопровождаться изменением характера (1е- σ)связей между ионами. Так, при увеличении расстояния связи с участием 2р-состояний могут смениться связями с участием более протяженных 2р·3s состояний, что повлечет за собой и изменение характера магнитного упорядочения. Увеличение расстояния с потерей перекрывания электронных состояний соседних ионов будет приводить к чисто ионной связи между ионами и к потере магнитного упорядочения в направлении такой связи (особенно в случае 1D цепочек связей).

Подобные изменения имеют место при допировании введением ионов, значительно отличающихся по размеру от катионов допируемого материала. Поэтому характер магнитного упорядочения в допированных материалах зависит от возможности образования тех или иных (1е-о) связей и возможности их упорядочения в цепочки, слои или 3Dрешетки. Если в материале образуется два типа (1е- σ) связей (что часто имеет место), то образованию каждого из них соответствует свое значение температуры образования – более высокое для (1е- σ)_s связей и более низкое для (1е- σ)_t в соответствии с их энергией. Одно из них (в манганитах первое) и может рассматриваться как Т*.

Детальное описание вероятного характера упорядочения двух типов (1е- σ) связей в однофазном образце допированного манганита состава $A_{0,67}B_{0,33}MnO_3$ было дано в [8].

- 1. L. Pauling, Phys. Rev. Lett. 59, 225 (1987)
- 2. P.W. Anderson, Science 235, 1196 (1987)
- 3. P.W. Anderson, Mater. Res. Bull. 8, 153 (1973)
- 4. R. Migoni, H. Bilz, and D. Bauerle, Phys. Rev. Lett. 37, 1155 (1976)

5. A. Bussman-Holder, A. Simon, H. Buttner, Phys. Rev. B 39, 207 (1989)

6. J.C. Slater, Phys. Rev. 98, 1039 (1955)

- 7. A.J. Millis, P.B. Littlewood, B.I. Shraiman, Phys. Rev. Lett. 74, 5144 (1995)
- 8. М.В. Красинькова, ЖТФ, 72, 30 (2002)

Критическая роль кислорода в возникновении сверхпроводимости в оксидах бария-висмута(III,V)-калия

Клинкова Л.А.¹, Николайчик В.И.², Барковский Н.В.¹, Федотов В.К.¹

¹Институт физики твердого тела РАН, ²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка 142432, Россия

Обнаружено, что в процессе отжига в аргоне кристаллов сверхпроводящих оксидов К_nВа_mВі_{m+n}О_v изменяется их фазовый состав. Последовательно формируются кислорододефицитные фазы K_nBa_mBi_{m+n}O_{y-б} с низкими значениями температуры сверхпроводящего перехода Т.с. Кислород из оксидов К_nBa_mBi_{m+n}O_y уходит поэтапно: сначала ИЗ Ві-плоскостей, к прилегаюших К-плоскости, затем из перовскитового блока ВаВіО₃.

Влияние кислорода на температуру перехода в сверхпроводящее состояние в оксидах К_nВа_mВі_{m+n}О_v остается невыясненным. Согласно данным [1-2] сверхпроводящие образцы K_xBa₁. _xBiO_y с x=0,35, 0,40 и 0,475, полученные керамическим способом, при отжиге в условиях разных давлений кислорода, температуры и времени, имеют различное содержание кислорода и значения температуры начала перехода в сверхпроводящее состояние. Для каждого состава зависимость T_c=f(y) имеет вид кривой с максимумом, из чего следует, что по мере потери кислорода в исходных образцах с максимальным его содержанием величина T_c сначала увеличивается, достигая максимума, затем уменьшается и, наконец, полностью исчезает. Такая "параболическая" зависимость указывает на наличие избыточного или недостающего до стехиометрии кислорода и его отрицательное влияние на максимальное значение T_c. Состояние того и другого вакансионного кислорода неупорядочено и соответствует природе твердого раствора. Однако, приведенные в работах [1-2] результаты и выводы кажутся не убедительными: исследуемые образцы характеризуются полупроводниковой зависимостью удельного сопротивления от температуры на участках, предшествующих сверхпроводящему переходу, что указывает на присутствие в образцах примесной фазы (или фаз) с диэлектрическими свойствами.

В настоящей работе иследован фазовый состав и изучены сверхпроводящие свойства кристаллов оксидов $K_n Ba_m Bi_{m+n} O_y$, полученных в процессе электролиза расплава системы KOH-Ba(OH)₂-Bi₂O₃, и отожженных в атмосфере аргона в интервале 300-500°C.

Исходные кристаллы состояли из оксидов $K_nBa_mBi_{m+n}O_y$ состава (K:Ba:Bi) 3:5:8, 2:3:3 и 2:5:7 с параметрами (a=4,277-4,310 Å) псевдокубических перовскитовых ячеек. Средняя степень окисления висмута (\overline{Bi}) в кристаллах оценивается значением 4,35. На температурных зависимостях магнитной

восприимчивости χ (рис.1) присутствует три излома при $T_c = 32$, 30 и 28 К, соответствующие сверхпроводящим переходам для фаз состава 3:5:8, 2:3:5 и 2:5:7 соответственно.



Рис. 1. Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ кристаллов K_nBa_mBi_{m+n}O_y исходного образца (а) и отожженых в аргоне при 400 (4 ч) (б), 475 (2 ч) (в) и 500°C (2 ч) (г).

Рис. 2. Временная зависимость изменения массы (Δ m/m) кристаллов K_nBa_mBi_{m+n}O_y в процессе отжига в атмосфере аргона при 400 (a), 450 (б), 475 (в) и 500°С (г).

В процессе отжига в атмосфере аргона образец практически постоянно теряет массу (рис. 2), достижением состояния квазиравновесия можно считать 8, 5 и 2 ч при температуре 400, 450 и 475°C соответственно. При 500° С (рис. 2г) потеря массы резко возрастает и продолжает увеличиваться во времени, не достигая постоянного значения к 8 ч отжига. Наблюдаемое изменение массы значительно больше, чем следовало бы ожидать при потере кислорода. При этом катионный и анионный состав присутствующих в кристалле оксидов изменяется, одновременно изменяется величина T_c .

На картинах электронной дифракции (рис. 3) от частиц кристалла, отожженного при температуре 400-500°С и не потерявшего сверхпроводящих свойств, сохраняются сверхструктурные отражения $q = \frac{1}{2}[001],$ вектором характерные лпя сверхпроводящих фаз ряда К_nВа_mBi_{m+n}O_y [3]. Однако наблюдается уменьшение числа частиц со сверхструктурными отражениями и ослабление интенсивности сверхструктурных отражений по мере уменьшения T_c. Вместе с тем значение Ві последовательно изменятся от 4,35 до 4,22, затем до 4,06, и становится равным 3,71, когда сверхструктурные отражения с вектором $q = \frac{1}{2}[001]$ исчезают и появляются новые с вектором $q \approx \frac{1}{4} [110]$ характерные для оксида ВаВіО_{2,75} [4].



Рис.3. Картины электронной дифракции в [100]-зоне, наблюдающиеся на кристаллах оксидов $K_n Ba_m Bi_{m+n} O_{y:}$ а – неотожженных с исходной сверхструктурой с вектором $\mathbf{q} = \frac{1}{2}$ [001], б – отожженных при 500°С (8 ч) с появившейся сверхструктурой с вектором $\mathbf{q} \approx \frac{1}{4}$ [110]. Сверхструктурные отражения отмечены стрелками.

При изменении фазового состава и свойств кристалла сохраняется его геометрическая форма. Это указывает, что в процессе отжига идет формирование доменов фаз с кристаллографически близкой структурой, что позволяет доменам когерентно сращиваться.

На рис. 4 схематично представлен процесс разрушения исходной структуры фазы 1:2:3, с образованием фаз, более богатых висмутом. В процессе отжига удвоенная ячейка фазы 1:2:3 теряет слои Ві-О и Ва-О, превращаясь в фазу 2:3:5 и далее в 1:1:2. По всей вероятности, аналогично формируются и все остальные фазы при последующей потере слоев висмута и бария.

1:2:3	1:3:5	1:1:2
Bi	Bi	
Ba	Ba	Ba
Bi	Bi	Bi
K	K	K
Bi	Bi	Bi
Ba-	Ba-	Ba
Bi	Bi	Bi
Ва	K	K
Bi	Bi	Bi
K	Ba	Ba
Bi	Bi	
Ва		
Bi		

Рис. 4. Схема поэтапного превращения фазы состава (K:Ba:Bi) 1:2:3 в 1:1:2 в процессе отжига в аргоне.

При потере кислорода в процессе отжига образцов растет доля ионов Bi³⁺ в кристаллической структуре фаз И, следовательно, должны увеличиваться параметры их элементарных ячеек. Как показывает настоящий эксперимент, увеличение параметра ячейки фазы 1:2:3 от 4,289 до 4,296 Å (Да=0,007 Å) понижает величину T_c на 7 К (от характерной для нее 35 до 28 К) и подавляет сверхпроводящие свойства этой фазы при а≤4,310 Å (∆а≤0,021 Å). Увеличение параметра фазы 2:3:5 от 4,276 до 4,280 Å (Да=0,004 Å), по-видимому, существенно не влияет на ее сверхпроводящие свой-

ства, но при $\Delta a=0,017$ Å понижает ее T_c с 30 до 15 K, а при $\Delta a \le 0,034$ Å лишает ее сверхпроводящих свойств.

			2 :	3:5			
	Bi (+4.00)		Bi (+4.00)		Bi (+4.00)		Bi (+3.50)
	Ba		Ba		Ba		Ba
	Bi (+4.50)		Bi (+4.35)		Bi (+4,10)		Bi (+3.80)
	K		K		K		K
	Bi (+4.30)		Bi (+4.20)		Bi (+4.05)		Bi (+3.75)
	Ba		Ba		Ba		Ba
	Bi (+4.50)		Bi (+4.35)		Bi (+4.10)		Bi (+3.80)
	K		K		K		K
	Bi (+4.30)		Bi (+4.20)		Bi (+4.05)		Bi (+3.75)
	Ba		Ba		Ba		Ba
	Bi (+4.00)		Bi (+4.00)		Bi (+4.00)		Bi (+3.50)
$\overline{\text{Bi}} = +4.32$		$\overline{\text{Bi}} = +4.22$		$\overline{\text{Bi}} = +4.06$		Bi = +3.72	

Рис.5. Схема последовательного удаления кислорода из Віплоскости, прилегающей к К-плоскости, сверхпроводящего оксида состава 2:3:5.

Схема последовательного удаления кислорода из ячейки фазы 2:3:5 показана на рис.5. Ячейка этой фазы строится из двух субъячеек состава 1:2:3 и 1:1:2 (рис. 5). В первой присутствует перовскитовый блок ВаВіО₃, где Ві=4,00. Если представить, что кислород уходит одновременно из двух Ві-плоскостей, где изначально Ві⁵⁺ находится в количестве 75% (Bi=4,50) в одной из Biплоскостей и 65% (Bi=4,30) - в другой, то при потере кислорода (значение Ві в образце 4,22) содержание Bi⁵⁺ в первой плоскости понизится до 67,5%, а во второй – до 60%, при этом сверхпроводящие свойства сохраняются. Сохраняются они и при значениях Ві в первой и во второй плоскостях, равных соответственно 4,10 и 4,05. При этом в первой плоскости ионы Bi⁵⁺ присутствуют в количестве 55%, а во второй -52,5%. В таком случае, если имеет место перколяционный эффект электронов, ответственный за явление сверхпроводимости, то возникает он в Ві-плоскостях, прилегающих к Кплоскости, при концентрации в них ионов Bi⁵⁺ не менее 55%. По всей вероятности, температура перехода фаз в сверхпроводящее состояние на кривых температурной зависимости магнитной восприимчивости находится в прямой зависимости от этого эффекта.

Работа выполнена в рамках проектов 04-02-17358-а, 04-03-97248-а и 04-03-32872-а Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Y. Idemoto, Y. Iwata, K. Fueki, Physica C 201, 43 (1992).

2. Y. Idemoto, Y. Iwata, K. Fueki, Physica C 222, 257 (1994).

3. Л.А. Клинкова, В.И. Николайчик, Н.В. Барковский и др. Журн. неорган. химии **46**, 715 (2001).

4. Л.А. Клинкова, В.И. Николайчик, Н.В. Барковский и др. Журн. неорган. химии **42**, 905 (1997).

Особенности переноса заряда вблизи температуры Нееля в монокристалле Nd₂CuO₄

Парфенов О.Е., Шклярук Ф.А.

Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

Проведено исследование электросопротивления и термоэдс в плоскости CuO_2 вблизи антиферромагнитного перехода в монокристалле Nd_2CuO_4 содержащем минимальное количество носителей. Обнаруженные особенности переноса заряда в окрестности температуры Нееля свидетельствуют о сильном влиянии на транспорт заряда потери двухподрешеточного антиферромагнитного порядка.

Известно, что купраты являются сильно корремоттовскими изоляторами лированными И при допировании, введением носителей заряда путем изменения состава, появляется металлическая проводимость и сверхпроводимость. Механизм такого превращения остается невыясненным. В отсутствии допирования купратные ВТСП представляют собой (с несущественными отклонениями от фундаментальной модели) двумерный гейзенберговский антиферромагнетик со спином 1/2 на квадратной решетке, с большим антиферромагнитным обменным интегралом Ј≈1600К. Принципиальным является вопрос о термодинамических свойствах этой системы. Гейзейберговский квантовый антиферромагнетик на квадратной решетке может иметь как основное состояние - двухподрешеточный спиновый кристалл, так и другие спиновые состояния, реализацией которых в первую очередь является спиновая жидкость.

В работах [1,2] проведено детальное исследование электросопротивления и термоэдс в плоскости СиО₂ и статической магнитной восприимчивости в окрестности антиферромагнитного перехода кристаллов La₂CuO₄, слаболегированных кислородом и стронцием. Анализ полученных данных позволяет сделать вывод, что с допированием происходит формирование зоны проводимости путем перекрытия волновых функций глубоких примесных состояний, сильно перенормированных за счет корреляционных и поляронных эффектов. По данным термоэдс [1] степень вырождения примесного уровня равна 4, что соответствует C4v симметрии состояния дырки на кислороде и противоречит общепринятой модели Жанга-Райса. Во всех исследуемых кристаллах обнаружено существенное различие в переносе заряда выше и ниже температуры Нееля, что свидельствуют о сильном влиянии на транспорт заряда в плоскости CuO₂ потери двухподрешеточного антиферромагнитного порядка. Таким образом, изучение взаимосвязи магнитных, электронных и структурных свойств в монокристаллах La₂CuO₄, позволяет нам заметить, что выше

 T_N магнитное состояние представляет собой спиновую жидкость. Прямым подтверждением этого является аномальное поведение термоэдс в районе магнитного перехода – изменения термоэдс в районе антиферромагнитного перехода ≈60 мкВ/K = k/e·ln2[2] либо ≈120 мкВ/K = k/e·ln4[1], или выше T_N наблюдается широкое плато на уровне ≈120 мкВ/K = k/e·ln4[1]. Это свидетельство существования примесного парамагнетизма выше T_N , что является проявлением свойств спиновой жидкости, которая при низких температурах (по сравнению с J≈1600K) немагнитна.

Данный эффект не должен зависеть от типа допирования: дырочного или электронного, при малых степенях допирования, когда влияние носителей заряда на магнитную подсистему мало. Целью данной работы является проверка универсальности поведения электросопротивления и термоэдс в области антиферомагнитного перехода на электронных ВТСП соединениях.

Проведено исследование электросопротивления и термоэдс в плоскости CuO2 вблизи антиферромагнитного перехода в монокристалле Nd₂CuO₄ с предельно малым уровнем допирования. В качестве образца был выбран хорошо аттестированный совершенный монокристалл Nd₂CuO₄ с температурой Нееля 260 К [3,4]. Выращенный монокристалл имел сравнительно высокую проводимость с $\rho \approx 60 \text{ m}\Omega \text{cm}$ (при комнатной температуре). В температурных зависимостях электросопротивления и термоэдс вблизи T_N аномалий не наблюдалось. В результате дополнительного отжига в одной атмосфере кислорода при $T = 500^{\circ}$ C в течение 150 часов удельное сопротивление образца увеличилось до 180 Ωст. Предполагается, что такой отжиг приводит к заполнению кислородных вакансий являющихся донорами в Nd₂CuO₄.

Как показали наши измерения, при температурах выше T_N (рис. 1а) наблюдается высокое постоянное значение энергии активации $E(T) = d(\ln \rho(T))/d(T^{-1}) \approx 3200 \, \text{K}$. Ниже T_N происходит уменьшение энергии активации более чем в три раза. Это соответствует предыдущим измерениям на монокристаллах La₂CuO₄ [1,2], где показано, что выше T_N проявляется дополнительная локализация носителей заряда.



Рис.1 Электросопротивление $\rho(T)$, локальная энергия активации проводимости E(T) (а) и термоэдс $\alpha(T)$ (b) в плоскости CuO₂ для монокристалла Nd₂CuO₄.

В нашем образце наблюдается аномальное поведение термоэдс – ниже T_N появляется гигантский пик больше 2000 мкВ/К (рис. 1b). Эта особенность наблюдалась неоднократно на данном монокристалле. Такое поведение термоэдс в Nd₂CuO₄ резко отличается от наблюдаемых особенностей в La₂CuO₄, где ниже T_N происходит исчезновение спинового вклада в термоэдс ≈120 мкВ/К, при этом удельное сопротивление обоих образцов сравнимо. Таким образом, обнаруженно аномальное поведение температурных зависимостей электросопротивления и термоэдс вблизи температуры Нееля, которое свидетельствует о влиянии на транспорт заряда установление дальнего антиферромагнитного порядка. Понимание наблюдаемой аномалии в термоэдс в Nd₂CuO₄ требует дальнейших исследований.

1. О.Е. Парфенов, А. А. Никонов, С.Н. Барило Письма в ЖЭТФ, 76, 719 (2002).

2. О.Е. Парфенов, А. А. Никонов Письма в ЖЭТФ, 80, 284 (2004).

3. H. Casalta, P. Bourges, D. Petitgrand, M. d'Astuto, A. Ivanov. Physica B, 234-236, 803 (1997).

4. В.В. Квардаков, В.А. Соменков, В. Паулус, Г. Хегер, С. Пиньел. Письма в ЖЭТФ, 60, 711 (1994).

⁶³Cu, ¹⁷О ЯМР исследование зарядовых флуктуаций в сверхпроводящем купрате Sr_{14-x}Ca_xCu₂₄O₄₁

Пискунов Ю.В., Оглобличев В.В., Верховский С.В.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620041, ул. С. Ковалевской, 18, <u>piskunov@imp.uran.ru</u>

Выполнено ⁶³Cu, ¹⁷О ЯМР исследование зарядовых флуктуаций в квазиодномерных дырочно допированных купратах с лестничной структурой (спин-лэддерах) Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ (Ca0) И Sr₂Ca₁₂Cu₂₄O₄₁ (Ca12). Измерены скорости затухания спинового эха¹⁷ $(1/T_2)$ и ⁶³ $(1/T_2)$ в диапазоне температур T = 10 – 300 К. В соединении Ca0 изменение $17/(1/T_2)$ и $63/(1/T_2)$ является монотонным во всей области температур ЯМР исследования. В составе с высоким содержанием Са обнаружены выраженные пики в скоростях релаксации ${}^{17}(1/T_2)$ и ${}^{63}(1/T_2)$ при температурах T = 25 К и Т = 50 К, соответственно. Данный результат указывает на то, что в сверхпроводящем Ca12 имеют место низкочастотные флуктуации зарядовой плотности, которые постепенно замедляются при низких температурах. Выполнены эксперименты по измерению сигнала двойного резонанса спинового эха ¹⁷О-⁶³Си. Измерена константа косвенного гетероядерного (¹⁷O-⁶³Cu) взаимодействия ядерных спинов через электронную систему зоны проводимости.

В последние годы заметно возрос интерес к квазиодномерным системам с лестничной структурой (спин-лэддерам), к классу которых относится оксид Sr_{14-x}Ca_xCu₂₄O₄₁ [1]. Наличие спиновой щели и сверхпроводимости с d-симметрией сверхпроводящего параметра порядка сближает спин-лэддеры с ВТСП купратами. Низкая размерность лэддеров позволяет применять к ним более простые, чем к 2D системам, теоретические модели для анализа спиновых и зарядовых возбуждений. Тем самым, спин-лэддеры являются естественными модельными объектами при переходе к анализу электронного строения 2D ВТСП купратов. Теоретически было показано, что в низкоразмерных купратах может быть реализован широкий спектр различных типов основных состояний, конкурирующих и сосуществующих между собой при определенных условиях. Так Sr_{14-x}Ca_xCu₂₄O₄₁ имеет спин-жидкостное основное состояние с конечной спиновой щелью и дальним антиферромагнитным порядком, сосуществующим со спиновыми синглетами и дырочными парами при низких температурах. Кроме того, касательно лэддера Sr_{14-x}Ca_xCu₂₄O₄₁ нерешенным остается вопрос о том, определяются ли его электронные свойства поведением индивидуальных частиц или же они обусловлены коллективными эффектами типа волн зарядовой плотности (ВЗП). Какое именно основное состояние является конкурирующим к сверхпроводящему состоянию (СС) в спинлэддерах и каковы микроскопические причины смещения баланса в сторону СС, возникающего под высоким давлением, – вопросы, ждущие своего решения. Одним из кандидатов на состояние, конкурирующее с СС, является состояние ВЗП.

ЯМР измерения на ядрах кислорода ¹⁷О и меди ⁶³Си были выполнены на двух изотопно обогащенных монокристаллах Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ и Sr₂Ca₁₂Cu₂₄O₄₁ с различной степенью дырочного допирования «лэддерных» Cu₂O₃ слоев в температурном диапазоне T=10-300 К в магнитном поле 94 кЭ. На рис. 1 представлены температурные зависимости 1' $'(1/T_2)$ ³³(1/T₂) для Ca0 и Ca12 оксидов. В слабо допирои ванном оксиде Са0 наблюдается монотонное изменение с Т скорости затухания сигнала эха ядер ¹⁷О и ⁶³Си. В то же время в сверхпроводящем Ca12 составе ¹⁷(1/Т₂) и ⁶³(1/Т₂) имеют выраженные пики при температурах T = 25 K и T = 50 K, соответственно. Дополнительный вклад в 1/T₂ изменяет характер затухания спинового эха с гауссова ехр(- $(2\tau)^2/2(T_{2G})^2)$ на экспоненциальный $exp(-2\tau/T_2)$ в районе пиков.

Вблизи T=50 К отношение скоростей ${}^{63}(1/T_2)/{}^{65}(1/T_2)=1.14$ для двух изотопов меди 63 Cu и 65 Cu ближе к отношению квадратов их ядерных квадрупольных моментов $({}^{63}Q/{}^{65}Q)^2=1.17$, чем к отношению квадратов магнитных моментов $({}^{63}\gamma/{}^{65}\gamma)^2=0.87$. Это указывает на то, что пик в скорости релаксации вызван флуктуациями градиента электрического поля (ГЭП). Флуктуации ГЭП, в свою очередь, вызывают флуктуации частоты прецессии ядерных спинов с амплитудой Δ и временем корреляции τ_c . Скорость затухания спинового эха в этом случае достигает своего максимального значения при $\Delta \tau_c=1$. Эта ситуация может быть выражена эмпирической формулой [2]

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta^2 \tau_c}{1 + \left(\Delta \tau_c\right)^2}.$$
 (1)

Тогда $\frac{1}{T_2}_{\text{max}} = \frac{\Delta}{2} = \frac{1}{2\tau_c}$. В предположении термиче-

ски активированной зависимости τ_c $\tau_c = \tau_{\infty} exp(E_A/k_BT)$, где E_A – энергия активации, выражение (1) может быть переписано в виде:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\Delta^2 \tau_{\infty} \exp(E_A / k_B T)}{1 + (\Delta \tau_{\infty})^2 \exp(2E_A / k_B T)}.$$
 (2)

Т зависимости ^{17,63}(1/T₂) в Ca12 были аппроксимированы выражением (2) при фиксированных значениях Δ =2/T₂. В результате аппроксимации данных были получены одни и те же значения τ_{∞} =6(1)•10⁻⁷ с и E_A=100(10) К для ¹⁷(1/T₂) и ⁶³(1/T₂). Это говорит о том, что спин-спиновая релаксация

197



Рис. 1. Т зависимости ^{17,63}(1/Т₂) в Са0 и Са12. Сплошная и штриховая линии представляют результаты аппроксимации данных выражением (2).

ядер меди и кислорода обусловлена одним и тем же процессом, вызывающим флуктуации частот прецессии Δ этих ядер.

Для получения дополнительной информации о механизме поперечной релаксации спинов кислорода нами были выполнены эксперименты по измерению сигнала двойного резонанса спинового эха (SEDOR) ¹⁷O-⁶³Cu. Зависимость $m(2\tau)$ (рис. 2) имеет явно выраженный осциллирующий характер с константой гетероядерного спин-спинового взаимодействия ¹⁷O – ⁶³Cu ¹⁷⁻⁶³J_{exp} = ¹⁷⁻⁶³J_{ind} + ¹⁷⁻⁶³J_{dip} = ⁸⁴⁰(30) Гц, указывающий на то, что основной вклад в ¹⁷(1/T₂) вносят диполь-дипольное и косвенное спин-спиновые взаимодействия между ¹⁷O и ⁶³Cu. Попытки же наблюдать SEDOR сигнал в составе Ca12 при T=25 K (в районе пика) не увенчались успехом, что также указывает на немагнитную природу механизма поперечной релаксации в этой области температур

Таким образом, экспоненциальный характер затухания спинового эха, квадрупольный механизм релаксации в области температур, где наблюдаются пики в $^{17,63}(1/T_2)$, а также возможность аппроксимации этих пиков выражением (2) позволяют утверждать, что спин-спиновая релаксация ядерных моментов ¹⁷О и ⁶³Си обусловлена низкочастотными (т_с~Т₂) флуктуациями ГЭП, которые постепенно замедляются с понижением температуры. Такие флуктуации могут быть вызваны движением либо электронных, либо ионных зарядов. В настоящее время отсутствуют свидетельства столь низкочастотных решеточных флуктуаций в спин лэддерах. Наиболее вероятно, что флуктуации ГЭП связаны с нестабильностью в системе электронных зарядов. Кроме того, динамика с $1/\tau_c \sim 10^4 - 10^5 \ c^{-1}$ является слишком медленной, чтобы быть связанной с дви жением индивидуальных носителей заряда. Мы полагаем, что пики в Т зависимостях ^{17,63}(1/Т₂) обусловлены коллективными модами флуктуаций



Рис.2. Сигнал $m(2\tau)=^{17}E(2\tau)/^{17}E_0(2\tau)$ в оксиде Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ при T=20К; сплошная линия – результат аппроксимации данных $m(2\tau)$ выражением вида: $m(2\tau) \sim \exp(-2\tau/T_2)\cdot\cos(J_{exp}\tau)$. На вставке в верхней части рисунка изображена последовательность радиоимпульсов, возбуждающих спин-системы $I(^{17}\text{O})$ и $S(^{63}\text{Cu})$ в ходе экспериментов по двойному резонансу спинового эха.

электронного заряда. В пользу этого предположения свидетельствуют недавно обнаруженные в экспериментах по резонансному рентгеновскому рассеянию [3] и оптической проводимости [4] признаки коллективного зарядового упорядочения типа ВЗП как в Са0 [3, 4], так и в Са12 [3] оксидах. Из наших результатов следует, однако, что распределение заряда в оксиде Ca12 остается, в основном, однородным вплоть до низких температур. Имеет место лишь модуляция однородного распределения зарядовой плотности с амплитудой порядка (1-2) % дырки на позицию. Об этом свидетельствует то, что амплитуда флуктуаций
 $\Delta \sim 10\text{--}100~\mathrm{k}\Gamma$ ц на 2 порядка величины меньше той, что ожидается в случае, если все носители в «лэддерном» слое находятся в локализованном состоянии зарядового упорядочения. Модуляция зарядовой плотности может возникать вследствие замедления движения носителей вблизи примесей или решеточных искажений в кристалле.

Таким образом, результаты данного исследования свидетельствуют о наличии коллективной зарядовой неустойчивости в Ca12. Этот оксид близок к зарядовому упорядочению и демонстрирует необычное, отличающееся от «классического», состояние ВЗП. Отсутствие пиков в $^{17,63}(1/T_2)$ Ca0 оксида может быть связано со слишком малой концентрацией дырок в Cu₂O₃ слое и, как следствие, малой амплитудой Δ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 05-02-17846.

- 1. E. Dagotto, Rep. Prog. Phys., 62, 1525 (1999).
- 2. S.M. De Soto, et al., Phys. Rev. B 54, 16101 (1996).
- 3. P. Abbamonte, et al., Nature, 431, 1078 (2004).
- 4. T. Vuletić, et al., Phys. Rev. B 71, 012508 (2005).

Спектроскопия андреевского отражения облучённого нейтронами MgB₂

Степанов В.А.

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

Gonnelli R.S., Daghero D., Ummarino G.A.

Dipartimento di Fisica, Politecnico di Torino, 10129 Torino, Italy and CNR-INFM-LAMIA, 16152 Genova, Italy

Galzolari A., Tortello M.

Dipartimento di Fisica and INFM, Politecnico di Torino, 10129 Torino, Italy

Putti M.

Dipartimento di Fisica, Universita di Genova, 16146 Genova, Italy and CNR-INFM-LAMIA, 16152 Genova, Italy Manfrinetti P., Palenzona A.

Dipartimento di Chimica e Chimica Industriale, Universita di Genova, 16146 Genova, Italy and CNR-INFM-

LAMIA, 16152 Genova, Italy

Представлены результаты исследований энергетических щелей высококачественных поликристаллов Mg¹¹B₂, облучённых нейтронами. Локальные свойства материала характеризовались критической температурой андреевского контакта (АК) Т_с^A. Установлено, что в облучённых образцах, кроме областей с $T_c^A = T_c$ (T_c критическая температура образца, найденная из измерений магнитной восприимчивости и теплоёмкости), существовали области с ТсА существенно большей (до 2÷3 раз) Т_с. Энергетические щели σ - и π - зон в областях с $T_c^A = T_c$, с увеличением флюенса и понижением T_c , сливались в одну щель $\Delta \approx 1$ мэв при $T_c^A = (9 \div 12)$ К, а в областях с $T_c^A > T_c$, с уменьшением T_c^A , стремились к общей величине $\Delta \approx 3$ мэв при $T_c^A \approx 20$ К.

Известно [1], что в двухзонном сверхпроводнике с большой и маленькой энергетическими щелями в зонах ($\Delta_{\sigma} > \Delta_{\pi}$) межзонное рассеяние на немагнитных примесях должно приводить к усреднению характеристик зон, уменьшению T_c и слиянию энергетических щелей в одну щель с 2^Δ/kT_c близкой к стандартной БКШ величине. Эти эффекты впервые наблюдались в MgB₂, легированном углеродом [2]. Других примеров, надёжно подтверждающих предсказание [1], до последнего времени не было. Химическое легирование является сложным процессом, приводящим не только к увеличению рассеяния, но и к изменениям в электронной и фононной системах, структурной нестабильности и неоднородности образцов. Введение дефектов облучением, например, нейтронами позволяет преодолеть ряд проблем, присущих химическому замещению, и, кроме того, даёт возможность измерить характеристики межзонного рассеяния на дефектах другого типа. Измерения теплоёмкости MgB₂, облучённого нейтронами, показали, что в этом случае также достигается однощелевая сверхпроводимость при понижении Т_с до 11 К [5].

При облучении MgB₂ нейтронами существуют два основных источника генерации дефектов: 1) неупругие столкновения быстрых нейтронов с атомами решётки, создающие точечные дефекты, и 2) захват тепловых нейтронов ¹⁰В с последующим распадом на α- частицу и ⁷Li. Второй процесс имеет очень большое сечение и создаёт в MgB2 объёмные дефекты с размерами ~ 10 нм [6]. Естественная смесь изотопов бора содержит 19.9% ¹⁰В, и тепловые нейтроны могут проникать в MgB₂ на глубину ≈130 икм [3]. Чтобы получить однородные образцы, мы использовали при изготовлении поликристаллов изотопически чистый ^{11}B ($\leq 0.5\%$ ^{10}B), что обеспечило глубину проникновения тепловых нейтронов ~1 см и, соответственно, высокую однородность образцов. Поликристаллы Mg¹¹B₂ были изготовлены прямым синтезом из Mg и 11B, как описано в [7]. Облучение нейтронами проводилось на установке SINQ в Paul Scherrer Institute, Switzerland. Интегральная плотность потока тепловых нейтронов Φ варьировалась от 10^{17} до 1.4×10^{20} см⁻². Рентгеноструктурный анализ, измерения удельного сопротивления, магнитной восприимчивости и теплоёмкости образцов показали, что они имели очень высокую однородность [7]. Некоторые характеристики изученных образцов приведены в таблице.

Sample	Fluence	Т _с , К	$\Delta T_{c}, K$	ρ(40 K),
	Ф, см ⁻²	(susc)	(susc)	μкм см
PO	0	38.8	0.3	1.6
P3	7.6 10 ¹⁷	35.6	0.3	16
P3.7	$5.5 \ 10^{18}$	25.8	0.6	41
P4	$1.0\ 10^{19}$	20.7	0.9	64
P6	$1.4 \ 10^{20}$	8.5	0.5	130

Баллистический андреевский контакт (АК) нормальный металл-сверхпроводник создавался между изучаемым образцом и каплей токопроводящего клея диаметром ~ 50 µкм в жидком гелии, импульсом тока, как и при работе с обычным MgB₂. Величины энергетических щелей σ - и π - зон извлекались из зависимостей проводимости АК от напряжения $\sigma(V)$ при фитировании последних двух или однозонной моделью ВТК (Blonder, Tinkham, Klapwijk) [8]. Для ряда образцов, чтобы подтвердить присутствие двух щелей, были проведены измерения в магнитном поле.

Высокая однородность образцов подразумевает, что T_c, измеренные разными методами, совпадают. Это относиться и к локальной критической темпе-

ратуре АК T_c^A , определяемой по сглаживанию андреевской структуры на $\sigma(V)$. T_c^A должна совпадать с T_c в пределах ширины перехода. Оказалось, что это обычное условие с увеличением Ф нарушалось для всё большего числа АК. Причём, T_c^A могло значительно (до 3÷4 раз) превосходить T_c , найденную другими методами. Так на образцах РО и РЗ 100% АК показали $T_c^A = T_c$, на образце РЗ.7 только 70%, на Р4 – 30% и на Р6 – 10%. Это указывало на наличие внутренних или индуцированных при формировании АК неоднородностей в образцах. Отметим, что с ростом Ф значительно увеличивалось остаточное сопротивление, уменьшалась длина свободного пробега *l* и, соответственно, увеличивалась локальность измерений.

Назовём условно АК, для которых $T_c^A = T_c$ «стандартными», а АК с T_c^A > T_c - «аномальными». Зависимости $\Delta_{\sigma}(T_{c}^{A})$ и $\Delta_{\pi}(T_{c}^{A})$, полученные для «стандартных» АК, показаны на Рис.1. Линии, примерно воспроизводящие зависимости $\Delta_{\sigma \pi}(T_c)$, ясно показывают переход от двух к одно щелевой сверхпроводимости при высоких Ф, как и в [5]. Глубокое изменение свойств MgB2, видимое на Рис.1 как резкое уменьшение Δ_{σ} при $\Phi \ge 10^{19}$ см⁻² (T_c ≈ 20 K), подтверждено также резким изменением T_c, B_{c2}, увеличением размеров элементарной ячейки а и с [7] и уменьшением плотности состояний (DOS) озоны [4]. Отметим, что в диапазоне T_c^A между 17 К и 22 К Д_о имела величину меньшую, чем БКШ величина. Энергетическая щель восстанавливалась до БКШ величины только при $T_c^A \approx 8.7$ К и $\Delta \approx 1$ мэв. В диапазоне $T_c = (40 \div 25)$ К величину T_c и зависимости $\Delta_{\sigma}(T_c)$ и $\Delta_{\pi}(T_c)$ можно довольно точно воспроизвести в рамках теории Элиашберга уменьшая DOS σ - зоны на уровне Ферми $N_{\sigma}(E_F)$ и увеличивая скорость межзонного рассеяния Г_{оπ} с ростом Ф. Однако даже включение всех известных эффектов облучения не позволяет воспроизвести резкое уменьшение $\Delta_{\sigma}(T_c)$ в диапазоне $T_c = (17 \div 22)$ К.

«Аномальные» АК (T_c^A > T_c) были получены на сильно облучённых образцах и имели T_c^A от 22 К до 39 К. Фит $\sigma(V)$ двухзонной ВТК моделью не имел каких либо особенностей. Зависимости $\Delta_{\sigma}(T_{c}^{A})$ и $\Delta_{\pi}(T_{c}^{A})$ для «аномальных» АК также показаны на Рис.1. Отметим, что зависимости $\Delta_{\sigma}(T_c^A)$ «стандартных» и «аномальных» АК совпадают, тогда как зависимости $\Delta_{\pi}(T_c^{\ A})$ заметно отличаются. В «аномальных» АК $\Delta_{\pi}(T_c^A)$ оставалась постоянной или даже слегка увеличивалась при уменьшении T_c^A, что указывало на существенное увеличение межзонного рассеяния в области этих АК. Экстраполяция зависимостей $\Delta_{\sigma}(T_{c}^{A})$ и $\Delta_{\pi}(T_{c}^{A})$ к более низким температурам показала, что в областях с T_c^A > Т_с энергетические щели σ- и π- зон стремились к общей величине $\Delta \approx 3$ мэв при $T_c^A \approx 20$ К. T_c и зависимости $\Delta_{\sigma}(T_c^A)$ и $\Delta_{\pi}(T_c^A)$ для «аномальных» АК также могли быть получены в рамках теории Элиашберга уменьшением $N_{\sigma}(E_F)$ и увеличением $\Gamma_{\sigma\pi}$ с ростом Ф. Причем по сравнению со «стандартными» АК $N_{\sigma}(E_F)$ изменялось медленнее, а $\Gamma_{\sigma\pi}$ быстрее.



Рис.1. $\Delta_{\sigma}(T_c)$ и $\Delta_{\pi}(T_c)$ для «стандартных» и «аномальных» АК. Штриховая линия показывает энергетическую щель для БКШ сверхпроводников.

Наличие «стандартных» и «аномальных» АК одназначно указывало на неоднородности в образцах, которые могли быть связаны как с облучением, так и с процессом формирования АК. Дело в том, что импульс тока мог приводить к отжигу области АК и увеличению T_c^A [3]. Так как 1) число областей с $T_c^A > T_c$ увеличивалось с ростом Ф и 2) неоднородности с повышенной плотностью состояний размерами ~ нм были обнаружены с помощью туннельного микроскопа (при комнатной температуре) на свежесколотой поверхности облучённых образцов, можно предположить, что области с $T_c^A > T_c$ появлялись в образце в процессе облучения и, повидимому, модифицировались током при формировании АК.

Работа поддержана РФФИ (проект № 06-02-16490) и Министерством Промышленности Науки и Технологий РФ (40.012.1.1.1357).

1. A. A. Golubov, I. I. Mazin, Phys. Rev. B 55, 15146 (1997).

2. R. S. Gonnelli, D. Daghero, A. Galzolari et al., Phys. Rev. B 71, 060503(R) (2005).

3. R. H. T. Wilke, S. L. Bud'ko, P. C. Canfeld et al., Phys. Rev. B 73, 134512 (2006).

4. A. P. Geraschenko, K. N. Mikhalev, S. V. Verhovskii et al., Phys. Rev. B 65, 132506 (2002).

5. M. Putti, M. Affronte, C. Ferdeghini et al., Phys. Rev. Lett. 96, 077003 (2006).

6. M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun et al., Phys. Rev. B 69, 054510 (2004).

7. C. Tarantini, H. U. Aebersold, V. Braccini et al., Phys. Rev. B 73, 134518 (2006).

8. R. S. Gonnelli, D. Daghero, G. A. Ummarino et al., Phys. Rev. Lett. 89, 247004 (2002).

Аномальные особенности зарядового транспорта и его динамики в медь – кислородных цепях LiCu₂O₂ как проявление состояния пространственнонеоднородного зарядового порядка

Тищенко Э.А.

Институт Физических проблем им. П.Л. Капицы, Москва 119334, Россия

Буш А.А., Каменцев К.Е.

Московский государственный институт радиотехники, электроники автоматики (технический университет), 117464, Москва, Россия

В докладе представлены результаты экспериментального исследования статической и динамической проводимостей низкоразмерного купрата LiCu₂O₂ в области температур 4.2 – 500 К и в интервале частот 0.1 – 200 Кгц. Температурные и полевые свойства зарядового транспорта LiCu₂O₂, измеренные на постоянном и переменном токе, во многом аналогичны свойствам материалов, находящихся в состоянии зарядового порядка в виде волны зарядовой плотности или страйпов. В числе таких свойств обсуждаются : линейный и нелиней ный режимы (ЛР и НР) статической проводимости, переход между которыми происходит при низких значениях порогового поля ; токовая неустойчивость, выраженная в S – образной форме вольт-амперных характеристик, сопровождающаяся эффектами переключения и гистерезиса; релаксация комплексной проводимости в ЛР; в НР интерференционные явления при одновременном наложении постоянного и переменого тока. Кроме того обсуждены возможные механизмы зарядового транспорта и особенности электронной структуры LiCu₂O₂ вблизи уровня Ферми.

Купрат LiCu₂O₂ интересен как низкоразмерный антиферромагнетик (S=1/2) с сильными электронными корреляциями в Си-О-Си цепях, приводящими к диэлектрической мотт-хаббардовской электронной структуре [1] и способствующими образованию различных форм магнитного и зарядового порядка [2]. Основное внимание исследователей до сих пор было уделено изучению магнитной и зонной электронной структуры LiCu₂O₂. Цель работы состоит в изучении подщелевой электронной структуры LiCu₂O₂ вблизи уровня Ферми и установлению основного состояния путем исследования особенностей зарядового транспорта и его динамики [3]. Измерения проводились на монокристаллических образцах с типичными размерами 4×3×1мм³, приэтом большие грани были ориентированы вдоль и перпендикулярно оси С. Статическая проводимость измерялась четырех- и двухконтактным методами, а комплексная проводимость - двухконтактным импедансным методом. ВАХ измерялись сканированием биполярного напряжения пилообразной формы с периодом 10⁻³ Гц. Было установлно [3], что из-за близости радиусов ионов Cu⁺² и Li⁺¹ в процессе синтеза монокристаллов между ними происходит взаимный обмен позициями в линейных цепях, что приводит к закаленному беспорядку и эффекту самолегирования.

На рис. 1 показана типичная температурная зависимость линейной статической проводимости одного из образцов. На рисунке представлены по абсциссе две шкалы: моттовская T^{-0.25} и активаци-



Рис. 1. Линейная часть статически проводимости

онная Т⁻¹ (на вставке). Первая шкала характерна для трехмерной прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, а вторая –для температурной активации носителей заряда через щель. Из линейных подгонок видно, прыжковый тип преобладает до температур ~100 К с параметром $T_0 \sim 10^6 - 10^8$ для разных образцов. Для температур 300 - 500 К хорошая линейная подгонка получается по шкале T⁻¹ с энергией активации E_a ~0.35-0.45 эВ для той же серии. Для температур ниже 50 К основной вклад в проводимость дают возбуждения через щель с энергией E_a ~5-6 мэВ (60-70 К). На рис.2 представлена типичная полевая зависимость дифференциальной проводимости (ДП) образца для дискретных Т,.полученная из статичских ВАХ их подгонкой полиномами 9-й степени. Эти кривые были использованы для разделения линейной и нелинейной (избыточной) частей проводимости и для определенния порогового поля Ет, зависимость которого от температуры дана на рис.3. ВАХ, измеренные при дискретных T, имеют S- образную форму и при критических полях E_c изменяют знак производной на отрицательный. E_c убывает по закону Aexp(-T/T_c).



Рис. 2. Дифференциальная проводимость



Рис. 3. Типичная температурная зависимость Е_т

При дискретных температурах ВАХ были использованы, чтобы построить зависимости $S/S_o = F((E/E_c)^2)$, где S_o –линейная проводимость. Как видно из рис.4, в пределах экспериментальной точности эта зависимость имеет универсальную форму и не зависит от T.



Рис. 4. Нормированная нелинейная проводимость как функция номированного поля

Импедансным методом в диапазоне частот 0.1 –200 Кгц и температур 4-500 К были изучены релакса-

ционные свойства LiCu₂O₂. Нами были измерены в линейном режиме реальная ε^{1} и мнимая ε^{11} части комплексной проницаемости как функции Т при фиксированных F. Тангенс угла потерь, равный от-ношению $\varepsilon^{11}/\varepsilon^{1}$, на фиксированной F как функция Т имеет три выраженных релаксационных максиму-ма, положение которых смещается в область более высоких температур при возрастании частоты. По-лагая, что для релаксаций дебаевского типа в мак-симумах удовлетворяется связь $2\pi F \cdot \tau(T_{max}) \approx 1$, были



Рис. 5. Три типа дебаевских релаксаций

построены зависимости $\tau^{-1} = f(T^{-1})$, которые показа-ны на рис.5.На рисунке приведены результаты ли-нейной подгонки для всех типов R_i (i=1,2,3). В кри-вых R_i заложена богатая информация об энергети-ческой электронной структуре LiCu₂O₂ вблизи уровня Ферми, о механизмах и формах переноса за-ряда. Так предэкспонента у R_i характеризует сред-нюю частоту процесса, генерирующего нелиней-ную электронную релаксацию. Для R₁ имеем т⁻¹ $_1\!\!\sim\!\!10^{12}$ Гц, для R_2 - $\!\tau^{-1}_2\!\!\sim\!\!5^*\!10^9$ Гц и для $R_3\,$ - $\!\tau^{-1}\!\sim\!10^6$ Гц. Это есть характерные частоты для оптических фононов, продольных зарядовых флуктуаций типа ВЗП (фазонов) и магнитных флуктуаций (магно-нов). Отметим, Е_а для процессов R₁ и R₃ в пределах экспериментального разброса совпадают с соответ-ствующими Еа для одночастичной S_o (Рис.1) при Т>300 К иТ<50 К Мы полагаем, что процесс R2 обусловлен коллективными флуктуациями элект-ронной плотности, которые очень чувствительны к кулоновской экранировке свободными носителями и ответственны за коллективный транспорт. Поэто-му вполне возможно энергия активации R2 ~0.1 эВ соответствует краю подвижности плотности лока-лизованных состояний, на хвосте которых запинин-гован уровень Ферми, удаленный от вершины ва-лентной зоны на.0.35-0.45 эВ посреди щели 5-6 мэВ как результат возможной димеризации цепей Си-О.

- M. Papagno, D. Pacile, G. Gaimi, H.Berger, L. Degiorgi, M. Grioni Phys. Rev.B 73,115120 (2006)
- P.A. Lee, N.Nagaosa, and Xiao-Gang Wen, Rev. Mod. Phys. 78, 17 (2006)
- 3. A.A.Bush, K.E. Kamentsev, and E.A.Tishchenko, Inorg.Mater., 40, 44 (2004)

Исследование эффектов пиннинга в сверхпроводящих композитах на основе диборида магния

Тогулев П.Н., Сулейманов Н.М.

Казанский физико-технический институт им.Е.К. Завойского КНЦ РАН Сибирский тракт 10/7,

420029 Казань, Российская Федерация

Цондер К.

Институт им. П. Шеррера, 5232 Виллиген, Швейцария

Исследованы температурные зависимости гистерезиса микроволнового поглощения (МВП) в сверхпроводящих композитах изготовленных из порошка MgB_2 и порошков Ti, Ni, Co и Nb. В композитах MgB_2 -Ti и MgB_2 -Ni обнаружено увеличение ширины петли гистерезиса МВП на 25 и 150 %, соответственно. В обоих случаях это связывается с усилением пиннинга. В композитах MgB_2 -Co наблюдалось уменьшение температуры сверхпроводящего перехода и ослабление пиннинга.

Практическое применение сверхпроводящих материалов определяется плотностью тока, который может протекать через сверхпроводник. Эффективным способом увеличения плотности критического тока является создание в сверхпроводнике искусственных дефектов, которые играют роль дополнительных центров пиннинга. Создание таких центров пиннинга в сверхпроводнике является достаточно сложной и дорогостоящей технологической задачей. С точки зрения приложений, максимальный интерес вызывают поликристаллические материалы в силу их технологичности и простоты в изготовлении. Особенно это касается MgB₂, для которого разработана технология «порошок в трубе», успешно использующаяся для получения сверхпроводящих проволок [1]. В этой связи нахождение путей решения фундаментальной проблемы пиннинга в новых сверхпроводящих материалах является весьма актуальной. Целью данной работы являлось исследование эффектов пиннинга в композитах приготовленных из сверхпроводящего порошка MgB₂ и порошков Ti, Ni и Co.

Были также исследованы композиты MgB₂-Nb, состоящие из двух сверхпроводников. Как было показано в работе [2], при выполнении следующих условий: $\chi_1 > \chi_2$ и $\lambda_1 > \lambda_2$, где $\chi_1 = \xi_1 / \lambda_1$ и $\chi_2 = \xi_2 / \lambda_2$, ξ_1 и ξ_2 корреляционные длины, λ_1 и λ_2 глубины проникновения для 1-го и 2-го сверхпроводников соответственно, граница двух сверхпроводников также может являться эффективным центром пиннинга.

Порошок диборида магния был предоставлен К. Цондером из института им. П. Шеррера (Швейцария). Были использованы порошки химически чистых титана, никеля, кобальта и ниобия. Исходные порошки MgB₂, Ti, Ni. Со и Nb были просеяны через сито с размером ячейки 50 мкм. Для приготовления композитов просеянные порошки были механически перемешаны в агатовой ступке в соответствующих пропорциях. Были приготовлены следующие композиты: MgB₂-Ti содержащие 0.75, 1.5, 3 и 6 объемных % Ti, MgB₂-Co содержащие 0.75, 1.5, 3, 6 и 15 объемных % Co, MgB₂-Ni содержащий 0.75, 1.5, 3 и 7.5 объемных % Ni, а также MgB₂-Nb содержащий 3 объемных % Nb. Полученные композиты были спрессованы в таблетки.

Для оценки эффективности пиннинга использовался метод магнитно-модулированного микроволнового поглощения (МВП). Метод состоит в том, что при помещении сверхпроводника в СВЧрезонатор и протяжке магнитного поля в прямом и обратном направлении, в присутствии модуляции, регистрируется так называемая петля микроволнового поглощения, ширина которой связана с пиннингом вихревых линий (см. например [3]). Измерения микроволнового поглощения проводились на спектрометре ЭПР Brucker BER-418s на частоте 9.2 ГГц в магнитном поле 2500 Э. Низкие температуры достигались с использованием гелиевой продувки.

Измерения температуры сверхпроводящего перехода (T_c) проведенные на частоте 6 МГц в нулевом магнитном поле показали, что для композитов MgB₂-Ti, MgB₂-Ni и MgB₂-Nb T_c не меняется. В композитах MgB₂-Co наблюдалось значительное уменьшение T_c . Зависимость температуры сверхпроводящего перехода от содержания кобальта в композитах MgB₂-Co представлена на рисунке 1.



Рисунок 1. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода в композитах MgB_2 —Со для различного содержания кобальта.

Температурные зависимости ширины петли гистерезиса микроволнового поглощения для композитов MgB₂-Ti с различным содержанием Ti, а также чистого MgB₂ представлены на рис.2.



Рис.2 Температурные зависимости ширины петли гистерезиса микроволнового поглощения чистого MgB₂ ■ и композитов MgB₂-Ti: Δ - 0.75, 🛱 - 1.5, ◊ - 3, □ - 6 об.% Ti.

Как видно, введение титана приводит к росту ширины петли гистерезиса МВП, что указывает на усиление пиннинга в системе. Однако, при увеличении содержания титана происходит уменьшение ширины петли гистерезиса МВП. Это вызвано конкуренцией между эффектами усиления пиннинга (за счет создания новых центров) и уменьшением содержания сверхпроводника в композите.

Температурные зависимости микроволнового поглощения в композитах MgB₂-Ni и MgB₂-Co представлены на рис.3.



Рис.3 Температурные зависимости ширины петли гистерезиса микроволнового поглощения чистого MgB₂ (■) и композитов MgB₂-Ni: ▲ - 0,75, ★ - 1.5, ◆ - 3, ● - 7.5 об.% Ni, а также MgB₂-Co: △ - 0,75, ★ - 1.5, ◇ - 3, ○ - 6 об.% Co.

Во всех исследованных композитах MgB₂-Ni наблюдается увеличение ширины петли гистерезиса МВП по сравнению с чистым диборидом магния. Максимальный положительный эффект усиления пиннинга для композитов MgB₂-Ti и MgB₂-Ni составил 25 и 150 % соответственно. Таким образом, можно предположить, что основной вклад в усиление пиннинга в композитах MgB₂-Ni связан с магнитными свойствами частиц.

В то же время, во всех композитах содержащих кобальт наблюдается значительное уменьшение ширины петли гистерезиса микроволнового поглощения. По-видимому, это связано с подавлением сверхпроводимости вследствии эффектов близости, из-за большой намагниченности кобальта.

Обсуждаются результаты измерений ширины петли гистерезиса МВП в композитах, состоящих из двух сверхпроводников: MgB₂ и Nb.

- 1. M. Eisterer et al., Supercond. Sci. Tech. V.15, p.1088, 2002
- Г.С. Мкртчян и др., ЖЭТФ Т.63, стр.667, 1972

3. C. Kessler et al., Appl. Magn. Res. V.8, p.147, 1995

Поведение ширины линии ЭПР в монокристаллах La_{1-x}Ca_xMnO₃

Яцык И.В., Еремина Р.М., Шакирзянов М.М.

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, 420029, г. Казань, Сибирский тракт 10/7 Муковский Я.М., Пестун А.Н., Арсенов А.А.

Московский государственный институт стали и сплавов, г. Москва, Ленинский проспект 4

Методом ЭПР проведено исследование монокристаллов La_{1-x}Ca_xMnO₃ (для x=0.18, 0.2, 0.22, 0.25,0.3) в парамагнитной области выше температуры Кюри.

В манганитах наблюдается явление колоссального магнитомсопротивления. Природа его до сих пор до конца не разгадана. В работах по структурному анализу манганитов La_{1-x}Ca_xMnO₃ было показано, что замещение ионов La ионами Ca приводит к скошенному антиферромагнитному основному состоянию для x<0.1 при температурах ниже T_c. Увеличение процентного содержания кальция в системах La_{1-x}Ca_xMnO₃ для 0.1<x<0.22 приводит к преобладанию ферромагнитного изолированного состояния и ферромагнитный металл наблюдается для 0.22<x<0.5 ниже температуры фазового перехода. Эффект колоссального магнитосопротивления наблюдается в окрестности точки Кюри для этих концентраций примеси. В данной работе проведено исследование La_{1-x}Ca_xMnO₃ методом ЭПР.

Изучению данных образцов методом ЭПР посвящено много работ. Так в работе [1] проведено изучение температурной зависимости ширины линии в поликристаллических образцах La_{0.8}Ca_{0.2}MnO₃. Отмечено, что проводимость и ширина линии следуют одинаковой температурной зависимости характерной для адиабатических процессов прыжковой проводимости поляронов с малыми значениями активационной энергии. Тогда, как в работе [2] ход температурной зависимости авторы связывают с влиянием магнитной восприимчивости $\Delta H(T) = \left[\chi_0(T)/\chi(T)\right]\Delta H(\infty)$. Из экспериментальной зависимости ширины линии ЭПР установлена для образцов с 33% содержания кальция величина ∆Н(∞)=2400 Э. Авторы полагают, что основной вклад в ширину линии ЭПР дают кристаллическое поле и взаимодействие Дзялошинского-Мория. При высокой температуре для LaMnO₃₊₆ (О фаза) кристаллическое поле мало и D=E=0. Тогда из анализа ширины линии ЭПР величина взаимодействия Дзялошинского-Мория равна D_{DM}=0.73К для T<T_{JT} и D_{DM}=0.82К для T>T_{JT}. В [2] оценен вклад диполь- дипольного взаимодействия в ширину линии ЭПР и он составляет несколько гаусс. В работе S.L. Yuan и др. [3] полагают, что основной вклад в ширину линии вносят диполь- дипольные взаимолействия. Резонансная ширина линии ЭПР в (La,Y)_{2/3}(Ca,Sr,Ba)_{1/3}MnO₃ определялась выражением $\Delta H_{pp} = \Delta H_{pp,\min} + b(T - T_{\min})$ Первое слагаемое обязано обменным диполь- дипольным взаимодействиям, а второе связано со спин- решеточной релаксацией. T_{min} – соответствует минимальному значению ширины линии в ходе температурной зависимости.

Методом магнитного резонанса изучены состояния монокристаллов La_{1-x}Ca_xMnO₃ (x=0.18, 0.20, 0.22) [4]. Показано, что ниже температуры Кюри спектры резонанса магнитного La_{0.8}Ca_{0.2}MnO₃ И La_{0.82}Ca_{0.18}MnO₃ значительно отличаются от спектров La_{0.78}Ca_{0.22}MnO₃. Так спектр La_{0.8}Ca_{0.2}MnO₃ и La_{0.82}Ca_{0.18}MnO₃ ниже T_c состоят из низко интенсивного дублета и относительно интенсивной одиночной линии отнесенным к ферромагнитным изоляторам и ферромагнитным металлическим фазам, соответственно. Спектры La_{0.78}Ca_{0.22}MnO₃ имеют форму широкой асимметричной линии, подобно той, что наблюдается в однородных ферромагнитных металлических манганитах. В работе С.В. Гуденко и др. [5] изучена спиновая динамика системы (La_{1-v}Pr_v)_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃ в широком температурном диапазоне от 4К до 600К. В парамагнитной области, при температурах не слишком близких к температуре фазового перехода ширина линии связана с магнитной восприимчивостью. Анализ данных позволил оценить величины симметричных и несимметричных обменных взаимодействий D_{DM}(y=0) =0.95К и компоненты кристаллического поля, которая по их оценкам составляет порядка 1-2К для у>0.75. То есть к настоящему времени нет однозначного понимания того, какие процессы вносят вклад в ширину линии ЭПР. Для решения этой проблемы нами проведено изучение температурной и угловой зависимости ширины линии ЭПР в монокристаллах La_{1-x}Ca_xMnO₃ (для x=0.18, 0.2, 0.22, 0.25,0.3) при температурах выше T_c. Выше температуры Кюри спектр состоит из одной обменно суженной лоренцевой линии. Температурные зависимости ширины линии ЭПР и положения линии приведены на рисунках для различных концентраций кальция. Для образцов с содержанием кальция x=0.2, 0.18 величина ширины линии ЭПР и ход ее температурной зависимости практически одинаков. При повышении концентрации кальция абсолютная величина ширины линии ЭПР уменьшается для x=0.22, 0.25, 0.3, что, вероятно, связано с вкладом в ширину линии ЭПР ионов Mn^{4+} со спином S=3/2. Несмотря на то, что по фазовой диаграмме все температурные измерения спектров ЭПР проведены в парамагнитной области, положение линии ЭПР и ее ширина вблизи температуры фазового перехода имеют сильную температурную зависимость. Для монокристаллов La_{0.82}Ca_{0.18}MnO₃ в температурной зависимости ширины линии ЭПР и ее положения



Рис.1. Температурная зависимость положения линии ЭПР в монокристаллах La_{1-x}Ca_xMnO₃ (для x=0.18, 0.2, 0.22, 0.25,0.3).

вблизи T= 264К наблюдается излом, что, вероятно, связано со структурным переходом вблизи этой температуры.

Проведено измерение угловой зависимости ширины линии ЭПР в монокристалле La_{0.82}Ca_{0.18}MnO₃. Установлено, что относительная анизотропия ширины линии ЭПР при повышении температуры уменьшается, и ширина линии становиться практически изотропной при Т~500К. Анализ угловой зависимости ширины линии ЭПР проведен по методике, изложенной в [6]. Получено выражение для вклада компоненты кристаллического поля в ширину линии ЭПР.

Ширина лоренцевой линии ЭПР определяется комбинацией M2 - второго и M4- четвертого моментов:

$$\Delta H = \frac{\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{M_2^3}{M_4}\right)^{1/2}$$

Гамильтониан взаимодействий имеет вид:

$$H = H_{ex} + H_{\kappa p}$$
, где $H_{ex} = \sum_{i=1}^{6} J_{ij} S_i S_j$ -

гамильтониан гейзенберговского

обменного взаимодействия, $H_{_{KP}} = DS_{z}^{\prime 2} + E(S_{x}^{\prime 2} - S_{v}^{\prime 2})$ - гамильтониан кристаллического поля в локальной системе координат

для каждого магнитно-неэквивалентного положения иона марганца. После поворота в кристаллографическую систему координат и в систему координат, где ось z- направлена вдоль внешнего магнитного поля, гамильтониан кристаллического поля приобретает вид: $H_{\kappa p} = \sum_{i,j=x,y,z} \alpha_{ij} S_i S_j$, $\alpha_{i,j}$ - функция

углов поворота.

Получили выражение для второго момента:



$$M_{2} = \frac{1}{20h^{2}} (4a - 3) \begin{bmatrix} (\alpha_{xx} - \alpha_{yy})^{2} + 4\alpha_{xy}^{2} \\ + (\alpha_{xx} + \alpha_{yy} - 2\alpha_{zz})^{2} \\ + 10(\alpha_{xz}^{2} + \alpha_{yz}^{2}) \end{bmatrix}$$

где a=S(S+1).

Рис. 2 Температурная зависимость ширины линии ЭПР для монокристаллов La_{1-x}Ca_xMnO₃

Теоретически получили выражение для четвертого момента, учитывая взаимодействие спина иона марганца только с шестью ближайшими соседями:

$$M_{4} = (4J_{ac}^{2} + 2J_{b}^{2})\frac{a}{10h^{4}}(4a - 3) \begin{vmatrix} (\alpha_{xx} - \alpha_{yy})^{2} + 4\alpha_{xy}^{2} \\ + (\alpha_{xx} + \alpha_{yy} - 2\alpha_{zz})^{2} \\ + 10(\alpha_{xz}^{2} + \alpha_{yz}^{2}) \end{vmatrix}$$

В результате вклад в ширину линии ЭПР от одноионной анизотропии определяется выражением:

$$\Delta H = \frac{\pi h M_2}{\sqrt{6a(4J_{ac}^2 + 2J_b^2)}}$$

а

Угловую зависимость ширины линии ЭПР в La_{0.82}Ca_{0.18}MnO₃ описывается при D=0.47K, E=0K, вычитая вклад, зависящий от температуры.

Работа выполнена при поддержке гранта №06-02-17401.

1. A. Shengelaya, Guo-meng Zhao, H.Keller, K.A. Muller, B.I. Kochelaev Phys.Rev.B 61, 5888 (2000)

2. D.L. Huber, G. Alejandro, A. Caneiro, M.T. Causa, F. Prado, M. Tovar, S.B. Oseroff, Phys.Rev.B 60, 12155 (1999)

3. S.L. Yuan, G. Li, Y. Jiang, J.Q. Li, X. Y. Zeng, Y.P. Yang, Z. Huang, S.Z. Jin, J.Phys.: Condens. Matter 12 (2000) L109-L114.

4. A.I. Shames, E. Rosenberg, G. Gorodetsky, and Ya.M. Mukovskii, Phys.Rev.B 68, 174402 (2003)

5. С.В. Гуденко, А.Ю. Якубовский, О. Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, ФТТ 46, 2025 (2004)

6. J. Deisenhofer, M. V. Eremin, D. V. Zakharov, V. A. Ivanshin, R. M. Eremina, H.-A. Krug von Nidda, A. A. Mukhin, A. M. Balbashov, and A. Loidl, Phys Rev.B, 65, 104440 (2002) ФПС'06. Секция А. Прикладная сверхпроводимость.

Секция А. Технология ВТСП. Прикладная сверхпроводимость

Molecular Beam Epitaxy of Complex Oxides

Logvenov G., Bozovic I. Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, 11973 USA

In this report, we describe a unique Molecular Beam Epitaxy system designed to deposit atomically smooth thin films and superlattices of different complex oxides including cuprates that show hightemperature superconductivity, manganites that show colossal magnetoresistance, etc.

High Temperature Superconductors (HTS) are native superlattices, where metallic CuO₂ layers are stacked in alternation with nonmetallic oxide layers, for instance $(LaSr)_2O_2$ layers in $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO), Bi₂Sr₂O₄ layers in Bi₂Sr₂CuO₆ (Bi-2201), and Y and BaO layers in YBa₂Cu₃O₇ (YBCO). Is this layered crystal structure a critical prerequisite of high temperature superconductivity? We do not know, since the mechanism of HTS is still controversial; we also do not know what the maximum T_c in materials of this type might be. Atomic-layer-by-layer engineering of native and artificial superstructures may help answer these questions we need. With this goal in mind, Atomic-Layer-by-Layer Molecular Beam Epitaxy (ALL-MBE) technique with precise control of thickness and stoichiometry of alternative oxides layers has been developed in the last decade. Accuracy of the order of one per cent of an atomic monolayer has been reached.

Our ALL-MBE system (see Fig.1) is equipped with 16 metal sources (either K-cells, or rod-fed electron beam sources), a distilled ozone source, and a sophisticated 16-channel rate monitoring system based on atomic absorption spectroscopy. It also contains a reflection high-energy electron diffraction (RHEED) system with sample scanning capability and a time-offlight ion scattering and recoil spectroscopy (TOF-ISARS) system for chemical analysis of the film surface. These advanced surface-science tools provide real time information about film morphology, chemical composition, and crystal structure, and are essential for the success in growing atomically smooth and perfect single crystal films.

The controlling software allows us to track the temperature of all sources, the ozone pressure, the substrate position and orientation, the deposition rates from each of the sources, etc., and to control or modify the stoichiometry within each molecular layer. This provides a great flexibility in depositing different compounds, buffer layers, HTS compounds, and other oxides. In particular, the machine can deposit alternating layers with great precision, and hence is well suited for synthesis of artificial superlattices. More details about the system have been reported elsewhere [1]. ALL-MBE enables material engineering at various levels. Within a molecular layer, one can add or omit atomic monolayers and thus cast novel compounds.



Рис. 1. ALL-MBE system at Brookhaven National Laboratory.

Structural perfection on an atomic scale of layers and interfaces in MBE-grown films had been demonstrated by RHEED, SEM, atomic force microscopy (AFM), and transmission electron microscopy (TEM). Precise $[(Bi-2201)_n + (Bi-2212)_m]$ superlattices, with n, m = 1, 2, ..., 10 were grown as well [2]. In-plane transport measurements showed that the superconducting transitions in such superlattices are essentially identical to those in thick single-phase Bi-2212 films [2]. More recently, we have also seen undiminished T_c in superlattices with single unit cell thick LSCO layers spaced away by thicker, undoped LCO layers [3].

A major advantage of the ALL-MBE method of film deposition is that it allows for precise control of layering, which in turn makes possible growth of phases that do not exist as bulk equilibrium compounds. In particular, ALL-MBE has been used to grow films of metastable Bi-2234, Bi-2245, and Bi-2278 phases. These films were superconducting; the highest T_c observed in single-phase Bi-2278 films was 60 K. At BNL, we have recently observed $T_c = 75$ K in a Bi-2201 : Bi-2234 superlattice. Note that few other groups have grown these higher-n members of the Bi₂Sr₂Ca_{n-} ¹CunO_{2n+4} family as well, even though they used somewhat simpler thin-film deposition technique such as sputtering and laser ablation. However, in these cases there was no detailed (atomic layer) control of the kinetics of arrivals of metal atoms on the growing film surface, and hence such films typically contained many stacking faults and intergrowths of various n-members. Given what we have demonstrated, that Tc is essentially a property of a single-cell thick layer of Bi-2201

(or Bi-2223), it is clear that one needs to interpret the reported R(T) curves with great caution.

An important indicator is the surface roughness of such films; in the best cases, we have seen r.m.s. roughness as small as 1-2 Å, and in such case one would not expect massive intergrowth defects.

By using ALL-MBE we have also fabricated HTS *planar* Josephson Junctions and arrays of planar Josephson junctions with remarkably low spread of parameters (less than 10%) [3, 4].

Our MBE system has another unusual characteristic: the metal atom sources are aimed at the substrate at a steep angle of about 20° (see Fig.1). This renders a large composition spread (gradient) in radial direction along the source flux (and the substrate array). At the same time the composition spread in transverse direction over the sample area is very small. This allows one to synthesize combinatorial sample libraries – samples with a large but known and position-addressable spread in chemical composition [5, 6].

To make good use of the combinatorial synthesis, one also needs a high-throughput sample characterization. Apart from AFM and scanning XRD, we also used a custom-built multiple-probe (64-channel) set-up for measuring the spread in resistance with each substrate as function of temperature down to 4.2 K. This allowed us to measure R(T) characteristics of all the 64 pixels simultaneously. We are now completing construction of a 32-channel Hall voltage measurement setup.

Building on the present expertise, we keep trying to further develop the ALL-MBE synthesis technique. We hope to further improve film quality and expand the study to include other complex oxides, and plan to try synthesis of other novel metastable compounds and superlattices. Improvement in film quality and synthesis of different superlattices may bring in new insights on physics of strongly correlated oxides.

However, one should recognize that the task is not simple.

The first problem is mixing of atoms from different layers. In order to achieve good crystallinity, we like to deposit films at a high temperature, as close to the melting point as possible. However to make superlattices with sharp interfaces the bulk mobility of atoms should be small, or else there will be much interdiffusion. So the challenge is to find a window in thermodynamic parameter (temperature, pressure) range where the bulk mobility is low enough so that layers do not mix, and yet the surface mobility is still large enough to enable atoms to order into a highly crystalline structure.

The second issue is that MBE growth process starts from the substrate surface, and it depends strongly on whether the interface between the substrate and the epitaxial overgrowth is crystallographically perfect or not. The most frequent case in MBE growth is heteroepitaxy, namely epitaxial growth of a layer with the chemical composition and structural parameters different from those of the substrate. As an example, for substrate we frequently use LaSrAlO₄ (LSAO) and SrTiO₃ (STO). The crystal lattice constant in STO is a = 3.905 Å, which is 3 % larger than the in-plane lattice constant of bulk LSCO, a = 3.777 Å for optimal doping (x = 0.15). Hence, LSCO films are under tensile strain on STO substrates. In contrast, LSAO has 0.5 % shorter lattice constant, a = 3.755 Å, and on such a substrate LSCO film is under compressive strain. This difference in strain causes changes in transport properties and T_c [7-9]. This illustrates the need to understand and hopefully utilize the crystallographic strain.

The next problem to consider is the difference in electronic properties of different oxide layers which may cause carrier depletion and accumulation and electron-band bending. Electronic properties of layers near the interfaces may be modified on the length scale of several unit cells. This makes the physics of superlattices with alternating layers that are several unit cells thick somewhat obscure, because in general we do not know upfront the modified electronic band structure.

In conclusion, ALL-MBE enables material engineering at various levels. By stacking of molecular layers of different compounds, one can form multilayers and superlattices of different compounds. Within molecular layer, one can add or omit atomic monolayers. It is even possible to modify individual atomic layers, e.g. by doping. In this way, we can cast novel compounds – perhaps with interesting physical properties, e.g. new and better superconductors. While we may not know exactly where to look, we may leverage on our COMBE capability to synthesize and test hundreds of compositions at once.

1. I. Bozovic, IEEE Appl. Superconduct. 11, 2686, (2001).

2. I. Bozovic, J. N. Eckstein, M. E. Klausmeier-Brown, and G. F. Virshup, J. Supercond. 5, 19 (1992).

3. I. Bozovic, G. Logvenov, M. A. J. Verhoeven, P. Caputo, E. Goldobin, and T. Geballe, Nature 422, 873 (2003).

4. I. Bozovic, G. Logvenov, M. A. J. Verhoeven, P. Caputo, E. Goldobin, M. R. Beasley, Phys. Rev. Lett. 93, 157002 (2004)

5. H. Sato, A. Tsukada, M. Naito, and A. Matsuda, Phys. Rev. B 61, 12447 (2000).

6. J. – P. Locquet, J. Perret, J. Fompeyrine, and E. Machler, Nature 394, 453 (1998).

7. I. Bozovic, G. Logvenov, I. Belca, B. Narimbetov, I. Sveklo, Phys. Rev. Lett. 89, 107001 (2002).

Джозефсоновские микросхемы для программируемых эталонов вольта

Краснополин И.Я.

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы», Москва 119361, Россия

Представлен обзор состояния разработки и исследований интегральных микросхем на основе переходов Джозефсона с безгистерезисной вольт-амперной характеристикой для применения в метрологии и измерительной технике в качестве программируемого эталона вольта и цифро-аналогового преобразователя, основанного на фундаментальных константах и частоте СВЧ-излучения.

Одним из важных приложений сверхпроводимости, которое использует основное свойство сверхпроводящего состояния – когерентность волновой функции сверхпроводящих электронов, являются эталоны единицы электрического напряжения (вольта), основанные на нестационарном эффекте Джозефсона [1,2].

В настоящее время в мире насчитывается около 50 эталонных установок, в которых используются джозефсоновские интегральные схемы на основе туннельных переходов Джозефсона Nb-AlOx-Nb. Под действием СВЧ-излучения диапазона 70-90 ГГц эти микросхемы воспроизводят квантованные ступени тока при напряжениях до 1 В (число переходов ~ 2000-3000) и до 10 В (число переходов ~ 15000-25000). Квантованные значения напряжения, воспроизводимые джозефсоновскими эталонами, подчиняются фундаментальному соотношению:

 $V_n = F \cdot n/K_J$ (1), где F – частота CBЧ-излучения, которая контролируется системой фазовой автоподстройки частоты с погрешностью ~10⁻¹⁰, n – целое число, а $K_J = 2$ е/h – фундаментальная константа Джозефсона, которой решением Международного комитета мер и весов приписано значение 483597,9 ГГц/В.

В России первая подобная установка была создана во ВНИИМС в 1992 г. [3] на основе микросхемы, изготовленной в Федеральном физикотехническом институте Германии (ПТБ, Брауншвейг). Эталоны на основе джозефсоновских микросхем созданы в последние годы также во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева, ВНИИФТРИ и ВС НИИФТРИ.

Основным недостатком эталонов вольта на основе микросхем с туннельными переходами Джозефсона является неоднозначность системы ступеней Шапиро, возникающих под действием СВЧизлучения. Одному значению тока I \approx 0 соответствует много ступеней, что связано с гистерезисом вольт-амперной характеристики из-за относительно большой емкости туннельных переходов Джозефсона. В результате процедура выделения ступени с заданным напряжением занимает несколько минут и с трудом поддается автоматизации. Под воздействием шумов и внешних помех происходят самопроизвольные скачки в соседние состояния и номер п, определяющий воспроизводимое напряжение, изменяется на несколько единиц. Для создания эталона со стабильным выходным напряжением и возможностью быстрой перестройки этого напряжения под управлением компьютера требуются переходы Джозефсона с однозначной (безгистерезисной) вольт-амперной характеристикой.

Технология изготовления джозефсоновских микросхем с переходами типа СНС (сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник) была разработана в NIST (США) [4]. В ПТБ (Германия) Nb-Al технология была модифицирована для создания микросхем с переходами типа СИНИС (сверхпроводник-изолятор-нормальный металл-изоляторсверхпроводник) [5,6]. Теоретически свойства переходов СИНИС впервые были рассмотрены в [7].

Микросхемы с переходами типа СНС и СИНИС имеют свои достоинства и недостатки. Переходы СНС имеют высокую критическую плотность тока, демонстрируют I_с~10 мА, ширина ступеней под действием СВЧ-излучения составляет 5-10 мА при геометрических размерах переходов в плане ~ единиц микрон. Однако, из-за низкого значения нормального сопротивления R_n ~3 мОм, характерное напряжение $V_c = I_c \cdot R_n \sim 30$ мкВ, поэтому для получения большой ширины суммарной ступени Шапиро в цепочках с числом переходов ~ 10⁴ частота СВЧ-излучения ограничена диапазоном 15-20 ГГц (для уменьшения влияния разброса параметров на ширину результирующей ступени необходимо выполнить условие F~ F_c=V_c·K_I [8]). Динамику микросхем с переходами СНС легче анализировать с помощью простой резистивной модели с параметром гистерезисности $\beta = 2\pi I_c R_n^2 C K_I = 0$ (C≈0). Однако, для изготовления микросхем с переходами CHC требуется сложная технология с использованием проекционной или электронной литографии, при этом число переходов в микросхеме для получения ступени при напряжении 1 В достигает 30 000.

Для изготовления микросхем с переходами СИНИС используют более простую (модифицированную) Nb-Al технологию с контактной литографией (размеры переходов в плане составляют десятки микрон). Критический ток переходов СИНИС $I_c \sim 1-2$ мА, нормальное сопротивление $R_n \sim 0,1$ Ом, характерное напряжение $V_c \sim 100-200$ мкВ, что позволяет при построении эталонов использовать уже имеющееся СВЧ-оборудование диапазона 70 ГГц. Динамика переходов СИНИС под действием СВЧ-

излучения более сложна, из-за достаточно большой емкости переходов вольт-амперная характеристика имеет небольшой гистерезис ($\beta \le 1$), в результате ступень в цепочках из большого числа переходов тоже может иметь гистерезис. Кроме того, плазменный резонанс (хотя и сильно демпфированный) может привести к нестабильности ступени при F<F_n (F_n=F_c/ $\sqrt{\beta}$).

Для применения в программируемых эталонах вольта переходы Джозефсона в интегральной микросхеме разбиваются на секции, содержащие разное число переходов (например, в двоичном коде 1, 2....4096). Переходы включены в линию передачи СВЧ – копланарную в случае СНС переходов и микрополосковую в случае СИНИС. Ввод электромагнитного излучения в микросхеме осуществляется с помощью коаксиального кабеля (для СНС) микросхем, или с помощью антенны типа fin-line со стандартного волновода диапазона 70 ГГц на микрополосковую линию с импедансом 5-10 Ом (для СИНИС).

Управляя рабочим током I_p секций с разным числом переходов, можно реализовать так называемый программируемый эталон вольта. Фактически программируемый эталон представляет собой «квантовый» ЦАП, способный автоматически воспроизводить квантованные уровни напряжений под управлением компьютера. Значения напряжений определяются по соотношению (1) фундаментальной константой K_J, частотой СВЧ-генератора F, а также кодовой комбинацией, задающей число переходов, смещенных током I_p, - I_p, или I=0. Результирующее напряжение на всей цепочке переходов является алгебраической суммой напряжений каждой секции с учетом знака.

Для того, чтобы тысячи переходов Джозефсона одновременно находились на одной и той же ступеньке вольт-амперной характеристики разброс параметров переходов по площади микросхемы (1-2 см²) не должен превышать нескольких процентов, а СВЧ-мощность, подводимая к каждому переходу, должна быть одинаковой. Экспериментально показано, что в оптимизированной конструкции микросхем с переходами туннельного типа (ПТБ, 1997) разброс параметров не превышает 5%, а затухание СВЧ вдоль микрополосковой линии, содержащей ~ 1000 переходов не превышает 2-5 дБ [9].

Первая конструкция микросхем с переходами СИНИС содержала 8192 перехода с секциями от 1 до 4096 переходов в двоичной последовательности. СВЧ-мощность распределялась параллельно по 8 микрополосковым линиям, по постоянному току все переходы соединены последовательно. Микросхемы воспроизводили квантованные значения напряжения до ~1,2 В при частоте 70 ГГц. Ширина результирующей ступени 8192 переходов составила 100-200 мкА, что в 2-3 раза превышает ширину ступеней в микросхемах СИС. Кроме того, эта ступень – единственная и абсолютно стабильная.

Однако, скоро выяснилось, что затухание, вносимое переходами СИНИС, очень велико. Дело в том, что в отличие от туннельных переходов, у которых импеданс на СВЧ определяется только емкостью переходов, а активная часть импеданса - подщелевое сопротивление - велико (~ 100 Ом), в переходах СИНИС все компоненты импеданса одного порядка и нормальное сопротивление переходов вызывает значительную лиссипацию СВЧмощности (~25 дБ на цепочке из 1024 переходов). Тем не менее, ступень Шапиро от всех переходов наблюдается и имеет значительную величину ~ 20-30 % от I_с. Прямыми экспериментами было показано, что в длинных секциях СИНИС переходов синхронное состояние поддерживается собственным излучением переходов, роль внешнего СВЧгенератора при этом сводится к синхронизации первых переходов в цепочке. Разный механизм формирования ступени в коротких и длинных цепочках переходов СИНИС иллюстрирует рис.1, на котором отложена зависимость ширины ступени от СВЧ-напряжения для секций с 1, 256, 1024 и 2048 переходами.



Рис.1. Зависимость ширины ступени по току от СВЧ напряжения в секциях микросхемы с разным числом переходов СИНИС.

Для одиночного перехода и короткой цепочки из 256 переходов эта зависимость определяется мощностью внешнего генератора и близка к функции Бесселя ($\Delta I_n \sim J_1(V_{\text{свч}})$). В случае длинной цепочки (2048 переходов) при малых уровнях мощности достигается ширина ступени ~ 200 мкА, которая затем почти не изменяется при увеличении мощности генератора в интервале ~ 15 дБ. Это подтверждает идею о том, что в длинных цепочках ширина ступени определяется собственным излучением переходов, а не мощностью внешнего генератора.

Роль собственного излучения переходов в формировании ступени подтверждают также измерения частотной зависимости максимальной ширины ступени для микросхемы с 8192 переходами СИНИС, результаты которых представлены на рис.2.



Рис.2. Зависимость ширины суммарной ступени в микросхеме с 8192 переходами СИНИС от частоты.

В этом случае ширину ступени определяют секции с большим числом переходов. При увеличении частоты мощность собственного излучения переходов в линию падает из-за шунтирования собственной емкостью.

Для увеличения ширины ступени в следующей конструкции микросхемы СВЧ-мощность распределялась по 64 секциям со 128 переходами СИНИС в каждой [10]. В результате удалось повысить ширину ступеней в микросхемах для программируемых эталонов вольта до 1 мА и более.

В практике метрологических лабораторий в качестве мер напряжения в настоящее время используются меры на основе прецизионных стабилитронов. Наиболее стабильным выходом таких мер является выход 10 В. Современные мультиметры с разрешением 8 десятичных разрядов также имеют наибольшую точность в диапазоне 10 В. Поэтому разработке программируемых джозефсоновских микросхем с уровнем воспроизводимого напряжения до 10 В придается большое значение.

На рис.3 приведена ВАХ половины джозефсоновской микросхемы, изготовленной в ПТБ. Микросхема содержит 69120 переходов СИНИС, СВЧ схема состоит из 64 микрополосковых линий по 1080 переходов в каждой. При воздействии СВЧ излучения частоты 70 ГГц на ВАХ наблюдается ступень с плоским участком ~180 мкА при напряжении V = 5 В. Изготовление интегральных схем такой степени интеграции находится на пределе возможностей контактной литографии. Тем не менее, бездефектный образец с воспроизводимым напряжением 10 В был создан [11].

На конференции будут представлены результаты исследования микросхем с переходами СИНИС, изготовленных автором в ПТБ весной 2006 г., а также продемонстрированы основные области применения программируемых джозефсоновских микросхем: калибровка многоразрядных цифровых вольтметров и АЦП, проверка их линейности, синтез низкочастотного переменного напряжения произвольной формы с точно рассчитываемым среднеквадратичным значением.



Рис. 3. ВАХ секции микросхемы с 34560 переходами СИНИС. (по Y- 2В/дел, по X-500 мкА/дел, область ступени –100мкВ/дел, 50 мкА/дел, частота СВЧ – 70 ГГц).

1. Niemeyer J. Josephson Voltage Standards, в кн. Handbook of Applied Superconductivity, IOP Publishing, 1998, Bristol, p.1813.

2. Hamilton C.A. Rev. Sci. Instrum., 2000, v.71, p.3611.

3. Краснополин И.Я. ПТЭ, 1993, №4, с.200.

4. Benz S.P., Hamilton C.A., Burroughs C.J. и др. Appl. Phys. Lett., 1997, v.71, p.1866.

5. Kohlmann J., Schulze H., Behr R. и др. Inst. Phys. Conf. Series, 2000, N167, p.769.

6. Mueller F., Schulze H., Behr R. и др. Physica C, 2001, v.354, p.66.

7. Куприянов М.Ю., Лукичев В.Ф. ЖЭТФ, 1988, т.94, с.139.

8. Боровицкий С.И., Клушин А.М., Коротина

Т.Б. и др. Письма в ЖТФ, 1985, т.11, в.11, с.663.

9. Краснополин И.Я., Нимайер Ю., Мюллер Ф. и др. Измерительная техника, 1997, №11, с.43-47.

10. Mueller F., Schulze H., Behr R. и др. ISEC'01, 2001, Extended Abstacts, p.225.

11. Schulze H., Behr R., Kohlmann и др. Supercond. Sci. Technol., 2000, v.13, p.1293.

Коллапс намагниченности и подавление релаксации захваченного магнитного потока в сверхпроводниках II рода

Волошин И.Ф., Калинов А.В., Фишер Л.М.,

Всероссийский электротехнический институт, Москва 111250, Россия Ямпольский В.А.

Институт Радиофизики и электроники НАНУ, Харьков 61085, Украина

Представлен краткий обзор исследований коллапса намагниченности жесткого сверхпроводника II рода под действием ортогонального переменного магнитного поля. Обсуждается физическая природа эффекта и его следствия. В частности, рассматривается эффект подавления релаксации захваченного магнитного потока в условиях коллапса.

Многолетние исследования вихревой системы в сверхпроводниках привели к обнаружению многих интересных эффектов. Среди них можно отметить различного рода термомагнитные неустойчивости, плавление и другие фазовые переходы в системе вихрей, макротурбулентную неустойчивость, коллапс намагниченности под действием переменного магнитного поля и др. Физическое проявление эффекта коллапса состоит в следующем. Пусть сверхпроводящая пластина охлаждена в отсутствие внешнего магнитного поля Н. Кривые намагниченности такой пластины размерами 8.3×4×0.4 мм³, вырезанной из заготовки плавленой керамики системы Ү-123, представлены на Рис. 1. Внешнее поле Н было ориентировано параллельно поверхности пластины, совпадающей с кристаллографической плоскостью аb. Самая большая петля получена без включения переменного магнитного поля $h = h_0$ $\cos(\omega t)$ [1].



Рис. 1. Эволюция кривой намагниченности M(H) (правая половина) с увеличением переменного магнитного поля: $h_0=0$ (сплошная кривая), 700 Э (кружки), 1 кЭ (квадраты). Данные для 700 Э и 1 кЭ приведены в увеличенном в 5 раз масштабе. T=77К.

Видно, что размер петли эффективно уменьшается по мере роста амплитуды h_0 . Более того, гисте-

резис намагниченности исчезает при достаточно большой величине h_0 .

Коллапс намагниченности есть прямое следствие модели критического состояния. Для описания коллапса эта модель должна быть обобщена на случай, когда в образце имеются экранирующие токи различных направлений. Естественным обобщением модели является ее запись в векторной форме:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} J_c \frac{\mathbf{E}}{E},\tag{1}$$

где **В** - магнитная индукция, J_c - критическая плотность тока, а **E** - электрическое поле. Согласно этой модели всюду в образце, куда проникает переменное магнитное поле, индуцируется экранирующий ток с критической плотностью. Существовавшие в этой области другие экранирующие токи, а именно токи, экранировавшие проникновение постоянного магнитного поля, затухают, а распределение статического поля в этой области становится однородным. Поэтому статическая намагниченность образца уменьшается. Если переменное магнитное поле проникает в весь объем образца, то имеет место полный коллапс статической намагниченности.

Коллапс изучался также по измерениям временной зависимости $M_{z}(t)$ (внешнее магнитное поле было ориентировано вдоль оси z, параллельной поверхности пластины) в условиях, когда поперечное магнитное поле h(t) менялось квазистатически и циклически между значениями h_0 и - h_0 [2]. Результаты измерений представлены на Рис. 2. Кривые а) и b) соответствуют парамагнитному и диамагнитному исходному состоянию образца. Видно, что магнитный момент на Рис.2 уменьшается вдвое при повороте результирующего внешнего магнитного поля менее чем на три градуса. Такое поведение напоминает неустойчивость в вихревой системе сверхпроводника. Можно отметить специфическую особенность критического состояния, которое является причиной коллапса намагниченности. Согласно уравнению (1), в любой точке сверхпроводника, где существует электрическое поле, ток I_c течет вдоль вектора Е. Необходимо подчеркнуть, что при этом память о существовавших здесь ранее электрических токах стирается.

Представляет интерес рассмотреть коллапс намагниченности для случая анизотропных сверхпроводников [3]. Для этого, прежде всего, необходимо обобщить изотропную модель критического состояния (1) на анизотропный случай. Рассмотрим



Рис. 2. Зависимость Mz для начальных циклов действия переменного магнитного поля h(t). Результаты получены при H =6 κ Э, T = 77 K.

простейший случай анизотропии, когда в плоскости образца имеются две ортогональные главные оси анизотропии *y* и *z*. Будем рассматривать параметр J_c как симметричный тензор J_{cik} (*i*, k = y, z) с главными компонентами J_c^y и J_c^z , і-компонента плотности тока определяется как свертка тензора J_{cik} и вектора E_k . Электродинамические уравнения в рамках такой модели можно записать в виде:

$$-\frac{dB_z}{dx} = \frac{4\pi}{c} J_c^y \cos(\varphi(x))$$
$$\frac{dB_y}{dx} = \frac{4\pi}{c} J_c^z \sin(\varphi(x)), \qquad (2)$$

где ϕ – угол между вектором **E** и осью *у*.

В системе (2) принято во внимание важное физическое свойство жестких сверхпроводников. Плотность тока, текущая в некотором направлении, меньше критической, если другая компонента тока существует в той же точке образца.

Измерения намагниченности $M(H, h_0)$ проводились на плавленом образце Y-123 размерами $3.4 \times 3.2 \times 0.46 \text{ мм}^3$, ось с которого лежала в плоскости образца. Петли намагничивания, полученные для ориентации \vec{H} вдоль и поперек оси с, и $h_0 = 0$ представлены внешними кривыми на Рис. 3. Различие в ширине этих кривых связано с анизотропией критической плотности тока. Влияние переменного поля, ортогонального **H**, на намагниченность образца иллюстрируется другими кривыми на Рис. 3. Интересно, что полное подавление большой намагниченности при **H** || с достигается при меньшей амплитуде h_0 , чем в случае **H** \perp с.

В рамках представлений о коллапсе следует ожидать значительного уменьшения скорости релаксации магнитного момента образца после воздействия на него переменного магнитного поля [4].

В самом деле, приповерхностная область сверхпроводника с однородной индукцией (зона коллапса) должна сначала приобрести критический профиль прежде, чем вихри начнут покидать образец.

Сверхпроводящие пластины системы УВа₂Cu₃O_{7- δ} размерами 9,3×7,4×1,5 мм³ (образец А) и 8,3×6,3×1,5 мм³ (образец *B*) с осью с по нормали к пластинам были вырезаны из однородной части текстурированной заготовки. Характерная критическая плотность тока при температуре T = 77 К в собственном магнитном поле составляла 13 кА/см² и 22 кА/см² для образцов А и В соответственно.



Рис.3. Петли намагничивания для различных углов θ между постоянным магнитным полем и осью с.

Измерения статической намагниченности образца проводились с помощью вибрационного магнетометра, а пространственное распределение нормальной к поверхности пластины компоненты магнитной индукции - датчиком Холла. На Рис. 4 приведены результаты измерений релаксации М в образце А. Образец охлаждался до температуры 77 К в нулевом магнитном поле, затем внешнее поле увеличивалось от нуля до 12 кЭ, а затем уменьшалось до 5 кЭ, после чего начинались измерения релаксации. Оба значения поля превосходили поле проникновения, равное 1,6 кЭ. Переменное магнитное поле h(t) **аb** частотой 130 Гц включалось на целое число периодов. Видно, что обычная релаксация (без приложения переменного поля) хорошо описывается функцией $\ln(t)$, что соответствует экспоненциальной вольт-амперной характеристике (вставка к Рис. 4). Включение поля h(t) в момент t = 20 сек, прежде всего, приводит к уменьшению магнитного момента М. Наряду с уменьшением намагниченности, отчетливо видно влияние поля h(t)на процесс релаксации. Логарифмическая скорость релаксации $S = dM/d \ln t$ уменьшается более чем в 50 раз по сравнению с начальной величиной S.

Для выяснения причины подавления скорости релаксации, с помощью сканирующего датчика Холла была изучена временная эволюция пространственного распределения магнитного поля в образце. Распределение *B*(*x*) захваченного магнитного поля поперек направления поля **h** при нулевом внешнем магнитном поле показано на Рис. 5.



Рис.4. Релаксация намагниченности. Измерения без (темные символы) и после действия переменного поля (светлые символы). Вставка – зависимость $dM/dt \propto E$ от $M \propto J$.

Кривые для невозмущенного образца (сплошные символы) демонстрируют биновское распределение захваченного поля, которое испытывает заметную релаксацию. После действия поля h (светлые символы) релаксация заметно подавляется.



Рис.5. Релаксация распределения магнитной индукции вдоль оси х образца до (темные символы) и после (светлые символы) действия поля h(t).

Распределение индукции в центральной части образца для обоих случаев отличается лишь вертикальным смещением, тогда как градиент В практически не меняется. Мы предположили, что обнаруженная стабилизация профиля магнитной индукции является результатом увеличения силы пиннинга, так что плотность экранирующего тока после действия переменного поля становится субкритической. Для проверки этого предположения были проведены сравнительные исследования замороженного потока как без, так и после включения поля h (случай 1 или 2 соответственно). Образец В охлаждался до температуры 83 К в постоянном магнитном поле 10 кЭ, затем поле выключалось. В таких условиях включалось (или не включалось) поле *h*. Затем образец нагревался на 3 К и выявлялось различие профилей B(x) для этих двух случаев.

До нагрева кривые B(x) для центральной части образца имели одинаковый наклон. После нагрева плотность экранирующих токов образца в случае 1 уменьшается, тогда как в случае 2 эта плотность из субкритической может стать критической, т.е. сохраниться по величине. Это можно обнаружить экспериментально. Поскольку сканирование профиля магнитного потока датчиком Холла мы могли проводить только при T = 77 K, образец в обоих случаях охлаждался до этой температуры. Понижение температуры образца в отсутствие внешнего магнитного потока, установившийся при повышенной температуре (см. Рис. 6.).



Рис.6. Распределение захваченной индукции до (темные символы) и после (светлые символы) действия поля h(t).

Отчетливо видно, что высота кривой B(x) в обоих случаях имеет одинаковую величину, тогда как ширина кривой после действия поля h уже, чем без включения h. Это означает, что в результате действия поля h(t) критическая плотность тока возрастает. Для образца В она увеличивается примерно на 8 процентов. Мы предполагаем, что увеличение длины вихрей и частичный захват их сегментов в **ab** плоскости могут быть причиной наблюдаемого эффекта. Рост J_c может быть также результатом увеличения потенциала коллективного пиннинга, благодаря увеличению размеров вихревых связок в **ab** плоскости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 06-02-16774, 05-08-50012 и 05-08-01439.

1. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, I.V. Baltaga, K.V. Il'enko, V.A. Yampol'skii, Solid State Comm. 97, 833 (1996).

2. L.M. Fisher, K.V. Il'enko, A.V. Kalinov, M.A.R. LeBlanc, F. Perez-Rodrguez, S.E. Savel'ev, I.F. Voloshin V.A.Yampol'skii, Phys. Rev. B 61, 15382 (2000).

3. И.Ф. Волошин, А.В. Калинов, Л.М. Фишер, А.А. Левченко, В.А. Ямпольский, ЖЭТФ 124, 161 (2003).

4. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, Phys. Rev. B 71, 140503(R) (2005).

Сильноточная сверхпроводимость: физика, техника, экономика

Черноплеков Н.А. РНЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

Совокупность представлений о природе сверхпроводящего состояния и свойствах собственно проводников вместе с соответствующими разделами электрофизики, теплофизики, механики и других смежных наук представляют собой то сочетание, которое все чаще называется в литературе техсильноточной нологией сверхпроводимости (ТССП)*. В текущем 2006 г., как ТССП гелиевого уровня температур, так и ТССП на базе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) отмечают своеобразные юбилейные даты: ТССП гелиевого уровня температур – 45-летие, а ТССП на базе ВТСП - 10- летие. Последнее обстоятельство связано с тем, что с момента открытия ВТСП потребовалось 10 лет, чтобы появились первые технологические подходы к использованию ВТСП в реальных изделиях - появились ВТСП провода 1-го поколения на основе Ві 2223 и Ві 2212 и массивные изделия из керамики YBa2Cu3O7, конкурирующие с лучшими постоянными магнитами.

Представляется вероятным, что 2006 г. будет назван в дальнейшем годом начала коммерциализации промышленного, в первую очередь ВТСП электроэнергетического оборудования, поскольку фирмы разработчики ВТСП материалов и прототипов ВТСП оборудования получили первые коммерческие заказы от эксплуатирующих организаций и фирм. Это означает, что возрастает ответственность физиков и химиков занимающихся сверхпроводниками, разработчиков, конструкторов и технологов обмоточных или массивных технических сверхпроводящих материалов, разработчиков собственно сверхпроводникового оборудования и его криогенного обеспечения. Задачи стоящие перед ТССП остались неизменными: она должна использоваться в тех случаях, когда обеспечивает создание физических устройств, электроэнергетического и другого оборудования, которое либо не может быть принципиально создано без сверхпроводимости, либо в которых использование сверхпроводимости дает новое качество оборудованию, за счет которого оно оказывается более эффективным, надежным, приемлемым экологически, требующим меньших затрат труда и чтобы параметр качество/цена превосходил результаты, как традиционных, так и возможных альтернативных подходов.

Очевидно, что это предполагает:

 непрерывный поиск новых сверхпроводников и их детальное изучение;

- определение путей реализации потенциальных возможностей используемых сверхпроводников (рост критической плотности тока, поля необратимости, устойчивости к возмущениям и т.д.);
- совершенствование технологических процессов для повышения качества материалов и снижения их стоимости;
- нахождение новых конструктивных подходов к созданию сверхпроводниковых магнитных систем (СМС) различного назначения (новые типы обмоток, безжидкостное криостатирование, сопротивление контактов масштаба фемтоом и др.)
- совершенствование криогенной техники

Перечисленное - малая доля того, над чем необходимо интенсивно работать, чтобы расширить области практического применения сверхпроводимости. Даже в такой, казалось бы почти совершенной области низкотемпературной свехпроводимости ТССП, создающей в настоящее время уникальные СМС: ускоритель и детекторы Большого Адронного Коллайдера в ЦЕРН'Е, в рамках программы термоядерного peaktopa(ITER) крупнейшие тороидальный и полоидальные магниты или крупнейший магнит для 3-х летней работы в космосе альфа магнитного спектрометра, даже в этой области непрерывно осуществляется процесс совершенствования материалов и конструкций СМС. Тем более эти требования относятся к области высокотемпературной ТССП. За счет материалов 1-го поколения ТССМ обеспечила демонстрацию возможностей создание электроэнергетического оборудования нового поколения. Это прототипы, но они доказали теорему существования ВТСП техники, но по дорогой цене ~200 долларов США за 1 кА.М проводника, что на порядок выше стоимости медных проводов. При такой цене ВТСП проводов нет возможности обеспечить коммерческую конкурентноспособность сверхпроводникового оборудования, точнее говоря его ниша будет чрезвычайно узкой. Это вынудило форсировать работы по 2-му поколению ВТСП проводов на основе многослойных пленочных структур с тонконесущем слоем YBa2Cu3O7 толщиной около 1 мкм. Этот материал превосходит по своим эксплуатационным параметрам материалы 1-го поколения и при промышленном производстве будет иметь цену за 1 кА·М значительно ниже цены меди.

В докладе предполагается рассмотреть основные аспекты, влияющие на темпы коммерциализации сверхпроводникового оборудования и его воздействие на экономику страны.

^{*} технология слаботочной сверхпроводимости представляет собой самостоятельную ветвь
Проникновение вихрей Пирла-Абрикосова в магнитно-сверхпроводящую гетероструктуру

Максимова Г.М., Айнбиндер Р.М., Максимов И.Л.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

Изучены магнитные характеристики гибридной структуры, содержащей тонкую ферромагнитную полоску, помещенную над сверхпроводящей пленкой. Показано, что в зависимости от параметров системы максимальное значение мейсснеровского тока достигается либо на краях сверхпроводящей пленки, либо на ее оси симметрии. Рассчитана полная энергия симметричной конфигурации "вихрь – антивихрь", взаимодействующей с ферромагнитной полоской. Показано, что проникновением пар в сверхпроводящую пленку управляют два потенциальных барьера: краевой барьер Бина-Ливингстона (отвечающий за рождение пары на краю пленки) или "аннигиляционный" барьер (в центре пленки). Рассчитано значение намагниченности ферромагнетика, при котором происходит переход сверхпроводящей пленки в смешанное состояние.

Взаимодействие сверхпроводимости и магнетизма в магнитно-сверхпроводящей системе было исследовано в большом количестве работ [1-9]. Такие системы, как правило, состоят из ферромагнетика и сверхпроводника, разделенных тонким слоем изолирующего оксида для избежания эффекта близости. В подобных структурах экспериментально изучались эффекты намагничивания, такие, как рождение и пиннинг вихрей Пирла-Абрикосова. Неоднородно намагниченный ферромагнетик создает в окружающем пространстве магнитное поле, которое проникает в сверхпроводник, индуцируя сверхток и изменяя результирующее магнитное поле. Для изучения величины пиннинга магнитного потока сверхпроводящих пленок несколькими экспериментальными группами были изготовлены периодические массивы магнитных точек (антиточек), помещенных над или под сверхпроводящей пленкой [3-6]. Оказывается, что пиннингом и динамикой вихрей в тонких сверхпроводящих пленках можно управлять, изменяя конфигурацию массива магнитных точек. Как показано в недавних работах Lange и др., решетка магнитных точек помещенная над сверхпроводящей пленкой, может быть использована для увеличения критического поля сверхпроводника [7]. Сверхпроводимость, индуцированная магнитным полем, наблюдалась в таких гибридных системах благодаря компенсации поля магнитных точек внешним полем.

В большинстве предыдущих теоретических работ практически не обсуждалась возможность существования краевого барьера, контролирующего вход/выход вихрей в сверхпроводник. В работе [8] изучалась гетероструктура, состоящая из полубесконечной ферромагнитной пленки, помещенной над полубесконечной пленкой сверхпроводника. Такая система обнаруживает поверхностный барьер Бина – Ливингстона на вход/выход вихрей, управляемый намагниченностью ферромагнетика и параметром Гинзбурга сверхпроводника. Но магнитный отклик гибридных систем, состоящих из пленок конечной ширины, выполненных из сверхпроводника II рода, и магнитной пленки, не был подробно рассмотрен. Так как пленочная геометрия часто встречается в применениях сверхпроводников в различных устройствах, данная задача имеет высокую технологическую значимость.

В данной работе мы изучаем вихревые состояния, возникающие в сверхпроводящей пленке конечной толщины d и ширины w вследствие наличия над ней продольно намагниченной ферромагнитной полоски. Нами рассмотрена узкая пленка, выполненная из сверхпроводника II рода, в котором пирловская длина $\lambda_{\perp} = 2 \lambda^2 / d$ много больше чем w: $\lambda_{\perp} >> w$ (λ -лондонская глубина проникновения) и ферромагнетик, расположенный над ней.



Рис. 1 Ферромагнитная полоска высотой H, находящаяся на расстоянии z_0 от сверхпроводящей пленки ширины W.

Получено аналитическое выражение для экранирующего мейснеровского тока и энергии взаимодействия вихря с ферромагнетиком в зависимости от высоты ферромагнитной полоски и ее расстояния от сверхпроводника. С помощью метода изображений найдена полная энергия конфигурации "вихрь - антивихрь" и показано, что существование такой пары становится энергетически выгодным при значениях намагниченности ферромагнетика $m > m_c$. Если намагниченность становится меньше порогового значения m^* , такая пара оказывается абсолютно неустойчивой. В зависимости от геометрии нашей гетероструктуры (т.е. от высоты ферромагнитной полоски и ее расстояния от сверхпроводника) и намагниченности ферромагнетика могут реализовываться два сценария входа/выхода магнитного потока (см. рис. 1):

1). Максимум мейснеровского тока достигается на краях сверхпроводящей пленки. В этом случае при намагниченности $m > m_{s1}$ барьер на вход пары "вихрь - антивихрь" подавлен и вихри (антивихри) проникают в пленку соответственно с левого (правого) края и занимают свои равновесные положения. При $m < m^*$ краевой барьер на выход вихрей исчезает, и вихри (антивихри) выходят из пленки;

2). Максимум мейснеровского тока достигается в центре сверхпроводящей пленки. Тогда (аналогично первому сценарию) процессы рождения пары (при $m > m_{s2}$) и ее аннигиляции "вихрь - антивихрь" (при $m < m^*$) и происходят на оси симметрии сверхпроводника.

На рис. 2 представлена фазовая диаграмма для пары "вихрь - антивихрь". При $m < m^*$ сверхпроводящая пленка находится в мейсснеровском состоянии; при $m^* < m < m_c$ в пленке находится одна пара в метастабильном состоянии; при $m_c < m < m_s$ вихрь и антивихрь занимают равновесные положения; при $m > m_s$ сверхпроводящая пленка в смешанном состоянии. Выражение для $m_s = m_s(\alpha_0, h)$ имеет вид

$$m_{s}(\alpha_{0},h) = \begin{cases} m_{s2}(\alpha_{0},h), & \alpha_{0} \leq \alpha_{0c}(h) \\ m_{sl}(\alpha_{0},h), & \alpha_{0} \geq \alpha_{0c}(h), \end{cases}$$

где

$$m_{s2}(\alpha_{0},h) = \frac{1/\zeta}{\ln\left(\frac{(\alpha_{0}+h)^{2}(1+\alpha_{0}^{2})}{\alpha_{0}^{2}(1+(\alpha_{0}+h)^{2})}\right) - 2(\alpha_{0}+h)\tan^{-1}\frac{1}{\alpha_{0}+h} + 2\alpha_{0}\tan^{-1}\frac{1}{\alpha_{0}}}$$
$$m_{s1}(\alpha_{0},h) = \frac{1}{2\zeta\left((\alpha_{0}+h)\tan^{-1}\frac{1}{\alpha_{0}+h} - \alpha_{0}\tan^{-1}\frac{1}{\alpha_{0}}\right)}$$

Здесь α_0 , h - безразмерное расстояние ферромагнитной полоски от сверхпроводника и высота ее соответственно, ζ - длина когерентности. $\alpha_{0c}(h)$ удовлетворяет равенству $|i_m(0)| = i_m(1)$. Все линейные размеры измеряются в единицах W.

Р.М. Айнбиндер благодарит Фонд некоммерческих программ «Династия» за поддержку. 1. I.F. Lyuksyutov and V.L. Pokrovsky, Phys.Rev.Lett., 81, 2344 (1998).

2. I.K. Marmorkos, A. Matulis, and F.M. Peeters, Phys.Rev.B, 53, 2677 (1996).

3. J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues and I.K. Schuller, Phys.Rev.Lett., 79, 1929 (1997).

4. M.J. Van Bael, M. Van Look, K. Temst, M. Lange, J. Bekaert, U. May, G. Guntherodt, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, Physica C, 332, 12 (2000).

5. M. Lange, M.J. Bael, M. Van Look, K. Temst, Y. Swerts, G. Guntherodt, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, Europhys.Lett., 53, 646 (2001).

6. Q.H. Chen, G. Teniers, B.B. Jin, and V.V. Moshchalkov, Phys.Rev.B, 73, 014506 (2006).

M. Lange, M.J. Van Bael, Y. Bruynseraede, and
 V.V. Moshchalkov, Phys.Rev.Lett., 90, 197006 (2003).
 8. S. Erdin, Phys.Rev.B, 69, 214521 (2004).



Рис. 2 Распределение плотности мейсснеровского тока в сверхпроводящей пленке. Номер кривой соответствует номеру сценария проникновения пары в сверхпроводник.



Рис. 3 Фазовая диаграмма для пары "вихрь - антивихрь". (при h=2 w)

Слабые флуктуации крит.тока в ВТСП кабеле 2 поколения на токах, близких к критическому

Алексеев М.П., Демихов Е.И., Костров Е.А., Мальгинов В.А., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

В ходе испытаний сверхпроводящих композитов 2-го поколения при токах, близких к критическому значению, обнаружены слабые флуктуации I_C . Происхождение наблюдавшихся флуктуаций объясняется эффектами аналогичными пик-эффекту в сверхпроводниках.

С целью исследования токонесущей способности электродов для сверхпроводящего соленоида проведены модельные измерения ВАХ токовода, изготовленного на основе ленточного ВТСП кабеля 2 поколения [1] западногерманской фирмы THEVA. Кабель представляет собой гибкую ленту из никелевого сплава Hastelloy C276 толщиной 90 мкм, покрытого MgO (Змкм+0.3мкм), выполняющего роль подслоя, кристаллографически согласованного с токонесущей пленкой ВТСП DyBaCuO (2.2мкм), нанесенной на этот подслой методом лазерного напыления. Сверху многослойная лента покрывается пленкой серебра (0.35 мкм), пропускающего при финальном технологическом отжиге кислород, необходимый для получения правильного стехиометрического состава, отвечающего высокотемпературной сверхпроводимости. Токонесущий элемент (ТНЭ) токоввода, подвергнутого испытаниям, представляла собой отрезок ленточного кабеля, припаянного для придания дополнительной стабильности его механических и токонесущих свойств к медной шине сечением 1×15 мм². Технология пайки ВТСП кабеля посеребренной стороной к медной шине с обеспечением надежного контакта без повреждения токонесущего слоя DyBaCuO представляла собой определенную проблему. Были опробованы не только разные припои и флюсы, но и различные режимы нагрева. Наилучшие результаты достигнуты при использовании сплава Вуда с флюсом ЛТИ-120. Устойчивые по отношению к многократному термоциклированию (300К ↔ 77К) токовводы получались при разогреве паяльником (P=100Bт) с ручной терморегуляцией. Измерения ВАХ проводились в пенопластовой ванне с жидким азотом при T=77К. Через мощные клеммы ТНЭ присоединялся к источнику питания сверхпроводящих соленоидов NB-234. Параллельное соединение двух секций блока NB-234 позволяло сканировать ток в интервале до 300А ($\tau_{c\kappa}$ ≈ 300 сек). При записи ВАХ ТНЭ напряжение снималось одновременно с трех пар потенциальных контактов, напаянных на медную шину токоввода, и оцифровывалось 3 приборами типа Щ-300. Ток определялся по падению напряжения на сильноточном шунте "75mV/300A" и оцифровывался прибором Щ-301. С каждого вольтметра данные в ТТЛ стандарте через специально разработанные платы, навешиваемые непосредственно на "задний" выходной разъем прибора под управлением компьютера преобразовывались из параллельного в последовательный код, который по трехпроводной линии передавался в мультиплексор, сообщающийся с LPT-портом. Такая схема автоматизации допускает только одностороннюю передачу данных с вольтметров в компьютер. Однако, программа, обслуживающая эксперимент, не требует большего, т.к. протоколирует данные, но непосредственно не управляет экспериментом. Запуск и программирование развертки тока производится вручную в блоке NB-234, что, безусловно, удобнее и привычнее чем управление через компьютер. Оцифрованное значение напряжения накапливалось (примерно по 800 раз) в элементах массива, номера которых определялись текущим значением тока. Накопление позволяет поднять (примерно на порядок) отношение сигнал-шум, что немаловажно в условиях, когда сопротивление шины оказывается на уровне 9 мкОм. В ходе эксперимента на экране терминала в режиме реального времени программа строит 3 кривые ВАХ, что обеспечивает высокую наглядность процесса измерения. В целом, эти 3 кривые во всех опытах оказывались подобными друг другу. Типовая запись представлена на рис.1 (кривая - 1).



Для объяснения подобной зависимости V=V(I)приведем простейшую эквивалентную электрическую схему токоввода (рис.2). Фактически она совпадает с эквивалентной схемой джозефсоновского перехода на низких частотах в известной модели Асламазова-Ларкина [2], с той разницей, что вели-

чина критического тока I_C здесь никак не связана с разностью фаз справа и слева от "креста", которым по аналогии с обозначением джозефсоновского перехода на схеме отмечена способность сверхпроводящего слоя DyBaCuO пропускать ток I<I_C при нулевом падении напряжния.



В верхней части рис.3 построено семейство нагрузочных прямых, исходящих из точек, отвечающих току источника (NB-234), вводимому в параллельно соединенные медную шину (R_{bus}, рис.2) и сверхпроводящий кабель (рис.2, R_{res} - остаточное, включая контактное сопротивление кабеля, R_{NHTC} - сопротивление слоя DyBaCuO в нормальном состоянии). Пересечение нагрузочной прямой с ВАХ кабеля, выходящей из точки U=0, I=0, показывает результирующее напряжение, зависимость которого от сканирующего тока перенесена в нижнюю часть рис.3. Результирующая зависимость V=V(I) разбивается на 2 участка, переходы между которыми сопровождаются изломами регистрируемой ВАХ. На 1-ом участке зависимость V=V(I) описывается $V = (R_{res}^{-1} + R_{bus}^{-1})^{-1}I$, a формулой на 2-ом: $V = \left(\frac{1}{R_{res} + R_{NHTC}} + \frac{1}{R_{bus}}\right)^{-1} \left(I - \frac{R_{NHTC}}{R_{res} + R_{NHTC}}I_{C}\right).$ Критиче-

ский ток можно определить, если продолжить 2-ой участок ВАХ до точки V(I×)=0, считая, что, R_{NHTC}>> R_{res}. По данным рис.1 значение крит.тока составляет примерно $I_C \approx I^* = 125 A$.

Вдоль оси Х на рис.1 (кривая -2) также отложен 1-ый участок ВАХ за вычетом усредненного линейного хода ВАХ в этом месте при «10-кратном $\delta V(I) = 10 \left(V(I) - \left(\frac{1}{\langle R_{res} \rangle} + \frac{1}{\langle R_{bus} \rangle} \right)^{-1} I \right)^{-1}$ увеличении»

Видно, что по мере приближения тока к критическому значению усиливаются флуктуации напряжения, регистрируемого на потенциальных контактах. Не будучи воспроизводимой «точка в точку» такая тенденция четко прослеживается на всех отснятых кривых. В силу медленности развертки тока и большого числа накоплений сигнала в каждой точке ВАХ обнаруженные флуктуации не следует рассматривать как случайную выборку шумового напряжения $\delta V = V_N(t)$. По-видимому, полученное разностное значение $\delta V = \delta V(I)$ отражает функциональную зависимость в виде небольших слабо упорядоченных колебаний напряжения от тока, когда $I \rightarrow I_C$. В этом случае, если плотность тока превышает локальное критическое значение, отвечающее «слабой области» сверхпроводника то рабочая точка переключается с 1-го участка ВАХ на 2-ой, лежащий выше 1-го, что приведет к скачку напряжения на потенциальных контактах. Частичное разрушение сверхпроводимости в «слабой области» создает дополнительную неоднородность, усиливающую пиннинг, а вместе с тем и крит.ток. Последнее приведет к обратному эффекту - падению напряжения на потенциальных контактах. Предлагаемый механизм этих неупорядоченных колебаний близок по смыслу к известному объяснению пик эффекта [3] в сверхпроводниках.



Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-08205) и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-2693.2006.2, Госконтракт №02.445.11.7346).

1. http://www.theva.de

2. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин "Письма в ЖЭТФ" т.9, №2, c.150-154 (1969)

3. A.M. Campbell, J.B. Evetts, Critical currents in superconductors. Taylor & Francis Ltd, London (1972).

Теоретические и экспериментальные исследования сверхпроводниковых трансформаторов с сердечниками из аморфной стали

Андреев Е.Н.

ФГУП «НИИэлектромаш», Санкт-Петербург 196084, Россия Волков Д.А., Коротков Д.А., Платонова М.Ю., Чубраева Л.И. Научно-исследовательский институт инновационных технологий в электромеханике и энергетике, Санкт-Петербург 190000, Россия

Представлены результаты разработки и исследований трансформаторов с обмотками из высокотемпературного сверхпроводника и сердечниками из нанокристаллической магнитомягкой стали. Разработана оригинальная конструкция ВТСП трансформатора, повышающая технологичность и обеспечивающая его ремонтопригодность. Рассмотрены вопросы ограничения токов короткого замыкания.

Разработана конструкция броневого трансформатора с использованием материалов, изготовленных с применением микро- и нанотехнологий.

Для моделирования процессов в ВТСП трансформаторе был создан однофазный двухобмоточный трансформатор мощностью 1 кВ·А (рисунок 1) с сердечником из аморфной стали типа 2HCP. В качестве токонесущего элемента использована ВТСП лента Bi-2223/Ag сечением 0.3×10.8 мм², изготовленная во ВНИИНМ им. А.А. Бочвара [1].



Рис. 1. Модельный трансформатор мощностью 1 кВ·А.

Результаты исследований модели были использованы при разработке трехфазного ВТСП трансформатора броневого типа мощностью 60 кВ·А и линейным напряжением 690/400 В, который предназначен для работы в составе автономной сверхпроводниковой электроэнергетической установки.

Отличительной особенностью данной конструкции является использование ленточного ВТСП проводника сечением 0.3×4.3 мм² для изготовления обмоток и ленточной нанокристаллической термообработанной стали марки 5БДСР для изготовления магнитопровода. Разработана технология изготовления сердечника и ярма, которая обеспечивает высокую ремонтопригодность и повышает технологичность изготовления трансформатора.

Сердечник трансформатора, набранный из единичных галет, собирается на несущем каркасе из нержавеющей стали. Каркас выполняется полым для улучшения условий охлаждения сердечника. Увеличение диаметра центрального канала ведет к увеличению расхода ВТСП ленты (рисунок 2), поэтому диаметр центрального канала выбран минимально возможным по условиям технологичности.



Рис. 2. Зависимость расхода ВТСП материала от диаметра канала охлаждения.

Обмотки трех фаз трансформатора располагаются вертикально на одном стержне друг над другом. Корпусная изоляция образована стеклотканью, пропитанной эпоксидной смолой.

Вся конструкция помещается в немагнитный стеклопластиковый криостат в среду жидкого азота (77 К). При необходимости возможно понижение рабочей температуры до 64 К (переохлажденный азот) или до 20 К (при использовании криоохладителя Гиффорда-Макмагона).

Математическое моделирование распределения магнитных полей проводилось при помощи программы МАТLAB, подпрограммы FEMLAB, которая позволяет получать данные с заданной степенью точности. В результате исследования были получены картины распределения поля в магнитопроводе (рисунок 3). Как следует из рисунка, величина радиальной составляющей электромагнитного поля к широкой стороне ВТСП ленты находится в пределах от 1 до 10 мТл и практически не приводит к снижению токонесущей способности.

С целью определения необходимого числа каналов подачи хладагента в активную зону сверхпроводниковых обмоток была построена математическая модель ВТСП трансформатора в программе FEMLAB (рисунок 4).



Рис. 3. Картина электромагнитного поля на стыке сердечника с ярмом в верхней части трансформатора.



Рис. 4. Математическая модель теплового поля ВТСП трансформатора при наличии двух каналов охлаждения.

Анализ полученных результатов показывает, что в конструкции без каналов охлаждения наблюдается нежелательный перегрев обмоток. Оптимальный температурный режим обеспечивается введением в конструкцию двух каналов охлаждения.

Величина напряжения короткого замыкания в ВТСП трансформаторе в несколько раз ниже, чем в трансформаторах традиционного исполнения. Это обусловлено тем, что индуктивное сопротивление рассеяния тонких обмоток из ВТСП ленты существенно ниже, чем у медных обмоток. В результате возрастает установившийся ток короткого замыкания.

Величину токов короткого замыкания можно ограничить либо введением дополнительного канала рассеяния, либо установкой аппаратов токовой защиты. Увеличение ширины канала рассеяния позволяет существенно снизить токи короткого замыкания за счет увеличения индуктивности рассеяния. Но при этом происходит снижение взаимоиндуктивности обмоток и увеличение расхода ВТСП ленты. Кроме того, увеличение канала рассеяния ведет к появлению радиальной составляющей поля в канале, которая существенно уменьшает критический ток ВТСП ленты и приводит к снижению эффективности использования сверхпроводника. Одним из способов уменьшения нормальной составляющей магнитного поля является введение в обмоточную зону добавочных ферромагнитных колец, что усложняет конструкцию в целом.

В качестве ограничителя тока может использоваться резистивный сверхпроводящий ограничитель тока короткого замыкания.

Для оценки влияния низких температур на величину удельных потерь в магнитопроводе ВТСП трансформатора были проведены исследования сердечника из ленточной нанокристаллической стали 5БДСР, выполненного в виде «беговой дорожки» (рисунок 5), при комнатной температуре и при температуре жидкого азота.



Рис. 5. Сердечник из нанокристаллической стали 5БДСР.

Результаты исследований показывают, что удельные потери нанокристаллической стали марки 5БДСР примерно в 20 раз меньше по сравнению с обычной электротехнической сталью.

Вывод: Математическое моделирование электромагнитных полей показывает, что для разработанной конструкции ВТСП трансформатора радиальная составляющая электромагнитного поля минимальна и не оказывает существенного влияния на токонесущую способность ВТСП ленты. Данные математического моделирования были подтверждены результатами физического моделирования. На основе проведенных исследований выбраны оптимальные размеры магнитопровода и минимальный расход сверхпроводника, а также принято решение о защите ВТСП трансформатора от токов короткого замыкания при помощи сверхпроводникового ограничителя тока.

Работа проводится при поддержке госконтракта № 02.447.11.5005 от 10.06.05 г. и гранта РФФИ 05-08-50292.

1. Andreev E.N., Chubraeva L.I. Investigation of a model HTSC Transformer with amorphous alloy cores// Journal of Materials Processing Technology. Elsevier, 2006. 6 p.

Исследование гистерезиса магнитосопротивления гранулярных ВТСП

Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

Исследованы зависимости магнитосопротивления композитных ВТСП Y-Ва-Сu-O + CuO при различных плотностях транспортного тока. Такие композиты представляют собой сеть переходов джозефсоновского типа. Показано, что гистерезис магнитосопротивления определяется влиянием магнитного потока, захваченного внутри гранул ВТСП. Магнитосопротивление гранулярного образца, в свою очередь, является "откликом" джозефсоновской среды (сети переходов YBCO-CuO-YBCO в композитах) на эффективное магнитное поле в межгранульной среде, которое есть суперпозиция внешнего поля и локального поля, «вмороженного» в гранулы ВТСП.

Хотя основные особенности магниторезистивного эффекта гранулярных ВТСП, такие как гистерезис зависимости магнитосопротивления R(H), релаксация остаточного электросопротивления, и т.п., известны достаточно давно [1-3]. Однако исследование механизмов, ответственных за указанные эффекты продолжается и в настоящее время [4-11]. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования гистерезисных зависимостей R(H) композитов на основе ВТСП и СиО.

Композиты с различным объёмным содержанием Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba₂Cu₃O₇ (YBCO) и CuO были приготовлены методом быстрого спекания, описанным в [12]. Было показано, что по отношению к транспортным свойствам эти объекты можно рассматривать как сеть джозефсоновских переходов, в которых несверхпроводящий ингредиент является материалом барьеров между гранулами ВТСП [11,12]. Введение СиО в матрицу ВТСП дополнительно ослабляет энергию джозефсоновской связи между ВТСП кристаллитами, что позволяет регулировать (уменьшать) величину плотности транспортного критического тока ј_С гранулярного образца. Поэтому на таких композитных ВТСП удобно изучать магниторезистивные эффекты в широкой области температур и варьировать плотность измерительного транспортного тока ј в широких пределах относительно і_с, что затруднительно в гранулярных ВТСП без добавок [1-3]. Ниже приведены результаты для образца из 70 Vol.% YBCO и 30 Vol.% CuO. Измерения R(H) проводились стандартным четырёхзондовым методом, H ⊥ j.

На рис.1 приведены зависимости R(H) композита при T = 4.2 К. Измерения проводились при различных значениях максимально приложенного поля Нтах и при различных значениях тока I. Величина плотности критического тока данного образца при 4.2 К составляет 0.3 A/cm² (I_C \approx 4.5 mA). Внешние магнитные поля (до 7 kOe), а также использованные величины тока (до 10 mA) достаточно малы, чтобы вызвать диссипацию внутри ВТСП кристаллитов. Поэтому диссипация вызвана только процессами в границах между ВТСП кристаллитами, т.е. в джозефсоновских переходах. По гранулам УВСО текут мейсснеровские токи, которые создают в каждой точке межгранульной среды локальное магнитное поле [3,4] (ввиду разброса геометрических параметров ВТСП гранул и джозефсоновских переходов, сформированных CuO). В итоге магнитное поле в межгранульной среде будет определяться суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитным откликом сверхпроводящих гранул. Поскольку на обратном ходу зависимости R(H) отклик ВТСП гранул становится положительным из-за пиннинга вихрей, то поле, созданное ВТСП гранулами, будет частично компенсировать внешнее магнитное поле. Из-за этого сопротивление на обратном ходу зависимости R(H) меньше, чем R на прямой ветви хода. Минимум сопротивления наблюдается когда внешнее поле в наибольшей степени компенсируется полем, индуцированным ВТСП гранулами. При дальнейшем уменьшении внешнего поля отклик от ВТСП гранул возрастает (известный факт роста намагниченности при приближении внешнего поля к нулю). Это приводит к тому, что суммарное поле во внутригранульной среде возрастает, а сопротивление образца на обратной ветви зависимости R(H) при уменьшении внешнего поля проходит минимум, и также начинает возрастать. При уменьшении Н до нуля образец обладает остаточным сопротивлением, которое всегда больше чем R(H=0) до воздействия поля. Подобные гистерезисные зависимости R(H) наблюдались ранее на гранулярных ВТСП и композитах YBCO/Ag [1-7]. В данной работе впервые исследованы зависимости R(H) как в случае когда I < Ic. так и при I > I_C. Это позволяет провести обработку зависимостей R(H) с учётом проведённых выше рассуждений. Джозефсоновская среда выступает в роли "резистивного сенсора", реагирующего на магнитное поле и естественно, имеется ввиду эффективное магнитное поле, т.е., суперпозиция внешнего поля и поля индуцированного ВТСП гранулами. Постоянство сопротивления на прямом и обратном ходу зависимости R(H) означает, что величина эффективного поля в межгранульной среде в двух различных точках этой зависимости одинакова. Обозначим значения внешнего поля на прямом и обратном ходу R(H) как H_{\downarrow} и H_{\uparrow} соответственно, а ширину гистерезиса при постоянном сопротивлении R = const как $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$. Величина $\Delta H(H_{\downarrow})$ пропорциональна потоку, захваченному сверхпроводящими гранулами, и определяется магнитной предысторией, т.е. максимально введённым внешним полем, поэтому она не должна зависеть от величины транспортного тока. Хотя форма зависимости R(H_↑) сильно изменяется с ростом I, рис.1.



Рис.1. Зависимости R(H) композита YBCO+CuO при различных значениях тока (указано на рис.) Стрелки указывают направление внешнего поля H.

Это действительно имеет место и проиллюстрировано на рис.2, на котором приведены графики ΔH в зависимости от значений Н_↓ для экспериментальных кривых R(H), из рис.1. Как видно из рис.2, данные для разных токов ложатся на одни кривые. Это мы считаем убедительным доказательством того, что гистерезис магнитосопротивления, по крайней мере в исследованных системах, вызван захватом магнитного потока внутри ВТСП гранул. Из приведённой обработки эксперимента можно также сделать вывод, что пиннинг магнитного потока в межгранульной среде (джозефсоновские вихри) не оказывает влияние на гистерезисное поведение магнитосопротивления. Кроме этого, ширина гистерезиса $\Delta H(H_{\downarrow})$ определяется также и внутригранульным пиннингом, чем пиннинг больше, тем петля гистерезиса шире.

Из графиков на рис.2 видно, что величина ∆Н возрастает, с увеличением максимально введённого поля Нтах, т.е., чем больше потока захвачено гранулами, тем больше ∆Н. Это коррелирует с тем, что с ростом Нтах увеличивается значение остаточного сопротивления, которое также пропорционально захваченному потоку.



Рис.2. Зависимости ширины гистерезиса R(H) - ΔH = H_{\downarrow} -H_{\uparrow} от H_{\downarrow} для данных рис.1.

Таким образом, в данной работе приведены убедительные, на наш взгляд, доказательства того, что гистерезис R(H) в гранулярных ВТСП вызван суперпозицией внешнего и захваченного сверхпроводящими гранулами магнитного поля.

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН «Квантовая макрофизика», проект №3.4, а также в рамках лавреньевского конкурса молодёжных проектов СО РАН 2006 г. (проект №52).

1. Y. Quian, Z. Tang, K.Y. Chen, et. al., Phys. Rev B 39, 4701 (1989).

2. D.N.Matthews, et.al., Physica C 171, 301 (1990).

3. L. Ji, et. al., Phys. Rev B 47, 470 (1993).

4. D.Daghero, et.al., Phys.Rev. B 66, 184514 (2002).

5. Н.Д. Кузьмичев, ФТТ 43, 1934 (2001).

6. P. Mune, et. al., Physica C 390, 363 (2003).

7. I. Felner, et. al., Phys. Rev B 67, 134506 (2003).

8. А.Суханов, В.Омельченко, ФНТ30, 604(2004).

8. В.В. Деревянко и др., ФТТ 48, 1374 (2006).

10. Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутди-

нов, М.И. Петров, ФТТ 48, 588 (2006).

11. Д.А. Балаев, А.Г. Прус, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, Письма в ЖТФ 32 (15), 67 (2006).

М.И. Петров, письма в $M 1 \Psi 52 (15), 07 (2000).$

12. М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, и др., ФТТ 39, 829 (1997).

Распад нестехиометрического соединения Y(Eu)Ba₂Cu₃O_{7-δ} при 200 и 300°C. Естественное старение и возврат

Блинова Ю.В., Сударева С.В., Кузнецова Е.И., Криницина Т.П., Романов Е.П., Бобылев И.Б. Институт физики металлов УрО РАН, 620219, г. Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Представлены результаты электронномикроскопического исследования и измерений температурной зависимости магнитной восприимчивости нестехиометрического соединения YBa2Cu3O7-6 (б=0,2, 0,4, 0,6, 0,8), подвергнутого низкотемпературному отжигу при 200 и 300°С и естественному старению при комнатной температуре. Установлено, что независимо от содержания кислорода распад начинается с образования малых частиц, богатых кислородом, в обедненной кислородом (тетрагональной) матрице. В тетрагональной керамике YBa2Cu3O6.22 в процессе отжига при 300°С идет превращение тетра-орто-фаза, и появляется диамагнитный отклик.

Согласно теории [1], нестехиометрическое соединение УВа₂Си₃О_{7-δ} (δ≥0,2) испытывает спинодальный распад. В указанной работе приведена теоретическая диаграмма состояний, где под спинодальной кривой имеются два участка с разным характером распада: при 200°С распад на конечной стадии происходит на обогащенную кислородом орто-фазу и обедненную кислородом тетра-фазу, при 300°С - на две орто-фазы с разным содержанием кислорода. В работе [2] были выполнены исследования распада этого соединения (керамика) в зависимости от содержания кислорода в интервале температур 100-400°С и построена экспериментальная диаграмма состояний. Установлено, что система распадается при температурах 100-330°С, причем подтверждено существование двух участков под спинодальной кривой. Наблюдение распада после отжига при 100°С позволило предположить, что нестехиометрическое соединение YBa2Cu3O7-6 может быть подвержено естественному старению при комнатной температуре. Это имеет как научное, так и практическое значение. В настоящей работе представлены экспериментальные доказательства существования такого распада. Установлены механизмы распада соединения 123 при температуре 200 и 300°С.

Исследование выполнено на монокристаллах $Y(Eu)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $\delta \approx 0,2$; 0,4; 0,6, которые были приготовлены методом, описанным в [3], а также на керамической таблетке с кислородным индексом 6,22. Кислородный индекс монокристаллов у \approx 6,8 получен охлаждением от температуры 900°С до 400°С в печи на воздухе со скоростью 100 град/ч; затем следовало дальнейшее охлаждение на воздухе до комнатной температуры. Кислородных индекс у \approx 6,6 был достигнут после отжига на воздухе при 600°С в течение 24 ч; кислородный индекс у \approx 6,4 –

после отжига 910°С, 24 ч. Рентгеновски однофазная керамика с кислородным индексом у=6,22±0,02 получена с помощью стандартного твердофазного синтеза. Были изучены следующие структурные состояния монокристаллов YBa2Cu3O7-6: исходное состояние + 10 лет естественного старения; исходное состояние + отжиг 200°С, 100 ч + 10 лет естественного старения; исходное состояние + отжиг 300°С, 25 ч + 10 лет естественного старения; исходное состояние + 10 лет естественного старения + нагрев до $500^{\circ}C \rightarrow \text{охлаждение до } 380^{\circ}C$, выдержка 24 ч в кислороде: исходное состояние + отжиг 200°С, 100ч; исходное состояние + отжиг 300°С, 50ч; исходное состояние + отжиг 200°С, 100ч + отжиг 300°С, 50ч. Монокристалл EuBa₂Cu₃O₆₈ исследовался после обработок: исходное состояние + отжиг 200°С, 65ч; исходное состояние + отжиг 300°С, 10ч; исходное состояние + отжиг 200°С, 65ч + отжиг 300°С, 10ч. Методы исследования: оптическая микроскопия в поляризованном свете и просвечивающая электронная микроскопия, измерение магнитной восприимчивости керамики на квантовом магнитометре типа MPMS-XL-5.

Отжиг монокристалла YBa₂Cu₃O_{6.8} при 200°С в течение 100ч привел к тому, что исчезла исходная крупнодвойниковая структура (антифазные домены двойниковой ориентации – признак упорядоченной орто-фазы) и соответствующее расщепление рефлексов на электронограмме, и в тетрагональной матрице возник твидовый контраст, представляющий собой две системы поперечно-поляризованных волн атомных смещений. При темнопольном изображении в этом же участке обнаружены мелкие частицы обогащенной кислородом орто-фазы размером 10-100Å. Из кривой температурной зависимости $\chi'(T)$ следует, что верхнее значение температуры сверхпроводящего перехода при этом повысилось от 75К до 90К, рис.1. Таким образом, было показано, что в монокристалле YBa₂Cu₃O_{6.8} образование обогащенной кислородом орторомбической фазы (согласно диаграмме состояния, она должна составлять на конечном этапе распада большую часть объема образца) идет через создание зародышей этой фазы в обедненной кислородом (тетрагональной) матрице.

Отжиг исходных монокристаллов YBa₂Cu₃O_{6,8}, YBa₂Cu₃O_{6,6} при 300°С приводит к разрушению их крупнодвойниковой структуры. Большая часть монокристалла после отжига показывает неправильный черно-белый контраст – результат расслоения по кислороду на две фазы и упругих напряжений около выделяющихся частиц. При этом сохраняются границы старых крупных двойников. Внутри старых двойников появляются новые мелкие двойники, которым соответствует сильное расщепление рефлексов на электронограммах. Таким образом, процесс расслоения рассматриваемых монокристаллов, обладающих в исходном состоянии орторомбической решеткой и крупнодвойниковой структурой, при 300°С можно представить себе следующим образом: сначала в исходной матрице возникают зародыши обогащенной кислородом орто-фазы (мелкодисперсный распад), затем они растут, увеличивается их количество, и на базе крупных выделений или конгломератов из них возникают новые мелкие двойники (домены). Особый интерес представляет образец с у=6,22, который в исходном состоянии обладает тетрагональной решеткой. После отжига 300°С, 50ч в нем возникает доменная структура со слабым расщеплением рефлексов, и появляется диамагнитный отклик.



Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости керамики YBa₂Cu₃O_{6.8}: 1 – исходное состояние; 2 – после отжига 200°С, 100ч.

Вылеживание в течение 10 лет при комнатной температуре монокристалла YBa₂Cu₃O_{6.8}, предварительно состаренного при 200 и 300°С, привело к реализации более поздней стадии распада. Монокристалл YBa₂Cu₃O_{6.6} обладает большей структурной нестабильностью, поэтому даже без предварительного низкотемпературного отжига в нем происходит распад при комнатной температуре. В работе была сделана попытка восстановить исходную структуру распавшегося монокристалла YBa₂Cu₃O_{6,6} и насытить его кислородом до у=7. Для этого использовалась традиционная термическая обработка для достижения кислородного индекса ~7. Ожидалось получение однофазного (орто-фаза) состояния с крупной двойниковой структурой. Однако восстановление монокристалла не произошло, а распад только углубился; причем структурное состояние, возникшее после «восстановительной» термообработки, никогда ранее не наблюдалось.

Мы объясняем этот результат на основе представлений о неполном возврате: во время естественного старения в монокристалле выделились частицы, оказавшиеся способными к росту при последующем высокотемпературном отжиге. Таким образом, установлено, что нестехиометрический монокристалл подвержен естественному старению при комнатной температуре.

В системе 123 также обнаружено явление полного возврата. В монокристалле УВа₂Си₃О_{6,6}, имеющем в исходном состоянии крупнодвойниковую структуру, в результате одинарных отжигов при 200 и 300°С происходит распад на две фазы, который сопровождается исчезновением двойников и появлением ламельной и модулированной структур. В результате же двойного диффузионного отжига 200°С, 100ч + 300°С, 50ч образуется крупнодвойниковая структура, такая же, как в исходном состоянии. Это связано с тем, что мелкие частицы обогащенной кислородом орто-фазы, выделившиеся в матрице во время отжига при 200°С, оказались неспособны к росту при высокой температуре. В ходе последующего высокотемпературного отжига при 300°С эти частицы полностью растворились, при этом матрица обогатилась кислородом (вновь стала орторомбической), и восстановилась исходная двойниковая структура (полный возврат).

Аналогичные результаты по возврату были получены на монокристалле $EuBa_2Cu_3O_{6,8}$. Двойниковая структура, присущая исходному состоянию, по данным оптической микроспопии, исчезает в результате отжига 200°С, 65ч; образец испытывает распад с образованием очень мелких частиц богатой кислородом орто-фазы (в оптическом микроскопе не выявляются). В результате отжига при 300°С, 10ч происходит выделение большого количества крупных частиц (в оптическом микроскопе наблюдается характерный контраст в виде четырех лепестков, обусловленный полями упругих напряжений около частиц). После двойного же отжига 200°С, 65ч + 300°С, 10ч восстанавливается исходная двойниковая структура.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-03-33039а).

1. A.G. Khachaturyan, Semenovskaya S.V., J.W. Morris, Phys. Rev. Lett., **37**, 2243 (1988).

2. И.Б. Бобылев, Н.А. Зюзева, С.В. Сударева, Т.П. Криницина, Л.Н. Кузьминых, Ю.В. Блинова, Е.П. Романов, ФММ, в печати (2006).

3. Е.И. Кузнецова, Т.П. Криницина, С.В. Сударева, И.Б. Бобылев, Е.П. Романов, ФММ, **81**, 113 (1996).

Зависимость плотности критического тока в керамических высокотемпературных сверхпроводниках от магнитного поля

Боголюбов Н.А.

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск 630090, Россия

Плотность транспортного критического тока в керамических сверхпроводниках и созданное током магнитное поле являются однородными функциями координат. Определена зависимость плотности критического тока от магнитного поля.

Величина критического тока в керамических высокотемпературных сверхпроводниках определяется свойствами хаотической трехмерной джозефсоновской сети, образованной множеством слабых связей между сверхпроводящими зернами материала. Отдельные контакты джозефсоновской сети образца находятся в магнитном поле разной величины, т.к. эти поля являются суммарным полем токов, текущих по другим участкам образца. При этом сам ток распределен по сечению образца так, как требует зависимость локальной плотности критического тока j_c от величины магнитного поля H.

В проведенных нами исследованиях образцов с различными формами поперечных сечений было установлено, что при отсутствии внешнего магнитного поля картина критического состояния в образце определяется формой его сечения. Критический ток как функция температуры *T* и размеров поперечного сечения *X* и *Y* имеет вид:

$$I_c(X,Y,T) = G(X,Y)f(T)$$
(1)

Здесь функция f(T) зависит только от свойств материала конкретного образца, т.е. от типа сверхпроводящего материала, наличия в нём примесей, технологии изготовления керамического образца и т.д. Установлено, что критический ток (а именно функция G(X, Y)) является однородной функцией размеров поперечного сечения, т.е. он является функцией вида:

$$I_{c}(kX, kY, T) = k^{p} \cdot I_{c}(X, Y, T),$$
(2)

где k определяет масштабное преобразование, а p – показатель степени однородной функции. В процессе эксперимента критический ток образца с определёнными размерами поперечного сечения измерялся при ряде фиксированных температур. Затем размеры сечения изменялись, и критический ток образца измерялся при тех же температурах... Установлено, что значение показателя p не зависит от температуры, индивидуальных свойств материала образца и формы поперечного сечения. Исследованы образцы на основе иттрия, Bi-2223 и Bi-2212+ Bi-2223. Найденное значение показателя p для образцов с различными формами поперечных сечений равно $1.36 \pm 0,01$. В ряде экспериментов поперечные размеры X и Y изменялись пропорционально, а в при проведении некоторых – поочерёдно. Как иллюстрация на рис. 1–3 представлены результаты исследования образцов 1 (Y-123, прямоугольное поперечное сечение, сначала изменялась сторона Xпри постоянной Y, затем – Y при X=const.) и 2 (Bi-2223+Bi-2212, трапециевидное сечение, изменение оснований при постоянной высоте Y, затем наоборот). Критический ток образца 1 монотонно возрастает при уменьшении T, а образца 2 вблизи 73 К имеет характерный прогиб (рис.1),связанный с переходом фазы Bi-2212 в сверхпроводящее



Рис. 1. Критический ток образца 2 как функция Т.

состояние и возникновением новой джозефсоновской сети, образованной уже двумя фазами Bi-2223 и Bi-2212.. Разделив значения критического тока $I_c(X,Y,T)$ каждой из экспериментальных кривых (рис.1) на $I_c(X,Y,T_o)$ той же кривой (T_o – одно из экспериментально исследованных значений T). мы получаем относительный критический ток I_T . Значения I_T , вычисленные для сечений с различными размерами, близки и отличаются от средних не более чем на 1%. Т.е. I_T является функцией только температуры:

$$I_{\tau}(T) = f(T) / f(T_{o})$$
(3)



Рис.2. *I_c(X,Y)* образца 1 при различных *T*. Сечения 1 - 6 –изменение стороны *X*, при *Y*-const., 6-11 – наоборот.

Все зависимости $I_c(X, Y)$ образца 1 (рис.2) являются гладкими функциями, включая квадратное сечение (X=Y=1.575 мм) и аппроксимируются степенными функциями $X^{p/2}$ или $Y^{p/2}$. Введём относительный ток I_G , разделив экспериментальные значения I_c каждой изотермы на величину $I_c(X_0, Y_0)$ той же изотермы (X_0, Y_0) – некоторые промежуточные исследованные значения сторон сечения):

$$I_{G} = I_{c}(X, Y, T) / I_{c}(X_{0}, Y_{0}, T)$$
(4)

Различия отношений, вычисленных для разных изотерм, незначительны, т.е. I_G (пунктирная кривая на рис.2) не зависит от температуры и определяется только размерами сечения. Если представить зависимость I_c образца 2 как функцию изменения длины средней линии или высоты трапециевидного сечения, то приходим к аналогичному результату. На рис.3 представлена зависимость I_c образца 2 от площади поперечного сечения S.



Рис.3. Зависимость критического тока образца 2 от площади поперечного сечения. Шкала 2.5А – высокотемпературная область: (•)–81 К, (▲)–77.3 К, (■)–73.7К. Шкала 25А – низкотемпературная область: (•)–53.8 К, (△)–43.9 К, (□)–30.3 К.

Важно отметить, что высокотемпературные кривые, отмеченные тёмными значками (фаза Bi2223) аналогичны низкотемпературным кривым (светлые значки, фазы Bi2223, Bi2212). Все они могут быть аппроксимированы общей формулой $I_c \sim S^{p/2}$ независимо от температурного интервала. В случае образца 1 получаем тот же вид зависимости. Поэтому функция $I_G(S)=I_c(S)/I_c(S_0)$ не зависит от температуры и типа джозефсоновской сети. Поскольку критический ток может быть представлен в виде (3) и (4), то он имеет вид (1). Из экспериментов следует, что

$$I_c = AS^{p/2} f(T), \qquad (5)$$

и $I_c \sim X^{p/2} Y^{p/2}$. т.е. критический ток есть однородная функция X и Y. Константа A непосредственно из эксперимента не определяется. Однако можно утверждать, что независимо от типа джозефсоновской сети, существующей в образце, в любом температурном интервале, при любой форме поперечного сечения и всяком способе её изменения транспортный критический ток ведёт себя как однородная функция (2). Поэтому можно записать:

$$\iint_{D_l} j_c(x_l y_l) dx_l dy_l = k^p \iint_D j_c(x \ y \) dx \ dy \,. \tag{6}$$

Здесь j_c -плотность критического тока, D_1 и D – области, представляющие поперечные сечения образца, каждой точке x_l , y_l из D_l соответствует точка x, y из D, $x_l = kx$, $y_l = ky$. Для таких важных поперечных сечений как прямоугольное, круглое и др. начало координат находится в центре фигур. Поскольку (6) справедливо при любом поперечном сечении, то, преобразовав, получаем

$$j_{c}(kx, ky) = k^{p-2} j_{c}(x, y)$$
.

Плотность транспортного критического тока в керамических ВТСП является однородной функцией координат степени *p*-2. Она удовлетворяет уравнению Эйлера:

$$x \partial j_c / \partial x + y \partial j_c / \partial y = (p-2)j_c$$
(7)

При $x(y) \rightarrow 0$ в используемом приближении сплошной среды $j_c \rightarrow \infty$.

Если d_1 и d – подобные области внутри сечения, то:

$$i_c(d_l) = k^p i_c(d).$$

Пусть L1 и L – контуры, ограничивающие d_1 и d, тогда

$$\oint_{LI} H_x(x_1y_1) dx_1 + H_y(x_1y_1) = k^p \oint_L H_x(x, y) dx + H_y(x, y) dy$$

Поскольку области d_l и d – произвольны, то

$$H_{x}(kx, ky) = k^{p-1}H_{x}(x, y), H_{y}(kx, ky) = k^{p-1}H_{y}(x, y),$$

$$H(kx, ky) = k^{p-1}H(x, y)$$

В керамических ВТСП величина магнитного поля, индуцированного транспортным током, и его компоненты являются однородными функциями координат степени p-1. При $x(y) \rightarrow 0$, $H \rightarrow 0$.

Локальная плотность критического тока в гранулярном сверхпроводнике, подчиняясь уравнению Эйлера (7), зависит от величины локального магнитного поля, которое, будучи однородной функцией степени *p*-1, так же подчинено уравнению Эйлера. Учитывая это, получаем:

$$j_c = QH^{p-2/p-1} \tag{8}$$

Таким образом, плотность критического тока является степенной функцией величины магнитного поля. $j_c \sim H^{-1.8}$. Постоянная интегрирования Q в выражении (8) должна зависеть, как можно ожидать, от формы сечения образца.

Природа критического состояния в керамических сверхпроводниках

Боголюбов Н.А.

Институт неорганической химии СО РАН, Новосибирск 630090, Россия

Критическое состояние, создаваемое в керамическом сверхпроводнике транспортным током критической величины, определяется формой границ поперечного сечения образца.

В керамическом сверхпроводнике транспортный ток протекает по системе межзёренных контактов, образующих в образце трёхмерную систему слабых связей. Если магнитное поле в системе меньше первого критического поля зёрен, то свойства системы целиком определяются свойствами этой сети межгранулярных связей. При отсутствии внешнего магнитного поля образец находится только в поле, индуцированном протекающим током. Обычно такое поле существенным образом зависит от формы поперечного сечения образца. Меняя размеры и форму поперечного сечения, можно влиять на это поле и исследовать характер критического состояния керамической ВТСП системы.

Проведённые нами исследования показали, что величина критического тока является однородной функцией поперечных размеров образца степени p ($p = 1.36 \pm 0.01$):

$$I_c(kX,kY,T) = k^p I_c(X,Y,T).$$
(1)

При этом температурная и размерная зависимости описываются отдельными сомножителями:

$$I_c(X,Y,T) = G(X,Y)f(T).$$
 (2)

Каждый образец характеризуется своей функцией f(T), определяющейся типом сверхпроводящего материала, технологией его приготовления и другими материальными свойствами образца. Она определяет величину транспортного тока, при котором во всём сечении образца возникает критическое состояние. Картина этого состояния задаётся множителем G(X, Y) единым для всяких образцов (по крайней мере, имеющих одинаковые поперечные сечения) и зависящим только от размеров сечения. Исследования различных образцов с разными формами поперечных сечений в широком температурном интервале показали, что индекс р не зависит ни от температуры, ни от материальных свойств образца, ни от формы поперечного сечения,. Из того факт, что критический ток есть однородная функция Х и У, следует, что плотность критического тока является однородной функцией координат точки наблюдения степени р-2, а величина индуцированного током магнитного поля - однородной функцией степени р-1. Эти две величины связаны соотношением:

$$j_c = QH^{p-2/p-1}$$

Здесь *Q* – константа, зависящая от формы сечения.

Размеры X и Y изменялись в опытах либо одновременно и пропорционально, либо поочерёдно. Различные схемы изменения размеров поперечных сечений образцов позволили установить, что $G(X,Y) \sim X^{p/2}Y^{p/2}$ или в общем случае

$$G(X,Y) = AS^{p/2}.$$
(3)

В специальных экспериментах было выяснено, что критический ток не зависит от формы поперечного сечения, т.е. коэффициент A является общим для всевозможных форм сечения. Для этого в процессе измерения критического тока одному и тому же образцу придавались различные формы поперечного сечения, т.е. в виде прямоугольника, трапеции, круга, выпуклых и вогнутых многоугольников. Результаты одного из таких экспериментов показаны на рисунке. Как можно видеть, при всех температурах не зависимо от формы сечения все экспериментальные точки аппроксимируются единой зависимостью: $I_c \sim S^{p/2}$.



Зависимость критического тока образца, имеющего различные формы поперечного сечения от величины площади этого сечения. Показаны изотермы: 1 - 62 K, 2 - 69 K, 3 - 77 K, 4 - 87 K, 5 - 100 K, 6 - 103K.

Таким образом, транспортный критический ток, являясь однородной функцией, зависит только от величины площади поперечного сечения образца и не зависит от формы контура ограничивающего это сечение. Это обстоятельство позволяет выразить плотность критического тока $j_c(L)$ на кривой, ограничивающей сечение через её среднее значение $< j_c >$ в образце:

$$j_c(L) = p/2 < j_c > \tag{4}$$

Т.е. плотность критического тока вдоль границы сечения сохраняется неизменной, поскольку $\langle j_c \rangle$ является постоянной величиной. Будучи однородной функцией j_c на кривых, подобных внешнему

очертанию, имеющих то же начало отсчёта и расположенных внутри поперечного сечения, имеет то же распределение, что и на внешнем контуре, т.е. j_c сохраняется неизменной и на этих линиях. Если внешний контур является кусочно-гладким, то это утверждение относится к каждому сектору, ограниченному гладким участком границы поперечного сечения. Каждый такой сектор характеризуется своим значением средней плотности тока.

Постоянство плотности тока на названных линиях означает, что производная j_c вдоль них равна нулю. Представим граничную кривую в виде неявной функции и определим её так, чтоб для всякой граничной точки она равнялась единице: g(x.y)=1. Тогда мы приходим к уравнению:

$$\frac{\partial j_c}{\partial x}\frac{\partial g}{\partial y} - \frac{\partial j_c}{\partial y}\frac{\partial g}{\partial x} = 0$$

Равенство якобиана нулю означает, что функции $j_c(x,y)$ и g(x,y) являются функционально зависящими, иными словами

$$j_c(x, y) = j_c(g(x, y))$$

Распределение критического транспортного тока в образце полностью определяется формой границ поперечного сечения образца.

Если форма границы сечения такова, что функция g(x.y) так же является однородной функцией некоторой степени m, то, используя дифференциальное уравнение Эйлера для однородных функций, получаем:

$$j_c(x.y) = j_0 g(x, y)^{(p-2)/2}$$

Здесь j_0 –значение j_c на границе образца: $j_0 = \frac{p}{2} \frac{I_c}{S}$.

Учитывая связь между *j*_c и *H*, получаем:

$$H(x,y) = \left(\frac{j_0}{Q}\right)^{\frac{p-1}{p-2}} g^{\frac{p-1}{m}}.$$

Для иллюстрации рассмотрим образец, имеющий сечение в виде эллипса. В этом случае $g = x^2 / a^2 + y^2 / b^2$, m=2, $S = \pi ab$.

$$j_c = A \frac{p}{2} (\pi ab)^{\frac{p}{2}-l} \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2}\right)^{\frac{p}{2}-l} f(T).$$

Уровнями постоянных значений являются эллипсы. При приближении к центру сечения образца плотность критического тока неограниченно возрастает (в рамках, используемого приближения сплошной среды).

Заметим ,что критический ток может быть вычислен как:

$$I_c = \iint_D j_c dx dy, \quad I_c = \oint_L H dl,$$

где D – область, образованная поперечным сечением, а L – охватывающий её контур. В этих выражениях процедура интегрирования затрагивает только пространственные переменные. Поэтому функция f(T) входит в j_c и H линейно, а постоянная интегрирования Q содержит температурный фактор f(T) в степени 1/(p-2).

Замораживание магнитного поля в джозефсоновской среде после воздействия локального постоянного и переменного внешнего поля.

Бондаренко С.И., Коверя В.П., Шабло А.А., Кревсун А.В.

Физико – технический институт низких температур НАНУ, 61103 Харьков, Украина.

Возникновение замороженного магнитного поля (ЗМП) означает нарушение закона Мейснера для сверхпроводников. Механизм возникновения и величина ЗМП зависят от ряда факторов. К ним относятся: 1) вид и величина поля возбуждения (ПВ) (постоянное или импульсное, однородное или локальное), 2) режим охлаждения сверхпроводника при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее (с полем или без него), 3) материал сверхпроводника, его род и состояние (низкотемпературные металлы или высокотемпературные керамики, их однородность и чистота).

Нами обнаружен ряд особенностей замораживания локального внешнего постоянного и переменного магнитного поля в естественной джозефсоновской среде, какой является керамика Y Ba $_2$ Cu $_3$ O $_{7-x}$. Замораживание производилось после охлаждения до 77К в земном магнитном поле образца керамики в виде пластины с толщиной 0,5 мм. При этом величина (H_e) перпендикулярного к плоскости пластины ПВ не превышала 2 10^4 A / м, что существенно меньше первого критического поля для зерен керамики.

Вначале измерялась зависимость величины (H₃) локального ЗМП от величины (H_e) локального постоянного ПВ, которое кратковременно (5-10сек.) подавалось на керамику.

При этом выключение ПВ производилось двумя способами: либо с помощью разрыва токовой цепи микросоленоида с диаметром 0,5мм, создающего ПВ, либо плавным уменьшением (в течении 1сек) тока микросоленоида. Методика и устройства для формирования локального ПВ подобны описанным в [1]. Типичная зависимость H_3 (H_e) представлена на Рис.1. Эта зависимость имеет три особенности: а) первые признаки замороженного поля появляются при некоторой величине ПВ, которую можно обозначить, как критическое поле $H_{e \kappa}$ керамики, б) величина ЗМП перестает увеличиваться (насыщение ЗМП) по мере увеличения ПВ при некотором его значении

 $H_{e\,H}$, в) зависимость H_3 (H_e) не меняется при обоих способах выключения ПВ. Указанные особенности можно объяснить свойствами джозефсоновской среды [2]. Такая среда состоит из сверхпроводящих микроконтуров, содержащих зерна керамики и слабые связи между ними. Замораживание поля происходит в тех микроконтурах, в которых ПВ наводит токи на уровне критического значения. Слабые связи имеют различные критические токи (I _k), начиная от минимального I _{k мин}, соответствующего полю H_e $_{\kappa}$, и кончая максимальным I $_{k\ \text{макс}}$, соответствующим полю Н $_{e\ \text{H}}$. В частности, зависимость

 ${
m H_{3}}$ (H_e) позволяет оценить диапазон величин критических токов слабых связей выбранного участка керамики, пользуясь соотношениями между магнитным потоком ПВ (Ф) и током, наводимым локальным ПВ в керамике: Ф _к = μ_0 H _{ек} S = L I _{к мин} и Ф _н = μ_0 H _{ен} S = L I _{к макс} (μ_0 = 4 π 10⁻⁷ Гн / м, S – площадь участка с ЗМП,

L – эффективная индуктивность участка с вихревым током, поддерживающим ЗМП).

Для замораживания мгновенного значения локального переменного поля его амплитудное значение H_e выбиралась в диапазоне $H_{\mu} > H_e > H_{e\kappa}$. Переменное ПВ

подавалось также кратковременно на пластину керамики перпендикулярно к ее поверхности. Выключение ПВ производилось двумя вышеописанными способами. Частота ПВ изменялась в диапазоне от 0,05 Гц до 100 кГц. Переменное ПВ подавалось несколько раз при фиксированном значениях Н _е и частоты (f). С помощью феррозондового детектора [1] измерялась вертикальная компонента ЗМП (H ₃) над эпицентром замороженного участка поля. При этом была обнаружена зависимость величины ЗМП от способа выключения ПВ.



Рис. 1 Типичная зависимость регистрируемых значений замороженного магнитного поля в керамике от величины постоянного внешнего поля.

Если ток микросоленида для создания ПВ прерывался путем разрыва его цепи, то характер замораживания поля не зависел от частоты ПВ (Рис.2). Диапазон величин Н₃ состоит из некоторого максимального значения (Н_{3 макс}) того или иного направления и меньших вплоть до нуля в зависимости от момента разрыва тока микросоленоида. Этот процесс аналогичен замораживанию постоянного поля. В противоположность этому, при плавном уменьшении тока (за время порядка 1 сек.) замораживание имеет место, если f < 1 Гц, а при более высоких частотах замораживания вообще не происходит.

Обнаруженную особенность прекращения замораживания при указанной низкой частоте можно объяснить тем, что при периоде переменного поля, большем времени уменьшения его амплитуды, существует полная аналогия с процессом замораживание постоянного поля. В результате происходит замораживание поля, соответствующего практически мгновенному значению ПВ. Если же период ПВ меньше времени плавного уменьшения его амплитуды, то при его уменьшении амплитуда каждого последующего полупериода ПВ меньше предыдущего. Полного перемагничивания ЗМП, возникающего (после достижения максимума ПВ) с частотой внешнего поля, не происходит [3]. Величина ЗМП уменьшается в сравнении с максимально возможной и по мере дальнейшего плавного уменьшения амплитуды ПВ (вплоть до величины Н ек) сводится к нулю.



[1] С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, Особенности управляемого локального намагничивания ВТСП, Сборник расширенных тезисов 1 ^{ой} Международной конференции "Фундаментальные проблемы высо-котемпературной сверхпроводимости", 18-22 октября,2004г., стр.264, Звенигород, Россия.

[2] С.И. Бондаренко, А.А. Шабло, В.П. Коверя, Исследование локально замороженного магнитного поля в ВТСП керамике, Физика низких температур, т.32, № 7, 825-831(2006).

[3] S.I. Bondarenko, V.P. Koverya, A.A. Shablo, I.S. Bondarenko, Features of local magnetization of HTSC ceramics, Physica C (в печати).

Рис. 2 Зависимости максимальной величины ЗМП от частоты переменного ПВ: 1 – уменьшение ПВ при разрыве цепи тока микросоленоида; 2 – плавное уменьшение ПВ (при одной и той же амплитуде ПВ)

Дробовой шум джозефсоновских переходов из оксидных сверхпроводников

Борисенко И.В., Константинян К.И., Комиссинский Ф.В., Овсянников Г.А. Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 125009, Москва, Моховая 11, стр. 7, e-mail: iboris@hitech.cplire.ru

Исследована спектральная плотность высокочастотного шума гетероструктур и бикристаллических переходов из оксидных сверхпроводников с различной кристаллографической ориентацией электродов. При относительно высоких напряжениях смещения V>3 мВ наблюдался дробовой шум, а в области малых напряжений V<2 мВ на бикристаллических переходах возникал неравновесный дробовой шум с типичной величиной Фано-фактора в пике порядка 10, в то время, как на гетероструктурах оксидный сверхпроводник-обычный сверхпроводник такой пик шума отсутствовал. В работе также обсуждаются температурные зависимости неравновесного шума бикристаллических переходов с симметрично разориентированными в а**b** плоскости электродами.

С помощью сверхпроводниковой туннельной спектроскопии экспериментально показано, что на границе оксидных сверхпроводников между собой (D/D-переходы, /- барьер), с обычным сверхпроводником (D/S) или с нормальным металлом (D/N) в следствие андреевского отражения возникают связанные состояния с малой энергией. Так, в джозефсоновских D/D бикристаллических переходах из-за многократного андреевского отражения квазичастиц с противоположным знаком имеет место аномалия проводимости при нулевом смещении и появляется неравновесный дробовой шум [3]. По результатам измерений шумовых характеристик удается получить информацию о значении переносимого заряда (Фано-фактора). Ранее нами сообщалось [4] об неравновесном дробовом шуме, обусловленным процессом многократного андреевского отражения в джозефсоновских переходах, изготовленных из тонких пленок YBa₂Cu₃O_{7-б} (YBCO) на бикристаллических сапфировых подложках. С увеличением напряжения смещения V>3 мВ наблюдался рост шумов, хорошо описываемый формулой Шоттки, известным, в частности, для сверхпроводящих туннельных S/S структур. В области малых значений напряжения на переходе (V<2 мВ) наблюдался пик спектральной плотности неравновесного дробового шума. В тоже время, на D/S гетероструктурах Nb/Au/YBCO, изготовленных на подложках из NdGaO₃, избыточный шум отсутствовал [5]. Целью настоящей работы было экспериментальное изучение шумовых характеристик джозефсоновских переходов с одним или с двумя электродами из оксидных сверхпроводников, изготовленными на бикристаллических подложках из NdGaO₃ (как с обычной симметричной разориентацией в a-b плоскости, так и на «наклонных» по оси c подложках), а также более подробное исследование шумовых свойств D/S гетероструктур.

Измерения шумов проводились в частотном диапазоне дециметровых волн, где отсутствуют фликкер шумы типа 1/f. Для этого использовался охлаждаемый балансный НЕМТ усилитель, работающий в интервале частот f=1÷2 ГГц. Усилитель имел собственную шумовую температуру T_{N1}=8±2 К и коэффициент усиления G=21 дБ при Т=4.2 К. Калибровка шумовой температуры измерительной системы, в состав которой входил комнатный усилитель мощности и квадратичный детектор, проводилось при изменении температуры согласованной нагрузки с импедансом Re= 50 Ом, включенной вместо исследуемого образца. В процессе измерений отсутствие резонансных особенностей на амплитудно-частотной характеристике усиленных шумов контролировалась анализатором спектра.



Рис.1. ВАХ и спектральная плотность шумов $S_I(V)$ для симметрично разориентированного в плоскости *ab* YBCO бикристаллического джозефсоновского D/D перехода на подложке NdGaO₃ при T=35 K

Количественные значения спектральной плотности токовых флуктуаций $S_I(V) \propto P_N/R_d$ (R_d - дифференциальное сопротивление перехода) и, соответственно, величины эффективного переносимого заряда $Q(V)=S_I(V)/2I$ были получены из сопоставления мощности собственных шумов перехода в области дробового шума Шоттки с шумом измерительной системы с согласованной нагрузкой на входе при T=4.2 K.



Рис.1. ВАХ и спектральная плотность шумов $S_1(V)$ для D/S гетероструктуры Nb/Au/YBCO на подложке NdGaO₃ с наклонной осью *с* при T=4.2 K.

На рис. 1(а) показана типичная экспериментальная зависимость шумов S_I(V) в области малых напряжений и соответствующая ВАХ D/D перехода на бикристаллической подложке NdGaO3 с симметричной разориентацией в *а-b* плоскости. Заметим, что максимумы зависимости R_d(V) не совпадали по напряжению V с максимумами шума S_I(V). Качественно похожие зависимости были получены также для бикристаллических переходов, изготовленных на подложках NdGaO₃ с наклонной осью с. Оценки величины переносимого заряда для бикристаллических переходов на симметричных подложках NdGaO₃ оказались в диапазоне Q_{MAX} =10 ÷ 16, как и на ранее изученных переходах на сапфировых подложках [4]. Для изучения температурных зависимостей Фано-фактора Q(V), были проведены измерения на бикристаллических переходах на NdGaO3 при T>10 К. Из обработки семейства зависимостей $S_{I}(V)$, одна из которых приведена на рис.1(а), было обнаружено, что по крайней мере вплоть до Т=60 К величина Q_{MAX} не зависит от температуры. При дальнейшем увеличении температуры пики неравновесного дробового шума опять-таки регистрировались, но ошибка определения Q_{MAX} значительно увеличивалась.

В отличие от бикристаллических переходов зависимости S_I(V) для D/S гетероструктур Nb/Au/YBCO не имели пиков неравновесного дробового шума в области малых напряжений. На рис. 1(б) показана зависимость S_I гетероструктуры, снятая в режиме задания тока (из-за наличия гистерезиса участка на ВАХ) в области малых напряжений (V< 0,2 мВ). С увеличением тока смещения (при V>3 мВ) на всех типах изученных нами структур наблюдался рост шумов, близкий к линейной зависимости от напряжения V. Такое поведение D/D и D/S структур может свидетельствовать о туннельном характере электронного транспорта, хотя их ВАХ значительно отличаются от классических туннельных зависимостей SIS переходов. При этом оценка прозрачности барьера (по величинам R_NA, где R_N - нормальное сопротивление, А - площадь перехода) оказались меньше, чем 0,01. Соответственно, при высоких напряжениях на зависимостях R_d(V) не наблюдались «щелевые» особенности, а в области напряжений V<3 мВ регистрировался уширенный пик аномалии проводимости в соответствие с рачетами теории [3].

Работа выполнялась при частичной поддержке по проектам отделения Физических наук РАН, РИ-111/002/087, РФФИ 04-02-16818а, грантов президента России научных школ НШ-1344.2003.2 и молодых российских ученых МК-2654.2005.2.

1. E. W. Hudson, S. H. Pan, A. K. Gupta, et al., Science 285, 88 (1999)

2. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. 72, 969 (2000)..

3. T. Löfwander, M. Fogelström, J. A. Sauls, Phys. Rev. B 68, 054504 (2003).

4. И.В. Борисенко, К.И. Константинян, Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников. ЖЭТФ, 99, 1223, (2004). 5. Ф.В. Комиссинский, К.И. Константинян, Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, ФНТ, 30, 795 (2004).

Многодисковые криогенные синхронные двигатели с ВТСП массивами и постоянными магнитами

Андреев Е.Н.

ФГУП «НИИэлектромаш», Санкт-Петербург 196084, Россия

Вандюк Н.Ю.

Институт химии силикатов имени И.В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург 199034, Россия

Тимофеев С.С.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург 191186, Россия

Чубраева Л.И.

Научно-исследовательский институт инновационных технологий в электромеханике и энергетике, Санкт-Петербург 190000, Россия

Представлены результаты разработки и исследования криогенных синхронных двигателей дискового типа с индукторами на основе редкоземельных постоянных магнитов и объемной высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) керамики.

В последнее время все больший интерес проявляется к машинам дисковой (торцевой) конструкции. Необходимо отметить, что в 90-ые годы во ВНИИэлектромаш (ныне ФГУП «НИИэлектромаш») была разработана серия модельных машин дискового типа с использованием различных типов новых материалов: сверхпроводников (низко- и высокотемпературных), редкоземельных магнитов, высокочистых металлов [1, 2]. Аналогичные разработки дисковых машин с ВТСП материалами ведутся японскими специалистами.

В настоящее время нами накоплен большой опыт в области исследования работы дисковых машин с высококоэрцитивными постоянными магнитами Nd-Fe-B и машин с ВТСП массивами на основе иттриевой керамики.

Разработан принцип намагничивания ВТСП индуктора дисковой машины с помощью обмотки статора. Метод намагничивания заключается в предварительном захолаживании ВТСП ротора и приложении к нему электромагнитного поля, создаваемого обмоткой статора, расположенной по обе стороны от ротора.

Проведенные испытания модельных машин в различных режимах работы показывают, что и редкоземельные магниты и ВТСП массивы имеют свои преимущества и недостатки для применения в индукторах электрических машин. На данном этапе интерес представляет исследование работы машины, сочетающей в индукторе редкоземельные магниты и ВТСП массивы.

Нами разработана конструкция многодискового синхронного ВТСП двигателя вертикального исполнения, имеющего три диска индуктора с магнитами Nd-Fe-B и диск с ВТСП массивами (рис.1). Данная конструкция допускает возможность проведения испытаний как отдельных элементарных машин, так и всей многодисковой системы. Это позволяет сопоставить и проанализировать характеристики двигателя с ВТСП массивами и постоянными магнитами. Планируется использование ВТСП диска как аналога демпферной системы для демпфирования качаний ротора синхронного двигателя.



Рис. 1. Конструкция многодискового синхронного ВТСП двигателя.

Синхронный ВТСП двигатель работает в криостате в среде жидкого азота (77 К). Диск с ВТСП массивами размещен внизу конструкции и находится в наиболее холодной зоне. В процессе работы двигателя из-за механических потерь на трение дисков ротора о среду и омических потерь в катушках статора происходит выкипание жидкого азота до образования газообразной среды.

В результате в зазорах машины имеет место парожидкостная фаза азота. При этом, во-первых, снижаются потери на трение, во-вторых, диски с магнитами Nd-Fe-B, расположенные выше диска с ВТСП массива, находятся в условиях криогенных температур 100-120 К.

При криогенных температурах изменяются величины остаточной индукции и коэрцитивной силы редкоземельных магнитов относительно значений этих параметров при комнатной температуре. Величина изменения энергетических параметров редкоземельных магнитов зависит от уровня криогенной температуры, добавок в химическом составе магнита, свойств материала покрытия.

При температуре 300 К используемые для ВТСП двигателя редкоземельные магниты Nd-Fe-B в ни-

келевой оболочке имеют остаточную индукцию 1.4 Тл и коэрцитивную силу 998 кА/м. Проведенные нами экспериментальные исследования показывают, что в диапазоне от 77 К до 300 К существует температурная зона, в которой наблюдается увеличение значения индукции магнита. Эта зона оценена как 120-130 К, в ней увеличение индукции магнита превышает 18 %. Таким образом, поддерживая в активной зоне многодискового двигателя криогенную температуру на определенном уровне, можно обеспечить повышение выходной мощности машины.

Исследования магнитных полей многодискового двигателя показали, что магнитный поток в активной зоне машины имеет осевое направление (рис.2). При этом промежуточные сердечники статора можно выполнить тоньше, чем торцевые.



Рис. 2. Картина плоскопараллельного магнитного поля индуктора многодискового двигателя.

Испытания синхронного ВТСП двигателя позволят исследовать эффект электродинамической левитации ротора, который имеет место в машинах дисковой конструкции. Ранее этот эффект исследовался только применительно к линейным электрическим двигателям для высокоскоростного транспорта и имел ограниченное применение.

В рамках международного проекта INCO-Сорегпісиз наш коллектив принимал участие в исследовании двух различных конструкций интегрированного накопительного комплекса, выполненных на базе дисковых машин [3]. В первом случае устройство работало с двумя магнитными подшипниками на основе ВТСП керамики в сочетании с магнитом на основе Nd-Fe-B, а во втором – с пассивным магнитным подвесом из редкоземельных магнитов. Эксперименты показали наличие дополнительной силы левитации при работе в режиме двигателя.

Теоретическое исследование электродинамической левитации основано на рассмотрении действия электромагнитных сил, создаваемых обмотками, в зазоре машины в зависимости от угла нагрузки. В случае, когда угол нагрузки отличен от нуля, радиальные составляющие электромагнитных сил вызывают притяжение или отталкивание активных элементов ротора и статора.

Расчеты показывают, что в дисковой сверхпроводниковой синхронной машине, ротор которой изготавливается из легких немагнитных металлов (алюминий, титан) или из неметаллических композитных материалов, имеется возможность обеспечения электродинамической левитации как при работе в режиме генератора, так и в режиме двигателя. В генераторном режиме машина должна иметь две обмотки статора, расположенные по обеим сторонам ротора. В двигательном режиме обмотка статора может быть как односторонней, так и двухсторонней.

При симметричной нагрузке в машине с четным числом пар полюсов процесс электродинамической левитации носит устойчивый характер, поскольку катушки каждой фазы обмотки статора расположены симметрично относительно оси вращения.

В результате дисковая сверхпроводниковая синхронная машина может быть разработана из условия обеспечения электродинамической левитации ротора без подшипниковых опор или с упрощенными корректирующими магнитными подшипниками, повышающими устойчивость системы левитации в различных режимах работы.

В настоящее время готовится эксперимент по исследованию демпфирования качаний в двигательном режиме на модельной дисковой синхронной машине с ВТСП индуктором. Исследования позволят оценить устойчивость работы синхронного ВТСП двигателя в анормальных режимах работы.

Разрабатываемый синхронный ВТСП двигатель предназначен для работы в составе опытного образца электроэнергетической установки мощностью 50 кВт. Многодисковая конструкция синхронного ВТСП двигателя позволяет осуществлять масштабирование его мощности.

Работа проводится в рамках государственного контракта № 02.447.11.5005 от 10.06.05 г. «Разработка электрооборудования с использованием технологии высокотемпературной сверхпроводимости» (шифр 2005-ЭЭ.22.5/001) и при поддержке грантов РФФИ 04-02-17545, 05-08-50292.

1. Chubraeva L.I., Pylinina S.N., Sigaev V.E. et al. Applied Superconductivity. Insitute of Physics. 1995.

2. Akimov I.I., Chubraeva L.I., Sirotko D.V. et al. Applied Superconductivity. 1997. Vol. 2.

3. Development of HTSC alternators combining rotating and levitating principles. Под ред. Л.И. Чубраевой. С-Пб: ОЭЭП РАН, 2002.

Пленки YBa₂Cu₃O_{7-б}, полученные с применением скоростной фильтрации

Варлашкин А.В., Красносвободцев С.И., Шабанова Н.П. Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук 119991 Москва, Ленинский пр-кт, 53.

Исследовано влияние режимов скоростной фильтрации на качество поверхности и критическую температуру пленок YBa₂Cu₃O_{7-δ}, осажденных при помощи импульсного инфракрасного АИГ:Nd³⁺ лазера. Показано, что эффективное удаление макрочастиц из потока осаждаемого вещества способствует снижению оптимальной температуры осаждения, улучшению качества поверхности, повышению однородности пленок.

Импульсное лазерное испарение относится к числу наиболее распространенных методов получения пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Существенным недостатком лазерного испарения является образование помимо газообразного вещества большого числа капель и твердых частиц размером 0,1-10 µm, которые при осаждении на подложку, оказывают негативное влияние на структуру, сверхпроводящие и СВЧ параметры пленки, делают ее поверхность неровной. Практически полностью исключить попадание этих частиц в пленку позволяет двухлучевое испарение [1], неосевое осаждение [2] и скоростная фильтрация. Метод скоростной фильтрации был разработан и успешно применен для напыления ВТСП пленок эксимерным ультрафиолетовым (УФ) лазером [3]. В настоящей работе исследовались режимы скоростной фильтрации для получения гладких эпитаксиальных пленок с помощью твердотельного инфракрасного (ИК) лазера.

Напыление пленок YBa₂Cu₃O₇₋₈ проводилось твердотельным ИК АИГ-Nd³⁺ лазером на подложки SrTiO₃ с ориентацией (001) при температуре 750-800°С и давлении кислорода 0,3-0,6 mbar. Расстояние от подложки до мишени составляло от 3,5 до 6 ст. Для распыления использовались мишени, спеченные обычным способом. Частота повторения лазерных импульсов составляла 14-15 Hz, энергия импульса – 0,2-0,3 J, длительность импульса – 10-12 ns, время осаждения – 10-20 min. Средняя скорость осаждения равнялась 10-12 Å/s.

Скоростная фильтрация основана на том, что макрочастицы, образующиеся при испарении вещества мишени под действием импульса лазера, движутся намного медленнее газовой компоненты, из которой осаждается пленка. При этом оказывается, что используя механическую заслонку, можно пропустить быструю плазму к подложке, а макрочастицам закрыть путь. В качестве такой механической заслонки нами использовался быстро вращающийся диск из алюминиевого сплава с отверстием диаметром 2,5 cm для прохода лазерной плазмы. Отверстие располагалось на расстоянии 6 ст от центра диска. Диск вращался асинхронным электродвигателем ДИД-ЗТА со скоростью около 400 оборотов в секунду и располагался на расстоянии 1-1,5 ст от подложки. При помощи прибора, детально описанного в [4], синхронно с вращением диска запускался лазер. Синхронизация осуществлялась так, чтобы быстрая газовая струя проходила через отверстие диска, а более медленные макрочастицы задерживались.

Мы исследовали поверхность пленок, осажденных при различных расстояниях от мишени до диска-заслонки. Электронные микрофотографии, сделанные с одинаковым небольшим увеличением, приведены на Рис.1. Образцы различаются эффективностью фильтрации. Образец на Рис.1а осаждался без фильтрации. Видно, что его поверхность сплошь покрыта каплями и частицами размером до 3-5µm. При напылении образца показанного на Рис.1b диск располагался на расстоянии 2 ст от мишени, так что отсекались частицы со скоростью $v_m < 2,2.10^4$ cm/s. Поверхность образца выглядит почти гладкой, заметны лишь неоднородности размером ~1µm. Для образца на Рис.1с диск располагался на расстоянии 4,5 cm от мишени, и отсекал макрочастицы co скоростью $v_{m} < 5 \cdot 10^{4} \text{ cm/c}.$ Поверхность пленки выглядит гладкой.

Электронные микрофотографии этих образцов сделанные с большим увеличением представлены



Рис.1 Электронные микрофотографии пленок, полученных без (a) и с (b,c) использованием скоростной фильтрации



Рис.2 Электронные микрофотографии (с большим увеличением) пленок, полученных без (a) и с (b,c) использованием скоростной фильтрации

на Рис.2. Видно, что пленка на Рис.2а наряду с большими (> 1µm), содержит массу мелких включений размером < 0,5µm, а образец на Рис.2b покрыт большим количеством мелких (< 1µm) капель и не содержит частицы > 1µm. Поверхность пленки на Рис.2c гладкая. Исследования этой пленки при малом увеличении показали, что концентрация макрочастиц различного происхождения (возможно привнесенных из атмосферы) не превышает $3 \cdot 10^2$ cm⁻².

Таким образом, скорость макрочастиц можно оценить величиной v< $5 \cdot 10^4$ cm/s. Эти оценки несколько выше, полученных в [3], где скорость самых мелких и быстрых частиц составляла < $2 \cdot 10^4$ cm/s.

При распылении нами использовались мишени различного состава: от стехиометрического YBa₂Cu₃O_x до YBa₂Cu_{2,3}O_x. Наилучшие результаты были получены с использованием именно стехиометрических мишеней, в отличие от [3], где для получения пленок с лучшими параметрами требовалось корректировать состав мишени.

Применение скоростной фильтрации не только улучшало поверхность пленки, но и приводило к увеличению критической температуры и однородности. На Рис.3 показаны температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости $\chi'(T)$ вблизи сверхпроводящего перехода образцов полученных с применением скоростной фильтрации (сплошная линия) и без нее (штриховая линия). Остальные параметры осаждения были одинаковы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).



Рис.3 Температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости пленок, полученных без (штриховая) и с (сплошная) использованием скоростной фильтрации

Список литературы.

S.Gaponov *et al* Supercond. Sci. Technol., 5, 645, (1992);
 E.V. Pachen *et al*. Phys. Status Solidi A 131, 170.

E.V.Pechen *et al.* Phys. Status Solidi A, **131**, 179, (1992).

- [2] G.Calestani et al. Physica C, 312, 225, (1999).
- [3] E.V.Pechen *et al.* Appl. Phys. Lett., **66**, 2292, (1995).
- [4] А.В.Варлашкин. Диссертация, МГУ, 2002г.

Изучение критических и топографических параметров облученных и отожженных пленок YBa₂Cu₃O_{7-х}

Антоненко С.В., Горячев М.А., Толкачева С.М.

Московский инженерно-физический институт, Москва 115409, Россия

ВТСП пленки YBa₂Cu₃O_{7-х} были получены с помощью магнетрона на постоянном токе. Они были облучены ионами He⁺ с энергией 1,2 МэВ дозами 4× 10¹⁵, 8×10¹⁵, 16×10¹⁵ и 32×10¹⁵ см⁻². Затем их отожгли в вакууме ступенями по 30 мин при 500, 600, 700, 800 и 900°С. После отжига образцов в вакууме наблюдалось частичное восстановление критической температуры образцов облученных до доз 4, 8,16×10¹⁵ см⁻², а образец с дозой облучения 32×10¹⁵ см⁻² не обнаружил даже намеков на частичное восстановление T_c. После облучения и отжига с помощью нанотехнологического комплекса (HTK) «Умка» обнаружены повреждения поверхности сравнительно большой глубины – доли микрон.

Сверхпроводящие пленки YBa₂Cu₃O_{7-х} были получены с помощью магнетрона на постоянном токе. Мишень, стехиометрического состава, распылялась в атмосфере аргон + кислород (90 + 10% по объему) при давлениях 2 – 7 Па на подложки из ZrO₂, нагретые до 880°С. Ток питания мишени 0,52 – 0,56 А, напряжение 180 – 200 В, расстояние мишень – подложка 30 мм. После напыления напускался кислород и проводилось медленное охлаждение подложек.

Для уточнения условий приготовления пленок ВТСП были проведены исследования с помощью дифференциального термического анализа на «Дериватографе Q-1500». Была нанесена пленка при тех параметрах осаждения, но при комнатной температуре. Затем ее поместили в установку и провели нагрев пленки до 950°С. На кривых дифференциального термического анализа (ДТА) были обнаружены особенности при 672, 810, 880 и 938 °С. За основу была взята температура приготовления пленок YBa₂Cu₃O_{7-x} - 880°С и она оказалась оптимальной [1]. После этого критическая температура пленок YBa₂Cu₃O_{7-x} определялась помощью метода магнитного экранирования.

Так как данные пленки приготавливались для облучения, то одним из вопросов было влияние нагрева пучком ионов на их критическую температуру. Так как под пучком ионов они нагревались только на несколько десятков градусов, то фактором нагрева пленок при облучении можно было пренебречь, т.е. деградация T_c полностью обусловлена влиянием облучения, а не термостимулированным выходом кислорода из образцов.

Были выбраны четыре пленки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ критическая температура которых находилась в диапазоне температур 61 - 75 K, а Δ T_c менее 5 K. Они были облучены ионами He⁺ с энергией 1,2 МэВ дозами 4× 10¹⁵, 8 × 10¹⁵, 16 × 10¹⁵ и 32 × 10¹⁵ см⁻². В одной из самых ранних работ, уже было отмечено, что такие дозы облучения приводят к деградации критической температуры и критического тока [2]. Проведенные измерения критической температуры показали, что только у образца, облученного дозой 4× 10¹⁵ см⁻² сохранилась критическая температура на уровне 20 K, а у остальных образцов T_c деградировала полностью.

Следующим этапом стал отжиг образцов в вакууме ступенями по 30 мин при 500, 600, 700, 800 и 900°С. Отжиг производился в вакууме сознательно для того, чтобы посмотреть производится ли только отжиг дефектов возникших под воздействием облучения или влияние на восстановление деградировавших свойств образцов оказывает восстановление кислородной стехиометрии, нарушенной облучением. После отжига образцов в вакууме наблюдалось частичное восстановление критической температуры образцов (до уровня 25% от первоначального T_c) облученных до доз 8×10^{15} и 16×10^{15} см⁻². Образец же с дозой облучения 32×10^{15} см⁻² не обнаружил даже намеков на частичное восстановление T_c . Это может свидетельствовать о полной деградации его критических параметров.

После этого, через значительный промежуток времени, данные образцы были исследованы с помощью сканирующего туннельного микроскопа «Умка». Один из образцов, облученный до дозы 32 × 10^{15} см⁻² представлен на рисунке 1. На этом рисунке представлены 3D и СТМ-изображения данного образца. Размер области сканирования 1,03×1,03×0,34 мкм. Обнаружено, что на всех образцах чаще всего явно видна зона облучения с достаточно резкими границами. В то же время, нужно отметить, что пучок не обладал идеальной формой эллипса. Помимо этого видно, что присутствуют отдельные фрагменты вытравленных участков пленки вблизи границы пучка, то есть от пучка могли отделяться отдельные сгустки частиц. Это наблюдалась филаментации (расслоение) пучка. Глубина вытравленных пучком участков составляет доли микрометра при этом известно, что пробег ионов гелия в YBa₂Cu₃O_{7-х} значителен и составляет несколько микрон [3]. Вообще, для всех облученных образцов можно оценить, что глубина вытравленного участка слабо растет с величиной дозы облучения. Таким образом, явно наблюдается вытравливание поверхностных слоев образцов при воздействии пучка ионов He⁺.

В то же время, на границе зоны облучения видны кристаллические образования в виде полос параллельных направлению падения пучка ионов и явно не прослеживается аморфизация материала границы. Это может свидетельствовать о четкой границе пучка ионов и об отсутствии на ней резких термических градиентов. На облученном участке наблюдается сглаженная поверхность пленки, но ней прорисовывается слабая текстура направленного роста первоначальных кристаллитов. Помимо этого,





Рис. 1. 3D и СТМ-изображения пленки УВа₂Cu₃O_{7-х}, облученной до дозы 32×10^{15} см⁻². Размер области сканирования: $1,03 \times 1,03 \times 0,34$ мкм



Рис. 2. Профиль по глубине снятый на пленке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, облученной до дозы 32×10^{15} см⁻²

при большом разрешении видны кластерообразные повреждения поверхности небольших размеров и глубины (примерно до нескольких нанометров). В то же время, облученные и затем отожженные пленки обладали более гладкой поверхностью по сравнению с приготовленными пленками. Это следует из снятых профилей поверхности тех и других образцов. На рис. 2 приведен пример профиля по глубине снятый на пленке YBa₂Cu₃O_{7-х}, облученной до дозы 32× 10¹⁵ см⁻² (х – координата направления съемки линии профиля, h – глубина профиля).

На поверхности образцов присутствуют иглообразные и ленточнообразные наросты (рис. 1). Их появление может быть обусловлено вытравливанием материала образца при облучении, радиационностимулированным или термостимулированным ростом материала пленки.

1. С.В. Антоненко, Н.Г. Демченко, К.А. Командин «Физикохимия и технология высокотемпературных сверхпроводящих материалов», Труды I Всесоюзного совещания, М.: Наука, 1989, с. 391-392.

2. S.V. Antonenko, I.Yu. Besotosniy, A.I. Golovashkin, V.F. Elesin et al. Physica C, 153 – 155, p. 336, (1988).

3. С.В. Антоненко, И.Ю. Безотосный, А.И. Григорьев, В.Ф. Елесин и др. «Письма в ЖЭТФ», 1987, т. 46, в. 9, с. 362-364.

Изучение топографии пленок Bi₂Sr₂Ca₁Cu₂O_x

Антоненко С.В., Горячев М.А., Толкачева С.М. Московский инженерно-физический институт, Москва 115409, Россия

Исследуемые ВТСП пленки на основе висмута приготавливались методом осаждения суспензии. По данному методу наносилась шихта, отожженная смесь порошков исходных оксидов и карбонатов, на подложку механическим методом. Далее образцы помещались в печь, где подвергались отжигу, для формирования структуры, обеспечивающей сверхпроводящие свойства. В качестве температурно-временного режима отжига использовался сокращенный MPSCцикл (melt process with slow cooling – процесс подплава с медленным охлаждением) [1]. Полученные образцы имеют критическую температуру 82,5К. По данным рентгеновской дифракции процентное содержание фазы 2212 более 95% Результаты, аналогичные полученным для образцов приготовленных с помощью магнетронного напыления [2].

Для анализа поверхности пленок, определения примерного среднего размера кристаллитов и оценки шероховатости поверхности [3] были проведены исследования на сканирующем туннельном микроскопе НТК "Умка". Поверхность получаемых пленок зависит от условий их приготовления. При различных режимах отжига получаются: пористая (рис.1, а), оплавленная (рис.1, б) и покрытая нанокристаллами (рис.1, в, г).

На микрофотографиях поверхностей образцов видно, что кристаллиты присутствуют в явном виде. Наблюдается горизонтальное направление их роста с переходом к вертикальному направлению. Их примерный средний размер 110 нм. Поверхность пленок текстурирована, т.е. кристаллы имеют определенную ориентацию в отдельных областях, чередующихся друг с другом.

Были измерены примерные средние размеры кристаллитов. Построены две гистограммы процентного содержания кристаллитов на поверхности образца $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$ в зависимости от их длины на рис.2 (а), и от ширины рис. 2(б).

По данным гистограммам можно сделать вывод о наличие в системе кристаллов со средним размером примерно 110 нм, то есть нанокристаллов. Они имеют примерно одинаковую форму по всему объему образца.

Также была проведена оценка текстуры - преимущественной ориентировки кристаллографической решетки зерен (кристаллитов). В данных образцах присутствует сложная текстура с несколькими видами ориентаций слабо отличающихся друг от друга. В подтверждении этих результатов в [4] отмечено, что в текстуре обычно не бывает одинаковой ориентации всех элементов. Существует разброс ориентаций относительно выделенных осей и плоскостей.



Рис.1. Микрофотографии пленок Bi₂Sr₂Ca₁Cu₂O_x с разными типами поверхностей: а) пористой, б) оплавленной, в) и г) покрытые на-

а) пористои, б) оплавленной, в) и г) покрытые нанокристаллами

оплавленная или

пленок (рис. 1).



Рис.2. Гистограммы процентного содержания кристаллитов по всей поверхности образца: а) длина кристаллов (мкм), b) ширина кристаллов (мкм)

С помощью НТК "Умка" был произведен анализ поверхности некоторых пленок BSCCO 2212, построены ее профили. Профили снимались в областях находящихся на расстоянии примерно 0.1 мкм друг от друга, вдоль направления роста кристаллитов для того, чтобы оценить однородность приготовленных образцов и ориентацию кристаллографических зерен. Построенные профили показаны на рисунках 3- а), б), где х – длина выбранного участка, h- высота выбранного участка. Были измерены такая характеристика как шероховатость: среднеквадратичная (RMS) и среднеарифметическая (AA). Они получились: RMS=0.744 мкм, AA=0.031 мкм.

Анализируя полученные профили поверхности пленок BSCCO можно сделать вывод, текстура примерно однородна на расстоянии равному примерно 0.1 мкм. Затем ее характер слабо меняется и обнаруживается однородная текстура несколько иного профиля. То есть, можно сказать, что кристаллиты в отдельных группах ориентированны в одном направлении, но между областями кристаллитов присутствует элемент рассеяния - отклонения ориентации от некоторого среднего направления. Это может быть связано с несколькими причинами: неидеальность поверхности подложки, небольшие различия в условиях формирования разных областей образца. Поверхность получаемых пленок зависит от условий их приготовления. При различных режимах отжига получаются: пористая,

2.0 1.8 1.6 1.4 1.2 1.0 0.8 0,6 0,4 0,2 0.0 2.0 2.5 30 35 x. () a) 2,0 1,5 h, (mkm) 0.5 0,0 -0.5 2.5 3.0 3.5 4.0 1.5 2.0 0.0 0.5 1.0 X. (mkm) б)

кристаллическая поверхности

Рис.3. Профили поверхности пленок на основе висмута (а) и b) на расстоянии примерно 0,1 мкм друг от друга)

В заключении хотелось бы отметить, что с помощью метода осаждения суспензии с использованием сокращенного процесса подплава с медленным охлаждением были получены образцы ВТСП пленок $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$ с высоким процентным содержание сверхпроводящей фазы 2212 - 95%.

Список литературы.

 Антоненко С. В., Брызгунов К.В., Горячев М.А., конференция "ФПС 04", Звенигород. Сборник расширенных тезисов 273 (2004);
 Антоненко С. В., Брызгунов К.В., Коротков Д.П., С.Н. Мальцев С.Н., «Письма в ЖТФ», 2001, том 27, вып. 16, с. 85 – 89.
 Антоненко С.В., Горячев М.А., Толкачева С.М. Научная Сессия МИФИ. Сборник научных трудов, т. 4, 158 (2006).
 Кудрявцев И. П. "Текстуры в металлах и сплавах", М.: 1965.

Пиннинг в допированном церием YBa₂Cu₃O₇

Гохфельд Ю.С., Петров М.И., Балаев Д.А., Дубровский А.А., Шайхутдинов К.А. Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск 660036, Россия

Для исследования влияния малого гетеровалентного замещения на сверхпроводящие свой-**УВСО** была синтезирована система ства Y_(1-x)Ce_xBa₂Cu₃O₇ с малыми концентрациями церия. Целью было получение составов с такой концентрацией примесей, чтобы наиболее вероятное расстояние между примесными ионами было кратно постоянной решетки в плоскости аb. Предел растворимости церия, полученный методом рентгенофазового анализа составляет около 0,024. Были выполнены магнитные измерения на образцах, охлажденных в магнитном поле (fc) и в нулевом поле (zfc). Разница намагниченности M(zfc) - M(fc), пропорциональная потенциалу пиннинга, имеет максимум при x = 0,0156. Эта концентрация соответствует расстоянию между ионами примеси равному 8 постоянных решетки, что сравнимо с длиной когерентности в УВСО.

Известно, что церий преимущественно находится в четырехвалентном состоянии и не образует сверхпроводящую структуру 123 [1]. Следовательно, легирование ҮВСО церием, должно создавать в решетке 123 сильные локальные искажения как структурного, так и электронного характера, которые предположительно будут играть роль центров пиннинга. В настоящей работе было использовано легирование атомами церия в концентрации от 0,01 до 0,25. Стандартным твердофазным методом были синтезированы десять образцов состава $Y_{(1-x)}Ce_xBa_2Cu_3O_7 c x = 1/n^2$, где n = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, ∞. Величина замещения была выбрана исходя из квазидвумерного строения сверхпроводников типа 123, таким образом, чтобы расстояние между атомами было кратно постоянной решетки в плоскости а – b (рис. 1).



Рис. 1. Идеализированная решетка в плоскости редкоземельных элементов в структуре (123), для n=4 (а) и 3 (b).

Синтез продолжался в общей сложности 160 часов. Максимальная температура синтеза 930 градусов Цельсия. Проведенный рентгенофазовый анализ образцов с большим содержанием церия показал, что растворимость церия составляет около 2,4 %. Предел растворимости церия был определен по зависимости интенсивности рефлексов посторонней церий-содержащей фазы от содержания церия в исходной шихте (рис. 2).

Были выполнены измерения зависимости намагниченности от температуры на образцах, охлажденных в магнитном поле и в нулевом поле. Измерения проводились на вибрационном магнето-



Рис.2. Зависимость максимальной относительной интенсивности рефлексов посторонней фазы от содержания Се

метре. Образцы имели форму цилиндров длиной \approx 5 мм и диаметром \approx 0,5 мм. Магнитное поле 100 Ое было приложено параллельно оси цилиндров.



Рис.3. Температурная зависимость намагниченности в поле H=100 Ое образца $Y_{0.99}Ce_{0.01}Ba_2Cu_3O_7$

На рис. 3 приведена температурная зависимость намагниченности для образца $Y_{0.99}Ce_{0.01}Ba_2Cu_3O_7$ (n = 10), охлажденного в магнитном поле и в нулевом поле. Разность этих величин намагниченности пропорциональна потенциалу пиннинга.

На рис. 4 показана зависимость разности намагниченности от содержания церия. Эта кривая имеет максимум при x=0.0156, что соответствует среднему расстоянию между примесными атомами около 8 постоянных решетки.



Рис.4. Разность между zfc и fc магнитным моментом образцов при T=77,4K.

Длина когерентности в YBCO составляет 10 – 30 Å [2, 3]. Таким образом, экспериментально показано, что внутрикристаллитный пиннинг в ВТСП со структурой 123 максимален при эффективном расстоянии между центрами пиннинга равном 1 – 2 длине когерентности сверхпроводника.

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН «Квантовая макрофизика», проект №3.4, а также в рамках лавреньевского конкурса молодёжных проектов СО РАН 2006 г. (проект №52).

1. J. Hauck, K. Bickmann and K. Mika, Supercond. Sci. Technol. **11**, 63–67 (1998).

2. Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **156**, *1*, 117 (1988).

3. D. Larbalestier, A. Gurevich, D.M. Feldmann, A. Polyanskii. Nature **414**, 368 (2001).

Исследование релаксации остаточного электросопротивления гранулярных ВТСП после воздействия магнитного поля на примере композитов Y-Ba-Cu-O + CuO

Балаев Д.А., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И. Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Россия

Исследованы зависимости магнитосопротивления и релаксация остаточного электросопротивления композитных ВТСП Y-Ba-Cu-O + CuO при различных плотностях транспортного тока. Композиты представляют собой сеть переходов джозефсоновского типа. Показано, что остаточное электросопротивление и его временная релаксация определяется процессами выхода вихрей захваченного магнитного потока из ВТСП гранул.

Явление релаксации остаточного электросопротивления гранулярных ВТСП после воздействия внешнего магнитного поля исследовалось в ряде работ [1-5]. Однако к настоящему времени нет полного понимания механизма указанного явления. Например, не ясно, вызвана релаксация остаточного сопротивления релаксацией магнитного потока, захваченного внутри гранул, или в межгранульном пространстве.

В данном сообщении приводятся результаты исследования временной эволюции остаточного электросопротивления на композитах из иттриевого ВТСП и оксида меди. Ранее было показано, что такие композиты моделируют сеть джозефсоновских переходов, в которых несверхпроводящий ингредиент формирует джозефсоновскую связь между ВТСП кристаллитами [6]. Поэтому в таких композитах появляется возможность варьировать величину джозефсоновской связи а с ней и плотность критического тока [6,7]. Это даёт возможность исследовать магнитосопротивление, а следовательно, и релаксацию остаточного электросопротивления этих объектов в случае, когда транспортный ток, протекающий через образец, больше критического. Подобные измерения на чистых ВТСП поликристаллах достаточно проблематичны ввиду разогрева образца транспортным током и могут быть проведены только в узком температурном диапазоне вблизи T_C [1-3].

Композиты с объёмным содержанием ВТСП $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ (YBCO) - 60 Vol.% и CuO - 40 Vol.% были приготовлены методом быстрого спекания, описанным в [6]. Величина плотности критического тока этого образца j_C при 4.2 К составила ~0.1 A/cm². Измерения R(H) проводились стандартным четырёхзондовым методом, H \perp j. Размеры образца - 9×1.5×1 cm³, аппаратурный критический ток I_C при 4.2К составлял 1.5 mA. Ниже данные по электросопротивлению будут приведены в Ω , а транспортный ток в mA. После ввода / вывода внешнего магнитного поля H (до 5 kOe) фиксировалась временная эволюция остаточного электросо-

противления R_{res} . После каждого измерения R(H) и R(t) образец отогревался выше T_C (93.5 K) и охлаждался для следующего измерения в нулевом внешнем магнитном поле.

На рис.1 приведены зависимости R(H) композита при 4.2К. Измерения проведены при различных величинах транспортного тока, см. подпись к рисунку. Зависимости R(H) характеризуются гистерезисом. Мы интерпретируем гистерезисное поведение магнитосопротивления гранулярных ВТСП, включая композиты, тем, что суммарное магнитное поле в межгранульной среде есть суперпозиция внешнего поля Н и поля, созданного сверхпроводящими гранулами [8]. Вклад в суммарное поле в межгранульной среде дают как запиннингованные в гранулах вихри, так и мейсснеровские токи, текущие по поверхности гранул. Таким образом, в каждой точке межгранульной среды действует локальное поле, усреднение которого по всему образцу даёт некоторое эффективное поле. В сообщении [8] показано, что величина ширины петли гистерезиса R(H) гранулярных ВТСП, универсальна по отношению к транспортному току, что убедительно подтверждает приведённые выше аргументы. Остановимся подробнее на остаточном электросопротивлении R_{res} образца после ввода/вывода внешнего поля, рис.1. В нулевом внешнем поле эффективное



Рис. 1. Зависимости R(H) композита YBCO + CuO при T= 4.2 К при различных значениях транспортного тока (5, 4, 3, 2, 1, 0.5 mA, сверху вниз). Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля H.

поле во внутригранульной среде Н_{eff} определяется только полем, наводящимся от запиннингованных в гранулах вихрей. Если мы сопоставим величину R_{res} с прямым ходом зависимости R(H), то можно определить величину внешнего поля Н*, при котором H_{eff} при H=0 будет совпадать с H_{eff} при H = H* . Это поле Н* определяется как абсцисса пересечения линии R(H) = R_{res} и ветви прямого хода зависимости R(H). На рис.2 показаны точки пересечения прямых R(H) = R_{res} и соответствующих данному транспортному току начальных участков прямого хода зависимостей R(H). Видно, что величина Н* одинакова для всех значений транспортного тока и равна ≈ 440 Oe. Использованные плотности тока ј малы и не оказывают влияние на диамагнитный отклик гранул (ј много меньше внутригранульных плотностей критического тока). Увеличение транспортного тока приводит лишь к росту R_{res}, а эффективное поле определяется только магнитным состоянием ВТСП гранул и одинаково при всех ј.



Рис. 2. Начальные участки зависимостей R(H) в увеличенном масштабе по H при различных значениях транспортного тока (5, 4, 3, 2 mA сверху вниз). Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля H.

Релаксация намагниченности ВТСП гранул приводит к уменьшению наведённого эффективного поля H_{eff} во внутригранульной среде. Поэтому связанная с H_{eff} величина R_{res} также уменьшается (релаксирует) с течением времени. На рис.2 приведены значения R_{res} через t = 3000 sec. Можно определить уменьшение эффективного поля во внутригранульной среде H_{eff} через 3000 sec путём нахождения абсциссы точки пересечения линии $R(H) = R_{res}$ (t = 3000 sec) и ветви прямого хода зависимости R(H). Видно, что величина H* (t = 3000 sec) \approx 385 Oe для всех использованных величин транспортного тока. Это указывает на то, что релаксация R_{res} вызвана только релаксацией захваченного магнитного потока в ВТСП гранулах.



Рис. 3. Временная релаксация остаточного электросопротивления композита YBCO + CuO при T= 4.2 K, I=3 mA, H_{max} =5 kOe.

На рис.3 приведена временная релаксация величины R_{res} в логарифмическом масштабе по времени. Видно, что зависимость имеет линейный характер, что характерно для классической модели Андерсона, описывающей процессы выхода вихрей из сверхпроводника.

Таким образом, в данной работе показано, что остаточное электросопротивление гранулярных ВТСП определяется захваченным ВТСП гранулами магнитным потоком, который индуцирует в меж-гранульной среде магнитное поле. Межгранульная среда выступает в роли "резистивного сенсора", реагирующего на это поле. Временная релаксация R_{res} определяется релаксацией намагниченности в сверхпроводящих гранулах, которая приводит к уменьшению эффективного поля в межгранульной среде, а следовательно, и уменьшению электросопротивления.

Работа выполнена в рамках комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4, программы РАН «Квантовая макрофизика», проект №3.4, а также в рамках лавреньевского конкурса молодёжных проектов СО РАН 2006 г. (проект №52).

1. D.N.Matthews, G.J. Russel, K.N.R. Taylor, Physica C 171, 301 (1990).

2. E. Altshuler, S. Garcia, J. Barroso, Physica C 177, 61 (1991).

3. M. Prester, Z. Marohnic, Phys. Rev. B 47, 2801 (1993)

4. А.И. Пономарёв, К.Р. Крылов, М.В. Медведев, и др., СФХТ, **4** (№ 11), 2149 (1991).

5. А.В. Митин, СФХТ, 7(№ 1), 62 (1994).

6. М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, и др., ФТТ 39, 829 (1997).

7. Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров, ФТТ 48, 588 (2006).

8. Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, и др. , Труды данной конференции.

Магнитомодуляционный датчик слабого магнитного поля на основе ВТСП керамики

Ичкитидзе Л.П.

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет) проезд 4806, дом 5, МИЭТ, Зеленоград, Москва 124498, Россия

Изучено влияние магнитного поля Земли на магниточувствительность магнитомодуляционного датчика с сердечником из ВТСП керамического материала системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O. Получено, что при компенсации магнитного поля Земли до уровня 1 мкТл магниточувствительность датчика увеличивается до 20 %. Достигнуто: магниточувствительность \geq 300 V/T, разрешения по магнитному полю \leq 0.1 пТ и по магнитному потоку \leq 0.5 Φ_0 , динамический диапазон измерения \geq 130 dB.

Керамический высокотемпературный сверхпроводящий (ВТСП) материал состоит из многочисленных гранул, между границами которых образуются джозефсоновские переходы. Такая джозефсоновская среда имеет сильно нелинейную магнитную восприимчивость, которая увеличивается вблизи критической температуры Т_с, и этот эффект используется в магниточувствительных датчиках. Практически все датчики были созданы на основе ВТСП-материала системы Y-Ba-Cu-O [1-4]. При рабочей температуре (температура кипения жидкого азота) состояние этих материалов близко к критическому $T \sim T_c \sim 90$ K, поэтому они имеют высокую магниточувствительнось, что было подтверждено многочисленными магнитомодуляционными датчиками, которые имели сердечники из керамических ВТСП материалов системы У-Ва-Си-О, подобно феррозондовым. Вместе с тем, керамические ВТСП-материалы системы Ү-Ва-Си-О имеют существенный недостаток: они деградируют на воздухе при нормальных условиях хранения. В этом отношении висмутовые керамические ВТСП-материалы более стабильны.

В данной работе исследованы возможности создания магнитомодуляционного датчика на основе керамического ВТСП-материала системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O и его характеристики при компенсированном и некомпенсированном магнитном поле Земли B_T .

Керамические образцы приготовлялись из готового порошка ВТСП-материала системы Вi-Pb-Sr-Ca-Cu-O (Bi-2223) в виде таблеток согласно известной технологии аналогично работе [5]. Из них вырезались стержни цилиндрической формы: длина ~ 16-18 mm, диаметр ~ 3 mm. На 15 mm их длины плотно наматывались две катушки: возбуждающая, состоящая из двух одинаковых встречно включенных секций витков каждая, и поверх нее – сигнальная. Сверхпроводящий стержень, т.е. сердечник датчика, располагался в вертикальном направлении и совпадал с осью *z*, а другие направления *x* и *y* находились в горизонтальной плоскости. Система, состоящая из сверхпроводящего стержня, катушек возбуждения и сигнальная, представляла собой магнитомодуляционный датчик слабого магнитного поля. Методика измерения магниточувствительности и других параметров исследованного датчика аналогична методике, рассмотренной подробно в [6].

Магниточувствительные сверхпроводящие стержни датчика, изготовленные по керамической технологии, отжигались при температуре 850 ° С, и при временах отжига 40 час и 250 час имели высокую $T_c \ge 103$ К, и по значению плотности критического тока J_c различались существенно – ~2 A/cm² и ~100 A/cm², соответственно. Измеряемое слабое постоянное магнитное поле **B** создавалось с помощью катушек Гельмгольца. Направления магнитных полей **B** и магнитного поля возбуждения B_{ac} были взаимно коллинеарные (**B** || B_{ac}) или взаимно перпендикулярны (**B** \perp **B**_{ac}). Магнитное поле Земли компенсировалось с помощью катушек Гельмгольца до уровня ~ 1 µT.

Для датчика слабого магнитного поля со сверхпроводящим стержнем $J_c \sim 100 \text{ A/cm}^2$ магниточувствительность реализовывалась на порядок меньше, чем в датчике с стержнем $J_c \sim 2 \text{ A/cm}^2$, поэтому все результаты приведены только для этого случая.

На рис. 1 представлены зависимости второй гармоники сигнала отклика U от проекций B_x , B_y и B_z внешнего магнитного поля **B** при частоте возбуждения f_{ac} =50 kHz и амплитуде $B_{ac} \sim 600 \ \mu\text{T}$ (peakpeak), измеренные при рабочем температуре T=77К. Три графика $U(B_x)$, $U(B_y)$ и $U(B_z)$, 1,2 и3, соответственно относятся к случаю, когда магнитное поле Земли не компенсировано, т.е. $B_z \neq 0$. Кривые $U(B_z)$, которые проходят в начале координат, соответствуют случаям, когда проекции $B_T=0$ и внешнее магнитное поле накладывалось только по направлению B_z при различных значениях B_{ac} : 4 – 600 μ T (peakpeak); 5 – 1200 μ T (peak-peak);

Видно, что при $B_T \neq 0$ кривая $U(B_z)$ несимметрично располагается относительно оси U и практически пересекает ось B, что в первом приближении соответствует вертикальной составляющей B_T , т.е. ~47 µT. В области $B_x = \pm 50$ µT и $B_y = \pm 50$ µT значение Uменяется от B_x и B_y незначительно, что также просматривается при сравнении максимальных величин S_U для $U(B_z)$ в случаях $B_T \neq 0$ (кривая 3) и $B_T = 0$ (кривая 4). При компенсации магнитного поля Земли с точностью 1 μ Т магниточувствительность увеличивается до 10 %, и приблизительно также уменьшается остаточное напряжение в минимуме на $U(B_z)$, т.е. напряжение не баланса. Такое поведение фиксируется при сравнения наклонов (dU/dB) кривых 1 и 4, и остаточных напряжении в точках, где достигаются минимумы.



Рис.1. Зависимость сигнала второй гармонки от различных проекций *B* при f_{ac} =50 kHz, B_{ac} ~600 µT (peak-peak): 1 - B_z ; 2 - B_x ; 3 - B_z , для всех случай $B_T \neq 0$; 4 - B_z , (B_T =0); 5 - B_z , (B_T =0), B_{ac} ~1200 µT (peak-peak)

Приведенный на рис.1 результат аналогичен феррозондовым датчикам и, по видимому, возможно описать поведением сигнала второй гармоники от проекции измеряемого постоянного магнитного поля с учетом присутствия не измеряемого магнитного поля, например магнитного поля Земли, и с учетом не идентичности двух половин датчика (катушек, сверхпроводящего стержня) [7].

В исследованном датчике магниточувствительные характеристики $U(B_z)\sim B_z$; $U\sim B_{ac}^2$; $U\sim f_{ac}$ качественно совпадали с характеристиками, полученными в [6]. С увеличением T величины U также увеличивались более чем в 5 раз (относительно T=77 K), и при $T \ge 103$ K резко уменьшались более чем на два порядка.

Из рис.1 следует, что при f_{ac} =50 kHz и B_{ac} ~1200 µT (peak-peak) в режиме второй гармоники достигается $S_U \sim 320$ V/T (кривая 5). С учетом того факта, что регистрируемое шумовое напряжение не

превосходило 0.03 µV, получаем оценочные разрешения по магнитному полю $\delta B - 0.03 \cdot 10^{-6}/320 \le 0.1$ nT и по магнитному потоку $\delta \Phi ≤ 0.5 \Phi_0$. Динамический диапазон измерения достигает ± (5.10-4 $\div 10^{-10}$) Т. т.е. ≥ 130 dB. Несомненно, подбор технологического маршрута для увеличения нелинейности сверхпроводящего сердечника из керамического ВТСП материала системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O, усовершенствование конструкции датчика и уменьшение сигнала небаланса, улучшенные методы компенсации магнитного поля Земли и защиты от не желаемых промышленных или иных помех позволят дополнительно уменьшить остаточное и шумовое напряжения и соответственно улучшить разрешения δB и $\delta \Phi$ и увеличить динамический диапазон измерения.

Таким образом, исследования влияния магнитного поля Земли на магниточувствительность датчика слабого магнитного поля на основе керамического ВТСП материала состава Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O_x (Bi-2223) показали, что оно является незначительным -S_и уменьшается на ≤20 %. Исследованный датчик имеет магниточувствительные показатели (S_U ~320 V/T, δB ≤0.1 nT, $\delta \Phi$ ≤0.5 Φ_0 , динамический диапазон измерения ≥130 dB), не уступающие аналогичным показателям полученных для датчиков сверхпроводящими сердечниками из керамического ВТСП материала системы Y-Ba-Cu-O и много кратно превосходящие показателям для датчиков феррозондовыми сердечниками [7]. Рассмотренный датчик слабого магнитного поля с сердечником из керамического ВТСП-материала состава Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O_x (Bi-2223) может служить прототипом надежного и недорогого датчика слабого магнитного поля с высоким разрешением ≤0.05 nT и широким динамическим диапазоном измерения – ± 1000 µT (≥150 dB).

Автор выражает благодарность коллективу НИЛ СПМЭ МИЭТ за помощь в работе.

- J.C. Gallop, S. Lilleyman, C.D. Langham, and et. al. IEEE Transac.Magnet, 25,896 (1989).
- 2. М. В. Белодедов С.В., Черных, Приборы и техника эксперимента. № 4, 157 (2001).
- J. Deak, Miklich, A. J. Sonczewsli and R. H. Koch, Appl. Phys. Lett., 60, 115 (1996).
- 4. В. К. Игнатьев, С.В. Черных, Приборы и техника эксперимента. №2, 124 (1996).
- 5. А.И.Головашкин, Н.Д. Кузмычев, В.В. Славкин, ЖТФ. **76**, 81 (2006).
- Y. E. Grigorashvily, L. P. Ichkitidze, N.N. Volik, Physica C. 435, 140 (2006).
- 7. Ю.В. Афнасьев. Феррозондовые приборы. Л.: Электроатомиздат, 1986. - 188 с.

Резистивный датчик слабого магнитного поля на основе толстых пленок ВТСП материалов

Ичкитидзе Л.П.

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет) проезд 4806, дом 5, МИЭТ, Зеленоград, Москва 124498, Россия

Для толстой пленки (t - 40 µm, w - 0.4 mm, l - 6 mm) керамического ВТСП-материала системы Ві-2223 реализовывались: магниточувствительность $S_u \sim 45$ V/T, разрешения по магнитному полю $\delta B \sim 2$ nT и по магнитному потоку $\delta \phi \sim 3 \phi_0$. Показано, что за счет размерного эффекта магниточувствительность пленки существенно увеличивается. Учтен размерный эффект и приведены ожидаемые оценочные характеристики: $S_u \geq 1000$ V/T, $\delta B \sim 0.01$ nT, $\delta \phi \sim 0.01 \phi_0$, динамический диапазон измерения ≥ 150 dB, что на много порядков лучше, чем подобные параметры известных резистивных датчиков слабого магнитного поля и приближается к параметрам СКВИД-датчикам.

Керамические ВТСП-материалы представляют собой «джозефсоновскую среду», полученную «естественно» в процессе приготовления материала, и имеют высокую «магниточувствительность». Этот магниторезистивный эффект изучен во многих ВТСПсистемах, в том числе Y-Ba-Cu-O, Tl-1223, Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O. В тонкой пленке (толщина t≤0,1 µm) системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O [1], представляющей собой полоску шириной w=2 mm, было получено значение приведенной магниточувтвительности $S_{uq} = S_u/l_q \sim 0.2$ V/Т на единице квадрата поверхности $l_q = l/w$, где S_u *=dU/dB* – магниточувтвительность, *U* – измеряемое напряжение, В – регистрируемое внешнее магнитное поле, *l* – длина пленки. Для пленок в виде меандр системы Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O [2] реализованы самые высокие показатели среди пленок известных ВТСПматериалов: $S_u \sim 500 \text{ V/T}$, $S_{uq} \sim 2 \text{ V/T}$, $\delta B \sim 2 \text{ nT}$, $\delta \phi \sim 50$ ϕ_0 , где $\phi_0=2\cdot 10^{-7}$ Вб – квант магнитного потока. Конечно приведенные значения значительно хуже, чем показатели, которые достигаются в ВТСП- СКВИДдатчиках. Однако в керамических ВТСП-материалах существует размерный эффект - зависимость плотности критического тока Јс от размеров образцов, что может быть использовано для улучшения магниточувствительных характеристик датчиков слабого магнитного поля на их основе.

В настоящей работе исследуется влияние размерного эффекта на магниточувствительные характеристики толстой пленки керамического ВТСП материала состава Bi-2223 в качестве датчика слабого магнитного поля и приводятся оценочные параметры датчика с улучшенными разрешающими показателями.

Керамическая толстая (*t*~40 µm) пленка изготавливалась путем нанесения порошка состава (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_x (Bi-2223) на монокристаллическую (ориентация (100)) диэлектрическую подложку MgO методом шелкографии и центрифугирования. Подложка имела размеры: длина – 11 mm; ширина – 6,5 mm; толщина – 0,3 mm. Подробные описания технологического маршрута получения толстых пленок ($t\sim(20\pm120)$ µm) приведены в [3]. На приготовленных образцах четырехзондовым методом проводились электрофизические измерения. Во всех измерениях внешнее магнитное поле **B** было направлено перпендикулярно направлению измерительного тока **I** и широкой поверхности пленки. Все измерения проводились при температуре жидкого азота – T=77.4 K.

На края сплошной пленки вжигались серебряные контакты, и в дальнейшем проводилось скрабирование поверхности пленки. Полученные полоски имели одинаковые длины l=6 mm, толщины ~ 40 μ m и разные ширины: 3; 1,5; 0,8 и 0,4 mm. Все резистивные измерения (критическая температура, вольтамперные характеристики и др.) проводились аналогично работе [4]. Значения S_u определялись из измеренных кривых U(B) в области $B \sim 0÷1$ mT, где наблюдались наибольшие S_u .



Рис.1. Зависимость S_{uq} от w при I=5 mA.

На рис.1 представлены зависимости $S_{uq}(w)$ при I =5 mA. Величина S_{uq} увеличивалась с ростом I и с уменьшением B и w.

Согласно определению $S_u = d(IR)/dB$, где резистивное состояние для ВТСП-материалов описывается как

$$R = R_n [(1 - I_c/I)]^{\alpha},$$
(1)

где R_n – сопротивление в нормальном состоянии, I_c – критический ток, $I \ge I_c$.

В массивных керамических ВТСП-материалах средняя плотность критического тока J_c от площади A сечения образца описывается как $J_c \sim A^{-\beta}$. Эти материалы представляют собой «джозефсоновскую среду», для которой экспериментально установлено, что показатель степени β принимает значения в интервале 0,32÷1. Воспользуемся выражением для качественной зависимости J_c от A и B, полученной для керамического ВТСП-материала Bi-2223 в работе [5]:

$$J_c \sim A^{-\beta} B^{-1,8},$$
 (2)

Учтем следующие определения и значения: удельного сопротивления в нормальном состояние $\rho_n = R_n l_q/t$, A = wt, $\beta \approx 0,68$ для Bi-2223, согласно [5]. Тогда с учетом этого из (1) и (2) получим качественную зависимость:

$$S_u \approx k_I \rho_n B^{-2.8} l w^{-0.32} t^{-0.32} (1 - k_2 w^{0.68} t^{0.68} I^1 B^{-1.8})^{\alpha - 1}, (3)$$

где k_1 , k_2 — коэффициенты. Из (3) следует, что существует "размерный эффект", т.е. при фиксированных значениях *I* и *B* магниточувствительность S_u зависит от геометрических размеров (*l*, *w* и *t*) пленочных керамических образцов. Видно, что и величина S_u , и S_{uq} зависят от размеров образца. Существует характерная ширина w^* , при которой S_{uq} принимает максимальное значение, и w^* с увеличением α сдвигается к меньшим значениям *w*. Одновременно при $w \ge w^*$ величина S_{uq} уменьшается с ростом *w*. Увеличение S_{uq} с уменьшением *w*, *B* и с ростом *I* согласно выражению (3) коррелируется с экспериментальными результатами, полученными в данной работе.

Для полоски w=0.4 mm получены наилучшие показатели: $S_{uq} \sim 2.9$ V/T, $S_u \sim 45$ V/T, $l_q \sim 15$, $\delta B \sim 2$ nT, $\delta \phi \sim 3 \phi_o$. Здесь учитывалось, что при $I \ge l_c$ и рабочее сопротивление $R \le 0,02R_n$, т.е. $R_n \sim 5 \Omega$ и $R \le 0,1 \Omega$, и шумовое напряжение меньше, чем измеряемое минимальное напряжение $\Delta U \approx 100$ nV. Видно, что приведенные показатели превосходят аналогичные показатели известных полупроводниковых, магниторезистивных и сверхпроводящих датчиков слабого магнитного поля, кроме СКВИД-датчиков.

Аппроксимация экспериментальных результатов S_{uq} , приведенных на рис.1, для ширины w=40 µm дает значение ~5.3 V/T (знак Δ). Тогда датчик в виде полоски длиной l_q ~180, шириной 40 µm, толщиной 40 µm при I = 5 mA и T = 77 K будет иметь параметры: $S_u \ge 1000$ V/T, $\delta B \le 0.01$ nT, $\delta \phi \le 0.01 \phi_o$, динамический диапазон измерения ≥ 150 dB. В этих оценках учитыва-

лось значение $\Delta U \approx 10$ nV, что считалось гораздо больше, чем шумовое напряжение возникающее на датчике ($R \le 1 \Omega$) в рабочем режиме. Следует отметить, что в реальных пленках всегда существуют различные нарушения: поры, несверхпроводящие включения, трещины и т.д. Они значительно могут поменять эффективные ширину, толщину и величину захваченного магнитного поля, поэтому количественные и качественные значения магниточувствительности реальных образцов возможно будут отличаться и будут занижены относительно величин, следующих из (3). Однако, по-видимому, есть возможность компенсировать нежелательное понижение S_{uq} за счет повышения l_q и уменьшения w.

Таким образом, исследованы магниточувствительные характеристики ВТСП керамических толстых (t ~40 µm) пленок системы Bi-2223, имеющих различные ширины. В начале критического состояния ($I \ge I_c$, R ≤1 Ω) при I =5 mA и T=77 K для полоски w= 0.4 тт получены показатели: $S_{uq} \sim 2.9 \text{ V/T}, S_u \sim 45 \text{ V/T}, l_q$ ~15, δB ~2 nT, $\delta \phi$ ~3 ϕ_0 , которые превосходят показатели несверхпроводниковых [6,7] и сверхпровдниковых резистивных датчиков, известных нам из [4], кроме СВИД-приборов. За счет размерного эффекта магниточувствительные характеристики датчика слабого магнитного поля в виде длиной полоски должны значительно улучшиться. Ожидаемые параметры будут: $S_u \ge 1000 \text{ V/T}, \ \delta B \le 0.01 \text{ nT}, \ \delta \phi \le 0.01 \phi_o, \ динамический$ диапазон измерения ≥ 150 dB, что приближается к параметрам ВТСП СКВИД-датчиков. Далеко от начала критического состояния (I>>I_c) размерный эффект также увеличивает магниточувствительность толстой керамической пленки ВТСП материала [4]. В этом случае чувствительный элемент становится высокоомным ($R \ge 100 \Omega$), и его разрешающие способности δB и $\delta \phi$ возможно будут иметь худшие значения относительно низкоомных датчиков слабого магнитного поля, исследованных в данной работе.

Автор выражает благодарность коллективу НИЛ СПМЭ МИЭТ за помощь в работе.

- Ю.Е. Григорашвили, Л.П. Ичкитидзе, и др., Известия ВУЗов – Электроника, №2, 103, (2002).
- K. Tsukamoto, H. Shimojima, M. Ishii, et al., Japn. J. Appl. Phys., **30**, L686, (1991).
- Ю.Е. Григорашвили, Л.П. Ичкитидзе, и др., Известия ВУЗов – Электроника, №4-5, 87, (2005).
- 4. L.P. Ichkitidze, Physica C, 435, 136, (2006).
- Н.А. Богомолов, Физ. низк. температур, 25, 1243, (1999).
- 6. Y.A. Chapligin, A.I. Galushkov, I.M. Romanov, and et al., Sens. Actuators, A, **49**, 163, (1995).
- S. Linzen, F. Schmidt, F. Schmidl, and et al., Physica C, 372-376, 146, (2002).

О применимости бесконтактного метода измерений параметров ВАХ в жестких сверхпроводниках в перпендикулярном магнитном поле

Волошин И.Ф., Калинов А.В., Фишер Л.М.

Всероссийский электротехнический институт, Москва 111250, Россия, e-mail: kalinov@vei.ru

Нестеров М.Л., Ямпольский В.А.

Институт радиофизики и электроники НАНУ, Харьков 61085, Украина

Брандт Э.Х.

Институт Макса Планка, Штутгарт D-70506, Германия

Развит бесконтактный метод определения параметров вольт-амперной характеристики (BAX) жесткого сверхпроводника по измерениям релаксации намагниченности в перпендикулярном магнитном поле. Релаксационные кривые, полученные для плавленых текстурированных образцов YBCO, хорошо аппроксимируются кривыми, рассчитанными в рамках электродинамической модели, использующей степенной характер BAX. В такой процедуре используется только два подгоночных параметра: критическая плотность тока J_c и величина *m* в показателе степени BAX.

Недавно в работе [1] был предложен бесконтактный метод определения параметров вольтамперной характеристики (ВАХ) в жестких сверхпроводниках в слабых электрических полях. Метод основан на измерении релаксации намагниченности. Предложенная экспериментальная процедура подобна той, что была использована в работе [2], но в отличие от этой работы не требуется предположения о пространственной однородности распределения электрического поля и тока в объеме образца в течение процесса релаксации. Наш интерес к ВАХ сверхпроводника мотивируется намерением изучить условия, в которых в вихревой материи сверхпроводника возникает макротурбулентная нестабильность. Согласно теории [3, 4], макротурбулентность возникает, если ВАХ изменяется достаточно резко. Нестабильность возникает при относительно медленном движении вихрей, которое генерирует относительно небольшое электрическое поле Е. Поэтому для получения информации о развитии макротурбулентности необходимо знать параметры ВАХ в диапазоне малых Е. Макротурбулентность развивается только в магнитном поле, перпендикулярном поверхности образца. Поэтому представляет интерес определить параметры ВАХ именно в такой геометрии.

Сверхпроводящие пластины в ортогональном магнитном поле характеризуются сложными распределениями токов и полей внутри образца. Рассмотрим сверхпроводящую полосу толщиной d, шириной 2a ($d \ll 2a$) и бесконечной длины вдоль оси y, помещенную в однородное, зависящее от времени магнитное поле $H_e(t)$, параллельное оси z. Электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ и плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ имеют в этом случае только x-компоненты; а z-

компонента магнитной индукции *B*(*y*, *t*) на поверхности полосы определяется законом Ампера:

$$B(y,t) = H_e(t) + \frac{2}{c} \int_{-a}^{a} du \int_{-d/2}^{d/2} dv \frac{j(u,v,t)(y-u)}{(y-u)^2 + (z-v)^2}.$$
 (1)

Ниже принимается, что электрическое поле и плотность тока не зависят от z координаты, а ВАХ описывается степенной функцией с показателем степени m >> 1:

$$j = j_c |E/E_c|^{1/m} \operatorname{sign}(E).$$
 (2)

Здесь j_c – плотность тока при $E = E_c$ Обычно принимается, что $E_c = 1$ мкВ/см. Как показано в работе [5], точное решение для электрического поля в сверхпроводящей полосе может быть получено разделением переменных в уравнениях Максвелла, если $dH_c/dt = 0$, т.е. именно для условия релаксации. Для экспериментально реалистичного случая $1 << \ln(a/d) << m$ можно получить асимптотическое решение, описывающее процесс релаксации:

$$B(t) - H_0 = -\frac{4dj_c}{c} \left(\frac{4adj_c}{E_c c^2 m(t+\tau)}\right)^{1/m} \times \left(1 + \ln\frac{a}{d}\right) \operatorname{sign}\left(\frac{dH_e}{dt}\right),$$
(3)

где B(t) – величина индукции в центре образца, H_0 – величина внешнего магнитного поля. Постоянная т определяется из начальных условий. Таким образом, измеряя изменение магнитной индукции в центре образца в известном внешнем магнитном поле, подбором величины j_c и параметра *m* можно описать экспериментальные кривые релаксации намагниченности, а, следовательно, определить значения j_c и *m*.

Измерения релаксации выполнялись на плавленых образцах YBa₂Cu₃O_x (YBCO) размерами 14,5×8,5×0,5 мм³ (образец А) и 8,6×2,9×0,5 мм³ (образец В). Ось с была перпендикулярна большей грани образцов. Постоянное магнитное поле H_e создавалось электромагнитом, на полюсе которого находился датчик Холла. Другой датчик был помещен в геометрическом центре измеряемого образца. В эксперименте одновременно измерялись временные зависимости нормальной компоненты магнитной индукции B(t) образца и поля $H_e(t)$. К образцу, охлажденному в отсутствие поля, прикладывалось поле H_e существенно больше поля проникновения H_p . Затем поле уменьшалось с постоянной скоростью около 100 \Im/c до некоторой конечной величины H_0 и при измерениях релаксации не менялось. Измерения выполнялись при различных температурах и величинах H_0 .



Рис. 1. Релаксация $B(t) - H_0$ в двойном логарифмическом масштабе для образца А. Символы – результаты измерений, линия – результат подбора двух параметров.



Рис. 2. То же, что на Рис. 1 для образца В при различных значениях температуры.

Результаты измерений релаксации для образца А при T = 77 К и $H_0 = 0$ приведены на Рис. 1. Хорошо видно, что релаксацию в этом и других случаях можно описать степенным законом. Аналогичные результаты для образца В показаны на Рис. 2. Два параметра j_c и *m*, приведенные на рисунке, определены путем подбора. Подчеркнем, что грубый метод расчета, в котором образец, имеющий форму параллелепипеда, заменен полосой той же ширины, дает практически те же результаты, что и расчеты с учетом реальной формы образца. Таким образом, простая процедура анализа данных релаксации магнитной индукции дает возможность определить критическую плотность тока и параметр *m* вольтамперной характеристики сверхпроводника.

Для исследования корреляции макротурбулентной неустойчивости с параметрами ВАХ в области малых E была проведена серия экспериментов на монокристаллических образцах YBCO. Измерения проводились на образцах толщиной 40 и 15 мкм с характерными поперечными размерами $3 \times 1,5 \text{ мм}^2$ в широком интервале температур (Рис. 3). Во всех случаях показатель степени ВАХ оказался много больше единицы. В результате, необходимое условие существования неустойчивости в кристалле с анизотропной плотностью тока в **ab**плоскости, вследствие роли границ двойникования, безусловно выполняется.



Рис. 3. Зависимости логарифмической скорости релаксации от температуры для монокристаллических образцов С1 и С2.

Другим интересным фактом оказалось существование немонотонной зависимости скорости релаксации $S = d(\ln M)/d(\ln t)$ от температуры. Как и в ряде других работ (см., например, [6]), в области температур 30 – 40 К наблюдается широкий максимум. Вероятно тот факт, что именно в этой области находится температурное окно существования макротурбулентности, является не случайным. Согласно развитой теории [4], существенным параметром, влияющим на развитие неустойчивости, является скорость и движения границы раздела областей, занятых вихрями и антивихрями. С ростом и снижается пороговая величина параметра анизотропии, необходимая для существования неустойчивости. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют в пользу предложенной теоретической модели анизотропной природы макротурбулентности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 06-02-16774, 05-08-50012 и 05-08-01439.

1. L.M. Fisher, A.V. Kalinov, T.T. Mnatsakanov, I.F. Voloshin, A.A. Levchenko, V.A. Yampol'skii, Appl. Phys. Lett. 84, 553, (2004).

2. H. Kupfer, S.N. Gordeev, W. Jahn, R. Kresse, R. Meier-Hirner, T. Wolf, A.A. Zhukov, K. Salama, D. Lee, Phys. Rev. B 50, 7016, (1994).

3. A.L. Rakhmanov, L.M. Fisher, A.A. Levchenko, V.A. Yampol'skii, M. Baziljevich, T.H. Johansen, JETP Lett. 76, 291, (2002).

4. L.M. Fisher, T.H. Johansen, A.L. Rakhmanov, A.A. Levchenko, V.A. Yampol'skii, Physica C 403, 219, (2004).

5. A. Gurevich, E.H. Brandt, Phys. Rev. B 52, 15442, (1995).

6. Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, Phys. Rev. Lett. 60, 2202 (1988).
Наблюдение эффекта Джозефсона в S/AF/D гетеропереходах

Кислинский Ю.В.¹, Борисенко И.В.¹, Комиссинский Ф.В.^{1,2}, Константинян К.И.¹, Овсянников Г.А.¹

(¹)Институт радиотехники и электроники РАН, Москва 125009, Россия

(²) Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция

Обнаружен и исследован эффект Джозефсона в Nb-Au-Ca_{0.85}Sr_{0.15}CuO₂-YBa₂Cu₃O_{7-x} гетеропереходах с антиферромагнитным (АF) барьерным слоем. Изучались эпитаксиально выращенные s-сверхпроводник/АF/d-сверхпроводник (S/AF/D) тонкопленочные гетеропереходы с геометрией «сэндвич» и с толщиной АF слоя до 50 нм, что многократно превосходит длину когерентности в YBa₂Cu₃O_{7-х} - материале D электрода. Под воздействием внешнего электромагнитного поля мм диапазона волн были получены семейства вольт-амперных характеристик (ВАХ) и зависимости величины селективного детекторного отклика от напряжения на гетеропереходе. Анализ зависимостей амплитуд ступеней Шапиро от величины мощности СВЧ воздействия показал достаточно близкое соответствие критической частоты $\omega_C = (2e/\hbar)I_C R_N$ S/AF/D структур резистивной модели джозефсоновского перехода.

В последнее время наблюдается повышенный интерес к новым типам джозефсоновских переходов с барьерами из магнитных материалов, в частности с антиферромагнитными свойствами [1]. Основываясь на теоретических предпосылках [1, 2] возникновения триплетного аномально глубокого эффекта близости в AF слое при контакте с оксидным d-сверхпроводником нами были изготовлены гетеропереходы Nb/Au/Ca_{0 85}Sr_{0 15}CuO₂/YBa₂Cu₃O_{7-x}, в которых барьерный слой Ca_{0.85}Sr_{0.15}CuO₂ (CSCO) является антиферромагнетиком. Причем толщина t ≈ 50 nm слоя CSCO существенно превосходила длину когерентности ξ_{ab} ≈ 2 nm в YBa₂Cu₃O_{7-х} (YBCO). Проявление в эксперименте эффекта Джозефсона в таких структурах могло бы свидетельствовать в пользу аномального эффекта близости в CSCO/YBCO. С этой целью были проведены измерения магнитно-полевых и сверхвысокочастотных характеристик гетеропереходов. В данном сообщении будут представлены и обсуждены особенности нестационарного эффекта Джозефсона, изученного в миллиметровом диапазоне волн.

Базовые структуры YBCO/CSCO выращивалась эпитаксиально на подложках NdGaO₃ с ориентацией (320), в результате чего угол вектора *с* для элементарных ячеек YBCO и CSCO по отношению к нормали к подложке составлял 11^0 . В результате были получены ориентированные в *ab* плоскости пленки YBCO толщиной 150 nm, CSCO 20 ÷ 50 nm, и Au – 10 nm. Верхняя сверхпроводящая пленка Nb была сформирована магнетронным распылением. Технология изготовления двуслойки Au/Nb для sсверхпроводникового электрода аналогична той, которая изложена в работе [3]. Важно отметить, что в такой «сэндвичевой» структуре отсутствовали электрические «закоротки», о чем свидетельствовали дифракционные характеристики критического тока I_C от магнитного поля с хорошо выраженными нулями и отсутствие избыточного тока на ВАХ. Квадратная топология образцов с площадями *S* от $10\times10 \ \mu\text{m}^2$ до $50\times50 \ \mu\text{m}^2$ формировалась методом ионно-лучевого травления. Плотность сверхпроводящего тока в гетеропереходах составляла величину $j_C = 2 \div 3 \ \text{A/cm}^2$ при толщине слоя CSCO t = 50 nm и $R_N S = 6 \div 8 \times 10^{-5} \ \Omega\text{cm}^2$. Исследуемые переходы имели параметр МакКамбера $\beta_C = 4\pi \ eCI_C R_N^2/h$ порядка 1 ÷ 3, где *C* - величина емкости.

При воздействии на гетеропереходы внешнего СВЧ излучения на ВАХ возникали осциллирующие с мощностью P_e ступени Шапиро. Зависимости величин критического тока $I_C(P_e)$ и высоты первой ступени Шапиро $I_I(P_e)$ для гетероперехода с t = 50 nm, $S = 20x20 \ \mu\text{m}^2$, $\omega_C = 92 \ \Gamma\Gamma\mu \ u \ R_N = 20 \ \Omega$ при температуре 4,2 K показаны на Рис. 1.



Рис. 1. Зависимости критического тока (круги) и высоты первой ступени Шапиро (треугольники) от квадратного корня из СВЧ мощности. Штриховой и сплошной линиями показаны ожидаемые по RSJ модели Бесселевы зависимости для I_C и I_I соответственно. Частота воздействия $f_e = 55,75$ ГГц.

Из максимальной высоты первой ступени Шапиро можно определить соответствие нормированной частоты джозефсоновского перехода RSJ модели [4]. Для приведенного на Рис.1 случая отношение максимальной высоты I_I к критическому току I_C составило 0,94, а соответствующее $\omega_C = 70$ GHz, что близко, но несколько меньше ожидаемой величины 92 GHz, оцененной по произведению $I_C R_N =$ 190 µV. Полученное значение критической частоты соответствует также оценкам ω_C по положениям минимумов $I_C(P_e)$ и $I_1(P_e)$. Интересно отметить, что по сравнению с ранее исследованными структурами NbAu/YBa₂Cu₃O_{7-х}, без СSCO слоя [3] наличие AF прослойки даже несколько (примерно в 2 раза) увеличило величину $I_C R_N$ и, соответственно, критическую частоту ω_C .

Измерения ширины линии Δf_J собственной генерации несут информацию о возможных дополнительных (помимо тепловых) источников собственных флуктуаций джозефсоновского перехода. Известно, что в контактах d-сверхпроводников из-за неравновесного дробового шума, вызванного многократным андреевским отражением, наблюдаются уширенные линии Δf_J . В тоже время вопрос о величине шумов в джозефсоновских контактах с AF прослойкой пока остается открытым.

Экспериментально величину Δf_1 можно оценить по форме селективного детекторного отклика $\eta(V)$ при воздействии на переход слабым внешним СВЧ сигналом на частоте f_e близким к частоте f_J собственного джозефсоновского излучения. На Рис. 2. представлены ВАХ и детекторный отклик на частоте $f_e = 119,1$ GHz для того же образца, что и на Рис. 1. Заметим, что ввиду слабости мощности внешнего СВЧ воздействия ВАХ на Рис.2 совпадает с автономной. Видно, что из-за гистерезисного участка на ВАХ регистрация дробной ступени Шапиро (или субгармонического детекторного отклика) становится не возможной. С учетом зависимости дифференциального сопротивления $R_d(V)$ (на рисунке не показана) измеренная величина $\Delta f_{\rm J}$ оказалась близкой к теоретической [4] по RSJ модели, учитывающей только лишь наличие тепловых флуктуаций. Отсутствие уширения линии генерации не характерно для D/D контактов d-сверхпроводников, для которых ширина линии Δf_J даже вблизи критической температуры, как правило, превосходит теоретическую по RSJ модели.

Резюмируя, полученные результаты отметим, что в гетеропереходах Nb/Au/CSCO/YBCO с барьерным слоем из антиферромагнитного изолятора наблюдается эффект Джозефсона, а оценка величины критической частоты соответствует характерному напряжению $I_C R_N$ и составляет величину порядка 200 µV. С учетом толщины слоя CSCO 50 nm, удельное сопротивление которого было порядка 2 Ω сm, наблюдаемые явления можно объяснить аномально глубоким эффектом близости в AF прослойке. Измеренная ширина линии генерации для исследованных гетеропереходов совпала с теоретической. При расчете теоретической ширины линии использовалась модель, учитывающая только тепловые флуктуации.



Рис. 2. ВАХ и селективный детекторный отклик гетероперехода $20 \times 20 \ \mu\text{m}^2$ на слабый монохроматический сигнал на частоте $f_e = 119.1 \text{ GHz}$, T=4.2 K.

Работа выполнялась при частичной поддержке программ ОФН РАН, РФФИ-04-02-16818а, грантов Президента России НШ-7812.2006.2 и МК-2654.2005.2.

1. L.P. Gorkov, V.Z. Kresin, Physica C367, 103 (2002).

2. K.Kuboki, Physica B, 284, 505 (2000).

3. Ю. В. Кислинский и др. ЖЭТФ, 128, 3, 575 (2005).

4. K. K. Likharev. Dynamics of Josephson junctions and circuits. Published by Gordon and Breach, New York, 1986.

О формализме теории пиннинга

Клименко Е.Ю., Шавкин С.В. РНЦ «Курчатовский Институт», Москва 123182, Россия

Энергия запинингованного магнитного потока в сверхпроводнике ІІ рода с анизотропным пиннингом, но изотропным критическим полем описывается тензорным полем второй валентности. Силовое взаимодействие магнитного потока с системой центров пиннинга – тензором третьей валентности. Анизотропный пиннинг, в приближении модели критического состояния, описан критическим тензором третьей валентности, шесть компонент которого в главной системе являются критическими силами Лоренца для трех направлений магнитной индукции. Этот формализм позволяет найти величину критической силы Лоренца для произвольной ориентации магнитного поля и тока, определить направление движения магнитного потока и направление индуцируемого этим движением электрического поля, как правило, не совпадающее с направлением тока. Форма зависимости сопротивления сверхпроводника от тока, так же как и от температуры и магнитного поля определяется макроскопической неоднородностью материала.

Макроскопическая электродинамика жестких сверхпроводников с анизотропным (зависящим от направлений магнитного поля и силы Лоренца) пиннингом была построена феноменологически, на основе эмпирического изучения критических сил Лоренца [1,2]. Макроскопический подход позволил обойти проблему суммирования элементарных сил пиннинга. Взаимодействие покоящегося, полностью разупорядоченного, ансамбля вихрей (магнитного потока) с также неупорядоченным комплексом центров пиннинга в сверхпроводнике описывается глобальной потенциальной ямой, глубина которой зависит от направления магнитной индукции. Анизотропный потенциальный рельеф в однородном материале оказывается периодическим, поскольку сдвиг потока в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, на некоторое характерное расстояние (это может быть либо среднее расстояние между центрами пиннинга, либо средний период в массиве вихрей) приводит ситуацию в эквивалентное энергетическое состояние (Рис. 1).

В сверхпроводниках с изотропным критическим полем (т.е. в большинстве традиционных технических «низкотемпературных» сверхпроводников) существует некоторый изотропный «нулевой» уровень, соответствующий движущемуся магнитному потоку. Отсчет глубины анизотропной потенциальной ямы можно вести от этого уровня. Такой анизотропный по отношению к направлению магнитной индукции потенциальный рельеф описывается тензорным полем U второй валентности. В главных осях это поле имеет всего три диагональных компоненты.

Силовое противодействие системы центров движению магнитного потока описывается производной этого тензорного поля по координатам. Она также является тензорным полем, но уже третьей валентности. В главных осях этот тензор мог бы иметь девять членов, но, поскольку при перемещении в направлении магнитного потока энергия не меняется, остается лишь шесть ненулевых компонент F_1 - F_6 (Рис. 2).



Рис. 1 Периодический характер потенциальной пинниговой ямы для одного выбранного направления индукции. Форма барьера анизотропна. Пример линеаризации потенциального барьера, необходимой для определения «критического тензора».



Рис. 2 Ненулевые компоненты критической силы Лоренца.

С точки зрения определения критического значения силы Лоренца важны лишь максимальные значения этих компонент. Их значения для главных осей определяются экспериментально. В общем случае эти максимальные значения достигаются в разных точках (А и В на Рис.1), поэтому, о «критическом тензоре», т.е. тензоре критических сил Лоренца можно говорить, заменив значения шести производных на их максимальные значения, только в том случае, если барьер линеен, а наклон во всех точках от дна ямы до вершины барьера одинаков (Рис.1). Такая замена вполне адекватна задаче определения критической силы Лоренца, но не пригодна для исследования колебаний магнитного потока внутри одной ямы.

Рис.1 поясняет, как такой линейной яме можно поставить в соответствие ширину барьера L, определяемую следующим образом:

$$L = \frac{U_0}{(dU/dl)_{\text{max}}}$$

Оказывается, что большое число экспериментальных фактов удается описать количественно [1-4], допустив, что ширина барьера так же является симметричным тензором второй валентности.

Критические значения силы Лоренца, определяемые критическим тензором для произвольного направления магнитного поля и произвольного направления силы Лоренца в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, описывается многомерной поверхностью, в то время как в случае полностью изотропного пиннинга подобная угловая зависимость может быть описана трехмерной сферой. Представление о причудливой форме критической поверхности анизотропного сверхпроводника можно получить, рассматривая трехмерные сечения этой поверхности, соответствующие, например, повороту магнитного поля в выбранной фиксированной плоскости (Рис.3)

В эксперименте критические силы Лоренца достигают критической поверхности лишь в направлениях, определяемых пересечением плоскости, нормальной направлению магнитного поля, и плоскости, проходящей через направление поля и одну из главных осей материала. При других ориентациях силы Лоренца прежде чем она достигает своего критического значения, критической поверхности достигает одна из ее проекций [1,2], при этом магнитный поток движется в направлении этой проекции под углом к действующей силе Лоренца, а возникающее электрическое поле, направлено под углом к току. Таким образом удается количественно описать известное явление направляемого движения магнитного потока [5].

Описанный механизм является локальным и позволяет определять критические плотности тока при произвольных направлениях магнитной индукции и тока. Для того чтобы найти критический ток образца при заданном направлении внешнего поля, приходится решать самосогласованную задачу, учитывающую вклад протекающего тока в величину и направление магнитной индукции [2,6]. В частности, известное явление возрастания критического тока с ростом магнитного поля (пик эффект) является следствием влияния собственного поля тока, выводящего суммарный вектор индукции из оптимальной ориентации внешней компоненты. При этом критические плотности тока остаются монотонными функциями магнитной индукции.

Зависимость регистрируемого эффективного сопротивления сверхпроводника от тока, так же как и от внешнего поля и температуры определяется макроскопической неоднородностью материалов с высокой токонесущей способностью [7].



Рис. 3 Пример трехмерного сечения поверхности анизотропного пиннинга для следующих компонет тензоров U и L: U₁₁=1, U₂₂=2, U₃₃=5, L₁₁=3, L₂₂=13, L₃₃=1, и для магнитной индукции, лежащей в плоскости с направляющим вектором (0.7,0.447,0.557)

1. Е.Ю.Клименко, С.В.Шавкин, Сборник расширенных тезисов 1 международной конференции «Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости» Москва-Звенигород 2004, сс. 126-127.

2. E.Yu. Klimenko, S.V. Shavkin, P.V. Volkov, JETP, v.85(3), pp. 573-587 (1997).

3. E.Yu. Klimenko, S.V. Shavkin, P.V. Volkov, The Physics of Metals and Metallography, vol. 92, No 6, pp. 552-556 (2001).

4. E.Yu. Klimenko, M.S. Novikov, A.N. Dolgushin, The Physics of Metals and Metallography, vol. 92,No 3, pp. 219-224 (2001).

5. A.K.Niessen, C.H.Weisenfeld, J.Appl.Phys., 40, pp. 384-393 (1969)

6. E.Yu. Klimenko, V.G. Kon, "Superconductivity" Transact. of Conf. on Techn. Utilisation of Superconductivity, Alushta 1975 (M. Atomizdat, 1977) v.4 pp.114-121.

7. E.Yu. Klimenko, A.B.Imenitov, S.V. Shavkin, P.V. Volkov JETP, 127, iss.1, pp. 56-73, (2005).

Исследование возможности технического применения ВТСП ленты 2-го поколения ТНЕVA

Алексеев М.П., Демихов Е.И., Костров Е.А., Мальгинов В.А., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Представлены экспериментальные вольтамперные характеристики (ВАХ) ВТСП провода второго поколения на основе DyBCO, производства фирмы THEVA (Германия) сечением 10х0,1 мм². Характеристики сняты на постоянном и переменном токах при температуре 77К.

Структура ВТСП ленты THEVA (см. Рис.1) нанесена на подложку из никелевого сплава Hastelloy C276. Для технического применения этой ленты, в том числе в токовводах и обмотках, необходимо разработать технологию соединения ВТСП



Рис.1. Поперечное сечение ВТСП ТНЕVА.

ленты между собой и с нормальным металлом. Предпочтение было отдано паяным контактам из-за их большей надежности и меньшего контактного теплового и электрического сопротивлений по сравнению с прижимными. Несмотря на использование при пайке лент специализированных припоев Sn96Ag4 и Sn62Pb36Ag2, которые в отличии от Sn60Pb40, Sn40Pb60 и индия заметно снижают миграцию серебра с поверхности ленты в припой, полного растворения серебра в припое так и не удалось избежать. Качественная пайка осуществлена с помощью сплава Вуда.

Измерены вольт- амперные характеристики ВТСП ленты на переменном токе. Исследуемый образец припаивался к медным клеммам вторичной обмотки трансформатора, при этом схема включения (см. рис.2) по сути представляла собой резистивный



рис.2. Принципиальная схема токоограничителя.

токоограничитель, предотвращающий повреждение сверхпроводящей ленты в случае её перехода в нормальное состояние. По ленте пропускался переменный ток промышленной частоты и измерялись напряжения 2-3 и 1-1 (с разных клемм). Расположение потенциальных контактов показано на рисунке 3.



рис.3. Расположение потенциальных контактов.



рис.4. Вольт-амперная характеристика ВТСП ленты THEVA.

Снято несколько ВАХ ВТСП лент различающихся технологией пайки (различные флюсы, температуры жала паяльника). На рис. 4 приведена одна из таких характеристик. Начальный наклон кривой связан с индуктивностью образца. В большинстве случаев переход сверхпроводника в нормальное состояние происходил в месте припайки ленты к



рис.5. Зависимость напряжения (2-3) на контактах от тока

клемме, ток перехода составлял 105 -113 А, причем при термоциклировании наблюдалось его уменьшение, что связано с деградацией паянного соединения. Пример такой деградации показан на рис. 5, где ток перехода сверхпроводника в нормальное состояние уменьшается с каждым вводом, при этом растет сопротивление контакта. Для снижения её уровня, исследовалось влияние различных флюсов и температурных режимов пайки на величину контактного сопротивления. Наилучшая пайка была получена при использовании сплава Вуда с флюсом ЛТИ-120. Используя данную технологию, ВТСП лента была припаяна к шунту из технической меди, сечением 15х1 мм², при этом сам шунт был облужен припоем Sn62Pb36Ag2.

В большинстве конструкций ВТСП токовводов, охлаждаемых исключительно испаряющимся жидким гелием, сверхпроводящие ленты припаиваются к шунту из нормального металла, это предотвращает повреждение токоввода при переходе сверхпроводника в нормальное состояние. В данном эксперименте была снята ВАХ (см. рис. 7) на постоянном токе сборки ВТСП лента THEVA + шунт (см. Рис. 6), а также исследовано влияние термоциклирования. После десяти циклов захолаживания жид-



рис.6. Элемент ВТСП токоввода

ким азотом – отогревания феном, ВАХ исследуемого образца не изменилась, что говорит об отсутствии деградации паянного соединения.



Из ВАХ, изображенной на рис.7, была выделена зависимость напряжения на ВТСП ленте от тока через сверхпроводник. Эквивалентная схема исследуемого образца представлена на рис. 8. Из-за на-

личия контактных сопротивлений, на медном шун-



те появляется разность потенциалов, поэтому через

 $I_{shunt} = \frac{U}{R_{shunt}}$, таким образом, через сверхпроводник течет ток равный $I_{hts} = I - I_{shunt}$, где: U – напряжение на участке 1-2, I – полный ток, R_{shunt} =11.33 мкОм – эл. сопротивление медного шунта, $R_{contact}$ - контактное сопротивление.

Начальный наклон ВАХ (рис.7) определяется сопротивлением R=3.375 мкОм (из рис. 7), предполагая, что на начальном прямом участке ВАХ $R_{hts} = 0$,

$$R = \frac{2 \cdot R_{contact} \cdot R_{shunt}}{R_{s} + 2 \cdot R}$$

получаем, что $R_{shunt} + 2 \cdot R_{contact}$, откуда оценим контактное сопротивление 2.4 мкОм. По закону Ома, вклад сверхпроводящей части в электрическое напряжение на участке 1-2 может быть оценен как U_{hts} =U-2·I_{hts}·R_{contact}. Зависимость U_{hts} от I_{hts} представ-



лена на рис.9.Как видно из графика, критический ток сверхпроводящей части составляет 122 А (критерий 1 мкВ/см), это значение меньше паспортного критического тока исследуемой ленты 180 А, что может говорить о снижении критического тока в процессе пайки.

Заключение. В результате работы сняты ВАХ сверхпроводника THEVA на постоянном и переменном токе, измерены контактные сопротивления, исследовано влияние термоциклирования на сопротивление паяного соединения ВТСП лента - медь. Полученные результаты показали, что лента пригодна для технического применения к примеру в ВТСП токовводах. Однако, следует обратить внимание на дальнейшее улучшение технологии изготовления контактов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-08205) и Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-2693.2006.2, Госконтракт №02.445.11.7346).

Многократное умножение частоты при помощи керамики YBaCuO

Кузьмичёв Н.Д. Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, Саранск 430000, Россия Славкин В.В. Саранский кооперативный институт, Саранск 430000, Россия Головашкин А.И. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Представлено описание несложного устройства на основе керамики YBa₂Cu₃O_{7-х} для умножения частот с большой кратностью эффективного на низких и высоких частотах.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости дало возможность более широкому внедрению в повседневную практику различных сверхпроводниковых устройств [1-2]. Основным рабочим ВТСП-веществом современной сверхпроводниковой электроники является соединение YBCO хорошо синтезируемое и стабильное [2]. Целью создания формирователя гармоник является расширение спектра формируемых гармоник, упрощения схемы, эффективности и надежности работы. Принцип работы формирователя гармоник [3] основан на нелинейных свойствах намагниченности поликристаллов ВТСП. Аналогом формирователя гармоник был взят умножитель частоты, нелинейным элементом которого является варикап [4]. Формирователь гармоник на основе ВТСП YBCO проще конструктивно, обладает большим спектром формируемых гармоник (n = 27 и более) на низких, высоких и сверхвысоких частотах, имеет широкий динамический диапазон, надежен практически при любых амплитудах входного сигнала. Он может быть использован для умножения частоты в радиоизмерительной аппаратуре, в криогенной электронике и в других прикладных областях.

На рис. 1 приведена принципиальная электрическая схема формирователя гармоник. Он содержит первую 1, вторую 2 и третью 3 катушки индуктивности, сердечник 4 выполнен из поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника YBCO.



Рис.1. Принципиальная электрическая схема формирователя гармоник: 1- катушка возбуждения; 2 и 3 – компенсационные (выходные) катушки; 4 – сердечник из поликристалла YBCO.

Формирователь гармоник работает следующим образом. На катушку 1 подается синусоидальный сигнал заданной частоты. В результате взаимной индукции во второй 2 и третьей 3 катушках индуктивности имеющих одинаковое количество витков, индуцируются синусоидальные сигналы, одинаковые по амплитуде. Вторая 2 и третья 3 катушки индуктивности, кроме того, включены встречно, что компенсирует наведенные в них ЭДС при отсутствии сверхпроводящего сердечника 4 (рис. 1). При введении во вторую катушку индуктивности 2 сердечника 4 из поликристалла ҮВСО отклик сердечника 4 из-за нелинейности намагниченности будет иметь сложную форму. Так как входной сигнал (в отсутствии сердечника) скомпенсирован и на выходе формирователя гармоник отсутствует, то при введении сердечника 4 выходной сигнал будет полностью определяться его откликом. На концах катушек 2 и 3 наводится негармоническая ЭДС ε пропорциональная производной по времени намагниченности

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt} \,. \tag{1}$$

Здесь $M = \frac{1}{V} \int_{V} \vec{M} d\vec{S} dz$ – намагниченность образца;

 \vec{S} – ориентированное сечение образца; \vec{M} - вектор

намагниченности образца в сечении \vec{S} ; N – число витков приемной катушки; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \Gamma$ н/м – магнитная постоянная, z- координата в направлении

S. Таким образом, из синусоидального сигнала, поданного на вход формирователя гармоник, формируются совокупность гармоник, частоты которых соответствуют умножению входной частоты в нечетное число раз. Величины ε_n пропорциональны амплитудам гармоник намагниченности M_n [5] ($\varepsilon_m = \mu_0 NSn\omega M_n / \sqrt{2}$):

$$M_n = 2\sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{m!(m+n)!} \left(\frac{h}{2}\right)^{2m+n} \frac{dM^{(2m+n)}(0)}{dH^{2m+n}}.$$
 (2)

Здесь n – номер гармоники; ε_n – напряжение n –ой гармоники; $\omega = 2\pi v$ - частота поля; $\frac{dM^{(2m+n)}(0)}{dH^{2m+n}}$ - производная по H (напряженности магнитного по-

ля) от намагниченности M(H) порядка 2m+n вычисленная для H = 0. Амплитуды гармоник плавно убывают с ростом коэффициента умножения. Из этого следует эффективность работы формирователя гармоник при больших (вплоть до n = 27) кратностях умножения.

Динамический диапазон формирователя в основном ограничивается допустимым током входной катушки, а не сверхпроводящим сердечником, который может работать вплоть до разрушения сверхпроводящего состояния. Формирователь гармоник работает в интервале температур, при которых сердечник является сверхпроводником. Длительная эксплуатация сверхпроводящего сердечника приводит к деградации его сверхпроводимости. В этом случае, можно применить устройство для автоматической подстройки формирователя гармоник (подстройки амплитуд высших гармоник).

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. В.Л. Гинзбург, УФН. 170, 619 (2000).

2. Н.А. Черноплеков, Вестник РАН. 71, 303 (2001).

3. Н.Д.Кузьмичев, В.В.Славкин, Г.М. Полежайкин, Авторское свидетельство № 1612932 (1990).

 Авторское свидетельство СССР № 523507, (1973).

5. Н.Д. Кузьмичёв, ЖТФ. 64, 63 (1994).

Генерация мощных микросекундных импульсов напряжения с помощью сверхпроводящих экранов

Куроедов Ю.Д., Дорофеев Г.Л., Вяткин В.С. ФГУ РНЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия

Предложены два способа накопления энергии с помощью индуктивного накопителя и быстрого вывода её в нагрузку с помощью сверхпроводящего магнитного экрана. Распространение "бегущей магнитной волны" со скоростью до 10 км/сек, создающее изменение магнитного поля до 10⁸ Тл/с позволяет разрабатывать генераторы импульсных токов микросекундного и субмикросекундного диапазонов на новых физических принципах.

Импульсные источники энергии на основе сверхпроводящих индуктивных накопителей имеют значительные преимущества по удельным характеристикам по сравнению с емкостными.

Однако, из-за высокой индуктивности их накопительных обмоток, а также ограничения на скорость изменения магнитного поля индуктивные накопители не пригодны для получения коротких электрических импульсов без дополнительных каскадов увеличения мощности.

Авторами настоящей работы предложены два способа накопления энергии с помощью индуктивного накопителя и быстрого вывода её в нагрузку с помощью сверхпроводящего магнитного экрана [1,2].

В работе [1] экран является магнитной плотиной на этапе накопления энергии. Магнитное поле запасается в промежутке между обмоткой соленоида и магнитным экраном, размещенном внутри соленоида. Вывод энергии производится при разрушении сверхпроводимости экрана, при этом затухающий магнитный поток подхватывается вторичной обмоткой, размещенной внутри экрана.

В работе [2] экран является одновитковым индуктивным накопителем. Можно запасать энергию в объеме ограниченным экраном, который в этом случае является первичной обмоткой одновиткового импульсного трансформатора на этапе вывода энергии - при переходе экрана в резистивное состояние. В качестве магнитного экрана может использоваться СП стержень, вторичная обмотка располагаться на стержне и при переходе намагниченного стержня в нормальное состояние магнитный поток проникает внутрь стержня, быстрое изменение магнитного потока, связанного со вторичной обмоткой наводит в ней ЭДС.

При исследовании особенностей разрушения сверхпроводимости экранов в виде тонкостенных трубок и намагниченных стержней обнаружено самопроизвольное распространение нормальной фазы вдоль экрана при переводе части его в нормальное состояние [3,4]. Внутрь пространства, ограниченного СП экраном, проникает магнитный поток и вдоль оси экрана бежит магнитная волна (БМВ) амплитудой порядка 1 Тл со скоростями 1- 10 км/с. Во вторичной обмотке возникает напряжение, пропорциональное скорости БМВ, сечению экрана и плотности намотки вторичной обмотки.

Удельная разрывная мощность сверхпроводника может достигать величины $p_{C\Pi} = J^2 \cdot \rho = 1-100$ Мвт/см³ (плотность токов $J_C = 10^5 - 10^6$ A/см², удельное сопротивление в нормальном состоянии $\rho = 10-100$ мкОм*см²).

Удельная разрывная мощность устройства в целом может достигать величины $p_{CUCT} = MBT/cm^3$ [5].

Длительность переднего фронта импульса определяется временем перехода экрана в нормальное состояние τ_1 . Физическим пределом для τ_1 является время развала сверхпроводящей пары, достигающее $10^{-11} \div 10^{-12}$ с. Длительность фронта τ_2 ограничена временем магнитной диффузии сквозь стенку экрана толщиной *a*, диаметром *D* и равно $\tau_2 = D^*a^*\mu$ / $\rho \sim 10^{-5}$ - 10^{-8} с.

Проведены исследования множества конструкций СП экранов из сплава HT50 в виде тонкостенных цельнотянутых трубок, трубок из фольги, пропаянной вдоль образующей цилиндра, толстостенной трубы из набора колец, вырубленных из фольги, а так же пленок, нанесенных магнетронным напылением на подложки из разных материалов.

Полученные результаты по исследованию сверхпроводящих экранов, позволяют сделать вывод о возможности создания СП экранов со следующими основными параметрами : из ниобий титановой фольги (поле 0,2-0,3Тл), или ниобий оловянной фольги (поле до2-3Тл), или сверхпроводящих проводов в резистивной матрице (поле до 5-10Тл) мощных импульсных генераторов с удельной запасенной энергией 100 Дж/дм³, 10 кДж/дм³ И 100 - 400 кДж/дм³, соответственно с временем вывода энергии (коммутации потока) порядка 10⁻³ – 10⁻⁶ сек, с мощностью в импульсе 10 - 100МДж/дм³.

Проведенные исследования характерных времен процессов, связанных с термомагнитной неустойчивостью СП состояния - скачками магнитного потока, их развитием и скоростью распространения вдоль сверхпроводника показали, что эти процессы происходит за очень кроткие времена. Так, характерное время скачка магнитного потока в проволоке из сплава НТ50 диаметром 0,1-0,4мм не превышает долей микросекунды. Скорость распространения фронта магнитного потока вдоль сверхпроводника сечением S =0,01мм² превышает 10км/сек.

Проникновение магнитного потока внутрь намагниченного сверхпроводника, при скачке магнитного потока, наводит ЭДС в обмотке, намотанной на этот сверхпроводник. Скачек может быть вызван термомагнитной неустойчивостью СП состояния или спровоцирован дополнительным импульсом поля или тока.

Быстрое изменение магнитного потока в самом проводнике и близлежащем окружении дает возможность использовать скачки магнитного потока для генерации коротких электромагнитных импульсов субмикросекундного и наносекундного диапазона.

Быстрое распространение магнитного потока внутрь СП проволочек связано с разрушение метастабильного состояния экранирующих токов при превышении поля намагничивания $B_n = 0,3$ Тл для NbZr и NbTi проволочек при $T = 4,3^0$ К. При этом плотность энергии магнитного поля равна дельной теплоемкости этих материалов.

На рис.1 представлена осциллограмма напряжения на макетном СП генераторе, состоящем из восьмидесяти NbZr проволочек диаметром 0,24 мм, длиной 40 мм, на который намотана вторичная обмотка диаметром 3,3 мм. Пакт проволочек охлаждался в жидком гели и намагничивался в продольном поле соленоида. Полученные импульсы напряжения более 70В подтверждают возможность создания генераторов электрических импульсов микросекундного диапазона.



Рис 1 Напряжение на вторичной обмотке генератора из пакета NbZr проволочек, намагниченных в продольном поле 0,8 Тл

Генераторы можно создавать и на других сверхпроводниках, имеющих область термомагнитной неустойчивости при боле высокой температуре, так в поликристаллах MgB₂ скачки магнитного потока наблюдались в диапазоне температур 7-9⁰ K, скорость изменения поля достигала 10⁸ Tл/c[6].

Известно, что в ВТСП материалах также существуют области термомагнитной неустойчивости, однако сильная анизотропия их сверхпроводящих свойств потребует значительных технологических ухищрений для создания макроскопических образцов с необходимой текстурой.

Распространение "бегущей магнитной волны " со скоростью до 10 км/сек, создающее изменение магнитного поля до 10⁸ Тл/с позволяет разрабатывать генераторы импульсных токов микросекундного и субмикросекундного диапазонов на новых физических принципах [5].

- Ю.Д. Куроедов, Г.Л. Дорофеев. А/С 1736016 SU. Бюл. Изобр. №19, 1992.
- В.С. Вяткин, Г.Л. Дорофеев, Ю.Д. Куроедов. 2219685 RU. 2003. Бюл. Изобр. №35.
- 3. G.L. Dorofeev et al. Inst. Phys. Conf. Ser. 2003. №181, Pp. 2172-2178 (Proceeding EUCAS'03).
- G.L. Dorofeev, Yu.D. Kuroedov, V.S. Vyatkin. Physica C. 402, Issues 1-2, 2004, Pp. 96-198
- 5. V. Chabanenko et al. J. Low Temp. Phys. Vol. 130, No. 3/4, 2003, pp. 175-191.
- Ю.Д. Куроедов, Г.Л. Дорофеев, В.С. Вяткин. Прикладная физика №5, 2005. Стр. 115125.

Бикристаллические подложки пленочных высокочастотных высокотемпературных сверхпроводящих джозефсоновских переходов

Котелянский И.М., Кравченко В.Б., Лузанов В.А., Миргородская Е.Н., Соболев А.Т. Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал,г. Фрязино Московской области, Россия

В настоящем докладе будут обсуждаться проблемы изготовления бикристаллических подложек для пленочных высокочастотных высокотемпературных сверхпроводящих джозефсоновских переходов из бикристаллов галлата неодима и сапфира, полученных методом высокотемпературной диффузионной сварки под одноосным давлением (NdGaO₃) и выращенных непосредственно из расплава методом Степанова (лейкосапфир).

На сегодняшний день из всех известных типов высокотемпературных джозефсоновских переходов наилучшими параметрами обладают бикристаллические. Основными материалами бикристаллических подложек для высокочастотных высокотемпературных сверхпроводящих джозефсоновских переходов являются неодим галлата и лейкосапфир. NdGaO₃- материал, наиболее оптимальный для выращивания совершенных по кристаллической структуре гетероэпитаксиальных пленок высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-х.} Он, как и YBa₂Cu₃O_{7-х.} обладает орторомбической кристаллической структурой, наименьшим (<0,3%) рассогласованием соответствующих параметров кристаллических решеток и близостью величин их коэффициентов термического расширения. Сапфир обладает низкой диэлектрической постоянной (ε_0 = 9-12), малым тангенсом угла диэлектрических потерь (tg $\delta < 3x10^{-5}$).

В настоящее время бикристаллические подожки изготавливаются из бикристаллов, полученных высокотемпературной диффузионной сваркой монокристаллических блоков, специально разориентированных по отношению друг к другу на заданный угол. Нами проведены исследования, в результате которых разработана технология изготовления этим методом бикристаллических подложек из неодима галлата [1] для всех известных типов бикристаллических джозефсоновских переходов: симметричные плоскостной и наклонный, а также недавно предложенный нами асимметричный наклонный [2]. На этих подложках изготовлены высокочастотные (включая терагерцовый частотный диапазон) джозефсоновские переходы с рекордными критическими параметрами при Т=77К: плотности критического тока $(2-5)x10^5$ A/см² и характерное напряжение до 0,6-0,9 мВ[3]. Однако этот метод изготовления бикристаллов чрезвычайно сложен и трудоемок. Для его проведения мы изготовили специальную установку, позволяющую проведение процесса сварки при температуре до 1600° С и, самое сложное, при строго одноосном давлении до 3000 H/см².

Качество бикристаллической подложки, прежде всего, определяется плотностью и размерами различного рода субмикронных дефектов (в том числе пор и включений размером менее 100нм) на бикристаллической границе. Эти дефекты приводят к формированию в гетероэпитаксиальной пленке YBa₂Cu₃O_{7-х} локальных кристаллических дефектов и, таким образом, практически определяют не только значения критических параметров перехода, но и возможность их воспроизведения. Как показали наши эксперименты, это предъявляет жесткие требования к поверхности свариваемых блоков: плоскостность не хуже 1/8 кольца Ньютона, шероховатость менее 2нм, отсутствие деформированного приповерхностного слоя, содержащего микротрещины и субмикронные включения, а также плоскопараллельность с противоположной стороной блока не хуже минуты. Но даже выполнение таких жестких условий не полностью обеспечивает изготовление методом сварки подложек с дефектностью бикристаллических границ, необходимой для практики воспризводимостью критических параметров джозефсоновских переходов.

Для значительного уменьшения концентрации дефектов на их границе и при этом резкого снижения трудоемкости изготовления бикристаллических подложек мы предложили использовать бикристаллы, выращенные непосредственно из расплава [4].

К началу наших исследований из расплава методом Чохральского выращивались бикристаллы различных металлов и полупроводников, но только кубической сингонии, обладающие, как известно, изотропным коэффициентом термического расширения (КТР). А материалы, наиболее подходящие для изготовления указанных устройств - NdGaO3 и Al₂O₃ _ имеют более низкую симметрию и таким важным свойством для выращивания бикристаллов из расплава не обладают. Наш анализ возможностей известных методов выращивания из расплава показал, что наиболее подходящим методом для выращивания бикристаллов из материалов с анизотопными КТР является метод Степанова. Основанием для нашего вывода о предпочтении метода Степанова для выращивания бикристаллов некубической сингонии послужило то обстоятельство, что в этом методе «продольный» градиент вдоль плоскости формообразователя сравнительно небольшой благодаря хорошей теплопроводности металла (молибдена) формообразователя и, кроме того, в его узком зазоре конвекция в значительной мере подавлена.. Этим методом нами впервые выращены бикристаллические ленты лейкосапфира длиной

110мм 2-х ориентаций (1102) и (1010) с бикристаллическим углом $\alpha = 2x14^{\circ}$, оптимальным для изготовления бикристаллических джозефсоновских переходов [2]. Однако, из-за взаимодействия расплава галлата неодима с молибденовыми формообразователем и контейнерами, которыми стандартно оснащаются установки для выращивания методом Степанова, выращивать с их помощью кристаллы NdGaO₃ не возможно. Поэтому мы исследовали возможности выращивания бикристаллов NdGaO₃ методом Чохральского. Для этого был спроектирован и изготовлен специальный тепловой узел, который позволил значительно уменьшить радиальный градиент температуры и создать условия роста, позволяющие воспроизводимо выращивать высококачественные оптически однородные бездвойниковые монокристаллы NdGaO₃ кристаллографических ориентаций, как основных [001] и [110], так и с отклонением от них на углы до 26°. В последнем случае кристаллы получались не симметричными, но также были высокачественными. Выращены бикристаллы, соответствующие природным 90° и 180° двойникам NdGaO₃. К сожалению, такие бикристаллы, выращенные на затравки с естественной границей двойникования, непригодны для изготовлени на их основе джозефсоновских переходов. В случае выращивания бикристаллов на составные затравки с углами разориентации $\alpha = 22^{\circ}-28^{\circ}$, необходимые для изготовления бикристаллических подложек джозефсоновских переходов, происходит быстрое выклинивание одного из блоков уже в процессе расширения кристалла, и далее растет только один монокристалл. Проведенные исследования позволили нам сделать предположение, что причиной этого является орторомбическая структура неодима галлата и, как следствие, его анизотропные физические свойства, в частности, коэффициент термического расширения. Поэтому, помимо сформулированных ранее в [3] условий, необходимых для выращивания бикристаллов полупроводников методом Чохральского, которые соответствуют условиям получения бездислокационных монокристаллов, возникают дополнительные сложности, обусловленные анизотропией свойств (в частности КТР) NdGaO₃. Нами определены следующие основные требования, соблюдение которых необходимо для выращивания некубических бикристаллов:

1. Направление роста бикристалла должно совпадать с направлением одной из базисных осей элементарной ячейки кристалла.

2. Полная идентичность кристаллографических ориентаций поверхностей блоков составной затравки, перпендикулярных направлению роста.

3. Совпадение оси затравки с осью вращения и с центром теплового поля в тигле.

Проанализированы экспериментальные возможности реализации этих требований.

Работа поддержана РФФИ (грант 04-01-16687)

1. I.M. Kotelyanskii., V.B. Kravchenko., V.A. Luzanov., Abstract European Conf. Appl. Supercond. EUCAS-95, Edinburg, 1995, rep. SD.15, p. 78

2. Л.П. Егоров, И.М. Котелянский, В.Б. Кравченко, В.А. Лузанов. Поверхность.

Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005, № 11, с. 50-52.

3. Г. Матаре. Электроника дефектов в полупроводниках. М. Изд-во «Мир», 1974, с. 461.

Расчет критического состояния сверхпроводящих слоистых структур, основанный на численном решении уравнений Гинзбурга-Ландау

Лыков А.Н., Цветков А.Ю.

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

Разработан метод расчета критического состояния сверхпроводящих слоистых структур, основанный на численном решении уравнений Гинзбурга-Ландау. Предполагается, что сверхпроводящие слои имеют бесконечную ширину и длину, транспортный ток и внешнее магнитное поле взаимно перпендикулярны и направлены вдоль слоев. Кроме того, полагается, что взаимное влияние сверхпроводящих слоев, в которых отсутствуют вихри, осуществляется через магнитное поле. Найден метод анализа критического состояния слоистых структур, основанный на элементарных преобразованиях распределения плотности критического тока по слоям в отсутствие внешнего магнитного поля.

Обычно используемый подход для анализа критического состояния сверхпроводников основан на изучении взаимодействия вихревой системы с дефектами кристаллической решетки [1]. Многообразие свойств вихревой системы в сверхпроводниках, которая является квантовой упругой средой с нелинейной электродинамикой, обуславливает сложность данной проблемы. В данной работе предлагается новый метод изучения критического состояния слоистых сверхпроводников, основанный на точном решении уравнений Гинзбурга-Ландау для тонких пленок [2].

Рассматривается набор длинных и широких сверхпроводящих пластин толщины D в магнитном поле H, параллельном поверхности пластин, в которых течет транспортный ток перпендикулярно внешнему полю. В качестве транспортного тока I используется произведение его плотности на толщину пластины, то есть ток, приходящийся на единицу ширины пластины. Задача нахождения критического тока такой структуры разбивалась на две части.

В первой части работы на основе самосогласованного решения системы уравнений Гинзбурга-Ландау находилась зависимость критического тока I_c от величины внешнего магнитного поля для отдельной пластины. При этом полагалось, что сверхпроводящие пластины находятся в безвихревом состоянии. Для записи уравнений Гинзбурга-Ландау в данном случае удобно использовать декартову систему координат (x, y, z) с осями y и z, направленными параллельно плоскости поверхности пластин, причем ось z направлена параллельно внешнему магнитному полю, а транспортный ток течет вдоль оси y. Используя обычный метод выбора калибровки вектора потенциала **А**, можно записать уравнения Гинзбурга- Ландау в следующем виде:

$$\frac{d^2 U}{dx_a^2} - \psi^2 U = 0, \qquad (1)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx_{\lambda}^2} + \kappa^2 \left(\psi - \psi^3\right) - U^2 \psi = 0, \qquad (2)$$

где ψ - модуль параметра порядка и к - параметр Гинзбурга-Ландау. При этом векторный потенциал имеет лишь у-компоненту, $\mathbf{A} = \mathbf{e}_{y} A(x)$. Вместо размерных значений потенциала A, индукции поля B(**B**=rot**A**). и плотности тока в сверхпроводнике - j_s здесь введены безразмерные величины $U(x_{\lambda})$, $b(x_{\lambda})$ и $j(x_{\lambda})$:

$$A = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda} U, \ B = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} b, \ x_\lambda = \frac{x}{\lambda}, \ \mathsf{M}$$
$$j(x_\lambda) = j_s \left(\frac{c\phi_0}{8\pi^2\lambda^3}\right)^{-1} = -\psi^2 U, \qquad (3)$$

где с– скорость света в вакууме, ϕ_0 – квант потока, λ - Лондоновская глубина проникновения магнитного поля. При этом мы использовали обычные граничные условия. Уравнения решались методом итерации.

Затем находился критический ток слоистой структуры путем подбора оптимального распределения транспортного тока по составляющим ее пластинам. При этом предполагалось, что соседние сверхпроводящие слои структуры разделены достаточно толстым слоем изолятора, то есть джозефсоновским взаимодействием между слоями можно пренебречь. Чтобы учесть электрическое взаимодействие между сверхпроводящими слоями, мы полагали, что все они соединены сверхпроводящими перемычками при $v=\pm\infty$. При этом мы искали такое распределение транспортного тока по слоям, при котором все слои переходят в нормальное состояние одновременно. Если *h_i* – магнитное поле, в котором находится і - слой, то в критическом состоянии через него пропускается ток на единицу ширины пленки, равный критическому току пластины $I_c(h_i)$, который определялся на основе численного решения уравнений Гинзбурга-Ландау в первой части нашей задачи. Тогда во всех слоях структуры устанавливается критическая плотность тока. Ток, проходящий через *i*-пластину, создает магнитное поле, определяемое соотношением:

 $H_{I} = \frac{2\pi}{c} I_{I}$. Причем это поле не зависит от расстояния до пластины и имеет противоположную направленность по разным сторонам пластины. Согласно принципу суперпозиции полей мы должны просуммировать вклады каждого слоя для нахождения магнитного поля, в котором находится произвольный *i*-ый сверхпроводящий слой. Распределение тока по слоям рассчитывалось также методом итераций.



Рис. 1. Зависимость усредненного критического тока от магнитного поля для слоистых структур с разным количеством слоев (*N*). В этом случае к=10, а толщина слоев равна 0.3λ.

На рис.1 показан пример полученной вышеописанным методом зависимости усредненного критического тока от магнитного поля:

$$< I_c >= \frac{1}{N} \sum_{I=1}^{N} I_{ci}$$

где N – количество слоев в слоистой структуре. Значения $<I_c>$ приведены в безразмерных единицах. С увеличением количества слоев увеличивается магнитное поле, которое они создают, и их роль, естественно, увеличивается. Это проявляется в уменьшении плотности критического тока и в изменении характера зависимости $<I_c>(h)$ – она приближается к линейной. Причем с увеличением магнитного поля это влияние уменьшается, и усредненный критический ток приближается к $I_c(h)$ одного слоя.

Данный метод исследования критического состояния многослойных сверхпроводящих структур позволяет получить распределение по слоям транспортного тока и магнитного поля (рис.2). Интересно отметить, что распределение транспортного тока в критическом состоянии в магнитном поле получается путем сдвига этого распределения в нулевом поле на некую величину. Очевидно, что внешнее магнитное поле (*h*) можно заменить магнитным полем транспортного тока неких виртуаль-



Рис. 2. Распределение тока по слоям в критическом состоянии в различных магнитных полях (h). Мы полагаем N=200, $\kappa=10$, и $D=0.3\lambda$.

ных слоев. При этом должны быть выполнены два условия. Первое: в области реальных слоев они должны создавать магнитное поле, равное внешне му. Второе: в полученной слоистой структуре, состоящей из реальных и виртуальных слоев, в критическом состоянии должно быть реализовано симметричное распределение транспортных токов, характерное для слоистой структуры, состоящей из N+l слоев, в нулевом магнитном поле. При этом сдвиг максимума критического тока получается путем подбора количества виртуальных слоев *l*. Таким образом, зная зависимость критического тока от магнитного поля для одного сверхпроводящего слоя $I_c(h)$, можно легко получить зависимость усредненного критического тока от магнитного поля и распределение транспортного тока по слоям в многослойной структуре в критическом состоянии.

Существование безвихревого мейснеровского состояния в слоях, которое предполагалось в данной работе, конечно является важным ограничением, поскольку в обычных экспериментах вихри в слоях присутствуют, и именно их взаимодействие с центрами пиннинга определяет величину критического тока. Полученную нами зависимость $<I_c>(h)$ можно рассматривать как верхнюю границу критического тока слоистых структур в параллельном магнитном поле.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Российской Федерации в рамках госконтракта №01.2.00 316542, РФФИ (проект №06-02-17391) и государственной поддержке ведущих научных школ.

 G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1125 (1994).
А.Н.Лыков, А.Ю.Цветков, Г.Ф.Жарков. ЖЭТФ,

128, 392 (2005).

Низкочастотный шум и электрический транспорт в YBa₂Cu₃O_{7-х} бикристаллических переходах с взаимнонаклоненными осями [001]

Лятти М.В.^{1,2}, Дивин Ю.Я.^{1,2}, Поппе У.², Урбан К.², Губанков В.Н.¹ ¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва 125009, Россия. ² IFF-IMF, Исследовательский центр г. Юлиха, D-52425 Юлих, Германия.

Получены YBa₂Cu₃O_{7-х} бикристаллические переходы с взаимнонаклоненными осями [001] с высокими характерными напряжениями и исследованы их низкочастотные шумовые характеристики. Оказалось, что в данном типе переходов нормированные спектральные плотности мощности флуктуаций сопротивления и критического тока равны, кроме того, наблюдается полная корреляция между флуктуациями критического тока и сопротивления перехода. Эти факты свидетельствуют о том, что токи куперовских пар и квазичастиц текут через одни и те же места барьера. Механизмом транспорта как куперовских пар, так и квазичастиц, повидимому, является прямое туннелирование. Из известных моделей, транспортные характеристики YBa₂Cu₃O_{7-х} бикристаллические переходы с взаимнонаклоненными осями [001] лучше всего соответствуют модели перехода, в которой барьер образуется за счет изгиба зон сверхпроводника.

В последние годы были предпринято большое количество попыток выяснения механизмов электрического транспорта и причин возникновения низкочастотного шума в бикристаллических переходах (БП) из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП)¹. Для объяснения особенностей транспорта тока в БП были предложены многочисленные модели, которые учитывали *d*-симметрию параметра порядка в ВТСП, структурную разупорядоченность, дефицит кислорода и локализованные состояния внутри барьера, а также изгиб зон сверхпроводника в области барьера.¹ Было отмечено, что низкочастотные шумы в БП из ВТСП имеют вид 1/f и могут быть объяснены захватом носителей заряда ловушками, расположенными в изолирующем барьере.^{2,3}

Основные экспериментальные результаты были получены для БП с вертикальными осями [001] (БПВ), которые получаются при выращивании пленок ВТСП с вертикальной осью [001] на бикристаллических подложках. Из-за островкового роста пленки бикристаллическая граница в БПВ состоит из отдельных фасеток с разной разориентацией.⁴ Пространственная неоднородность бикристаллической границы, которая приводит к неоднородному распределению тока,⁵ большому разбросу параметров⁶ и низким характерным напряжениям¹ в БПВ, может являться основным препятствием на пути к пониманию механизмов транспорта тока в БП.

Недавно были получены БП с взаимнонакло-

ненными осями [001] (БПН), Данный тип переходов имеет на порядок меньшую амплитуду меандрирования бикристаллической границы и втрое большие характерные напряжения, чем в БПВ.^{7,8} Для того, чтобы выявить механизмы транспорта тока в БПН мы исследовали низкочастотные шумовые характеристики БПН.

Считается, что низкочастотный шум напряжения в БП из ВТСП вызван флуктуациями критического тока I_c и сопротивления R_n перехода и может быть записан как $\delta V = \delta I_c (\partial V / \partial I_c) + \delta R_n (\partial V / \partial R_n)$, где δI_c и $\delta R_n - \phi$ луктуации I_c и R_n , соответственно. В случае корреляции⁹ между δI_c и δR_n для вычисления спектральной плотности мощности флуктуаций напряжения S_V БП может быть применен стандартный формализм.¹⁰ Тогда, используя уравнения резистивной модели, $S_V(f,I)$ может быть записана как

$$S_{V}(f,I) = [I_{c}^{2}R_{d}/I]^{2}S_{i}(f) + V^{2}S_{r}(f) - 2k(f) V_{c}^{2}[S_{r}(f)S_{i}(f)]^{1/2}, (1)$$

где R_d – дифференциальное сопротивление перехода, $S_i = (S_{lc}/I_c^2)$ и $S_r = (S_{Rn}/R_n^2)$ - нормированные спектральные плотности мощности флуктуаций δI_c и δR_n , соответственно, $k(f) = |\gamma_{ir}(f)| \cos \theta_{ir}(f)$ – коэффициент корреляции, $\gamma_{ir}^2(f) = |S_{ir}(f)|^2/S_i(f)S_r(f)$ – функция когерентности, θ_{ir} – фаза взаимной спектральной плотности мощности флуктуаций $S_{ir}(f)$.¹⁰ Уравнение (1) не применимо при малых напряжениях, где ВАХ джозефсоновского перехода сильно сглажена тепловыми флуктуациями.

Были изготовлены YBa₂Cu₃O_{7-х} БПН на бикристаллических подложках из NdGaO3 с характерными напряжениями $I_c R_n$ вплоть до 8 мВ.¹¹ Для исследования были выбраны БП с осями [001], наклоненными на углы ±14°. Выбор данных переходов обусловлен их умеренными плотностями критического тока *j*_c, так чтобы для переходов с ширинами w в диапазоне 1-2 мкм в требуемом интервале температур выполнялось неравенство $w \leq 4\lambda_i$, где λ_i – джозефсоновская глубина проникновения. Каждый переход после изготовления был отожжен в атмосфере смеси озона и кислорода при температуре 140°С в присутствии УФ излучения. Измерения ВАХ и шумов БП проводились в гелиевом криостате при помощи четырехзондового метода. Спектры флуктуаций напряжения были получены при помощи спектроанализатора SR760 в частотной полосе 100 Гц – 25,6 кГц.

ВАХ БП с наклоненными на углы $\pm 14^{\circ}$ осями [001] были исследованы при температурах от 7 К до 75 К. В диапазоне температур 45–75 К ВАХ БПН находились в хорошем согласии с резистивной моделью. При более низких температурах 7-25 К ВАХ переходов лежали ниже соответствующих резистивной модели ВАХ с аналогичными значениями сопротивления R_n и критического тока I_c .

Зависимости $S_V(f)$ при различных токах смещения для большинства переходов имели вид $1/f^{\alpha} c \alpha = 0,7 \div 1,0$. С другой стороны такие зависимости могут быть представлены в виде суперпозиции фона вида 1/f и лоренцовских спектров отдельных ловушек.¹²

Для численного сравнения экспериментальных результатов с уравнением (1) были взяты только данные при температурах выше 45 К, где наблюдалось хорошее согласие ВАХ с резистивной моделью. Зависимость $S_V(f)$ на частоте 3,2 кГц от квадрата постоянного напряжения V на переходе для БПН показаны на рис. 1. Видно, что все кривые ведут себя сходным образом. При увеличении напряжения $S_V(f)$ сначала спадает до минимума, а затем растет пропорционально V^2 . Кривые $S_V(V^2)$ не сливаются, а идут параллельно друг другу при $V \ge I_c R_n$. Данное наблюдение находится в противоречии с поведением аналогичных кривых для БПВ, которые практически сливаются при больших напряжениях.^{2,13} Поведение $S_V(V^2)$ для БПН при $V \ge I_c R_n$ можно объяснить, если учесть корреляцию между δI_c и δR_n .

Используя подгонку экспериментальных данных при помощи уравнения (1), мы получили набор данных из S_i , S_r и k для каждой кривой. Результаты подгонки показаны на рис.1 штриховыми линиями. Набор параметров подгонки для трех различных переходов при T = 55 К представлен в таблице 1. Из таблицы 1 видно, что с 10 % точностью отношение $p = (S_i/S_r)^{1/2}$ равно единице для исследованных БПН. Это находится в противоречии с данными для БПВ, для которых величина p лежит в диапазоне от 2 до 3.8.^{2,3,13,14} Значения коэффициента корреляции для БНП равнялись -1 с точностью 15 %. Используя определение коэффициента корреляции, приведен-



Рис. 1. Зависимости S_P(f) на частоте 3,2 кГц от квадрата постоянного напряжения на переходе для БПН при температурах от 45 К до 65 К. Результаты подгонки экспериментальных данных при помощи уравнения (1) показаны штриховыми линиями.

<i>R_n</i> (Ом)	<i>I_cR_n</i> (мВ)	$S_i(3,2\kappa\Gamma \mu)$ ×10 ⁻¹² ($\Gamma\mu^{-1}$)	$S_r(3,2\kappa\Gamma\mu)$ ×10 ⁻¹² ($\Gamma\mu^{-1}$)	$p=(S_i/S_r)^{1/2}$	k
2,3	2,5	3,7±0,2	3,4±0,2	1,1±0,1	-1,1±0,15
3,3	1,9	3,4±0,1	3,5±0,1	1,1±0,1	-1,0±0,1
5,7	1,9	12±1	10±0,6	1,1±0,1	-1,1±0,15

Таблица 1. .Шумовые характеристики БПН при Т = 55 К.

ное в данной работе, можно сравнить полученные значения k с данными для YBCO БПВ, где $k \approx$ 0,25,¹⁴ и для BSCCO БПВ, где $k \approx 0.5$.¹³ Полная корреляция в противофазе флуктуаций δI_c и δR_n ($k \approx -1$) и $S_t/S_r = 1$ характерна для перехода с однородным пространственным распределение тока, в котором основным механизмом транспорта тока является прямое туннелирование, или, по крайней мере, в котором ток куперовских пар и ток квазичастиц текут через одни и те же места барьера.

Среди известных моделей БП, наши экспериментальные данные лучше всего согласуются с моделью, где барьер образуется за счет изгиба зон сверхпроводника.¹⁵ Флуктуации напряжения на переходе в этой модели могут быть объяснены флуктуациями встроенного заряда, также как и в полупроводниковых БП.¹⁶

1. H. Hilgenkamp, et.al., Rev. Mod. Phys. 74, 485 (2002).

2. M. Kawasaki, et. al., Phys. Rev. Lett. 68, 1065 (1992).

3. A. Marx, et. al., Appl. Phys. Lett. 67, 1929 (1995).

4. J. A. Alarco, et. al., Ultramicroscopy **51**, 239 (1993).

5. J. Mannhart, et. al., Science 245, 839 (1989).

6. P. Shadrin, et. al., IEEE Trans. Appl. Supercond., **11**, 414 (2001).

7. U. Poppe, et. al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 3768 (2001).

8. Y.Y. Divin, et. al., Physica C **372-376**, 115 (2002).

9. A.H. Miklich, et. al., Appl. Phys. Lett. **60**, 1899 (1992).

10. J.S. Bendat, Random Data : analysis and measurement procedures. J.Wiley and Sons, N.Y., 2000.

11. Y.Y. Divin, et. al., Appl. Supercond. 2003. IOP Conf. Series N 181. Ed.: A. Andreone, et. al. IOP Publishing (Bristol, Philadelphia), pp. 3112 (2004).

12. F. Herbstritt, et. al., Appl. Phys. Lett. 78, 955 (2001).

13. A. Marx, et. al., Phys. Rev. B 51, 6735 (1995).

14. L. Hao, et. al., Supercond. Sci. Technol. 9, 678 (1996).

15. J. Mannhart et. al., Mater. Sci. Eng. B 56, 77 (1998).

16. A.J. Madenach et. al., Phys.Rev. Lett. 55, 1212 (1985).

Критический ток в сверхпроводниках: роль механизмов необратимости

Максимов И.Л.

Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород 603950, Россия

Исследованы условия возникновения критического состояния в сверхпроводниках второго рода. Дано описание понятия критического тока с точки зрения физики неравновесных систем. Описана структура критического режима в токонесущем состоянии сверхпроводников.

Весьма важную роль в физике сверхпроводимости играет понятие критического тока в сверхпроводниках. Однако определение критического тока дается скорей в терминах экспериментально наблюдаемых эффектов, нежели в рамках какой-либо теоретической концепции. В данной работе дается теоретически продвинутое определение понятия «критический ток» в сверхпроводнике. Это понятие основано на физическом явлении нуклеационного убегания, эффективного в процессе зародышеобразования. Идея А.Ф. Андреева [2], далее развитая Лангером [3] о наличии точки неаналитичности в пересыщенном растворе, оказалась весьма продуктивной и предсказывает наличие линии убегания (в частности, в однокомпонентном пересыщенном растворе). Согласно современным теоретическим воззрениям, линия убегания разделяет на плоскости «пересыщение- температура» область, где элементарный акт зародышеобразования требует дополнительной энергии активации от зоны, где акт зародышеобразования является безбарьерным [1].

Учитывая то обстоятельство, что линия убегания на плоскости параметров разделяет режимы активационной и безактивационной нуклеации при рождении топологических дефектов, можно идентифицировать, например, сущность вольт-амперной характеристики сверхпроводников. В данном случае роль параметра неравновесности системы играет величина транспортного тока в ней, а роль управляющего параметра – внешнее магнитное поле. В результате ряда экспериментальных исследований обнаружено, например, что в области слабых магнитных полей переход сверхпроводника в резистивное состояние происходит в результате прохождения индивидуальных вихревых (или антивихревых) возбуждений- Абрикосовских вихрей- в сверхпроводнике. В области существенных значений магнитного поля вихри имеет место тенденция образования вихревых структур (решеток), в результате чего образуются вихревые кластеры (или группы вихрей) определяющие коллективные эффекты пиннинга/депиннинга вихрей (и, соответственно, вид ВАХ. сверхпроводника). Таким образом, характер ВАХ сверхпроводника существенно зависит от величины внешнего магнитного поля, что, главным образом, определяется видом вихревых возбуждений проникающих вглубь сверхпроводника.

Нами установлено, что внутри низкополевой зоны PC имеет место максимум критического тока сверхпроводника. В этой же зоне наблюдается эффект отрицательного дифференциального магнитосопротивления. Оба эти эффекта безусловно имеют отношение к низкополевым особенностям резистивного состояния. Между тем, известно, что в области сильных полей наблюдается эффект положительного магнитосопротивления, описываемого теорией Бардина-Стефена [4].

Таким образом, мы приходим к выводу, что структура резистивного состояния, также как и величина критического тока существенно определяется величиной внешнего магнитного поля *H*. Помимо того, важнейшую роль играет характер необратимости вихревого состояния в сверхпроводнике. Например, в случае, когда в системе имеет место необратимость, обусловленная как объемным пиннингом потока, так и поверхностным (краевым) барьером, вид кривой намагничивания может оказаться весьма экзотическим.

Для примера рассмотрим ситуацию в низкоразмерных сверхпроводниках.. В последнее время большое внимание уделяется исследованию влияния краевого барьера на резистивные характеристики токонесущего состояния низкоразмерных сверхпроводников. Так, в работе [5] обнаружено существенное влияние поверхностного барьера на величину сопротивления свехпроводника в режиме термоактивационного преодоления краевого барьера. В работе [6] исследовано влияние асимметрии краевого барьера на вид кривой намагниченности и характер гармоник восприимчивости. Ниже будут исследованы условия перехода сверхпроводников с краевым барьером в резистивное состояние, описаны возникающие при этом статические вихревые структуры, построена диаграмма токовых состояний, реализующихся в зависимости от величины тока подавления барьера на вход вихрей, обсуждены характеристики резистивного состояния.

Рассмотрим длинную сверхпроводящую полоску толщины d и ширины w, несущую транспортный ток I, величина которого квазистационарно меняетя в интервале -I₀ < I < I₀. Предполагается, что толщина пленки мала по сравнению с Лондоновской глубиной проникновения λ : d < λ , a ее ширина w » $\lambda_{3\varphi\varphi} = \lambda^2 / d$. В присутствии одновременно краевого и объемного пиннинга вихрей определяющим параметром системы становится величина i_1 =I₁/wi_p - усредненная по ширине пленки w плотность тока вхождения I₁=0.5 π wi_d(2 ξ)^{1/2}, нормированная на плотность тока депиннинга i_p; i_d - плотность тока распаривания, ξ = λ_{eff} /w.

При $i_1 = 0$ барьер на вход подавлен, и вихри начинают проникать в образец при сколь угодно малом транспортном токе. Они концентрируются у края пленки, и для их продвижения (реального проникновения) необходимо повысить транспортный ток I настолько, чтобы суммарная плотность тока в прикраевой области стала равной плотности тока депиннинга i_p ($I_p=2w$ i_p). В результате в образце формируется критическое состояние, регулируемое объемным пиннингом вихрей (КСОП), которое в литературе принято описывать биновской моделью КС [7, 8].

При i₁ > 1 проникший в образец вихрь проникает вглубь до точки у=у0 (у=Y/W - безразмерная координата), в которой сила Лоренца будет уравновешена силой пиннинга. Используя известное распределение мейсснеровского тока в полоске i_m(y) $= 2I/[w\pi(1-y^2)^{1/2}]$, нетрудно найти $y_0 = [1-(2i_1/\pi)^2]^{1/2}$ Видно, что при $i_1 \ge 1$, $y_0 < 1$, что соответствует зарождению вихревой области в глубине сверхпроводника. Физически это обстоятельство отражает воздействие мейсснеровских токов, сносящих вихри с периферии в центральную часть образца. Возникающие в этих условиях метастабильные распределения магнитного потока следует интерпретировать, как самоорганизованное критическое состояние, регулируемое краевым пиннингом магнитного потока (КСКП) [9].

По мере роста транспортного тока в окрестностях точек $\pm Y_0$ возникнут две симметричные полоски $|y| \in [\theta_1, \theta_2]$ захваченных вихрей. Вид распределений магнитного потока n(y) и плотности тока i(y) по ширине пленки можно найти в результате решения обобщенного уравнения Максвелла-Лондона [10]:

$$2\int_{-1}^{1} \frac{i(\tau)d\tau}{\tau - y} = -\Phi_0 n(y)$$

Приведем здесь окончательный результат в случае нарастающего тока:

$$i(y) = \pm \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{(y^2 - \theta_1^2)(y^2 - \theta_2^2)}{1 - y^2}} \int_{\theta_1^2}^{\theta_2^2} \sqrt{\frac{1 - \tau}{(\theta_2^2 - \tau)(\tau - \theta_1^2)}} \frac{d\tau}{\tau - y^2}$$

при у $\notin [\theta_1, \theta_2]$ (знак "+" берется при у $< \theta_1$, знак "-" – при у $> \theta_2$) и i(у)=1 при у $\in [\theta_1, \theta_2]$. Выражение для распределения вихревой плотности имеет вид:

$$n(y) = -\frac{2}{\Phi_0} y_{\sqrt{\frac{(y^2 - \theta_1^2)(y^2 - \theta_2^2)}{1 - y^2}}} \int_{\theta_1^2}^{\theta_2^2} \sqrt{\frac{1 - \tau}{(\theta_2^2 - \tau)(\tau - \theta_1^2)}} \frac{d\tau}{\tau - y^2}$$

при у∈[θ_1 , θ_2] и п(у)=0 в остальных точках. Распределение плотности вихрей п(у) представляет собой две вихревые полоски, удаленные от краев образца. Расширяясь очень быстро, полоски при токе i=i_r (i_k = I_c/I_p , I_c - критический ток образца) сомкнутся в центре пленки, и начнется аннигиляция вихрей противоположного знака. Пленка из статического смешанного состояния перейдет в квазистатическое

резистивное состояние. Ток і_г определяется из уравнений:

$$1 - \theta_2^2 K(\theta_2) = i_1 ,$$

$$E(\theta_2) = i_c .$$

Здесь $K(\theta)$ и $E(\theta)$ представляют собой эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно. Зависимость $i_r(i_1)$ приведена на рисунке. Как видно из рисунка, в случае подавленного краевого барьера (при $i_1 \ll 1$) $i_r \approx 1$ - ток по всей ширине пленки достиг плотности тока депиннинга, как и предсказывается моделью Бина. С ростом поверхностного барьера ток i_r растет, достигая в пределе значения π ./2. Найденное нами значение тока $i_r = \pi$./2 представляет собой величину критического тока, полученную в рамках обобщенной модели критического состояния, учитывающей как краевой барьер, так и объемный пиннинг.

- 1 Maksimov I.L. and Nishioka K. Phys. Lett. A,
- v. 264, p. 51 (1999).
- 2 Андреев А.Ф. ЖЭТФ, т. 45, с. 2064 (1963).
- 3 Langer J.S. Ann. Phys, v. 41, p. 108 (1967).

4 Bardeen J. and Stephen M.J. Phys. Rev. A 140, p.1197 (1965).

5 White W., A.Kapitulnik and M. Beasley, Phys. Rev. Lett. v. 70, p. 670 (1993).

6 Fuchs D.N., Zeldov E., Tamegai T., Ooi S., Rappaport M. and Shtrikman H., Phys. Rev. Lett. v. 80, p. 4971 (1998).

7 Bean C.P., Phys. Rev. Lett. v. 8, p. 250 (1962).

8 Максимов И.Л., Елистратов А.А., Физ. Тверд. Тела, т. 42, с.201 (2000).

9 Maksimov I.L., Europhys. Lett. v. 32, p. 753 (1995).

10 Maksimov I.L. and Elistratov A.A., Appl. Phys. Lett. v. 80, p. 2701 (2002).

Критическое состояние в сверхпроводниках: объемный пиннинг и краевой барьер

Максимов И.Л.

Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород 603950, Россия

Проведен анализ физических характеристик критического состояния в сверхпроводниках второго рода. Установлена важная роль основных механизмов необратимости (объёмный пиннинг вихрей или краевой барьер, контролирующий условия их проникновения в образец) на поведение магнитных характеристик сверхпроводящего образца. Описаны условия проникновения Пирл-Абрикосовских вихрей в сверхпроводник, а также метастабильные структуры потока в этих системах. Рассмотрены случаи, когда один из механизмов необратимости подавлен.

Известно, что в сверхпроводниках второго рода в области достаточно высоких значений магнитного поля возникает так назывемое критическое состояние.В большинстве работ концепция критического состояния обсуждалась в терминах так называемой концепции «песочной аналогии», сформулированной П. Де Женом в середине шестидесятых годов прошлого века. Эта концепция, целиком основанная на модели критического состояния Бина, предполагает, что электродинамические особенности сверхпроводника, содержащего внутри него магнитный поток, можно описать в рамках учета только лишь объемного пиннинга абрикосовских викрей- квантов магнитного потока. Между тем, в сверхпроводящих образцах, обладающих резкими границами (желательно, прямоугольными), весьма важную роль играет так называемый поверхностный (или краевой) барьер, затрудняющий проникновение вихрей Абрикосова в сверхпроводник. Совместное взаимодействие обоих указанных механизмов необратимости определяет поведение магнитных характеристик сверхпроводников.

1 Вначале мы рассмотрим структуру смешанного состояния в сверхпроводниках без объемного пиннинга потока. В частности, нами изучено влияние краевого барьера на кривую намагниченности низкоразмерных сверхпроводников на основе решения нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау (ГЛ). В первой части работа нами была рассмотрена модифицированная (двумерная) версия уравнений ГЛ, описывающих распределение параметра порядка конденсата $\Psi = |\Psi| \exp(i\Phi)$ и векторного потенциала А в тонкой (d< λ) сверхпроводящей пленке, находящейся в перпендикулярном магнитном поле. Расчетная схема выбрана таким образом, что она удовлетворяет условию градиентной инвариантности уравнений ГЛ на разностной сетке, возникающей при дискретизации по пространственным переменным х и у.

В результате расчетов были построены кривые намагниченности сверхпроводяшей пленки как при наличии краевого барьера, так и в условиях его локального подавления. Локальное разрушение краевого барьера моделировалось введением двух одинаковых дефектов (по одному на противоположных краях) размерами $\zeta^*\zeta$ (ζ - длина когерентности), в которых было положено $\Psi = 0$. /На рис.1 представлены полученные зависимости намагниченности М от величины внешнего магнитного поля Н / Анализ показывает, что в случае наличия краевого барьера кривая намагниченности имеет прерывистое (или осциллирующее) поведение, что аналогично результатам на массивных образцах. Природа осцилляций объясняется возникновением модуляционной неустойчивости скорости сверхпроводящего конденсата вблизи краев пленки. В результате развития неустойчивости возникает цепочка вихрей, когда продольная (по пленке) компонента вектора кинематического импульса **Pi**= $\nabla \Phi$ -**A** достигает на краю пленки критической величины Рікр ≈1 (в безразмерных единицах). Например, в случае проникновения в пленку первой, второй и третьей цепочки вихрей, это происходит при полях Н ≈ 0.08, 0.15, 0.21, соответственно. В условиях подавления краевого барьера осцилляции намагниченности практически не наблюдаются. Вихри, вошедшие в пленку уменьшают величину |Pix| за счет увеличения градиента фазы конденсата, что, в результате приводит к подавлению модуляционной неустойчивости. В дальнейшем, в результате увеличения магнитного поля (и, следовательно, увеличения A_x) величина |Pi_x| увеличивается, так что при некотором магнитном поле на краю снова возникает критическое значение A_x. Таким образом, процесс снова повторяется, завершаясь вхождением следующей цепочки вихрей. Число вихрей в цепочке может варьироваться от одного (при поле Н≈0.096 – в единицах нашей модели) до 6 (при поле Н≈0.15). Анализ линеаризованных уравнений ГЛ обнаруживает, что период пространственной модуляции вихревой цепочки уменьшается с ростом величины |Pi_x|. Нами описано изменение структуры вихревой решетки с увеличением магнитного поля. Показано, что она заметно отличается от треугольной в области слабых магнитных полей, что объясняется, по-видимому, особенно сильным влиянием краев, характерным для данного расположения магнитного поля и пленки. В области сильных магнитных полей (при H > 0.5 H_{c2}) решетка становится практически треугольной.

2. Далее нами исследованы особенности смешанного состояние в низкоразмерных сверхпроводниках без объемного пиннинга потока. Построена теория краевого барьера, основанная на самосогласованном расчете вклада пробного вихря в свободную энергию Гиббса ΔG_v сверхпроводящей пленки. На основе анализа функции ΔG_v нами определен интервал значений внешнего магнитного поля $H_{max}(\Phi) \ge H \ge H_{min}(\Phi)$, в котором возможно существование квазиравновесного смешанного состояния с заданной величиной потока Φ . Рассчитана величина термодинамически равновесного поля $H_{eq}(\Phi)$, характеризующаяся сингулярным поведением: $dH_{eq}(\Phi)/d\Phi \approx \ln |1/\Phi| \rightarrow \infty$ при $\Phi \rightarrow 0$ (H> H_{c1}^{1}). Это резко контрастирует с плавным ходом функции $H_{eq}(B)$:

$$d H_{eq}(B) / dB|_{B \rightarrow 0} \approx exp \left[-\sqrt{H_{c1}} / B\right]$$

при В →0 в объемных сверхпроводниках.

Равновесная намагниченность пленки M_{eq} (H) при H> H^{f}_{c1} также характеризуется аномальным поведением: $dM_{eq}(H) / dH > 0$, качественно отличающимся от поведения

М _{еq} (H) объемных сверхпроводников при H>H^f _{c1}. Такое поведение М _{еq} (H) (равно как и H_{eq} (Φ)) является следствием дальнодействующего характера межвихревого отталкивания в пленках, затрудняющего вхождение вихрей в пленку даже в области полей, близких к H^f_{c1}.

В предположении о проникновении потока в виде прямолинейных фрагментов вихревых нитей, справедливом в случае достаточно тонких пленок (d << λ , L), вычислена энергия активации U_a(M,H) для входа (выхода) вихрей в пленку. Установлено, что релаксация намагниченности при входе вихрей характеризуется степенным (во времени) переходом к равновесному значению M_{eq}. Релаксация на выход потока, напротив, является логарифмической практически на всем временном интервале (за исключением весьма короткой начальной стадии).

С использованием методов численного моделирования нами описаны ансамбли вихрей Пирла-Абрикосова, обладающие различной структурой в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Обнаружены структурные переходы между ансамблями различной симметрии. Обнаружено явление возникновения дислокаций несоответствия в области полей, соответствующих появлению несоизмеримых вихревых структур. Для модельного вихревого мезоскопического ансамбля, содержащего 72 вихря, дано описание различных вихревых структур, изучены структурные переходы между вихревыми системами различной симметрии Исследована энергетическая диаграмма долгоживущих метастабильных состояний вихревых систем различной симметрии, установлены границы существования конкретных вихревых систем. Установлено наличие несоизмеримой структуры, содержащей дислокацию вихревой структуры. По мере увеличения поля вихревой ансамбль переходит в регулярную структуру, содержащую 4 х 18 вихрей. При

уменьшении поля устанавливается структура, содержащая 9х8, 8х9 и, наконец, 6 х 12 вихрей (первое число означает число вихревых рядов в системе, второе число характеризует число вихрей внутри одного ряда). Подробно изучена область стабильности каждой из структур, описаны условия реализации структурных переходов в системе.

Особенности поведения критического тока и ВАХ сверхпроводников II рода

Айнбиндер Р.М., Заскалько В.В., Максимов И.Л.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород 603950, Россия

В работе исследовано совместное влияние поверхностного (краевого) барьера и объемного пиннинга на зависимость критического тока I_с для объемных сверхпроводников II рода от приложенного магнитного поля $(I \perp H_{\theta})$. Показано, что в области слабых магнитных полей на зависимости $I_c(H_0)$ существует участок, на котором I_c увеличивается с ростом H₀. В результате в области слабых полей возникает нетривиальный пик-эффект на зависимости $I_c(H_0)$, который объясняется комбинированным влиянием поверхностного (краевого) барьера и объемного пиннинга, весьма чувствительным к распределению плотности транспортного тока в сверхпровод-Помимо того рассчитаны нике. вольтамперные характеристики (ВАХ) массивных сверхпроводников с поверхностным(краевым) барьером. Обнаружен эффект смены знака магнетосопротивления (СЗМ). Вскрыт физический механизм ответственный за существование эффекта СЗМ.

Изучено совместное влияние поверхностного барьера и объемного пиннинга на полевую зависимость $(\boldsymbol{H}_{\boldsymbol{\theta}} \perp \boldsymbol{I})$ критического тока I_c в макроскопических сверхпроводниках II рода. Поверхностный барьер предполагается подавленным, если абсолютная величина плотности тока на краю образца достигнет порогового значения *j*_s, определяемого в рамках теории Гинзбурга-Ландау. В области слабых магнитных полей ($H_0 < H_1$) переход сверхпроводника в резистивное состояние осуществляется в режиме аннигиляции: вихри и антивихри входят в образец с противоположных сторон и аннигилируют в глубине образца [1, 2]. Переход в резистивное состояние при $I = I_c$ происходит, когда области, занятые вихрями и антивихрями, смыкаются внутри образца. В области полей, превышающих H_1 , переход образца в резистивное состояние происходит в "баллистическом" режиме течения магнитного потока: вихри входят в сверхпроводник с левого края, а выходят с правого, создавая при своем движении напряжение в образце. При этом в сверхпроводнике существуют две мейснеровские зоны, свободные от вихрей. При $H_0 = H_2$ граница области, занятой вихря-

ми, достигнет правого края сверхпроводника, так что при полях $H_0 > H_2$ при $I = I_c$ в образце имеется лишь одна безвихревая зона. Для расчетов полевой зависимости $I_c(H_0)$ использованы две хорошо известные модели объемного пиннинга, характеризующие зависимость плотности тока депиннинга j_p от локального магнитного поля: модель Бина ($j_p = const$) и модель Кима-Андерсона ($j_p(H) \propto H^{-l}$). Показано, что в области слабых магнитных полей зависимость $I_c(H_0)$ характеризуется ростом I_c от H_0 , так что при $H_0 = H_1$ имеет место низкополевой критического пик тока порядка $I_c(H_1) \approx 1.2 I_c(0)$ (см. рис 1). Этот эффект объясняется комбинированным влиянием поверхностного барьера и объемного пиннинга, поскольку наличие только одного из двух рассматриваемых механизмов необратимости не способно привести к эффекту возрастания І [3]: $dI_c / dH_0 > 0$ в интервале низких магнитных полей ($H_0 < H_1$). На рисунке представлены зависимость $I_c(H_0)$, рассчитанная в модели Кима-Андерсона. Отметим немонотонное поведение критического тока в области малых полей.



Рис. 1 Зависимость критического тока от приложенного магнитного поля.

В результате анализа численно рассчитанных вольтамперных характеристик (ВАХ) (рис. 2) массивных бездефектных сверхпроводников второго рода с поверхностным барьером обнаружен эффект смены знака магнетосопротивления (C3M), вскрыт физический механизм, ответственный за существование эффекта C3M. Оказывается, эффект C3M объясняется сменой механизма диссипации энергии движущегося вихревого ансамбля по мере роста внешнего магнитного поля. При малой надкритичности тока, пока вязкие потери доминируют над аннигиляционными потерями (случай малых токов), имеет место положительное магнетосопротивление dR/dH> 0; в противоположном случае происходит смена знака магнетосопротивления образца: dR/dH < 0 (рис. 3) [4 - 7].





Рис. 3 Дифференциальное сопротивление сверхпроводящей пластины (H1<H2<H3<H4<H5)

Авторы выражают признательность Дж. Р. Клему за полезные обсуждения работы.

Р.М. Айнбиндер благодарит Фонд некоммерческих программ «Династия» за поддержку.

1 I.L. Maksimov, Europhys. Lett., 32, 753 (1995).

2 A.A. Elistratov, D.Yu. Vodolazov, I.L. Maksimov, and J.R. Clem, Phys.Rev.B, 66, 220506(R) (2002).

3 Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов. Неустойчивости в сверхпроводниках, М., Наука, 1984.

4. Maksimov I.L. Edge Pinning and Critical-State Structure in Low-Dimensional Superconductors Europhys. Lett., 30, 753, 1995.

5. Г.М. Максимова, ФТТ, т.40, с.1773, 1998.

6. G.M. Maksimova, N.V. Zhelezina, I.L. Maksimov, Europhys. Lett., 53, 639, 2001.

7. R.M. Ainbinder, G.M. Maksimova, Superconductor Science and Technology, 16 (2003), 871-878.

Материаловедческий аспект решения проблем ВТСП

Мартовицкий В.П.¹, Крапф А.² ¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, ²Humboldt Universitat, Institut fur Physik, Newtonstrasse 15, 12489 Berlin, Germany

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) со структурной точки зрения являются особым классом материалов, в которых вдоль оси с чередуются пакеты слоев различных структурных мотивов: с жесткой перовскитовой структурой с сильнейшей связью Cu-O и мягкой структурой типа NaCl или флюорита. Хорошо известно, что длина связи Си-О в underdoped области практически линейно зависит от концентрации носителей. Например, в простейшей системе La2-xSrxCuO4 длина связи Cu-O(1) уменьшается от 1.905 Å при x=0 до 1.885 Å при x=0.16 [1,2]. Для получения такого же изменения длины связи при гидростатическом сжатии требуется давление около 50000 атм [3]. Поскольку в сверхпроводниках р-типа из-за несоответствия в параметрах решеток двух структурных мотивов связь Cu-O сжата, то при движении по диаграмме состояния от оптимально легированной области к изолятору наблюдается не просто уменьшение концентрации носителей, но и постоянное возрастание внутренних напряжений между двумя типами структурных мотивов. Это приводит к локальным или глобальным перестройкам структуры, которые могут быть ответственны за специфические особенности свойств ВТСП в underdoped области (псевдощель, страйповые структуры, понижение T_c при *p*=1/8 и т.д.). Возрастание структурной неустойчивости при уменьшении концентрации носителей накладывает определенные ограничения на применимость основных абстрактных понятий физики твердого тела (концентрация носителей, фононы, зонная структура), поскольку все эти понятия хорошо применимы к стабильным структурам.

В настоящей работе на примере монокристаллов $Bi_2Sr_{1.3}La_{0.7}CuO_{6.237}$ показано, что общепринятая двумерная диаграмма состояния T_{c-p} на самом деле в underdoped области является трехмерной. Совершенные монокристаллы были получены при различных скоростях выращивания свободным ростом в кавернах, образующихся при кристаллизации расплава собственного флюса. Катионный состав определялся методом EDX, а температура перехода измерялась по сигналу магнитной восприимчивости. Нелегированные и легированные лантаном монокристаллы Bi2201 имеют модулированную сверхрешетку. Поскольку компонента модуляционного вектора вдоль оси **b** связана с концентрацией междоузельного кислорода, ее значение использовалось нами для определения концентрации избыточного кислорода. Было установлено, что кристаллы с более низкими значениями T_c (<4.2 K) образуются при длительных временах синтеза (t=95-105 часов) и характеризуются моноклинной сверхрешеткой, как и в нелегированных монокристаллах Ві2201. А кристаллы того же состава, но полученные при меньших временах синтеза (t=55-65 часов), имеют ромбическую сверхрешетку и характеризуются более высокими значениями Т_с (12 К). Обнаружены также кристаллы того же состава, но с промежуточными значениями T_c и параметрами модулированной сверхрешетки. Таким образом, в исследованных кристаллах значение T_c зависит не только от концентрации носителей, но также и от различных конфигураций дефектов. Хорошо известна также зависимость Т_с пленок от типа подложки [4], что также указывает на трехмерный характер диаграммы состояния.

Сравнение структурного совершенства монокристаллов Bi2201, легированных только лантаном, а также лантаном и свинцом, в которых модуляция отсутствует, позволило показать, что модуляция способствует более равномерному распределению легирующих элементов.

1. P.G. Radaelli, D.G. Hinks, A.W. Mitchell et al., Phys. Rev. **B49**, 4163 (1994)

2. M. Braden, P. Schweiss, G. Heger, et al., Physica **C223** 396 (1994)

3. H. Takahashi, H. Shaked, P.G. Radaelli et al., Phys. Rev. **B50** 3221 (1994)

4. J.-P. Locquet, J. Perret, J. Fompeyrine et al., Nature 394 463 (1998)

Цифровой измерительный комплекс для испытаний ВТСП кабеля

Алексеев М.П., Демихов Е.И., Костров Е.А., МихайловВ.С.*, Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия ^{*}Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия

Рассматриваются особенности работы автоматизированных цифровых измерительных систем для испытаний ВТСП кабеля. Представлена цифровая логическая схема, использованная для автоматизации измерений ВАХ ленточного ВТСП композита 2 поколения фирмы THEVA.

Характерной особенностью испытаний современного электрического силового кабеля на ВТСП композитах [1] является необходимость измерения разности потенциалов одновременно во многих точках в условиях, когда по кабелю пропускается солидный ток - от нескольких десятков до нескольких тысяч ампер. Такие «многоточечные» измерения позволяют выявить «слабые» участки кабеля, и на основе достаточной выборки делать выводы о степени технологической неоднородности его характеристик. Чем больше выборка, т.е. больше точек замера, тем достовернее и репрезентативнее данные, тем соответственно их легче использовать для улучшения технологии изготовления. Из-за небольших значений сопротивления в нормальном состоянии, особенно если ленточный ВТСП кабель для придания большей токонесущей способности электрически запараллеливается дополнительной медной шиной, что как правило, делается в токовводах к сверхпроводящим соленоидам (нормальное сопро-тивление единицы мкОм), вольтметры, использу-емые для измерения потенциалов должны обладать высокой чувствительностью (микровольтового уровня) и малым дрейфом нуля. Для уменьшения дрейфа нуля необходимо всемерно сжимать контактную разность потенциалов, возникающую неконтролируемым образом в проводниках, соединяющих вольтметр с потенциальными контактами на испытываемом кабеле. Самым естественным способом это достигается, если максимально приблизить вольтметры к испытуемому объекту. Очень желательно также исключить из употреб-ления аналоговые мультиплексоры - не только полупроводниковые из-за их «внутренней» пара-зитной разности потенциалов обязательно присутствующей на КМОП ключах, но и герконовые. Герконовые ключи с позолоченными контактами «внутренней» разности потенциалов не имеют, но сам процесс быстрого переключения измерительного входа вольтметра от одной пары потенциальных контактов к другой и т.д. даже с частотами ниже герца делает заметными ошибки вследствие эффективной инерции значений измеряемого ЭДС. Казалось бы, о каком запаздывании может идти речь, когда внутреннее сопротивление источника сигнала микроомы, а входная емкость вольтметра не более нанофарады, что формально обеспечивает задержку

на уровне $\tau = RC \approx 10^{-15} ce\kappa$. Однако, времена перезарядки различных внутренних емкостей схемы двойного интегрирования [2], повсеместно используемой в качественных цифровых вольтметрах определяются сопротивлением электронных ключей, которое может оказаться на 6 порядков выше. На практике имеются и другие внутрисхемные факторы, повышающие времена запаздывания т. В итоге переключение с частотой 1Гц между низкоомными источниками сигнала приводят в некоторых случаях к инерционной ошибке на уровне процентов от всей шкалы. Для приборов типа Щ-300 это означает потерю примерно 2 десятичных разрядов из 4, а у Keithley 4 из 6. Таким образом, мультиплексирование возможно только на цифро-вом уровне и никакая экономия на количестве цифровых приборов за счет «хорошего», «очень быстрого» аналогового мультиплексора при разра-ботке цифровых автоматизированных комплексов для «многоточечных» измерений недопустима. Популярные АЦП-карты здесь вообще не обсуждаются – их принцип действия поразрядное уравновешивание [2] дает огромный перевес по быстродействию, но в отличие от двойного интегрирования не обеспечивает сколько ни будь достаточных мер в борьбе с дрейфом нуля.

Как указывалось выше, цифровые вольтметры следует размещать в максимальной близости от исследуемого объекта. Для этого, данные с цифрового прибора в ТТЛ стандарте надо передать по длинному кабелю в цифровой мультиплексор размещаемый непосредственно в компьютере или связанный с ним коротким кабелем. В качестве «длинных» кабелей, соединяющих приборы, расположенные в непосредственной близости от исследуемого объекта (но при этом не близко по отношению к компьютеру), удобнее и дешевле по сравнению со стандартным плоским кабелем выбирать соединительные линии с малым числом жил (2, 3, 4 - проводные). Но тогда перед подачей цифрового кода, поступающего с вольтметра, его следует сначало преобразовать из параллельного в последовательный. Таким образом, необходимо разработать плату конвертора кода, непосредственно навешиваемую на выходной цифровой разъем каждого вольтметра (рис.1) и мультиплексор (рис.2), способный воспринимать последовательный код с нескольких адресов, отвечающих различным измерительным приборам. Обратное преобразование из последовательно в параллельный осуществляется уже программно, что вполне рационально, т.к. эта процедура совмещается с необходимым преобразованием двоично/десятичного кода в десятичный.

Компьютер управляет мультиплексором через LPTпорт, при этом последовательность операций выглядит примерно так:

 на адрес H378 выдается 4 «адресных» бита и в 1-ый бит по адресу H37A логическая 1, вследствие чего на одном из 16 выходов К155ИДЗ (в соответствии с 4 «адр.» битами) устанавливается логический 0, блокирующий работу конкретного вольтметра и разблокирующий счетчик переданных бит К155HE7∪K155TM2 (4 двоичных разряда + 1 дв.р.) в его цифровом конверторе; 4 «адресных» бита также определяют конкретный номер входа К155КП1 на плате мультиплексора, на куда будет поступать последовательный код с конвертора;



Рис. 1. Цифровой мультиплексор

2) 3-й бит по адресу H37A программируется на «мигание» (0↔1) и этот сигнал по «длинному» кабелю передается из LPT-порта на счетный вход К155ИЕ7, «наращенного» на один дополнительный дв. разряд с помощью триггера К155TM2; выходы счетчика управляют поочередным подключением каждого контакта выходного разъёма вольтметра через К155КП1 UK155КП7 к одиночной линии передачи последовательного кода в мультиплексор и затем в LPT-порт на 4 бит по адресу H379.

Описанная схема использовалась при испытаниях ленточного ВТСП кабеля 2 поколения на основе DyBa₂Cu₃O_{7-δ} фирмы THEVA. Измерения BAX кабеля проводились при T=77К. Источник тока для питания сверхпроводящих соленоидов NB-234 присоединялся к ВТСП кабелю кабелем от сварочного трансформатора. Параллельное соеди-нение двух секций NB-234 позволяло сканировать ток в интервале до 300А ($\tau_{c\kappa} \approx 300$ сек). При записи ВАХ напряжение снималось одновременно с 3 пар потенциальных контактов и оцифровывалось 3 при-борами типа Щ-300. Ток определялся по падению напряжения на сильноточном шунте «75mV/300А»



Рис. 2. Конвертор кода

и оцифровывался прибором Щ-301. Описанная здесь схема автоматизации допускает только одностороннюю передачу данных с вольтметров в компьютер. Однако, программа, обслуживающая конкретный эксперимент, не требовала большего, т.к. протоколировала данные, но непосредственно экспериментом не управляла. Запуск и програм-мирование развертки тока производился вручную в блоке NB-234, что, безусловно, удобнее и привыч-нее управления через компьютер. При необходимо-сти проведения испытаний ВТСП кабеля на токах в 1 килоампер и выше блок NB-234 может быть заменен простым источником тока на базе стандар-тного сильноточного аккумулятора с самодельным охлаждаемым транзисторным блоком регулировки.

1. И.А.Руднев, Сверхпроводящие композиты нового поколения, МИФИ-2006 т.4, стр.153-156

2. У.Титце, К.Шенк Полупроводниковая схемотехника Москва «Мир» (1969)

Влияние циклических отжигов на статические и ВЧ характеристики структур на основе пленок YBaCuO

Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е.

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

Причины, ограничивающие добротность и динамический диапазон устройств ВЧ диапазона в настоящее время не ясны и их определение представляет как практический, так и научный интерес. Приводимая в литературе [1-5] для этого диапазона величина добротности не превышает 40'000 (при 77К), что значительно ниже ожидаемой. Оценка по двухжидкостной модели (R_s =1мОм на 10ГГц при 77К) дает на частоте 70МГц величину добротности более 10⁶. Настоящая работа посвящена исследованию корреляции между статическими (T_c , J_c) параметрами и добротностью контура.

1. Работа проводилась на пленках, полученных в новой простой и удобной в эксплуатации системе магнетронного напыления *on-axis* конфигурации. В этой системе получены тонкие пленки высокотем-пературного сверхпроводника YBaCuO с высокими структурными и транспортными характеристиками. В качестве примера в таблице 1 приведены характеристики двух пленок.

Табл. 1.

номер образца	T_c, K	ширина перехода	γ=R(300K) / R(100 K)	J _c , MA/cm ²	$\Delta \omega^{005}$	$c, \mathrm{\AA}$
MP18	90	1 K	3,1	2,5	0,38°	11,67
MP19	88,6	1 K	3,07	4	0,55°	11,68

Измерение электрических характеристик проводилось четырехзондовым методом, величина критического тока определялась на мостах шириной 60 мкм и длиной 400 мкм. Разброс значений критической температуры T_c по подложке диаметром 20 мм составляет ≤ 0,5 К. Параметр у характеризует качество межгранульных связей, величина у ≈ 3 соответствует качественным пленкам [6]. Величина полуширины кривой качания рентгеновского отражения $\Delta \omega^{005}$ характеризует величину разориетрации блоков мозаики в направлении оси с. Величина оси с свидетельствует об отсутствии дефицита кислорода в пленках. Различия в характеристиках пленок, выращенных в одном режиме, связаны с различными углами среза зеркала подложки относительно кристаллографической плоскости. В стандартный набор параметров пленок входит поверхностное сопротивление пленки R_{eff} на частоте 10ГГц. В нашем случае R_{eff} (10ГГц, 77K) $\leq 2,7$ мОм, что при толщине пленки 0,1мкм соответствует поверхностному сопротивлению R_s(10ГГц, 77К) =

0,5мОм. Данное значение является вполне удовлетворительным.

Были проведены исследования рельефа поверхности пленок методом атомно-силовой микроскопии. Поверхность пленки является типичной поверхностью мозаичного кристалла YBCO (Рис. 1). Наблюдается островковый рост, характерный для пленок, полученных различными методами напыления. На поверхности имеются выросты, являющиеся частицами вторичных фаз, возникающих вследствие отклонения состава конденсата от стехиометрии 1-2-3. Наличие частиц вторичных фаз, как правило, обогащенных медью, многократно описано в литературе и является характерной чертой высококачественных ҮВСО пленок [7].



Рис. 1. АСМ-изображение поверхности пленки МР19.

2. Для исследования корреляций между статическими параметрами и ВЧ характеристиками структур на основе YBCO пленок были изготовлены тестовые структуры, включающие планарную катушку индуктивности (ширина полоска 145мкм, длина полоска около 60см, число витков 20, резонансная частота вблизи 70МГц) и четыре мостика по периметру катушки для контроля качества пленки (ширина мостов 60мкм, длина - 0,4мм). Сравнение характеристик тестовых мостиков с характеристиками полоска катушки индуктивности позволяет сделать вывод об однородности полоска катушки. Фотошаблон тестовой структуры показан на Рис. 2.



Рис. 2. Фотошаблон тестовой планарной ВЧ-структуры.

Для характеризации ВЧ потерь в полоске тестовой структуры использовалась величина собственной добротности катушки индуктивности. Определение собственной добротности проводилось посредством измерения АЧХ фильтра на основе тестовой структуры с элементами связи. Связь с контуром, представляющим собой катушку индуктивности с межвитковой емкостью, осуществляется по магнитному полю петлями связи. Собственная добротность контура может быть определена только в случае симметричной связи. Для этого петли связи устанавливались так, чтобы АЧХ контура в нелинейном режиме не менялась при смене приемной и передающей петель.

В исходном состоянии структура № 604 имела собственную добротность Q_0 =41'000 После определения добротности для измерения статических параметров на структуру № 604 были напылены и затем вожжены серебряные контакты (первый отжиг в кислороде). После измерения характеристик структура подверглась низкотемпературному отжигу в вакууме. В заключение был проведен восстанавливающий отжиг в режиме первого отжига в кислороде. Как видно из таблицы 2, отжиги позволяют регулярным образом существенно менять статические характеристики полоска (T_c , J_c , ρ и γ). В то же время добротность контура резко упала при первом отжиге и на последующие отжиги реагировала слабо.

Таким образом, приведенные результаты ярко демонстрируют несоответствие между статическими и ВЧ характеристиками полосков на основе YBaCuO.

Табл.2.

Kar. 604	f _{рез.} , МГц	Q_0	T_{c}, K	λ	р полоска, мкОм×см	I_c, MA	J_c , MA/cm^2
отжиг	70433	5900	88,8	3,03	200	177	1,5

в О2							
вак. отжиг	70360	2000	88	2,84	255	17	0,14
отжиг в О ₂	70516	4100	87,2	3,08	170	195	1,65

Важно отметить, что величины критической температуры и критического тока полоска контура, представленные в таблице 2, близки к значениям соответствующих параметров, измеряемых на мостах. Это свидетельствует о высокой однородности структуры и отсутствии локальных дефектов полоска.

Выводы:

-В новой оригинальной системе конфигурации *on*axis получены YBCO пленки с высокими структурными и электрофизическими характеристиками.

-Статические характеристики контуров могут изменяться регулярным образом посредством отжигов в различных режимах. Сопротивление полоска в ВЧ диапазоне не коррелирует с его статическими характеристиками.

1. E. Gao, S. Sahba, H. Xu et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 9, 3066 (1999).

2. H. Xu, E. Gao, Q. Y. Ma, IEEE Trans. on Appl. Supercond. 11, 353 (2001).

3. R. S. Withers, G. - C.Liang, B. F. Cole et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 3, 2450 (1993).

4. D. Bracanovic, A. A. Esmail, S. J. Penn, et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 11, 2422 (2001).

5. J. - K. Ginefri, L. Darrasse, P. Crozat et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 9, 4695 (1999).

6. E. J. Cukauskas, L. H. Allen, G. K. Sherrill et al., J. Appl. Phys. 74 6780 (1993).

7. J. Hudner, O. Thomas, E. Mossang et al. J. Appl. Phys. 74 4631 (1993).

Нелинейные свойства ВТСП контуров ВЧ диапазона

Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

Работа посвящена исследованию свойств резонансных структур на основе тонких пленок YBaCuO на частотах ниже 100МГц. Изготовлены резонансные LC-контуры на подложках галата неодима и сапфира с подслоем фианита. Проведено измерение свойств контуров в нелинейном режиме.

Определение причин, ограничивающих добротность и динамический диапазон устройств на частотах ниже 100МГц, является нерешенной задачей и представляет как научный, так и практический интерес. Приводимая в литературе [1-5] для этого диапазона величина добротности не превышает 40'000 (при 77К), что значительно ниже ожидаемой. Оценка по двухжидкостной модели (R_S=10мОм на 10ГГц 77К) дает на частоте 30МГц величину добротности более 10⁶. Динамический диапазон в приведенных работах не рассматривается.

Большая длина волны требует построения резонасной системы в виде LC контура, представляющего собой планарную катушку индуктивности с емкостными площадками. На Рис. 1 показаны фильтр на фиксированную частоту и перестраиваемый фильтр, резонансная частота которого перестраивается при изменении расстояния между планарными катушками индуктивности, то есть за счет изменения емкости и взаимной индуктивности. Связь с контуром осуществляется по магнитному полю петлями связи.



Рис. 1. Конструкция фильтра на основе ВТСП: а) на фиксированную частоту, б) перестраиваемый фильтр.

Основными характеристиками контуров являются собственная добротность и динамический диапазон по самовоздействию. Собственная добротность контура может быть определена только в случае симметричной связи. Для этого петли связи устанавливались таким образом, чтобы АЧХ контура в нелинейном режиме не менялась при смене приемной и передающей петель. Динамический диапазон по самовоздействию определялся как

мощность входного сигнала, вызывающего увеличение ширины резонансной кривой на 10%.

Параметры контуров с резонансной частотой около 34МГц, изготовленных нами на подложках галата неодима, приведены на Рис. 2, где по вертикальной оси отложена собственная добротность, а по горизонтальной – динамический диапазон по самовоздействию. Максимальное значение добротности, полученное нами, составляет 200'000, что в пять раз больше лучших значений приводимых в литературе. Таким образом, не подтверждаются высказанные в работах [3, 5] предположения о том, что добротность на уровне 30'000-40'000 в рассматриваемом диапазоне частот определяется потерями в подложке. Приведенные нами результаты показывают, что, во всяком случае, до значений 200'000 добротность определяется свойствами собственно сверхпроводящего полоска.



Рис. 2. Характеристики контуров, изготовленных на подложках галата неодима, с резонансной частотой около 34МГц.

Для трех контуров были проведены измерения добротности и сдвига резонансной частоты от мощности входного сигнала. Сдвиг резонансной частоты связан с изменением кинетической индуктивности сверхпроводящего полоска. По полученным данным были построены зависимости изменения реальной (ΔR) и мнимой (ωΔL) части импеданса сверхпроводящего полоска от ВЧ тока (I).

На Рис.3 приведены результаты для перестраиваемого контура, настроенного на частоту 16МГц, с собственной добротностью в линейном режиме 130'000. На Рис.4 приведены данные для одиночного контура с другой топологией рисунка на сапфире с подслоем фианита. Резонансная частота контура -81МГц, собственная добротность в линейном режиме - 25'000. Особенностью этих зависимостей является совпадение изменения реальной и мнимой части импеданса сверхпроводящего полоска от ВЧ тока (ωΔL/ΔR≈1). Нужно отметить, что подобное поведение свойств сверхпроводящего полоска в СВЧ диапазоне [6] связывают с вихревой моделью диссипации.

На Рис. 5 показаны результаты измерения контура, изготовленного на подложке галата неодима. Собственная добротность контура при слабом сигнале составляет 80'000. Особенностью контура является низкое значение критического тока. Характерной особенностью приведенных на рисунке данных является существенное различие зависимостей $\omega \Delta L(I)$ и $\Delta R(I)$. Зависимость $\Delta R(I)$ начинает резко возрастать со значения тока 30мкА и совпадает с зависимостью сопротивления полоска, измеренного на постоянном токе. В то же время возрастание ωΔL начинается при значительно большем токе. Такое поведение можно объяснить, предположив, что в контуре имеется локальный дефект, который определяет зависимость ΔR от тока одинаковую и для постоянного и переменного тока, а кинетическая индуктивность определяется всем полоском.



Рис. 3. Изменение реальной и мнимой части импеданса сверхпроводящего полоска от ВЧ тока составного контура.



Рис. 4. Изменение реальной и мнимой части импеданса сверхпроводящего полоска от ВЧ тока контура на сапфире.



Рис.5. Изменение реальной и мнимой части импеданса сверхпроводящего полоска от ВЧ тока контура с локальным дефектом.

Выводы:

- Приведенные нами результаты показывают, что, во всяком случае, до значений 200'000 добротность определяется свойствами собственно сверхпроводящего полоска.
- Предложена методика, позволяющая по измерению нелинейных характеристик выявить наличие в ВЧ контуре локальных дефектов.

1. E. Gao, S. Sahba, H. Xu et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 9, 3066 (1999).

2. H. Xu, E. Gao, Q. Y. Ma, IEEE Trans. on Appl. Supercond. 11, 353 (2001).

3. R. S. Withers, G. - C.Liang, B. F. Cole et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 3, 2450 (1993).

4. D. Bracanovic, A. A. Esmail, S. J. Penn et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 11, 2422 (2001).

5. J. - K. Ginefri, L. Darrasse, P. Crozat et al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. 9, 4695 (1999).

6. J. S. Herd, D. E. Oates, J.Halbritter, IEEE Trans. on Appl. Supercond. 7, 1299 (1997).

Методика исследования однородности магнитных и транспортных характеристик ВТСП лент

Руднев И.А., Покровский С.В.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва 115409, Россия

Представлен анализ методик локального определения магнитных и транспортных характеристик ВТСП композитов. Предложен и реализован локально-чувствительный метод измерения распределения критического тока вдоль коротких (до 15 см) и длинных (до 100 м) ВТСП лент второго поколения.

В настоящее время в различных лабораториях развиваются ряд относительно простых (и дешевых) методик неразрушающего и бесконтактного контроля качества как ВТСП лент, так и массивных ВТСП образцов. Эти методики подразделяются на интегральные, т.е. дающие ответ о массивных, усредненных по объему характеристиках образца и локальные, чувствительные к пространственному распределению сверхпроводящих и магнитных характеристики—критическому току, локальному магнитному моменту.

Интегральные методики. Здесь применяются хорошо известные методы измерения намагниченности *М* массивных ВТСП, на основании которых делаются выводы о величине плотности критического тока (с привлечением модели критического состояния).

Среди локальных измерений, наиболее развиты методики, основанные на измерениях либо захваченного магнитного потока, либо магнитного поля, индуцированного транспортными токами. Это магнитооптическая визуализация [1], Холловская магнитометрия [2], метод «магнитного ножа» [3]. Так как распределение магнитного поля связано с распределением транспортных токов, данные методики позволяют восстановить пространственное распределение критического тока. В качестве преимуществ магнитооптической визуализации следует отметить большую информативность и высокое пространственное разрешение измерений. Однако этот метод практически трудно реализуем для аттестации длинномерных лент и массивных ВТСП образцов из-за относительно небольшой площади измерений, обусловленной размером магнитооптической пленки и оптическим полем поляризационного микроскопа. Кроме того, значительные трудности для аттестации длинных ВТСП лент имеются в связи с необходимостью использования оптического азотного криостата. Практически все имеющиеся проблемы магнитооптики отсутствуют у методик, связанных с использованием преобразователей Холла. Недостатком сканирующих Холловских методик является относительно малое (по сравнению с магнитооптикой) пространственное разрешение, связанное с необходимостью механического сканирования больших площадей поверхности сверхпроводника.

Главным преимуществом подобной технологии является возможность непрерывного измерения критического тока на больших (до 100 м) кусках сверхпроводящей ленты без создания каких-либо электрических контактов и минимального щадящего механического воздействия. В качестве детектора магнитного поля применяется чувствительный полупроводниковый преобразователь Холла (ПХ).

Согласно результатам предшествующих работ [4,5], значение захваченного потока Вz пропорционально локальной величине критического тока Jc. Данное утверждение следует из решения уравнения Био-Савара-Лапласа (1), рассматриваемого для тонкой d<<a (в идеале бесконечно тонкой) плёнки в рамках модели Бина и геометрии образца, показанной на рис.1

$$B(X,Z) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-a\frac{d}{2}}^{a\frac{1}{2}} \frac{(X-x) \cdot e_z - (Z-z) \cdot e_x}{(X-x)^2 + (Z-z)^2} \cdot J_c(x) dx dz \quad (1)$$

В результате интегрирования (1) с учетом того, что d<
b для X=0 и Z=b, где b-расстояние от преобразователя Холла до образца получаем:

$$B_z(0,b) = \frac{J_c d}{2\pi} \cdot \left[\frac{b}{a} \operatorname{arctg}\left(\frac{a}{b}\right) + \ln\left(\frac{b}{a} + 1\right)\right] \quad (2)$$

Коэффициент пропорциональности рассчитывается численным образом с учетом геометрии ленты, а также проверяется в ходе калибровочных резистивных измерений.

В данной работе представлена методика исследования однородности захваченного магнитного потока в ВТСП лентах длиной до 15 ст выше указанным методом. Физические принципы реализованы на опытном стенде (рис.2)



Рис.1 Геометрия образца.



Принцип работы: Образец ВТСП ленты 1 помещается на держатель образца 2. Магнитное поле создаётся постоянными магнитами 3, которые крепятся на держатели магнитов 4. На этот же держатель помещается ПХ (не указан на схеме), на расстоянии 5 ст от магнитов, что позволяет уменьшить фоновый сигнал ПХ. ВТСП лента, проходя в зазоре между магнитами, намагничивается, захваченное поле Вz детектируется посредством ПХ. Для того чтобы не происходило перемагничивания образца рассеянным полем, применяется закорачивание магнитов с помощью магнитопровода 5. Магниты и образец ВТСП ленты помещаются в азотную ванну 6. В данной реализации ПХ и магниты фиксированы в определённом положении и перемещаются только вдоль оси Ү. Пространственное разрешение обеспечивается за счет изменения положения ленты вдоль осей X, Z, что позволяет изменять поле намагничивания, проводить измерения на различной высоте от ленты, а также осуществлять измерения вдоль различных продольных линий. Вертикальное перемещение осуществляется при помощи микровинта 7, горизонтальное пере-*

мещение обеспечивает система движения с постоянной скоростью в диапазоне от 0,01 до 1 ст/сек. Для дополнительного центрирования и устранения нежелательных вибраций при измерениях устанавливается промежуточная штанга 8. Сбор данных производится в автоматическом режиме с использованием ПЭВМ.

С целью проверки работоспособности методики были проведены тестовые измерения локального распределения магнитной индукции ВТСП ленты на основе Ві (рис.3) и ленты из Ni (рис.4). Получаемые экспериментальные данные могут быть использованы для оценки транспортных характеристик и качества как изготавливаемых ВТСП лент, так и исходных компонент (металлической подложки).

Также на основе метода сканирующей Холловской магнитометрии была решена задача измерения характеристик длинномерных ВТСП лент второго поколения (до 100 метров). Данная методика базируется на разработанном ранее методе исследования ленточных проводников на основе Bi [4,5].

1. P Kováč, M Masti, J Lehtonen, K Kawano et al., Supercond. Sci. Technol. 18, 805-812 (2005)

2. J Paasi, T Kalliohaka, L Söderlund. et al. Supercond. 9, 1598 (1999)

3. B ten Haken, H van Eck and H ten Kate.Physica C 334, 163 (2000)

4. А.А. Синченко, И.А. Руднев, А.Е. Ходот, И.И. Акимов. Прикладная физика 4, 22-31 (1997)

5. Еремин А.В., Лаврик В.А., Руднев И.А., Ходот А.Е. Физическое образование в ВУЗАх, т.6, 83-88 (2000).



Рис. 3 Распределение захваченного магнитного потока ВТСП лентой Bi-2223



Рис. 4 Двумерное распределение намагниченности Ni ленты.

Рост YBaCuO квазимонокристаллов с длинномерными GdBaCuO затравками

Полущенко О.Л., Нижельский Н.А., Матвеев В.А.

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана105005 Москва, Россия

Основным параметром объемных сверхпроводников, используемых в различных технических приложениях, является величина захваченного магнитного поля. Она определяет важные эксплуатационные характеристики устройств и ее увеличение - основная цель ряда научных исследований. Одно из направлений повышения данного параметра является увеличение площади монодомена (квазимонокристалла) объемного сверхпроводника. На настоящий период методом направленной кристаллизации из перитектического расплава с использованием затравок малого размера стабильно получают ҮВСО кристаллы размером до 38мм [1,2]. Создание квазимонокристаллов больших размеров представляет достаточно сложную технологическую задачу, так как значительно увеличивается длительность кристаллизации, приводящая к повышению вероятности зарождения посторонних кристаллов, нарушающих монодоменость кристалла

В данной работе для получения крупных кристаллов свыше 40мм и сокращения времени кристаллизации используются длинномерные затравки в виде параллелепипеда размером длиной до 40 мм, вырезанных из объемных квазимонокристаллических образцов GdBaCuO.керамики. При выращивании ҮВСО кристаллов с длинномерными затравками уже на начальной стадии кристаллизационной выдержки формируется первичный кристалл большой площади, что обеспечивает ускоренный ориентированный рост основного кристалла, сокращая время процесса и исключая появление посторонних кристаллов на пути роста. Установлено, что форма и размеры первичного кристалла и дальнейший его рост зависят от ориентации ребер затравки относительно кристаллографических направлений в затравочной плоскости (001).

Исходные спеченные заготовки диаметром 45, 50,.55мм и высотой 20...25 мм получали по керамической технологии из порошка состава $Y_1Ba_2Cu_3O_x + 25 \text{ mol.}\% Y_2O_3 + 0.07 \text{ wt }\%$. ZnO + 1 wt. % CeO₂

На рис. 1 представлены фотографии кристаллов YBaCuO керамики, прошедших совместную кристаллизацию при температуре 988°C в течение 50 часов с использованием затравки малого размера 4х4 мм² и длинномерных затравок размером 28х1,8 мм², имеющих различную кристаллографическую ориентацию ребер в контактной плоскости (001). Из рисунка видно, что при кристаллизации с длинномерной затравкой с ребрами, параллельныРис.1. Фотографии квазимонокристаллов, выращенных в тече-

(б) (a) 70 60 50 40 MΜ 30 20 10 0 0 30 40 60 70 102050MM (в) (r)

ниевие 50 часов при температуре 988°С с различными типами затравок: (а) кристаллизация с использованием малой затравки размером 4х4 мм², (б) кристаллизация с использованием длинномерной затравки размером 28х1,8 мм², длинные ребра которой параллельны направлению [100], (в) кристаллизация с использованием длинномерной затравки размером 28х1,6 мм², длинные ребра которой параллельны направлению [110], (г) кристаллизация с использованием длинномерной затравки размером 28х1,8 мм², длинными ребра которой направленными под углом 22° к направлению [110].

ми направлению [110], вырос кристалл с наибольшей площадью, составляющий около 95% площади заготовки (рис.1в). Рост кристалла с затравкой, ребра которых параллельны направлению [100], происходит в направлениях, перпендикулярных длинным ребрам затравки и так как длина затравки равна диаметру заготовки, формируется кристалл с практически двухполевой формой роста (рис1б). В кристалле, полученного с малыми затравками (рис.1а), наблюдаются посторонние кристаллы, в то время как при выращивании с длинномерными затравками они отсутствуют, что свидетельствует об улучшенной стабильности роста основного кри-Появление посторонних кристаллов пристаппа водит к нарушению монодоменности., что резко снижает электромагнитные характеристики сверхпроводников.

Исследования кинетических параметров роста кристалла показало, что при использовании длинномерных затравок максимальная скорость роста кристалла в 2....2,2 раза превышает скорость роста с малыми затравками. Необходимо отметить, что длинномерные затравки удобно использовать при кристаллизации образцов квадратной или прямо-



угольной формы, так как у них строго определена ориентация роста. Затравки с ребрами параллельными направлению [110] предпочтительно использовать для выращивания монодоменнызх кристаллов цилиндрической и квадратной формы.

На рис.2 представлена фотография YBaCuO квазимонокристалла диметром 43 мм и высотой 15мм, полученного с использованием длинномерной GdBaCuO затравки размером 37х2х5.2 mm³, ребра которой параллельны направлению [100].

Рис.2. Фотография шлифованной поверхности образца диаметром 43 мм и высотой 15мм. полученного с использованием затравки размером 37х2х5,2 мм³.

Поверхность кристалла имеет характерную для квазимонокристаллического ВТСП материала текстуру с двухполевой формой роста. В ней отстуствуют межзеренные границы и участки затвердевшей легкоплавкой фазы

Измерения захваченного магнитного потока проведены на образцах, охлажденных в магнитном поле 1.5Т до температуры 77К, путем картографирования и регистрации с помощью датчика Холла осевой компоненты замороженного магнитного поля после снятия намагничивающего внешнего поля. Суммарный зазор между шлифованной поверхностью образца и активной зоной датчика Холла составлял 0,8 мм, включая толщину датчика 0,5 мм. Результаты измерений представлены на рис.3. Образец диметром 48мм и высотой 15мм, выращенный с длинномерной затравкой, ребра которой параллельны кристаллографическому направлению [110], способен захватывать высокое магнитное поле, равное 1.38 Тл. Распределение поля над поверхностью образца осесимметрично, непрерывно и не имеет провалов, что указывает на однородность, отсутствие трещин, слабых связей и его квазимонокристаллическую структуру.

Рис.3. Распределение индукции захваченного магнитного поля над поверхностью YBaCuO квазимонокристалла диаметром 48мм, высотой 15мм

Таким образом, использование длинномерных затравок обеспечивает получение крупных монодоменных сверхпроводников при значительном сокращении времени процесса, улучшает его воспроизводимость и технологичность.

- 1. Murakami M, 2001 Physica C 357-360 751
- Siems S O, Canders W-R, Walter H and Bock J. 2004 Supercond. Sci. Technol. 17 S229

Тонкая структура и механизм низкотемпературного распада монокристалла YBa₂Cu₃O_{6.8}, легированного Ce

Романов Е.П., Сударева С.В., Блинова Ю.В., Криницина Т.П., Кузнецова Е.И., Бобылев И.Б., Зюзева Н.А. Институт физики металлов УрО РАН, 620219, г. Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

Электронно-микроскопически, рентгенографически показано, что низкотемпературный распад нестехиометрического соединения YBa₂Cu₃O_{7-δ} развивается по более сложному механизму, чем чисто спинодальный.

В теоретических работах Хачатуряна с соавторами [1] было предсказано, что в нестехиометрическом соединении YBa₂Cu₃O_{7-δ} при отжиге (~200°C) должно происходить расслоение по кислороду на две фазы, причем распад должен идти по спинодальному механизму. Основываясь на этой теории, мы выполнили электронно-микроскопическое (на монокристаллах размером 2x1x0,1 мм) и рентгенографическое (на порошке) исследование соединения 123. При таких размерах монокристалла мы смогли наблюдать структуру соединения в электронном микроскопе только в плоскости ab. При этом обнаружили, что после 100ч отжига при 200°С первоначально орторомбическая матрица (у≈6,8) становится тетрагональной (доменная - двойниковая структура исчезает); в тетрагональной матрице появляются малые частицы (10-100Å).

Рентгенографическое исследование порошков (анализ триплета дифракционных линий 020, 006-200; область углов 20=46-48°) показало, что распад соединения YBa₂Cu₃O_{6,8} происходит в соответствии с теорией Хачатуряна: а именно, по мере отжига (200°С), начиная с 2ч, происходит постепенное смещение линий 020 и 200 орто-фазы в сторону расположения линии 200 тетра-фазы – характерный признак классического спинодального распада [2].

Однако еще в 1987г. Амелинкс с соавторами [3] высказал интересное предположение: разупорядочение кислородных атомов может сопровождаться разупорядочением тяжелых атомов. Согласно [3], последнее выражается в появлении дефектов упаковки по плоскостям (001). Эти дефекты в виде вставленных полуплоскостей они наблюдали в микроскопе выского разрешения. Если предположение Амелинкса верно, то низкотемпературный распад должен протекать по более сложному механизму, чем это следует из теории Хачатуряна.

В связи с этим мы провели более тщательное и расширенное исследование низкотемпераутрного (200°С) распада нестехиометрического монокристалла $YBa_2Cu_3O_{6,8}$. Был расширен диапазон изучения поведения различных дифракционных линий в процессе распада. Кроме того, у нас появилась возможность исследовать распавшийся монокристалл в других плоскостях, в частности, таких, которые содержат ось с – (100), (010), или близких к ним. В

этом случае можно увидеть образование дефектов упаковки по (001).

В качестве объекта исследования был использован монокристалл 123 размером ~3х3х3 см, легированный церием (~1,5ат.%), с кислородным индексом у=6,93 в исходном состоянии, который был предоставлен нам ВНИИНМ им. ак. Бочвара. Он был исследован в исходном состоянии и после придания ему кислородного индекса 6,8. Для этого исходный монокристалл был подвергнут отжигу 500°C, 24ч на воздухе. Затем образец с у=6,8 был отожжен при 200°C, 100ч в атмосфере аргона.

Исследование выполнено с помощью четырех методов: а) рентгенографически на монокристаллах и порошках монокристаллов в излучениях Cu, Cr; б) электронно-микроскопически на сколах монокристаллов; в) в сканирующем микроскопемикроанализаторе Superprobe-733; д) в оптическом микроскопе Neophot в поляризованном свете.

При рентгенографическом исследовании исходного монокристалла обнаружено, что он является довольно совершенным. На дифрактограмме, полученной с образца, ориентированного по (001), присутствуют только узкие линии типа (001) фазы 123.

При металлографическом исследовании в поляризованном свете исходного монокристалла обнаружена довольно интересная структура. Весь монокристалл (он ориентирован по плоскости (001)) разбит на крупные прямоугольные пластины, которые ограничены взаимно перпендикулярными темными контурами. Внутри прямоугольников иногда наблюдаются области с крупными двойниками, которые, как известно, всегда ориентированы вдоль (110). Вся рассматриваемая область заполнена мелкими двойниками (нечеткими) двух ориентировок по плоскостям типа (110), причем ориентация двойников одна и та же в двух соседних прямоугольных пластинах фазы 123. Используя ориентацию двойников в качестве ориентира, можно заключить, что темные контуры вокруг прямоугольников и сами прямоугольники ориентированы по плоскостям (100) и (010). Полагаем, что темные взаимно перпендикулярные контуры - это места стыковки (границы) больших прямоугольных монокристальных пластин, а сами пластины представляют собой термические домены упорядочения. Как и следовало ожидать, при электронномикроскопическом исследовании в исходном состоянии монокристалла YBa₂Cu₃O_{6.93} (Ce) в плоскости ab наблюдалась двойниковая структура с соответствующим расщеплением рефлексов на электронограмме.

Необычная структура обнаружена в некоторых участках исходного монокристалла при анализе интенсивностей аналитических линий Ва, Си, Ү. Хорошо видно, что имеется довольно периодическое, синхронное изменение концентраций (в пределах ~10ат.%) Си и Ва вдоль линии сканирования. Что касается Y, то его концентрация изменяется в противофазе с колебаниями концентрации Ва и Си. Скорее всего эти колебания состава связаны с наличием в фазе 123 в данном участке большого количества дефектов упаковки, которые закономерным образом располагаются в пространстве кристалла.

При рентгенографическом исследовании монокристалла YBa₂Cu₃O_{6,8} (Се) (порошок), отожженного при 200°С, 24ч в Аг было замечено, что он испытал заметный распад. Линия 200 немного сместилась и расширилась в сторону тетра-фазы.

При электронно-микроскопическом исследовании как на светлопольных, так и на темнопольных изображениях видны какие-то протяженные параллельные полосы разной ширины (иногда очень широкие), которые характеризуются внутренним контрастом типа ряби и тонких полосок вдоль дефекта. На соответствующих электронограммах видны параллельные ряды близко расположенных рефлексов. Анализ показал, что рефлексы в рядах удалены друг от друга на расстояние 1/c, и на электронограммах в этом случае представлено сечение обратной решетки ~(010)*. Наблюдаемые параллельные полосы перпендикулярны оси с^{*} и представляют собой плоские дефекты упаковки по (001) или целые скопления из них, что согласуется с [4]. На одиночных дефектах упаковки наблюдается характерный для них полосчатый контраст. Образование большого количества дефектов упаковки должно сопровождаться разупорядочением тяжелых атомов Y, Ba, Cu и выражаться в появлении средней ОЦК решетки (усиление на электронограммах рефлексов 3/с≈1/а, связанных с ОЦК решеткой), что и наблюлается

Иногда на фоне обычной структуры из дефектов упаковки по (001) и двойников по (110) видно очень большое количество частиц какой-то фазы. На электронограмме при этом наблюдаются слабые дебаевские кольца с d=3,86; 3,31; 2,58; 1,93Å. Анализ показал, что эти линии могут принадлежать двум родственным фазам 248 и 247 (124+123), которые являются результатом возникновения в фазе 123 определенных дефектов упаковки по (001) [5]. В этом состоянии также встречались участки, ориентированные по плоскости *ab*, в которых наблюдался распад с тетрагональными рефлексами на электронограмме, что согласуется с рентгеновскими данными.

Анализ других участков рентгеновской дифрактограммы состаренного (при 200°С) соединения YBa₂Cu₃O_{6,8} показал заметное несоответствие с теорией Хачатуряна [1]. Особый интерес вызывает поведение линий 005,014-104 в процессе отжига (здесь и далее область углов 20=30-42°). В исходном состоянии этот триплет представляет собой довольно узкую линию. После отжига 100ч она практически исчезает. Линии (013,103,110) и 113 при этом также испытывает заметные изменения: с обеих сторон первого триплета появляются большие наплывы интенсивности. Высота пика линии 113 сильно уменьшается, и линия расширяется. Этот результат не может быть связан с наличием упругих напряжений, т.к. рассматриваемые линии находятся в области меньших углов, чем триплет 006,020-200, который не испытывает большого расширения. Анализ показал, что объяснить столь сильные изменения дифракционных линий (005,014-104), (013,103,110) и 113 только расслоением соединения по кислороду на две фазы (орто + тетра) не представляется возможным.

Наблюдаемое расширение рассматриваемых линий можно объяснить, например, сделав предположение, что наряду с расслоением по кислороду происходит перераспределение атомов Cu, в частности, выделяется обогащенная медью фаза Y₂Ba₄Cu₇O₁₅ (247 или YBa₂Cu_{3,5}O_{7,5}, см. [5]). При этом нужно иметь в виду, что линии этой фазы смещаются, расщепляются, изменяются по интенсивности при изменении в ней содержания кислорода. Согласно [5], фаза Y₂Ba₄Cu₇O₁₅ (247) представляет собой чередование по плоскостям (001) блоков, принадлежащих фазам 123 и 124. Последняя характеризуется присутствием в решетке фазы 123 двойных слоев (дефекты упаковки), содержащих цепочки CuO. Такой подход приводит в соответствие электронно-микроскопические и рентгеновские данные. Следует добавить, что при наличии в материале большого количества дефектов упаковки дифракционные линии на порошковых дифрактограммах расширяются в зависимости от индексов и смещаются.

Таким образом, низкотемпературный распад нестехиометрического соединения 123 происходит гораздо сложнее, чем это следует из теории Хачатуряна. Наряду с расслоением по кислороду (на две фазы – богатую и бедную кислородом) происходит разупорядочение и тяжелых атомов Y, Ba, Cu, что выражается в появлении большого количества дефектов упаковки по плоскостям (001), а также фаз, которые образуются на основе соединения 123 с помощью дефектов упаковки.

1. Khachaturyan A.G., Morris J.W. Phys.Rev.Lett., 59, 2776 (1987).

2. Кузнецова Е.И., Блинова Ю.В., Сударева С.В., Бобылев И.Б., Романов Е.П., Криницина Т.П. ФММ, N 1, 71 (2003).

3. Zandbergen H.W., Van Tendeloo G., Okabe T., Amelinckx S. Phys. Stat. Sol. (a), **103**, 45 (1987).

4. Zagannadhan K. and Narayan. Phil.Mag, **59**, №5, 917 (1989).

5. Berastegui P., Fischer P., Bryntse I., Johansson L.-G., Hewat A.W. J. Solid State Chem., **127**, 31 (1996).

К вопросу о механизмах падения критического тока высокотемпературных сверхпроводников при увеличении концентрации дефектов

Руднев И.А., Одинцов Д.С., Кашурников В.А.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва 115409, Россия

На основе расчетов критического тока j_c в модельной системе, имитирующей ВТСП слой, рассмотрены возможные механизмы падения j_c при увеличении концентрации дефектов. Сделан вывод о том, что основным механизмом уменьшения j_c является ослабление эффективного потенциала пиннинга, вызванного ростом концентрации дефектов.

Хорошо известно, что введение дефектов в ВТСП материал, в частности в системы на основе Ві, может повышать плотность критического тока *j*_c. Роль дополнительных структурных дефектов могут играть как химические примеси [1], так радиационные дефекты, возникающие при облучении ВТСП различными типами частиц [2-4]. Особенно сильно эффект повышения *j*_c.проявляется при облучении изначально малодефектых образцов, например, монокристаллов [2]. В сверхпроводящих пленках повышение јс либо мало, либо совсем отсутствует, что объясняется высокой дефектностью исходных образцов [3,4]. Более того, дальнейшее увеличение концентрации радиационных дефектов приводит к быстрому падению критического тока и обращению его в нуль [3,4]. Такая деградация критического тока на фоне постоянного увеличения центров пиннинга не является тривиальной, вы-



Рис. 1. Относительные изменения плотности критического тока (T=4.2 K, B=0) и T_c при ионном облучении пленки Bi2212 [4]. Отсутствие максимума на кривой $J_c(F)$ связан с высокой начальной дефектностью пленки

званной уменьшением критической температуры, так как было экспериментально установлено, что скорость падения j_c при радиационных воздействиях заметно превосходит скорость падения критической температуры (рис.1) [3,4]. При введении приместных дефектов начальный рост и последующее падении критического тока также не сопровождается заметным изменением критической температуры [1]. Очевидно, что наблюдаемый в ряде экспериментов максимум на зависимости критического тока от концентрации дефектов (либо его отсутствие) связан с наличием двух противоположных механизмов: повышения j_c за счет введения новых центров пиннинга и падения j_c в результате изменения сверхпроводящих свойств системы.

В настоящем сообщении путем моделирования транспортных характеристик ВТСП рассмотрены механизмы уменьшения критического тока, связанные с падением T_c и ослабеванием потенциала пиннинга при увеличении концентрации дефектов n_d .

Расчет проводился на основе двумерной модели сверхпроводника, имеющего конечные размеры по ширине и бесконечные (периодические условия) по длине [5]. Вихревая решетка представлялась в виде системы классических взаимодействующих частиц (вихревых блинов), потенциал Гиббса которой имеет следующий вид:

$$G = sN\varepsilon + \frac{1}{2}\sum_{i\neq j}U(r_{ij}) + \sum_{i,j}U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j}U_p(r_{ij}) + \sum_{i,j}U_{surf}(r_i, r_j^{im}) - s\sum_i\Delta\Omega_I$$

где слагаемые описывают собственную энергию вихрей, взаимодействие между вихрями, взаимодействие вихрей с центрами пиннинга, взаимодействие вихрей с краями образца, взаимодействие с мейсснеровским и транспортным токами в системе соответственно. В модели выбрано, что

$$U(r_{ij}) = U_0 K_0 \left(\frac{r_{ij}}{\lambda}\right), U_0 = s \frac{\phi_0}{8\pi^2 \lambda^2}, \lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3,3}\right)^{-0.5}$$
$$U_p(T,r) = -\alpha \frac{U_0(T)}{U_0(0)} \frac{1}{r/\xi + 1} \exp\left(-\frac{r}{2\xi}\right),$$

где λ – глубина проникновения магнитного поля, α – глубина центра пиннинга. Видно, что изменение критической температуры T_c оказывает влияние на глубину проникновения магнитного поля, что в свою очередь изменяет величину взаимодействия между вихрями и жесткость вихревой решетки.
Взаимодействие с дефектами влияет на скорость продвижения вихрей вглубь пластины при увеличении магнитного поля транспортного тока, что непосредственно влияет на критический ток образца. За критическое значение тока, аналогично модели Бина, выбиралось значение транспортного тока, при котором образец полностью заполняется вихрями. Расчеты проводились с помощью метода Монте-Карло при конечном температуре T=20 К и отсутствии внешнего поля.

В модель введены зависимости от концентрации дефектов как потенциала пиннинга $\alpha = \alpha(n_d)$ (рис.2), так и критической температуры $T_c = T_c(n_d)$ (рис.3). При этом спадающая зависимость $\alpha = \alpha(n_d)$ представляется возможной в силу того, что с увеличением числа дефектов вихрь взаимодействует не с одиночным центром пиннинга, а с полем дефектов, что приводит к ослабеванию эффективного взаимодействия.

Результат расчета зависимости критического тока от концентрации дефектов показан на рис. 3. Как видно, при малых значениях концентраций дефектов наблюдается рост значения критического тока, вызванный увеличением числа центров пиннинга. Без учета изменения параметров пиннинга $\alpha = \alpha(n_d)$ расчет дает практически неограниченный рост *j*_c, что противоречит эксперименту [3,4]. Учет деградации критической температуры, даже при очень сильной зависимости $T_c = T_c(n_d)$ также не приводит к падению j_c , так как такое изменение T_c не оказывает существенного влияния на сверхпроводящих параметров модели, которые могли бы соответствующим образом изменить значение критического тока. И только расчет критического тока, проведенный при учете зависимости $\alpha = \alpha(n_d)$ (рис.2), демонстрирует кривую $j_c(n_d)$, качественно совпадающую с экспериментально наблюдаемой. А именно, наличие максимума на кривой $j_c(n_d)$ и дальнейшее падение *j*_c без существенного уменьшения критической температуры.

Таким образом, на основе проведенных расчетов мы делаем вывод о том, что основным механизмом влияния концентрации дефектов на критический ток ВТСП является изменение эффективной глубины центров пиннинга.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16406.

1. B.P. Mikhailov, I.A. Rudnev, P.V. Bobin, Inorganic Materials, 40, Suppl. 2, S91–S100(2004).





Рис.3. Рассчитанные зависимости критического тока и критической температуры от концентрации дефектов

3. В.Ф. Елесин, И.А. Руднев, СФХТ 4, 11 2055-2071(1991).

4. В.Ф. Елесин, И.А. Есин, И.А. Руднев и др. СФХТ 6, 4 807- 822(1993).

5. Д.С. Одинцов, И.А. Руднев, В.А. Кашурников, ЖЭТФ 128, (2006).

Структура и свойства композитов на основе Ві-содержащих ВТСП с наноразмерными добавками нитридов

Михайлов Б.П., Кадырбаев А.Р., Михайлова А.Б.

Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва 117911, Россия

Руднев И.А., Бобин П.В., Покровский С.В.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва 115409, Россия

Представлены результаты исследований физико-химического взаимодействия соединения (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_{10+δ} (Bi-2223) с малыми добавками (0,05-0,3 мас.%) порошков нитридов AIN, HfN, NbN, Si₃N₄, TiN и ZrN, с размером частиц от 0,02 до 0,5 мкм и более. Обнаружено влияние концентрации добавок, дисперсности и условий спекания композитов на температуру сверхпроводящего перехода T_c, плотность критического тока Ј_с, величину остаточной необратимой намагниченности, экранирующие и физикомеханические свойства для ряда нитридов (HfN, ZrN, NbN, Si₃N₄ и AlN). Показано, что при оптимальных концентрациях добавок наблюдается повышение Ј, при 4,2 и 77 К (в том числе при повышении напряженности магнитного поля), остаточной необратимой намагниченности, а также плотности и твердости композитов.

Одним из способов повышения функциональных характеристик Ві-ВТСП соединений является создание композитов, содержащих сверхпроводящую матрицу и частицы несверхпроводящих фаз с размерами порядка длины когерентности. При этом указанные частицы должны оставаться индифферентными по отношению к сверхпроводящей фазе, не растворяться в ней, не разлагать ее и распределяться равномерно в объеме композита. В процессе высокотемпературного спекания (830-860°С) частицы добавок должны иметь низкую склонность к агрегированию на границах кристаллитов. По мере роста зерен сверхпроводящей матрицы добавки должны врастать в нее. Ранее (см. обзор [1]) в качестве добавок были использованы оксиды (Al₂O₃, ZrO₂, TiO₂), карбиды (NbC, TaC) [2], а также нитриды гафния и кремния. В данной работе в качестве добавок использован широкий круг тугоплавких нитридов. A именно, TaN, NbN, ZrN, TiN, AlN, HfN, Si₃N₄. Цель исследований заключается в сравнительном анализе влияния указанных нитридов на структуру и свойства (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_{10+δ}, в оптимизации содержания добавок, их дисперсности и условий спекания композитов.

Для приготовления композитов использовано Bi-2223 соединение, синтезированное методом совместного осаждения карбонатов. По данным рентгенофазового анализа порошок исходного соединения преимущественно состоит из фазы 2223 (~90 об.%), 2212 (5-9 об.%), 2201 (2-3 об.%) и следов PbCaO₄.Нитриды дисперсностью от 10 до 500 нм получены методом плазмохимического синтеза. Концентрация добавок изменялась от 0,05 до 0,3 мас.%. Смесь исходных порошков механически перемешивалась в течение 72 часов, затем прессовалась в таблетки 12х2,5 мм. Давление и длительность прессования для всех образцов (в том числе и образца без добавок) было одинаковыми. Спекание композитов с добавками различной концентрации проводилось одновременно первоначально при 840°С/24 часа, а затем при последующих отжигах температура последовательно повышалась до 845 и 850°С. После спекания проведены исследования микроструктуры поверхности таблеток, морфологии и размеров выделений вторых фаз, электрофизических и магнитных свойств (Т_с, J_c(T,B), намагниченности, распределения остаточного магнитного поля), а также микротвердость и плотность композитов на различных этапах синтеза. Т_с измерена индуктивным методом. Зависимости J_c(T,B) получены рассчитывалась из намагниченности М(Н) при T=4,2 К и 77 К, которая была измерена методом дифференциальной холловской магнитометрии. Распределение замороженного магнитного поля анализировалось с методами сканирующей холловской магнитометрии и магнитооптикой.

В целом результаты микроструктурных и микрорентгеноспектральных исследований композитов с добавками нитридов показывают равномерное распределение введенных добавок и уплотнение структуры композитов. Этот результат подтверждается также при измерении плотности образцов с применением методики взвешивания. Отметим, что плотность композитов после холодного прессования таблеток всегда выше, чем у образцов, подвергнутых последующему спеканию и, кроме того, она всегда выше в сравнении с исходным образцом.

Достаточно убедительно влияние добавок нитридов проявляется при исследовании электрофизических характеристик композитов. Так, анализ температурных зависимостей магнитной восприимчивости керамики Bi-2223, содержащей от 0,05 до 0,2 мас.% нитрида гафния, что во всех образцах с добавками нитрида гафния в отличие от образца без добавок переходы в сверхпроводящее состояние более резкие и это свидетельствует о повышении и других сверхпроводящих параметров в том числе плотности критического тока. Об этом же свидетельствуют более резкие максимумы на мнимой части переходных кривых. При сравнении результатов измерений намагниченности композитов с добавками нитридов ниобия, алюминия, циркония, кремния видно, что наиболее заметное повышение намагниченности достигается в композитах с добавками циркония. При этом установлено, что для каждой из указанных добавок существует своя оптимальная концентрация, при которой реализуется наиболее высокий уровень плотности критического тока. В случае введения нитридов циркония с повышением концентрации до 0,27 мас. J_c продолжает повышаться (более, чем в 3 раза по сравнению с образцом без добавок) Для ряда других нитридов (AlN, NbN, Si₃N₄ и др.) оптимальная концентрация в смещается в область от 0,05 до 0,1 мас.%.

Кроме концентрации значительное влияние на плотность тока композитов оказывает дисперсность вводимых добавок. Так, сравнение зависимостей плотности критического тока от дисперсности добавок Si₃N₄ при различных концентрациях (0,05; 0,1 и 0,2 мас.%) показывает, что при значительном уменьшении размеров вводимых частиц Si₃N₄ (менее 0,1 мкм) J_c при всех указанных концентрациях заметно понижается. Понижение J_c происходит также при увеличении размеров частиц до 0.5 мкм. Оптимальным размером частиц является интервал от 0,2 до 0,4 мкм. Объяснение указанного результата связано с растворимостью частиц добавок Si₃N₄. Когда размер частиц мал (0,02 мкм), они, видимо, полностью растворяются в матрице и их эффективность в качестве центров пиннинга полностью исчезает. Более крупные частицы также не способствует улучшению пиннинга магнитного потока.

В процессе высокотемпературного спекания кремний из нитрида кремния, видимо, растворяется в кристаллической решетке фазы Bi-2223 и ухудшает ее структурное совершенство. Это является причиной снижения T_c и других сверхпроводящих параметров. Однако в случае более крупных частиц Si₃N₄ при указанных условиях спекания частицы частично сохраняются в сверхпроводящей матрице и продолжают выполнять роль центров пиннинга.

Для каждой добавки из указанных нитридов необходима оптимизация ее концентрации, дисперсности и условий спекания. Это связано с тем, что механизмы взаимодействия конкретной добавки с ВТСП-матрицей значительно отличается. В том случае, когда добавки относительно индифферентны к матрице (TiN, HfN, ZrN) их размеры (дисперсность) могут составлять несколько десятков нанометров. В то же время добавки, более активно реагирующие с фазой Bi-2223 (AlN, NbN, Si₃N₄), должны быть более крупными.

Введение в Вi-BTCП композиты целого ряда тугоплавких нитридов также оказывает влияние на плотность и микротвердость композита. Например, для композитов, содержащих добавки AlN и ZrN при концентрациях 0,05-0,3 мас.% плотность композита заметно выше по сравнению с исходной керамикой. Проявляется эта разница, как непосредственно после холодного прессования, так и после спекания при 840°C/24 часа. Отметим, что после спекания плотность керамики понижается. Однако, она заметно выше, чем у исходного материала. Связано это с тем, что в процессе спекания кристаллиты фазы Bi-2223 укрупняются и при этом введенные в композит добавки, либо врастают в зерна матрицы, либо растворяются в них.

Различный механизм взаимодействия добавок заметно проявляется также при измерении микротвердости сверхпроводящей матрицы Bi-2223. Например, при введении добавок нитрида алюминия уже при концентрациях выше 0,05 мас.% твердость повышается от 55 до 80 н/мм². В тоже время добавки нитрида циркония практически не оказывают влияния на микротвердость. Тем самым можно заключить, что растворимость указанных добавок в матрице Ві-2223 значительно отличается. Нитрид алюминия растворяется более активно, чем нитрид циркония. Повышение твердости при введении AlN интересно тем, что при этом повышается прочность керамики и практически не понижаются сверхпроводящие параметры. J_c при содержании AlN 0,05 мас.% даже выше, чем у исходного образца.

Интересные в научном и практическом отношении результаты достигнуты также при исследовании экранирующих свойств Bi-BTCП композитов. Так с помощью магнитооптического метода исследованы Мейснеровская экранировка и проникновение магнитного потока в композитах, содержащих добавки нитрида гафния и нитрида кремния. Показано, что введение добавок существенно изменяет картину распределения магнитного потока.

Таким образом, показано, что введение ряда тугоплавких нитридов (HfN, TiN, ZrN, Si₃N₄ и AlN) в композиционные материалы на основе Ві-2223 при оптимизировании концентрации, степени дисперсности и условий высокотемпературного спекания повышают плотность критического тока, остаточную необратимую намагниченность и экранирующие свойства как при 4,2, так и при 77 К. Наряду с электрофизическими свойствами наноразмерные добавки нитридов, в частности, нитрида алюминия дисперсностью 30- 50 нм, повышают плотность композиционной керамики на 10-15 и твердость сверхпроводящей матрицы на 50-80 %; в тоже время другие нитриды, например, нитриды гафния, титана, циркония, при одинаковых концентрациях практически не оказывают влияния на твердость и это свидетельствует о более низкой растворимости их в сверхпроводящей матрице и различных механизмах их взаимодействия со сверхпроводящей ВТСП-матрицей, тем самым указанные нитриды являются более перспективными при создании композиционных ВТСП керамик.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, Грант 06-03-32720.

1. B.P. Mikhailov, I.A. Rudnev, P.V. Bobin, Inorganic Materials, 40, Suppl. 2, S91–S100(2004).

2. И.А. Руднев, Б.П. Михайлов, П.В. Бобин, Письма в ЖТФ, **31**, в.4, .88-94(2005).

Левитационные свойства многослойного сверхпроводящего блока

Руднев И.А., Ермолаев Ю.С.

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия Полущенко О.Л., Нижельский Н.А.

Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана, 107005 Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований силы магнитной левитации, возникающей при взаимодействии многослойного сверхпроводящего блоплавлено-текстурированной керамики ка YBa₂Cu₃O_{7-х} и постоянного магнита. Найдены зависимости максимальной отталкивающей силы и максимальной притягивающей силы от толщины сверхпроводящего блока в режимах охлаждения сверхпроводника как в нулевом, так и в ненулевом магнитном поле. Установлена взаимосвязь величины силы левитации и объемного распределения токов в сверхпроводящем блоке.

В настоящее время не достаточно полно исследован вопрос о влиянии физических параметров и геометрических размеров сверхпроводника на силу магнитной левитации (СМЛ), возникающей в системе сверхпроводник-магнит. В настоящем сообщении мы приводим данные экспериментальных исследований зависимости силы магнитной левитации от толщины сверхпроводящего блока Z в режимах ZFC и FC, а также зависимости СМЛ от плотности критического тока сверхпроводника *j*_c. Результаты экспериментов сопоставлены с результатами проведенных численных расчетов силы левитации и объемного распределения токов в сверхпроводнике различной толщины. Мы покажем, что экспериментально наблюдаемые зависимости F(Z)связаны с существенно неоднородным распределением наведенных в сверхпроводнике токов, что в свою очередь является следствием искажения поля магнита, вносимого сверхпроводящим образцом.

В эксперименте измерялась зависимость силы левитации F_z от левитационного зазора z между расположенными соосно магнитом и сверхпроводящим блоком. Сверхпроводящий блок состоял из плавленооднотипных нескольких образцов текстурированной керамики YBa2Cu3O7-х диаметром 2R = 0,014 м и толщиной $Z_0 = 0,002$ м. Количество образцов N в сверхпроводящем блоке варьировалось от 1 до 7. В качестве источника магнитного поля использован NdFeB магнит диаметром 0,025 м и толщиной 0,013 м, с полем в центре верхней поверхности 0,31 Тл. Измерения СМЛ проводились на специализированном стенде [1] при температуре 77 К в режимах FC и ZFC.

Численный анализ и расчет силы левитации в простейшей левитацонной системе, состоящей из цилиндрических и соосных магнита и сверхпроводника, проводился методом конечных элементов (МКЭ). Рассчитывалось распределение токов в сверхпроводнике и сила левитации *F*. Расчеты оперируют векторным потенциалом *A*, используя уравнение Максвелла $\Delta A = -\mu_0 j$ для определения взаимосвязи между токами и *A*, и модель Бина $j=j_c$ в виде материального уравнения. Сила левитации рассчитывалась как $\mathbf{F} = [\mathbf{jB}]$, где \mathbf{B} =rot \mathbf{A} . Детали расчета представлены в [2,3].

Проведенные вычисления показывают, что с ростом критического тока сила левитации растет (рис. 1). При малой плотности критического тока *j*_c рост силы F_z линейный, что связано с полным проникновением токов в образец. При большой *j*_c сила левитации выходит на константу F_{z Meiss}, которая соответствует эффекту Мейсснера, при этом ток протекает в небольшом приповерхностном слое образца. При промежуточных значениях *j*_c наблюдается некоторая переходная область, в которой изменение *j*_c существенно сказывается на распределении токов в образце. Расчетная кривая совпадает с данными эксперимента, проведенного на шести образцах, имеющих одинаковые геометрические размеры, но разное значение плотности критического тока, полученное из измерений намагниченности (см. рис.1).

С ростом размеров образца (рис. 2) сила левитации растет и насыщается к некоторому максимальному значению. Для определения зависимости СМЛ от толщины сверхпроводника на эксперименте измеряли зависимость силы левитации F_z от pacстояния z между магнитом и сверхпроводящим блоком, состоящим из набора одинаковых образцов. Из полученных зависимостей F_z(z) выделяли значение F_z при фиксированном минимальном расстоянии z_0 и строили зависимость $F_z(z_0)$ от толщины сверхпроводящего блока (см. рис. 3). Расчет силы левитации, проведенный из предположения об аддитивности силы от отдельных образцов (то есть без учета взаимной экранировки), показал, что при увеличении толщины блока наблюдается заметное (почти на 100%) отклонение расчетных данных от экспериментальных. В то же время, результаты расчета методом конечных элементов удовлетворительно совпадают с экспериментом. Анализ токовых состояний в сверхпроводнике показывает, что наблюдаемая неаддитивность силы F_z связана с существенно неоднородным распределением токов в объеме сверхпроводника. А именно, рассмотрим объемное распределение токов внутри сверхпроводящих образцов при увеличении их числа N (рис. 3 a-d), полученное в результате расчета методом конечных элементов. Один образец (рис. 3а): почти во всем образце течет критический ток (показан

темным цветом), кроме небольшой области в середине. Добавляем к нему второй образец (рис. 3b): в первом образце область без тока увеличивается (вклад этого образца в силу левитации уменьшается), во втором образце область без тока занимает значительную его часть. Случай трех образцов (рис. 3с): распределение токов в нижней радиальной части почти не меняется. В случае семи образцов (рис. 3d) видно, что основная часть токов сосредоточена в первом образце и в радиальной части остальных образцов. Таким образом, основной вклад в силу левитации дают два первых образца в сверхпроводящем блоке. Добавление N+1-го образца приводит к изменению распределения токов только в *N*-ном образце, причем в сторону уменьшения вклада *N*-го образца в силу левитации.

На рис. Зе представлены распределения, полученные для единичных образцов без учета экранировки. Как отчетливо видно, распределения токов на рис. 3d и рис. 3е различаются, что соответствует разнице в СМЛ примерно в 1,5 раза. Из рис. 2 и 3



Рис.1. Зависимость силы магнитной левитации от плотности критического тока.

можно указать диапазон толщин при которых выполняется аддитивность — эти соответствуют линейному росту $F_z(N)$.

Таким образом, в результате проведенных экспериментальных исследований и численного моделирования определены зависимости силы магнитной левитации от геометрических размеров и сверхпроводящих параметров сверхпроводника. Также показана возможность оптимизации толщины сверхпроводящего блока, основанная на определении эффективной толщины сверхпроводящего блока. Последний результат имеет важный прикладной аспект, позволяющий улучшить массгабаритные характеристики реальных левитационных систем.

 Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев, Приборы и техника эксперимента, № 1, 164-165(2004).

2. Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев, Письма в Журнал технической физики, 30, 1-6(2004).

3. Ю.С. Ермолаев, И.А. Руднев, Письма в Журнал технической физики, 31, 60-66(2005)



Рис. 2. Зависимость максимальной силы левитации от количества образцов в СП блоке, режим ZFC. 1 – эксперимент, 2 – расчет из предположения аддитивности, 3 – расчет МКЭ.



Рис. 3. Распределения токов в сверхпроводящем блоке при z = z 0, ZFC, расчет МКЭ. Показан срез по радиусу; черный цвет – ток с величиной равной критическому току, белый цвет – тока нет, светло-серым цветом показана граница образцов. a-d – изменение распределения токов с ростом N; е – один образец на расстояниях z кратных его толщине Z в ходе приближения к магниту после ZFC, семь отдельных изображений собраны в одно, т.е. имитация семи невзаимодействующих образцов. Распределение токов соответствуют предположению аддитивности; f – цельный образец.

ФПС'06. Секция А. Прикладная сверхпроводимость.

Прибор для измерения сверхслабых магнитных полей

Кузьмичёв Н.Д., Васютин М.А. Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, Саранск 430000, Россия Славкин В.В. Саранский кооперативный институт, Саранск 430000, Россия Головашкин А.И. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Описано несложное устройство на основе поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-х} для измерения сверхслабых магнитных полей.

Разработанный магнитометр [1-3] можно использовать в измерительной технике, в медицине, в геологоразведке и т.д. В основу датчика магнитометра был взят ферромодуляционный зонд, который применяется для измерения слабых магнитных полей. Принцип работы датчика магнитного поля основан на использовании явления нарушения нечётной симметрии петли гистерезиса поликристаллических высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Датчик магнитного поля (ВТСП-зонд) обладает всеми преимуществами феррозонда (диаграмма направленности, непосредственное измерение напряженности магнитного поля (в отличие от СКВИДов) и широкий диапазон измерения полей), но имеет на два-три порядка большую чувствительность, чем феррозонд. На рис. 1 приведена схема датчика магнитного поля. На рис. 2 – изображена блок-схема устройства для измерения магнитного поля.



Датчик магнитного поля содержит катушку возбуждения 1 и измерительную катушку, выполненную в виде двух равных встречно включенных катушек 2 и 3, в одной из которых расположен сердечник 4, выполненный из поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-х} (YBCO). Устройство для измерения поля – магнитометр (см. рис. 2), содержит генератор возбуждения 1, удвоитель частоты 2, датчик магнитного поля 3, избирательный усилитель 4, настроенный на удвоенную частоту генератора, синхронный детектор 5 и регистрирующее устройство 6. Магнитометр работает следующим образом. На катушку возбуждения датчика 3 (рис. 2) подается синусоидальный ток частотой f от генератора 1 для создания магнитного поля амплитудой h. На концах измерительных катушек 2 и 3 (рис. 1) наводится ЭДС є(t) пропорциональная производной по времени намагниченности dM/dt и содержащая большое число высших гармоник. При отсутствии внешнего постоянного магнитного поля є(t) содержит нечетные гармоники. Четные гармоники появляются в присутствии внешнего поля. В отсутствии сердечника 4 сигнала на выходе не будет. Амплитуды четных гармоник растут с ростом поля и уменьшаются далее. Зависимость амплитуды второй гармоники от постоянного магнитного поля H_0 имеет вид [1,4]:

$$\varepsilon_{2}(H_{0}) \approx \frac{1}{2} \mu_{0} NS \omega h^{2} \left(\frac{d\chi_{d}}{dH}\right)_{H_{0}} \approx$$

$$\approx \mu_{0} NS \omega M_{0} \left(\frac{h}{H^{*}}\right)^{2} H_{0} \Big|_{H_{0} \ll H^{*}} \propto H_{0},$$
(1)

Здесь μ_0 – магнитная постоянная, N – число витков катушки 2 (см. рис. 1), S – сечение ВТСП сердечника, $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота модуляции, χ_d – дифференциальная восприимчивость сердечника, M_0 – есть намагниченность насыщения сердечника, а параметр H* для зависимости $\varepsilon_2(H_0)$ равен: H* = 2 – 15 Э [1,2]. На величину H* влияет амплитуда h.



Рис. 2

Чувствительность разработанного магнитометра с учетом шумов в расчете на единичный интервал частот есть: $D \approx 2 \cdot 10^{-7} \mathcal{F} / \Gamma u^{1/2}$. Её можно увеличить до ~10⁻⁸ $\mathcal{F} / \Gamma u^{1/2}$. Чувствительность СКВИДа ~10⁻⁹ $\mathcal{F} / \Gamma u^{1/2}$, а у лучших феррозондов ~10⁻⁵ $\mathcal{F} / \Gamma u^{1/2}$. Диапазоном измерений полей от ~10⁻⁶ \mathcal{F} до 10 \mathcal{F} (\approx 160 дБ). Датчик измеряет величину напряженности (индукции) магнитного поля, а не её изменение и имеет выраженную диаграмму направленности.

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, М.А. Васютин, и др. Патент №1827653 (1993).

2. А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичёв, В.В. Славкин, ЖТФ.76, 81 (2006).

3. А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичёв, В.В. Славкин, Прикладная физика. №5, 125 (2005).

4. Н.Д. Кузьмичёв, Письма в ЖЭТФ.74, 291 (2001).

Управление умножением частоты

Кузьмичёв Н.Д. Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, Саранск 430000, Россия Славкин В.В. Саранский кооперативный институт, Саранск 430000, Россия Головашкин А.И. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

В работе предложено устройство на основе поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-х} для управления амплитудами формируемых гармоник.

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) благодаря своим уникальным свойствам остаются привлекательными в качестве материала для применений в различных областях слаботочной прикладной сверхпроводимости [1,2]. На основе исследований нелинейных магнитных свойств поликристаллов YBa₂Cu₃O_{7-x}(YBCO) разработан управляемый формирователь гармоник [3-5]. Он проще конструктивно, обладает расширенным спектром формируемых гармоник на низких, высоких и сверхвысоких частотах. Имеется возможность с помощью постоянного магнитного поля управлять амплитудами гармоник. Управляемый формирователь гармоник имеет широкий динамический диапазон и надежен практически при любых амплитудах входного сигнала.

Целью данного устройства является расширение спектра формируемых гармоник и управление амплитудами гармоник. Его можно использовать для умножения частоты в радиоизмерительной аппаратуре, в криогенной электронике и в других прикладных областях. Он может также использоваться в сочетании с полупроводниковыми приборами или устройствами, для улучшения параметров последних. На рис. 1 приведена принципиальная электрическая схема управляемого формирователя гармоник.



Рис. 1. Принципиальная электрическая схема управляемого формирователя гармоник: 1- катушка возбуждения; 2 и 3 – компенсационные (выходные) катушки; 4 – соленоид; 5 – сердечник из поликристалла YBCO.

Управляемый формирователь гармоник работает следующим образом. На катушку 1 подается синусоидальный сигнал заданной частоты. В результате взаимной индукции во второй 2 и третьей 3 катушках индуктивности имеющих одинаковое количество витков, индуцируются синусоидальные сигналы, одинаковые по амплитуде. Вторая и третья катушки 2 и 3, кроме того, включены встречно, что компенсирует наведенные в них ЭДС при отсутствии сверхпроводящего сердечника 5. Поэтому сигнала с входной частотой на выходе нет. При введении во вторую катушку 2 индуктивности сердечника 5 из поликристалла ҮВСО отклик сердечника 5 из-за нелинейности намагниченности будет иметь сложную форму. Так как входной сигнал (в отсутствии сердечника) скомпенсирован и на выходе управляемого формирователя гармоник отсутствует, то при введении сердечника 5 выходной сигнал будет полностью определяться его откликом. На концах катушек 2 и 3 наводится ЭДС є пропорциональная производной по времени намагниченности:

$$\varepsilon(t) = -\mu_0 NS \frac{dM}{dt}.$$
 (1)
Здесь $M = \frac{1}{V} \int_V \vec{M} d\vec{S} dz$ – намагниченность

образца; \vec{S} – ориентированное сечение образца; \overline{M} - вектор намагниченности образца в сечении \overline{S} ; N – число витков приемной катушки; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, z- координата в направлении \overline{S} . Вследствие подачи на соленоид, которым является четвертая катушка 4, постоянного тока внутри соленоида создается постоянное магнитное поле, которое действует на сердечник 5 и в результате с ростом величины напряженности магнитного поля амплитуды четных гармоник возрастают, а нечетных убывают [3]. Таким образом, из синусоидального сигнала, поданного на вход, формируются как нечетные, так и четные гармоники, амплитуды которых управляются постоянным магнитным полем. Он работает в диапазоне температур от 0 до 92 К (область в которой сердечник является сверхпроводником). Длительная эксплуатация сверхпроводящего сердечника приводит постепенной деградации его сверхпроводимости и соответственно нелинейных магнитных свойств. В этом случае, можно применить устройство для автоматической подстройки управляемого формирователя гармоник (подстройки амплитуд высших гармоник).

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

- 1. В.Л. Гинзбург, УФН. 170, 619 (2000).
- 2. Н.А. Черноплеков, Вестник РАН. 71, 303 (2001).
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин, ФТТ. 31, 233 (1989).
- А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев, И.С. Левченко, Г.П. Мотулевич, В.В. Славкин, ФТТ. 32, 1374 (1990).
- 5. Н.Д. Кузьмичев, В.В. Славкин, Патент № 2013857 (1994).

Получение объемной текстурированной высокотемпературной сверхпроводящей керамики в условиях воздействия постоянного магнитного поля

Соболев А.С., Пудов В.И.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620041, Россия

Рассмотрена возможность повышения физико-механических свойств высокотемпературной сверхпроводящей керамики за счет воздействия постоянного магнитного поля на уровне 50 мТл в условиях расплавной кристаллизации. Применение комбинированного метода позволило получить объемную текстурированной керамику с повышенной плотностью критического транспортного тока более 5·10³ A/см². Данные результаты открывают перспективу использования термомагнитной обработки для улучшения функциональных свойств высокотемпературных сверхпроводящих керамических материалов и изделий.

Проблема улучшения физико-механических свойств ВТСП-керамик является актуальной в практике создания новых искусственно синтезируемых материалов.

Наиболее сложной задачей является получение объемной ВТСП-керамики с высокой плотностью $j_c^{\rm TP}$ критического транспортного тока и её упрочнения.

В этом случае, по сравнению с традиционными методами прямого синтеза материалов, наиболее эффективным способом повышения j_c^{rp} является применение метода расплавной кристаллизации в условиях медленного охлаждения полученного расплава (порядка 0,1 °С/час.) [1]. Метод позволяет обеспечить при температуре 77 К получение плотности j_c^{rp} свыше 10⁴ А/см². Однако синтезированная керамика имеет достаточно низкие механические свойства, в частности, её механическая прочность составляет менее 140 МПа, которая характерна для керамики, получаемой стандартным твердофазным синтезом. Другим недостатком этого метода является значительная сложность его реализации в про-изводственных условиях.

В данной работе рассматривается возможность реализации при синтезе ВТСП-керамики расплавного метода в условиях воздействующего постоянного магнитного поля, обеспечивающего получение объемной текстурированной керамики с повышенными физико-механическими свойствами.

В качестве модельного объекта для экспериментов выбрано наиболее исследуемое химическое соединение YBa₂Cu₃O_{7-δ}. Оно было синтезированное по стандартной керамической технологии из стехиометрической смеси, приготовленной из оксидов иттрия, меди и карбоната бария.

Исследуемые образцы были приготовлены в виде штапиков размерам 20х3х5 мм², полученных путём прессования из $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при давлении $2T/cm^2$.

Предварительно был осуществлен синтез ВТСПкерамики в магнитном поле без применения расплавной технологии.

Технология синтеза проходила следующим образом. Приготовленный образец помещали в платиновой кювете в кварцевую трубку рабочей зоны созданной термомагнитной установки, обеспечивающей регулирование температуры от комнатной до 1200 °С и магнитного поля в соленоиде от нуля до 0,15 Тл. Устанавливали магнитное поле, ориентированное по продольной оси образцов, на уровне 50 мТл и нагревали образец до температуры 950 °С, при которой выдерживали в течение 10 часов. После этого подавали в кварцевую трубку кислород и охлаждали образец до температуры 200 °С в течение 20 часов и отключали подачу кислорода.

Данный цикл синтеза повторяли еще два раза, и последний цикл заканчивали отключением кислорода и магнитного поля при охлаждении образца до комнатной температуры.

Затем синтезированный образец извлекали из рабочего объема установки и производили путем пропускании тока вдоль оси образца, измерение его критической плотности j_c^{TP} 4-х зондовым методом при 77 К в поле Земли. Результат измерения превысил 1500 А/см² [2]. Измерения поперек оси образца дали результат для j_c^{TP} на уровне 300 А/см².

Существенное различие в значениях j_c^{-тр} полученных при измерениях вдоль и поперек оси образца свидетельствует о наличии текстурированного состояния материала образца, сформированного при его синтезе в магнитном поле.

Для синтезированного по данному режиму образца механическая прочность составила 200 МПа, что примерно в 1,5 раза превышает таковую для ВТСП-керамики, полученную по стандартной керамической технологии.

Из работы [1] следует, что наиболее перспективен при синтезе ВТСП-керамики является метод расплавной технологи и его реализация в виде расплавно-текстурированного роста кристаллов из расплава в приложенном магнитном поле опробована в [3,4]. Результаты показали увеличение механической прочности керамики на 10–15 % по сравнению с образцами, полученными по стандартной керамической технологии. Однако, проведенные исследования по оптимизации параметров рабочих режимов позволяют проводить синтез ВТСПкерамики на более высоком уровне. Исследования были выполнены следующим образом. Было дополнительно к химическому соединению YBa₂Cu₃O₇₋₈ синтезировали соединение Y₂BaCuO₅, из котороых были спрессованы штапики размерам 20x3x5 мм². Данные штапики, соединенные вместе помещали в платиновую кювету и по подобранному режиму осуществляли синтез в приложенном вдоль оси образцов магнитном поле H = 50 кA/м. При температурах в области 1100 – 1150 °C протекал процесс превращения в магнитном поле по схеме:

$$YBa_2Cu_3O_{7-\delta} \Rightarrow Y_2BaCuO_5 + L$$

где L – состав эвтектики.

После двадцатиминутной выдержки температуру понижали до ~ 1050 °C, а затем со скоростью ~ 0,2 °C в минуту образец охлаждали до 950 °C. В интервале температур 1050-950 °C происходило текстурирование керамики. Дальнейшую термомагнитную обработку осуществляли в атмосфере технического кислорода вплоть до комнатной температуры. Общая длительность обработки образца составила ~ 36 часов, что вполне доступного для реализации данного технологического процесса на практике.

Рентгенофазовый и микроструктурный анализы полученных текстурированных образцов показали, что они состоят из ~70–75 % сверхпроводящей орторомбической модификации, ~ 20–15 % соединения Y_2BaCuO_5 и ~10 % CuO. Внутри кристалликов сверхпроводящей фазы имеются дисперсные включения фазы Y_2BaCuO_5 , что свидетельствует о перитектическом характере процесса превращения. Плоскости {001} кристалликов параллельны направлению роста, то есть перпендикулярны с - оси.

Электрофизические измерения транспортного тока образцов выполняли при 77 °К 4-х зондовым методом, причем значения тока измеряли вдоль направления роста кристалликов сверхпроводящей фазы, совпадающем с направлением приложенного магнитного поля. Результат измерения j_c^{тр} при 77 К в поле Земли составил ~5000 A/см². Значения j_c^{тр} в перпендикулярном направлении были примерно на порядок меньше, что свидетельствует наличии тестурированного состояния материала в синтезированных образцах. Следует также отметить, что текстурированные методом ТМО образцы имеют повышенную, примерно на 30% больше, механическую прочность по сравнению с образцами, полученными по стандартной керамической технологии.

Данные методы были реализованы на других соединениях системы М ВаСиО, получаемых замещением иттрия редко земельными элементами М (гольмием, диспрозием) и достигнуты примерно те же положительные результаты.

Таким образом, представленные методы синтеза ВТСП-керамики в магнитном поле обеспечивают получение объемной тестурированной керамики с повышенной плотью критического транспортного тока и механической прочностью, что обеспечивает заметное улучшение функциональных свойств ВТСП-керамики.

Представленные результаты существенного улучшения физико-механических свойств синтезированной высокотемпературной сверхпроводящей керамики, при относительно малых технических и энергетических затратах на её получение, характеризует данный комбинированный метод, как перспективный для широкого внедрения в производственных условиях.

1. S. Jin, T.H. Tiefel, R.S. Sherwood et. al. Appl. Phys. Lett., 54, 584(1989).

2. А.С. Соболев, Л.В. Козырев, И.А. Леонидов, А.А. Фотиев. Патент RU № 2090954. Бюл. изобр,, 3, 26 (1997).

3. А.А. Фотиев, А.С. Соболев, И.А. Леонидов. ФХМО, 4, 13-16 (1995).

4. V.I. Pudov, A.S. Sobolev. J. Superconductivity, . 15, 3, 221-223 (2002).

Влияние низкотемпературного распада на резистивные свойства керамики Ва2YCu3O7-б

Бобылев И.Б., Зюзева Н.А., Ташлыков А.О., Пономарев А.И., Сударева С.В., Романов Е.П. Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, 620041, Россия

Исследовано влияние низкотемпературного распада нестехиометрического Ba₂YCu₃O_{7-δ} на резистивные свойства керамики. Установлено, что распад в данной системе протекает по спинодальному механизму.

Выполненные к настоящему времени исследования низкотемпературного распада (t<400°C) в системе Ва₂YCu₃O₆ - Ва₂YCu₃O₇ проводились, в основном, методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгенографического анализа. Преимуществом этих методов является возможность получения прямой информации об изменении структуры материала, подвергшегося распаду. Недостатком их является малая чувствительность, приводящая к тому, что зафиксировать заметные изменения удается только после достаточно продолжительных отжигов (>=5 часов). В [1] было обчто распад нестехиометрического наружено, Ва₂YCu₃O₇₋₈ на бедную и богатую кислородом фазы имеют ряд признаков, указывающих на то, что распад в данной системе протекает по спинодальному механизму. Однако главные признаки спинодального механизма - протекание распада без инкубационного периода и непрерывность изменения состава образующихся фаз методами рентгенографии и электронной микроскопии установить весьма проблематично.

В данной работе были использованы методы измерения удельного сопротивления и критической плотности тока, отличающиеся высокой чувствительностью к состоянию межзёренных границ. Измерения сопротивления проводили стандартным четырехконтактным методом, а критической плотности тока - импульсным методом при Т=77К. В качестве материалов для исследования была использована керамика, приготовленная с помощью стандартного твердофазного синтеза. Для исследования были выбраны два типа керамики с содержанием кислорода у=6,96 и 6,5. Термообработки проводили при температурах 200°С и 300°С в атмосфере кислорода и аргона в течение т=0,5-10 часов. Выбор атмосферы, в которой проводились отжиги, определялся тем обстоятельством, что, согласно рентегографическим данным, кинетика распада сильно зависит от содержания кислорода в газовой фазе [2].

По данным электронной микроскопии и ренгенографического анализа образцы с кислородным индексом у=6,96 являлись устойчивыми к распаду. Однако проведенные нами измерения показали, что уже при небольших временах термообработки происходят заметные изменения резистивных свойств образцов. После обработки в течение 0,5 часа в атмосфере кислорода было обнаружено

повышение температуры перехода T_c с 89 до 91К(R=0) и критического тока j_c с 130 до 190 а/см², (рис. 1). При дальнейшем увеличении времени термообработки наблюдается снижение как Tc, так и jc. При этом гравиметрический анализ показал, что изменений содержания кислорода в образце не происходило.



Рис. 1.. Зависимости T_c (R=0) и j_c от времени термообработки в атмосфере кислорода для образцов с кислородным индексом y=6,96.

Повышение температуры перехода и критической плотности тока при кратковременной термообработке можно объяснить окислением приграничных областей зерен, или обогащением кислородом образующейся в ходе распада фазы с более высоким содержанием кислорода. Дальнейшее ухудшение свойств может быть связано с протеканием распада в отдельных областях керамики, имеющих недостаток кислорода. Снижение критических характеристик сопровождалось увеличением сопротивления образцов в нормальном состоянии после обработок в течение 5-10 часов. В пользу того, что распад происходит только в отдельных областях керамики свидетельствует выход обеих зависимостей $Tc=f(\tau)$ и $jc=f(\tau)$ на «полку» после обработки в течение 5-10 часов (рис.1).

После термообработки в атмосфере аргона, в отличие от обработок в кислороде, температура перехода оставалась постоянной в течение первых 2 часов и затем снижалась, а критическая плотность тока практически линейно падала с увеличением продолжительности термообработки (рис 2). Сопротивление в нормальном состоянии также возрастало по мере увеличения времени термообработки.



Рис.2. Зависимости $T_{\rm c}~(R{=}0)$ и $j_{\rm c}$ от времени термообработки в атмосфере аргона для образцов с кислородным индексом у=6,96.

Происходящие изменения свойств, очевидно, также связаны с протеканием в системе распада, но в данном случае помимо возможной неоднородно сти материала по содержанию кислорода дополнительную стимулирующую распад роль могло иметь снижение в ходе термообработки в инертной атмосфере содержания кислорода в приграничных областях зерен, что, к сожалению, невозможно зафиксировать методом гравиметрии.

Исследование резистивных свойств образцов с кислородным индексом 6,5 показало, что как в атмосфере кислорода, так и в атмосфере аргона полупроводниковый ход зависимости р(t) после обработок в течение 0,5-10 часов не изменяется. При этом сопротивление в нормальном состоянии повышается после первых же 0,5 часов термообработки. Следует подчеркнуть, что отсутствие понижения сопротивления на зависимости $\rho(t)$ в районе температур 80-90К свидетельствует о том, что состав образующейся в ходе распада обогащенной кислородом фазы еще далек от кислородного индекса ~6,9-7. Оба эти факта свидетельствуют о том, что механизм распада носит спинодальный характер, т.е. протекает без инкубационного периода, а составы образующихся фаз постепенно приближаются к своим равновесным значениям. Таким образом, с учетом [1] для данной системы обнаружены все признаки спинодального распада.

В отличие от обработки в атмосфере кислорода, после обработки в атмосфере аргона постепенное увеличение сопротивления в нормальном состоянии на протяжении первых 5 часов, после десятичасовой обработки сменяется резким его увеличением на 4 порядка. Это связано, по-видимому, с тем, что в ходе обработки в атмосфере аргона возникают значительные напряжения на межзёренных границах, которые приводят к растрескиванию керамики по ним, вплоть до образования макротрещин [2].

Результаты, полученные после термообработок образцов с кислородным индексом 6,5 при t=300°C в атмосфере аргона, показали, что, характеристики керамики, в целом, не отличаются от полученных после отжигов при t=200°C. Исключением является отсутствие резкого скачка сопротивления, связанного с нарушениями межзёренной связанности, так как при температуре 300°C не возникает таких сильных напряжений, что, вероятно, связано с меньшими различиями параметров решетки, возникающих в ходе распада фаз.



Рис.3. Зависимости $\rho(t)$ после отжигов при t=300°C в атмосфере Ar: 1-исходное состояние, 2- τ =0,5 часа, 3- τ =1 час, 4- τ =2 часа, 5- τ =5 часов, 6- τ =10 часов.

Работа поддержана РФФИ (грант N 06-03-33039).

1. Е.И. Кузнецова, Ю.В. Блинова, С.В. Сударева и др. ФММ, т.95, N 1, (2003).

2. ИБ. Бобылев, Н.А. Зюзева, С.В. Сударева и др. Сб. докладов X Междун. Семинара «Нанотехнология и физика функциональных нанокристаллических материалов», Екатеринбург, 2005, с.110.

Кинетика низкотемпературного распада Ba2YCu3O7-б в зависимости от парциального давления кислорода.

Бобылев И.Б., Зюзева Н.А., Сударева С.В., Романов Е.П. Институт физики металлов УрО РАН, г.Екатеринбург, 620041, Россия

Исследовано влияние парциального давления кислорода на спинодальный распад в системе $Ba_2YCu_3O_6$ - $Ba_2YCu_3O_7$. Установлено, что понижение парциального давления кислорода приводит к увеличению скорости распада. Наиболее вероятной причиной этого является уменьшение в процессе низкотемпературной обработки концентрации кислорода в приграничных областях зерна.

Особенностью ВТСП-соединения Ba₂YCu₃O₇₋₆ является его неустойчивость по отношению к низкотемпературному спинодальному распаду на фазы с низким (б~0,8) и высоким (б~0) содержанием кислорода. Неустойчивость проявляется в случаях отклонения состава от стехиометрии по кислороду (δ>=0,1) при температурах < 400°С. Выполнявшиеся до настоящего времени исследования данного явления проводились в атмосфере воздуха. Однако учитывая, что протекание распада связано исключительно с перераспределением кислорода, содержание которого находится в равновесии с газовой фазой, можно предположить, что изменение парциального давления кислорода в ней может повлиять на кинетику и механизм данного фазового превращения.

Материалом для исследования являлась рентгеновски однофазная керамика, полученная с помощью стандартного твердофазного синтеза. По окончании синтеза образцы отжигались при температурах 950-400°С в течение 20-24 часов в атмосфере воздуха или кислорода с целью установления в них кислородного индекса в максимально широком диапазоне: 6,15<= у <=6,96. Контроль за содержанием кислорода осуществлялся методами иодометрического титрования и гравиметрии. Отжиги на распад проводились в атмосфере кислорода ($pO_2 \approx 10^5 \text{ Па}$), воздуха ($pO_2 \approx 10^4 \text{ Па}$) и аргона ($pO_2 \approx 10^3 \text{ Па}$). Максимальная продолжительность отжигов на распад составляла 300 часов при t=200°С.

Рентгенографическое исследование выполнено на дифрактометре типа ДРОН-3М в медном излучении, а электронно-микроскопическое - на микроскопе типа JEM-200CX. Измерения магнитной восприимчивости проводили в Центре магнитометрии ИФМ УрО РАН на квантовом СКВИДмагнитометре типа MPMS-XL-5 фирмы Quantum Design на частоте 80 гц при амплитуде переменного магнитного поля 4 Э. Образцы для магнитных измерений имели форму параллелепипеда размером 6x5x1x мм.

Рентгенографическое исследование проводили по изменению профиля триплетов дифракционных

линий 200-020-006 и 005-104-014. Как было ранее экспериментально установлено, распад приводит к расширению линий и к сближению 200-020-006, вплоть до слияния их в широкий симметричный пик, что свидетельствует о переходе фазы из орторомбического в тетрагональное состояние. По данным электронной микроскопии распад проявляется в образовании наноразмерных частиц, размер и характер упорядочения которых зависит от кислородного индекса и температуры обработки.

Результаты исследований показали, что изменение парциального давления кислорода в атмосфере, в которой происходит спинодальный распад, действительно существенно влияет на его кинетику. На рис.1 приведены фрагменты дифрактограмм образцов с кислородным индексом у=6,8, прошедших отжиг при t=200°С в различных атмосферах в течение 100 часов. Из рис.1 видно, что скорость распада значительно возрастает при понижении парциального давления кислорода. Результат не зависел от кислородного индекса в пределах составов, проявляющих структурную нестабильность (6,2<=y<=6,9). Методом гравиметрии было установлено, что изменений содержания кислорода в образцах не происходило.



Рис.1. 1 – исходное состояние; 2 – отжиг в атмосфере кислорода; 3 – отжиг в атмосфере воздуха; 4 – отжиг в атмосфере аргона.

Рентгенографически установлено, что независимо от начального содержания кислорода после отжига при t=200°C триплеты линий 200-006 (тетрафаза) и 200-020-006 (орто-фаза) расширяются и сливаются в широкий симметричный пик в одной и той же области углов 20~46,8°. Данный эффект связан с возникновением в процессе распада напряжений [1], а также с уменьшением размеров областей когерентного рассеяния [2], которые приводят к понижению ромбичности и к расширению линий. Это также хорошо видно и на других линиях, например, интенсивность линий 005-104-014 при достаточно глубокой степени распада падает до уровня фона. Кроме того, наблюдается расщепление этих линий, что является следствием образования двух фаз: обедненной по кислороду тетра-фазы с повышенным параметром с и обогащенной кислородом фазы с низким параметром с. При этом значение параметра с~11,45 А для обогащенной фазы оказывается существенно ниже, чем для керамики с предельным содержанием кислорода (c~11,68 A). Понижение параметра, вероятно, является следствием воздействия сжимающих напряжений на матрицу со стороны образовавшихся частиц с высоким параметром с.



Рис.2. 1 – исходное состояние; 2 – отжиг в течение 30 часов; 3 – отжиг в течение 100 часов; 4 – отжиг в течение 200 часов; 5 – отжиг в течение 300 часов.

Было также установлено, что при распаде в атмосфере аргона резко падают прочностные свойства керамики $Ba_2YCu_3O_{7-\delta}$. После распада в течение уже 30 часов наблюдалось ухудшение связанности зерен вплоть до появления микро- и макротрещин в образцах. Это может свидетельствовать о том, что при пониженных парциальных давлениях кислорода распад начинается раньше и протекает более интенсивно в приграничных областях зерна, создавая большие напряжения в теле зерна и на межзеренных границах, приводя к разрушению последних.

Возможным объяснением данного явления может быть установленный в [3] факт, что в приграничных областях зерен имеет место на порядок более высокая подвижность кислорода по сравнению с телом зерна. Следовательно содержание кислорода на границах должно быть ниже, чем в объеме при пониженном содержании кислорода в атмосфере отжига, что должно способствовать зарождению и более интенсивному протеканию распада именно в приграничных областях зерна.

Из данных магнитометрии (рис.2) следует, что по мере развития распада при t= 200° C происходит образование обогащенной кислородом фазы с высоким значением $T_c \sim 90$ K. Однако содержание ее невелико и по мере углубления распада сверхпроводящие свойства образца ухудшаются.

Работа поддержана РФФИ (грант N 06-03-33039)

1. S.V. Sudareva, E.I. Kuznetsova, T.P. Krinitsina, at.all. Physica C. 331, 263, (2000).

2. А.А. Вишнев, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, и др. Химическая физика. 21, N 11, 86, (2002).

3. Э.Х. Курумчин, В.И. Цидильковский и др. СФХТ. N7, 1065, (1994).

Взаимодействие лазерного излучения с ВТСП керамикой

Михайлова Г.Н., Марченко В.М., Токарев В.Н., Троицкий А.В. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991, Россия Михайлов Б.П.

Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Москва 119991, Россия

Рассчитана глубина проплавленного слоя на ВТСП керамике Bi(2223), создаваемого при сканировании луча непрерывного CO₂ лазера. Получено удовлетворительное согласие теории и эксперимента. Проведенный анализ может оказаться полезным для оптимизации параметров лазерного облучения ВТСП керамики с целью повышения плотности критического тока.

Ряд практических применений ВТСП материалов требует использования массивных керамических образцов, например, при изготовлении магнитных экранов, роторов электродвигателей, левитирующих платформ. Однако ВТСП керамики, полученные по стандартной технологии спекания, имеют низкие критические параметры. В связи с этим для получения материалов с высокой плотностью критического тока были разработаны расплавные технологии. Одной из них является лазерное плавление. Например, при плавлении керамики Bi(2223) непрерывным CO₂ лазером ($\lambda = 10,6$ мкм, P = 100 Bt) и ее последующем отжиге с целью восстановления сверхпроводящих свойств было получено значительное повышение плотности критического тока - в 40 раз при 20 К и в 8 раз при 77 К [1, 2]. Толщина проплавленного слоя составляла при этом около 1 мм.

С целью управляемого изменения свойств сверхпроводящей керамики с помощью описанной лазерной технологии был проведен расчет глубины проплавленного слоя в зависимости от плотности мощности непрерывного СО₂ лазера для керамики Bi(2223), и результаты расчета были сопоставлены с экспериментом.

Отметим, что в литературе подобные расчеты практически отсутствуют. Это связано, прежде всего, с тем, что до сих пор нет достаточного количества данных по термодинамическим и теплофизическим свойствам ВТСП при высоких температурах (выше комнатной). Кроме того, при T > 400 °C сверхпроводящая фаза начинает распадаться.

В представленной ниже модели полагаем, что теплофизические свойства образца не зависят от температуры. Пусть луч непрерывного лазера шириной b и мощностью P движется со скоростью uпо поверхности керамики с поглощательной способностью α . Общие выражения для временной эволюции температурного поля, создаваемого в материале движущимся непрерывным лазерным лучом в пренебрежении конвективными движениями расплава [3], являются достаточно сложными и громоздкими и не позволяют в аналитической форме оценить интересующую нас глубину создаваемой на поверхности дорожки расплава. При учете конвективных круговых движений в расплаве, обусловленных зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры, температурное поле еще более усложняется и вовсе не поддается аналитическому описанию [4]. Однако в данной работе нас интересует не точная временная эволюция температуры и глубины расплава, а всего лишь его максимальная во времени глубина h в зоне прохождения луча. Кроме того, важно отметить, что для экспериментальных значений b = 4 мм и $h \approx$ 1 мм выполнено условие

$$h \ll b, \tag{1}$$

что позволяет считать растекание тепла в материале одномерным, т.е. в глубину образца, и использовать для приближенной оценки глубины расплава в дорожке следующую простую модель.

За характерное время воздействия излучения на поверхность в некоторой точке облучаемой зоны примем время прохождения лучом расстояния, равного размеру пучка: $\tau = b/u$. Заменим непрерывное движение луча по поверхности набором дискретных мгновенных перемещений пятна размерами $b \times b$ с пространственным шагом b и временным шагом τ . Средняя скорость движения луча на отрезке пути длиной L >> b составит тогда $b/\tau = u$, что совпадает со скоростью непрерывного движения, а непрерывная дорожка заменяется при этом набором примыкающих вплотную друг к другу пятен облучения $b \times b$.

Рассмотрим действие неподвижного пятна $b \times b$ длительностью τ в каждой точке дорожки. Поглощенная в материале энергия за время τ составит

$$E_a = \alpha P t_0. \tag{2}$$

Считаем, что с течением времени расплав распространяется в глубину и по истечении некоторого времени t_1 достигает, в конце концов, своей максимальной толщины h (при $t > t_1$ начинается уменьшение глубины расплава, т.е. его затвердевание). Считаем также для оценок, что при $t = t_1$ температура в слое h выравнивается за счет теплопроводности и конвективных движений расплава и составляет T_m (T_m – температура плавления). Энтальпия слоя h составит тогда

$$W = m[C(T_{\rm m} - T_{\rm i}) + q_{\rm m}], \qquad (3)$$

где C – удельная теплоемкость материала, $T_{\rm i}$ – начальная температура, $q_{\rm m}$ – скрытая теплота плавления, а

$$m = \rho(b^2 h) \tag{4}$$

-масса расплава *m* плотностью ρ в рассматриваемом слое шириной *b*, толщиной *h* и длиной $u\tau = b$. Для приближенных оценок будем считать, что поглощенная энергия E_a сосредоточена, в основном, в пределах указанного слоя *h*, т.е.

$$E_{\rm a} \cong W. \tag{5}$$

Тогда при подстановке (2), (3) и (4) в (5) получим:

$$\alpha Pt_0 \approx \rho bhut_0 [C(T_{\rm m} - T_{\rm i}) + q_{\rm m}],$$

откуда после сокращения на t₀ получим приближенную оценку толщины расплава:

$$h \approx \frac{\alpha P}{\rho b u [C(T_{\rm m} - T_{\rm i}) + q_{\rm m}]}.$$
 (6)

При условии (1) пренебрежимо малого бокового растекания тепла можно считать, что глубина расплава для дорожки из набора примыкающих друг к другу неподвижных пятен (а также и для реальной дорожки с непрерывным движением луча по поверхности) будет практически той же, что и полученная в (6) для отдельного неподвижного пятна.

Для проверки степени справедливости формулы (6) нами было проведено плавление образца керамики Bi(2223) CO₂ лазером с λ =10,6 мкм, мощностью 100 Вт. Лазерный луч попадал на образец, предварительно пройдя через квадратное отверстие со стороной *b*=0,4 см. В результате образец поглощает только часть энергии, равную S₀/S_L, где S₀ – площадь отверстия S_L – площадь сечения лазерного пятна. Мощность, попадающая на образец ВТСП керамики, $P_0 = P S_0/S$. С учетом, что плотность мощности лазерного излучения q = P/S и $S_0 = b^2$, $P_0 = qb^2$. С учётом этого, а также тепловых потерь(q_{loss}) формула (6) принимает вид:

$$h \approx \frac{(\alpha q - q_{\text{loss}})b}{\rho u[C(T_{\text{m}} - T_{\text{i}}) + q_{\text{m}}]}.$$
 (7)

Теплопотери с облучаемой поверхности в окружающее пространство оцениваются как

$$q_{\rm loss} = q_{\rm r} + q_{\rm conv} + q_{\rm t},$$

где q_r , q_{conv} – радиационные и конвективные потери, q_t – потери за счёт теплопроводности от образца к медной пластине, на которой он расположен. В нашем случае q_t можно не учитывать, так как эта величина становится существенной на более поздних временах, чем время достижения расплавом максимальной толщины, когда толщина уже начинает идти во времени на убыль за счет постепенного остывания приповерхностного слоя. Радиационные потери определим из закона Стефана-Больцмана как:

$$q_{\rm r} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{\rm i}^4)$$

где ε – коэффициент серости, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T – температура поверхности образца. Пирометрические измерения показывают, что максимальная температура поверхности при лазерном плавлении керамики Bi(2223) не превышает T = 1423 K [5], что при подстановке в формулу дает $q_r = 20,9$ BT/см².

Теплоотвод за счёт конвекции *q*_{conv} определяется по формуле:

$$q_{\rm conv} = \eta (T - T_i),$$

где η – коэффициент конвективного теплообмена. Для условий облучения, близких к рассматриваемым в данной работе, в работе [6] было экспериментально получено η =3·10⁻³ Bt/(cm²·K). Подставив в формулу η , T, T_i , получим $q_{conv} = 3,4$ Bt/cm². Теперь определим $q_{loss} = q_r + q_{conv} = 24,3$ Bt/cm². Эта оценка q_{loss} соответствует $T = T_m$. На самом деле в процессе нагрева T изменяется от T_i до T_m . Соответственно и энергопотери меняются от 0 до q_{loss} . Для оценок примем среднюю величину потерь $q'_{loss} = q_{loss}/2=12,15$ Bt/cm².

В нашем случае b = 0.4см; $\alpha = 0.2$ [5]; $\rho = 5$ г/см³ [6]; u = 0.075 см/с; $T_{\rm m} = 880$ °С [7]; $T_{\rm i} = 20$ °С.

Для оценки *C* воспользуемся законом Дюлонга и Пти C=3nR/M, где n— число атомов в молекуле, R— универсальная газовая постоянная, M—молярная масса. Для Bi(2223) $C = 0.46 \cdot 10^3$ Дж/кг-К.

Величина скрытой теплоты плавления q_m для Bi(2223) неизвестна. Однако в большинстве известных случаев для керамик и металлов q_m не превосходит величины $C(T_m-T_i)$. Поэтому рассмотрим две крайних ситуации $q_m \ll C(T_m-T_i)$ (а) и $q_m \approx C(T_m-T_i)$ (б):

При $q=q_1 = 417$ Вт/см²: в случае (а) получим $h \approx 1,92$ мм; в случае (б) получим $h \approx 0,96$ мм. Измерения дают для глубины расплава $h_{exp1}=0,9$ мм.

При $q=q_2 = 227$ Вт/см²:в случае (а) получим $h \approx 0,88$ мм; в случае (б) получим $h \approx 0,44$ мм. Измерения дают для глубины расплава $h_{exp2}=0,7$ мм.

Как мы видим, наши оценки *h* находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом, что показывает адекватность предлагаемой простой модели.

- Г.Н. Михайлова и др. Кратк. сообщ. по физике ФИАН. № 10. 25. (1999)
- Г.Н. Михайлова и А.В. Троицкий. Квантовая электроника. 33(7) 621. (2003)
- 3.H.E. Cline, T.R. Anthony J. Appl. Phys. 48. 3895. (1977)
- 4.J. Mazumder, C Chao., M.M. Chen Proc. ICALEO'84. LIA. 44. 17. (1984)
- 5.А.Л. Михайличенко и др. Квантовая электроника. 23(8) 715. (1996)
- 6.И.Н. Гончаров и др. Препринт ФИАН. № 76. Москва. (1980)
- 7.A. El Azrak et al. Phys. Rev. B. 49(14). 9846. (1994)
- 8.В.П. Грибковский и др. Физикохимия и технология высокотемп. сверхпр. материалов. Труды I Всесоюзного совещания. Москва, «Наука». 310. (1989)
- 9.X.Y. Lu et al. Physica C. 354 (1-4), 313. (2001)

Зависимость сверхпроводящих свойств недолегированных монокристаллов Bi 2201 от состава шихты и условий выращивания в газовых кавернах.

Горина Ю.И., Калюжная Г.А., Родин В.В., Сентюрина Н.Н., Степанов В.А., Черноок С.Г. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва 11999, Россия

Метод свободного роста внутри квазизамкнутых каверн в растворе КСІ в условиях пониженных температур и парциальных давлений кислорода оказался перспективным для получения монокристаллов $Bi_{2+x}Sr_{2-y}CuO_{6\pm\delta}$ (Bi2201), поскольку позволил обойти технологические трудности расплавных методов, связанные с инконгруэнтным плавлением этой фазы. Только методом роста из каверн удалось получить ранее недоступные чистые, преднамеренно не легированные посторонними примесями, сильно недодопированные, включая изоляторы, монокристаллы. На этих образцах получены новые результаты по фазовой диаграмме купратов в области перехода сверхпроводник – изолятор

Для получения высококачественных монокристаллов Bi2201 - от оптимально допированных до изоляторов - были разработаны методики синтеза исходной шихты и исследованы условия воспроизводимого роста в газовых кавернах. Синтез исходной смеси Bi₂O₃, SrCO₃ и CuO с катионным соотношением Bi:Sr:Cu = 1,7:2,3: 2,5 проводили твердофазным отжигом в несколько этапов в диапазоне температур 750 – 860 ⁰C с промежуточными перетираниями. Методами рентгенофазовой диагностики и измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости χ (T) исследовали влияние дисперсности частиц смеси, чистоты исходных компонентов, температуры и времени отжигов на синтез фазы Bi2201.

На рис. 1 приведены дифрактограммы, отражающие кинетику образования фазы Bi2201, а также появление и развитие сопутствующих фаз CuO, SrCuO₂, SrCO₃ на различных этапах отжига. Видно, что в шихте имеется избыток CuO, который является источником O по реакции CuO \rightarrow Cu₂O+O₂↑ (выше 800 ⁰C), и необходим для образования ростовой каверны в растворе при последующем выращивании кристаллов [1].Формирование фазы Bi2201 лимитируется скоростью разложения SrCO₃ [2].

Сопоставление данных рентгенофазового анализа и измерений $\chi(T)$ позволило сделать вывод о том, что образование сверхпроводящей фазы Bi2201 начинается с $t_{oтж} > 840$ °C. Отжиг на воздухе в течение 23 часов при $t_{oтж} = 853 \div 856$ °C с двумя промежуточными перетираниями оптимален для получения шихты с избытком CuO и содержанием сверхпроводящей фазы Bi2201 не менее 30% (объемных).



Рис. 1. Дифрактограммы шихты на различных стадиях отжига. \Box – CuO; Δ – SrCO₃: \circ -SrCuO₂.

Проведение последующих длительных отжигов приводило к уширению дифракционных рефлексов и уменьшению их интенсивностей вплоть до полного исчезновения, т.е. к распаду фазы Bi2201.

На рис. 2 приведена зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c, полученной из данных $\chi(T)$, от температуры роста ($t_{\kappa p}$) кристаллов Bi2201, выросших в растворе KCl (кривая I, T_{с max} = 12 К, $\Delta T_c = 6$ К) и в кавернах (кривая II, $T_{c max} = 9,5$ $K_{c} \Delta T_{c} = 2 K$). Общий ход кривых одинаков и отражает снижение величины Т_с с повышением t_{кр} Peaлизация более высокой Т_с связана, по-видимому, с большим количеством кислорода в растворных кристаллах, но ширина сверхпроводящего перехода ΔT_c = 6 К указывает на неоднородность химического состава. Сильно недолегированные кристаллы с T_c < 4, 2 К и изоляторы удалось получить только газофазным методом при $t_{\kappa p} = 855 - 865 {}^{0}C$ в условиях пониженного парциального давления кислорода (Po₂ 5-9 мм рт. ст. при 850 ^оС).



.2. Зависимость T_c от $t_{\kappa p}$ кристаллов, выросших в растворе KCl (I) и в кавернах (II).

Рентгенофазовые исследования показали, что из-за разницы в плотностях различных компонентов: фазы Bi2201 ($\rho = 7,0$ г/см³), CuO ($\rho = 6,3$ г/см³) и KCl ($\rho = 2 \ r/cm^3$), в условиях вертикального градиента в процессе кристаллизации происходит расслоение раствора-расплава, что приводит к образованию кристаллов CuO и перелегированной фазы Bi2201 c c = 24,72 Å ($\rho = 7,12$ г/см³) на поверхности раствора, в то время как на дне тигля в результате недостатка кислорода формируется недолегированная фаза с c = 24,57 Å ($\rho = 7,30$ г/см³). Этот эффект недолегирования шихты, подпитывающей рост в каверне, усиливается с увеличением t_{кр}. Пластинчатые монокристаллы размерами (0,5÷2) мм × (0,4÷1) мм × (1÷10) мкм с зеркальной поверхностью были получены в квазиравновесных условиях: малых градиентах температуры в каверне $(1,5 \div 2^{-0})$ см), медленной скорости охлаждения (0,1 ÷ 0,6 ⁰/час) и с постоянной подпиткой шихтой.

При недостаточной подпитке в условиях малых пересыщений в каверне вырастали вискеры длиной от сотен микрометров до несколькольких мм (рис. 3).



.3. РЭМ изображение вискера Bi2,26Sr1,78Cu1,09O

Методом энергодисперсионного рентгеноспектрального микроанализа в пластинах обнаружен избыток Ві и дефицит Sr относительно номинального состава 2201; распределение катионов однородно, в том числе и в несверхпроводящих кристаллах. Надежных данных по содержанию кислорода не получено из-за ограниченных возможностей метода. Кристаллы из одного процесса выращивания имели практически одинаковый катионный состав и одну и ту же T_c, что свидетельствует о воспроизводимости метода.

Таким образом, в работе получены высококачественные монокристаллы Bi2201 от оптимально легированных до несверхпроводящих. На сильно недолегированных образцах впервые были экспериментально обнаружены доказательства присутствия вихревых возбуждений в состоянии изолятора. [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-17081), Федерального Агентства по науке (соглашение № 01.168.24.051), Президиума РАН (проект "Квантовая макрофизика") и ОФН РАН (проект "Сильно коррелированные системы").

1. J.I.Gorina, G.A.Kaljuzhnaia, N.N.Sentjurina, V.A.Stepanov, Solid State Commun. 126, 557-561 (2003)

Ю.И.Горина, Г.А.Калюжная, Н.Н.Сентюрина,
 Б.И., № 13(II), с.288, патент № 2182194 (РФ) (2002)
 S.I.Vedeneev, D.K.Maude, Phys.Rev.B72,
 214514 (2005)

Разработка и создание синхронного генератора со сверхпроводниковой обмоткой якоря

Андреев Е.Н.

ФГУП «НИИэлектромаш», Санкт-Петербург 196084, Россия

Волынкин И.В.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург 191186, Россия

Манзук М.В.

Институт химии силикатов им. И.В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург 199034, Россия

Платонова М.Ю., Чубраева Л.И.

Научно-исследовательский институт инновационных технологий в электромеханике и энергетике, Санкт-Петербург 190000, Россия

Рассмотрены особенности разработки синхронного генератора с обмоткой якоря из ленточного высокотемпературного сверхпроводника и сердечником из аморфной стали. Приведены результаты теоретических расчетов электромагнитных полей и параметров генератора.

В настоящее время активно ведутся работы по созданию высокотемпературных сверхпроводниковых (ВТСП) электротехнических устройств как в нашей стране, так и за рубежом. Электрические машины с токонесущими элементами из ВТСП материалов, безусловно, являются перспективными и в будущем могут вытеснить обычные электрические машины во многих сферах их применения.

Целью данной работы является разработка синхронного генератора с ВТСП обмоткой якоря. Генератор предназначен для работы в составе опытного образца автономной сверхпроводниковой электроэнергетической установки, имеющей как общепромышленное, так и специальное назначение. Конструкция ВТСП генератора представлена на рисунке 1.



Рис. 1. – Конструкция синхронного генератора с ВТСП обмоткой якоря

Генератор имеет явнополюсный ротор традиционной конструкции с числом полюсов 2p = 4. При его изготовлении использованы материалы, устойчивые к воздействию криогенных температур.

Отличительной особенностью сверхпроводниковых генераторов является наличие увеличенных немагнитных зазоров между статором и ротором, что связано с необходимостью отделять зону с ВТСП обмоткой от окружающей среды. В связи с этим необходима большая МДС для проведения основного потока, создаваемого обмоткой возбуждения, через воздушный зазор, а, следовательно, и больший ток возбуждения. Для улучшения теплового состояния обмотки возбуждения и ротора в целом предусматривается принудительное охлаждение индуктора газообразным азотом, испаряющимся из криостата статора.

Изготовленный ротор с неметаллическим разделительным цилиндром представлен на рисунке 2.а.



Рис. 2. Разделительный стеклопластиковый цилиндр (а) и ротор генератора (б)

Для снижения МДС обмотки возбуждения и уменьшения габаритов статора наружный ферромагнитный сердечник целесообразно размешать в криогенной зоне. Магнитный материал, используемый для изготовления сердечника синхронного генератора, подвергается воздействию изменяющихся магнитных полей, и многократно перемагничивается. Выделяющие при этом потери требуют эффективного отвода тепла и отрицательно влияют на энергетическую эффективность криогенного синхронного генератора. Поэтому для магнитного сердечника предпочтительно использовать материалы с малой коэрцитивной силой, имеющие малую площадь петли гистерезиса, т.е. уменьшенные удельные потери. Такими свойствами обладают нанокристаллические магнитомягкие аморфные сплавы. Сердечник статора выполняется из сплава марки 5БДСР. Сердечник собирается из пакетов в каркасе, который обеспечивает его жесткость, защищает от

внешних механических воздействий и служит для установки и фиксации сердечника в статоре.

Обмотка якоря выполняется из высокотемпературного сверхпроводника Bi-2223/Ag ленточного типа сечением 0.3х4.3 мм². Обмотка состоит из 6 катушек седлообразной формы (рисунок 3), при этом эффективный проводник образован двумя транспонированными параллельными ВТСП проводниками. Катушки размещаются на внутреннем стеклопластиковом цилиндре в два слоя для облегчения выполнения выводных концов и межкатушечных соединений, поскольку ВТСП лента не допускает сильных деформаций.



Рис. 3 – Зубцовая зона генератора: зубцы (1), катушки седлообразной формы (2), стеклопластиковый цилиндр (3)

В пространстве между сторонами катушек размещаются 12 зубцов, которые набираются из ленточной аморфной стали 5БДСР высотой 20 мм. Обмотка и зубцы фиксируются бандажом из самоусаживающейся ленты.

Такая конфигурация зубцовой зоны обеспечивает распределение магнитного поля в зоне ВТСП обмотки, не приводящее к снижению токонесущей способности ВТСП ленты. Картина распределения поля в ВТСП генераторе, представленная на рисунке 4, показывает, что потенциальная составляющая напряженности поля, перпендикулярная широкой стороне ленты, мала и практически не снижает токонесущую способность ВТСП ленты.



Рис. 4. – Электромагнитное поле синхронного ВТСП генератора: а – на холостом ходу; б – в номинальном режиме

Обмотка с зубцами и магнитопроводом размешается внутри криостата. Криостат генератора образован двумя внешними обечайками с вакуумной полостью между ними, торцевыми крышками и стеклопластиковой обечайкой между статором и ротором. Вакуум необходим для минимизации теплопритока за счет теплопроводности в криогенную зону из окружающей среды. Поверхности обечаек и торцевых крышек криостата, обращенные в вакуумную полость, полируются для снижения теплопритока за счет излучения с поверхностей.

Внешние обечайки выполняются из нержавеющей стали. Торцевые крышки криостата стягиваются с обечайками болтами, в местах стыка делается уплотнение из вакуумной резины. Торцевыми крышками обеспечивается позиционирование криостата с якорем относительно корпуса машины.

Внутренняя обечайка криостата (рисунок 2.б.), разделяющая криогенную зону и ротор, представляет собой цилиндр. Изготовление внутренней обечайки из ферромагнитного материала недопустимо, поскольку в этом случае магнитный поток полюсов будет экранироваться. Поэтому внутренняя обечайка выполнена из немагнитного материала – стеклопластика, имеющего магнитную проницаемость воздуха. Наличие внутренней обечайки приводит к увеличению немагнитного зазора

В программу экспериментальных исследований изготавливаемой синхронной машины входят испытания в режиме генератора и компенсатора. Синхронный компенсатор предназначен для компенсации коэффициента мощности и поддержания уровня напряжения сети. В дневное время синхронный компенсатор работает в так называемом режиме перевозбуждения, а в ночное – в режиме недовозбуждения.

Режим недовозбуждения синхронного компенсатора является наиболее тяжелым для статора такой машины. Ограничения по потребляемой реактивной мощности связаны с увеличенными потерями и нагревами статора. В сверхпроводниковых машинах имеет место более благоприятное соотношение между МДС обмоток ротора и статора. Таким образом, применение сверхпроводящей обмотки статора может упростить проблемы, связанные с этим режимом. Кроме того, малая величина синхронного индуктивного сопротивления позволяет работать в режиме недовозбуждения без реверсирования тока ротора, это было подтверждено при опытной эксплуатации сверхпроводникового турбогенератора КТГ-20 в режиме синхронного компенсатора [1]

Работа проводится при поддержке гранта РФФИ 05-08-50292 и Гос. контракта № 02.447.11.5005

1. Да	анилевич Я.Б.	, Чубраева Л	.И. І	новые конс	ст-
рукции	генераторов	и проблемы	ИХ	создания.	_
СПб.:	Наука,	1993	_	224	c.

Перестраиваемый СВЧ фильтр на основе двухслойной пленки ВТСП

Афанасьев М.С., Бурдин Д.А., Губанков В.Н.,. Котелянский И.М., Шахунов В.А. Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, 125009, Россия

Показана возможность значительного (в 10 раз) уменьшения управляющих токов перестраиваемого СВЧ фильтра на основе пленки высокотемпературного сверхпроводника YBa₂Cu₃O_{7-х}. Предложено пропускать ток не в плоскости пленки а перпендикулярно к ней и использовать двухслойную пленку ВТСП.

Среди различных методов частотной перестройки СВЧ фильтров (механические, магнитные, электрические и т.д.) наибольшего интереса, при изготовлении фильтра на основе пленки ВТСП заслуживают два из них. Это, во-первых, использование зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрической подложки от напряженности электрического поля и, во-вторых, возможность варьирования емкостными связями в фильтре за счет пропускания тока через отдельные элементы фильтра и выхода ВТСП отрезка МПЛ из сверхпроводящего состояния.

Согласно формулам для вычисления геометрических размеров резонаторов, приведенных выше, резонансная длина волны $\lambda_{pes} \sim \sqrt{\epsilon_{s\phi\phi}}$. В сегнетоэлектрических диэлектриках типа SrTiO₃ и Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ диэлектрическая проницаемость может изменяться при воздействии на них электрического поля в пределах от 0 до (4-5)х10⁵ В/см. Однако эти изменения не превышают 2-3 раз, что обеспечивает перестройку частоты фильтра всего в 1.4-1.7 раза. Для перестройки фильтра во всем СВЧ диапазоне длин волн приходится конструировать цепочки фильтров, каждый из которых перестраивается в определенном частотном диапазоне. Кроме того, на частотах выше 10 ГГц, из-за высоких значений тангенса угла потерь диэлектрической подложки (tgδ~10⁻²-10⁻³) преимущества ВТСП резонансных структур, по сравнению с металлическими, будут незначительны из-за увеличения потерь излучения в диэлектрике.

Наибольший интерес для перестройки фильтров в частотном диапазоне 1-100 ГГц представляет метод пропускания тока через каждый элемент фильтра величиной равной значениям критического тока ВТСП. В данном случае открывается возможность моделирования АЧХ фильтра во всем спектральном диапазоне СВЧ излучения.

Критический ток для качественных пленок ВТСП составляет 10⁶ А/см². В топологии фильтра через один отрезок МПЛ шириной 100 мкм необходимо пропускать ток порядка 1А, а через весь фильтр минимум 20А.

Как было установлено в процессе проведения данной работы, уменьшения управляющих токов можно добиться путем пропускания тока не в плоскости пленки а перпендикулярно к ней. Для этого пленку ВТСП получают в две стадии. На первой стадии, пленка толщиной 0.6 мкм напыляется на одну половину подложки, на второй стадии, напыленная пленка перекрывается диэлектрической подложкой и напыляется вторая половина пленки толщиной 0.6 мкм, таким образом, чтобы образовался узкий, шириной до 300 мкм полосок двухслойной пленки ВТСП толщиной 1.2 мкм, рис.1.



Рис. 1. Поперечное сечение двухслойной пленки ВТСП.

1-диэлектрическая подложка, 2-пленка ВТСП после первого напыления, 3-пленка ВТСП после второго напыления, 4-зона двухслойной пленки ВТСП, 5контакты из золота для пропускания постоянного тока.

В такой структуре управляющие токи удается уменьшить минимум в 10 раз, не ухудшая волновые свойства отрезка МПЛ.

На основе двухслойной пленки была разработана топология фильтра перестраиваемого во всем СВЧ диапазоне от 1 до 100 ГГц, рис.2. Фильтр состоит из набора полуволновых резонаторов длина которых изменяется по экспоненциальному закону. Для подложки из NdGaO₃ (ϵ =25) при волновом сопротивлении МПЛ Z₀=50 Ом ширина проводников составляет 90 мкм, зазор между проводниками 90 мкм. Длина крайних резонаторов для частоты 1 ГГц I=38.5 мм, для частоты 100 ГГц I=385 мкм. На подложке размером (20х40) мм² размещается до 100 полосков. Перестройка фильтра осуществляется при пропускании тока через отрезки МПЛ с высоким Z₀ шириной 20 мкм.



Рис. 2. Топология электрически перестраиваемого полосового фильтра.

Размер фильтра (20х40) мм².Исследования фильтра проводились по стандартной методике с использованием панорамных измерителей КСВН.

Фильтр вакуумировался в корпусе коробчатого типа и помещался в жидкий азот.

Предварительно исследовались величины критических токов, приводящих к выходу ВТСП из сверхпроводящего состояния. Критические токи составляли 0.1-0.2 А для всех отрезков МПЛ. На рис. 3 показаны четыре АЧХ характеристики фильтра, полученные при перестройке фильтра в четырех частотных диапазонах. Рис.3.а –АЧХ в диапазоне 1-3 ГГц, рис.3.б АЧХ в диапазоне 12-17. ГГц, рис 3.в АЧХ в диапазоне 25-37 ГГц, рис.3.г АЧХ в диапазоне 37-55 ГГц.



Рис.За. АЧХ полосового фильтра при











<u>Рис. 3г. АЧХ полосового фильтра при</u> перестройке от 37 до 55 ГГц

Ниже приведены экспериментально полученные параметры СВЧ перестраиваемого фильтра:

Полоса пропускания фильтра ΔF от 500 МГц (на частоте 1 ГГцас) до 2 ГГц (на частоте 100 ГГц)

Неравномерность АЧХ не превышает 1.5 дБ.

Максимальные потери мощности на частоте 100 ГГц не превышают 3 дБ.

Затухание в полосе заграждения – 50 дБ на

частоте 1 ГГц и не менее 25 дБ на частоте 100 ГГц. Диапазон частотной перестройки 1-100 ГГц.

Максимальный ток через фильтр при перестройке не более 10А

Секция IS. Проблемы общего характера (межсекционные)

Quantum phase transitions and topology in momentum space

Volovik. G.E.

Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O.Box 2200, FIN-02015 HUT, Espoo, Finland Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygina 2, 119334, Moscow, Russia

Different types of quantum phase transitions governed by topology in momentum space are discussed. They involve Fermi surfaces, Fermi points, Fermi lines, and also the topological transitions between the fully gapped states. The consideration is based on the momentum space topology of the Green's function and is applicable to the vacua of relativistic quantum fields as well.

There are two schemes for the classification of states in condensed matter physics and relativistic quantum fields: classification by symmetry (Grand Unification or GUT scheme) and by momentum space topology (anti-GUT scheme). For the first classification method, a given state of the system is characterized by a symmetry group H which is a subgroup of the symmetry group G of the relevant physical laws.

The thermodynamic phase transition between equilibrium states is usually marked by a change of the symmetry group H. This classification reflects the phenomenon of spontaneously broken symmetry. In relativistic quantum fields the chain of successive phase transitions, in which the large symmetry group existing at high energy is reduced at low energy, is in the basis of the Grand Unification models. In condensed matter the spontaneous symmetry breaking is a typical phenomenon, and the thermodynamic states are also classified in terms of the subgroup H of the relevant group G (see e.g, the classification of superfluid and superconducting states in Ref. [1]). The groups G and H are also responsible for topological defects, which are determined by the nontrivial elements of the homotopy groups.

The second classification method reflects the opposite tendency - the anti Grand Unification - when instead of the symmetry breaking the symmetry gradually emerges at low energy. This method deals with the ground states of the system at zero temperature (T=0), i.e., it is the classification of quantum vacua. The universality classes of quantum vacua are determined by momentum-space topology, which is also responsible for the type of the effective theory, emergent physical laws and symmetries at low energy. Contrary to the GUT scheme, where the symmetry of the vacuum state is primary giving rise to topology, in the anti-GUT scheme the topology in the momentum space is primary while the vacuum symmetry is the emergent phenomenon in the low energy corner.

At the moment, we live in the ultra-cold Universe. All the characteristic temperatures in our Universe are extremely small compared to the Planck energy scale. That is why all the massive fermions, whose natural mass must be of order of Planck mass M, are frozen out due to extremely small factor exp(-M/T). There is no matter in our Universe unless there are massless fermions, whose masslessness is protected with extremely high accuracy. It is the topology in the momentum space, which provides such protection.

For systems living in 3D space, there are several basic universality classes of fermionic vacua provided by topology in momentum space [2,3]:

(i) Vacua with fully-gapped fermionic excitations, such as semiconductors and conventional superconductors.

(ii) Vacua with fermionic excitations characterized by Fermi points - points in 3D momentum space at which the energy of quasiparticle vanishes. Examples are provided by superfluid 3He-A and also by the quantum vacuum of Standard Model above the electroweak transition, where all elementary particles are massless Weyl fermions with Fermi points in the spectrum. This universality class manifests the phenomenon of emergent relativistivity at low energy: close to Fermi points fermionic quasiparticles behave as massless Weyl fermions, while the collective modes of the vacuum interact with fermions as gauge and gravitational fields [3]. General classification scheme for zeroes in the energy spectrum is given in Ref. [2]. In particular, stability of Fermi points is guaranteed by nontrivial homotopy 2(GL(n,C))=Z which describes the mapping of group sphere S₂ embracing the point node to the space of non-degenerate complex matrices of the Green's function.

(iii) Vacua with fermionic excitations characterized by lines in 3D momentum space or points in 2D momentum space. We call them Fermi lines, though in general it is better to characterize zeroes by codimension, which is the dimension of p-space minus the dimension of the manifold of zeros. Lines in 3D momentum space and points in 2D momentum space have co-dimension 2: since 3-1=2-0=2; compare this with zeroes of class (ii) which have co-dimension 3-0=3. The Fermi lines are topologically stable only if some special symmetry is obeyed. Example is provided by the vacuum of the high T_c superconductors where the Cooper pairing into a d-wave state occurs. The nodal lines (or actually the point nodes in these effectively 2D systems) are stabilized by the combined effect of momentum-space topology and time reversal symmetry. The stability of Fermi lines is guaranteed by the nontrivial homotopy group $_1(GL(n,R))=Z_2$. The group Z_2 means that the summation law for their topological charges is 1+1=0. This is the reason, why the

nodes in high T_c superconductors disappear, if the time reversal symmetry is violated, say, by magnetic field. This does not happen for Fermi points, for which 1+1=2. The Z_2 nodes are discussed in Refs. [3-5].

(iv) Vacua with fermionic excitations characterized by Fermi surfaces. The representatives of this universality class are normal metals and normal liquid 3He. This universality class also manifests the phenomenon of emergent physics, though non-relativistic: at low T all the metals behave in a similar way, and this behavior is determined by the Landau theory of Fermi liquid -- the effective theory based on the existence of Fermi surface. Fermi surface has co-dimension 1: In 3D system it is the surface (co-dimension 3-2=1); it represents the vortex sheet in the 4D momentum-frequency space. In 2D system, Fermi surface is the line (co-dimension 2-1=1); it represents the vortex line in 3D momentumfrequency space. And finally in 1D system it is the point (co-dimension 1-0=1).

In one dimensional systems the Landau Fermiliquid theory does not work, instead one has the marginal or Luttinger Fermi liquids. However, the Fermi surface survives there. Also in some other systems the Fermi liquid description fails, for example, in the pseudo-gap state, or due to Holstein-Reizer effect. Nevetherless, the topoogical stability of the Fermi surface tells us that the singularity at the Fermi surface must be present, though it is weaker than in the Fermi-liquid state. Fermi surface is robust to deformations, it may only disappear after a non-perturbative reconstruction of the spectrum, as it happens after transition to superconducting state.

(v) Fermi band class, where the energy vanishes in the finite region of the 3D momentum space and thus zeroes have co-dimension 0. This is the so-called fermionic condensate discussed by Khodel and Shaginyan. It is believed that the Fermi condensate may occur in electron systems if interaction is strong enough. Topologically stable flat band may exist in the spectrum of fermion zero modes, i.e. for fermions localized in the core of the topological objects.

The phase transitions which follow from this classification scheme are topological quantum phase transitions which occur at T=0. It may happen that by changing some parameter q of the system we transfer the vacuum state from one universality class to another, or to the vacuum of the same universality class but with different topological quantum number, without chang-

ing its symmetry group H. The point q_c , where this zero-temperature transition occurs, marks the quantum phase transition. For non-zero T, the second order phase transition is absent, as the two states belong to the same symmetry class H, but the first order phase transition is not excluded. Hence, there is an isolated

singular point $(q_c,0)$ in the (q,T) plane or the end point of the first order transition.

The quantum phase transitions at which the Fermi surface changes its topology or emerges from the fully gapped state are known as Lifshitz transitions. Since the Fermi surface is equivalent to the vortex line in pspace, some of Lifshitz transitions are represented as reconnection of the vortex lines.in momentum space.

The other quantum phase transitions involve nodes Fermi points and nodal lines. Such transitions are expected to occur in the ultracold Fermi gases close to the Feshbach resonanse [6]. When one changes the interaction between the fermionoc atoms, the nodes which exist on the BCS side merge, annihilate each other, and one obtains the fully gapped state on the BEC side of the quantum phase transition. The topological quantum phase transition with splitting or merging of Fermi points may take place in relativistic quantum fields [7].

The topological phase transition between the fully gapped states takes place in 2D and 1D systems. Such transition occurs e.g. in 2D systems exhibiting the intrinsic quantum Hall and spin-Hall effect. It occurs between the ground states characterized by different momentum-space topological charges. Example is the plateau-plateau transition between the states with different values of the Hall (or spin-Hall) conductance, which can be described using the generalized Chern-Simons term in the action. The abrupt change of the topological charge cannot occur adiabatically, that is why at the points of quantum transition the spectrum of fermionic quasiparticles becomes gapless.

The momentum-space topology is applicable not only to fermionic systems, but to any system which can be expressed in terms of auxiliary fermions. Example is provided by the 1-dimensional quantum Ising model and anisotropic XY spin chain model in a magnetic field. The topological quantum phase transition between the fully gapped vacua is described in terms of the invariants for the fermionic Green's function.

In conclusion, the topology in momentum space is the important tool for investigation of the universality classes of superfluids, superconductors, and quantum vacua of relativistic fields, and the quantum phase transitions between topologically different vacua.

- G. E. Volovik, L. P. .Gorkov, Sov. Phys. JETP 61, 843 (1985).
- 2. P. Horava, Phys. Rev. Lett. 95, 016405(2005).
- 3. .G. E. Volovik, cond-mat/0601372.
- 4. M. Sato, Phys. Rev. B 73, 214502 (2006).
- 5. I. Eremin, J. F. Annett, cond-mat/0606149.
- F. R. Klinkhamer, G. E. Volovik, JETP Lett. 80, 343 (2004).
- F. R. Klinkhamer, G. E. Volovik, Int. J. Mod. Phys. A 20, 2795 (2005).

Сверхпроводимость на пороге локализации: Эволюция от перехода сверхпроводникметалл к переходу сверхпроводник изолятор

Батурина Т.И., Миронов А.Ю.,

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск 630090, Россия

Bentner J., Strunk C.,

Institut fur experimentelle und angewandte Physik, Universitat Regensburg, D-93025 Regensburg, Germany

Baklanov M.R., Satta A.,

IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium

Представлены результаты экспериментального исследования низкотемпературных свойств сверхпроводящих неупорядоченных плёнок нитрида титана (TiN). Проводится анализ температурных и магнитополевых зависимостей сопротивления плёнок с позиций квантового фазового перехода сверхпроводник-изолятор и теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов. Показано, что все признаки квантового фазового перехода сверхпроводник – изолятор могут наблюдаться и в случае перехода сверхпроводник – металл, при **условии**, что поведение данного металла в значительной степени контролируется квантовыми поправками к проводимости. Экспериментально подтверждено влияние квантовых флуктуаций на магнитотранспортные свойства двумерных неупорядоченных сверхпроводников при сверхнизких температурах вблизи верхнего критического поля. В случае магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор обнаружено, что по мере увеличения магнитного поля система сначала переходит из сверхпроводящего состояния в диэлектрическое, а затем в металлическое. Показано, что металлическое состояние в сильных магнитных полях, определённое экстраполяцией к Т = 0, характеризуется насыщением сопротивления на величине, равной кванту сопротивления h/e^2 .

Плёнки TiN были изготовлены методом атомнослоевого химического осаждения на подложку Si/SiO₂. Структурный анализ показывает, что плёнки являются поликристаллическими. Средний размер кристаллитов примерно 30 нм. Измерены температурные и магнитополевые зависимости сопротивления плёнок в широком диапазоне температур и магнитных полей.

На рисунке 1 приведены температурные зависимости сопротивления плёнок TiN различной толщины. По мере утоньшения плёнок наблюдается уменьшение температуры перехода в сверхпроводящее состояние и переход в диэлектрическое состояние (плёнка #7).

На рисунке 2 представлены магнитополевые зависимости сопротивления для двух образцов: #2 плёнка TiN с относительно малой степенью беспорядка и #5 – сильно неупорядоченная плёнка TiN, находящаяся вблизи перехода сверхпроводник – изолятор в нулевом магнитном поле. В целом поведение магнитополевых зависимостей сопротивления весьма схоже. В частности, на обоих образцах наблюдается: (1) отрицательное магнитосопротивление в сильном магнитном поле; (2) при низких температурах изотермы пересекаются в одной точке (B_c , R_c), что позволяет представить данные в скейлинговых координатах (рис. 3) (3) в магнитных полях меньших критического ($B < B_c$) dR/dT > 0, а при $B > B_c$ dR/dT < 0.



Рис. 1. Переход сверхпроводник-изолятор в нулевом магнитном поле при уменьшении толщины плёнок TiN. #1 – 18 нм, #2 – 5 нм, #3 - #7– менее 5 нм.

Ранее считалось, что проявление данных особенностей бесспорно указывает на магнитоиндуцированный квантовый фазовый переход сверхпроводник – изолятор. Однако, схожесть поведения скорее качественная, нежели количественная. Так изменение сопротивления в магнитном поле низкоомного образца #2 составляет менее 30% от сопротивления в нормальном состоянии, тогда как сопротивление высокоомного образца #5 увеличивается в 4 раза. Тот факт, что изменение сопротивления в магнитном поле образца #2 меньше самого сопротивления позволяет применить для описания наблюдаемого поведения теорию квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов [1].



Рис. 2. Сопротивление на квадрат как функция магнитного поля для двух плёнок ТіN: вверху – плёнка #2 ($B_c = 2.91$ Тл, $R_c = 4.15$ кОм), внизу – плёнка #5 ($B_c = 0.4$ Тл, $R_c = 15.6$ кОм).



Рис. 3. Сопротивление на квадрат как функция скейлинговой переменной для двух плёнок TiN: слева – плёнка #2 (B_c = 2.91 Tл, R_c = 4.15 кОм) в диапазоне температур 60 – 490 мК, справа – плёнка #5 (B_c = 0.4 Tл, R_c = 15.6 кОм) в диапазоне температур 60 – 130 мК.

Результат сопоставления экспериментальных данных с теоретическими зависимостями, учитывающими вклад сверхпроводящих флуктуаций (квантовых поправок к проводимости в куперовском канале), рассчитанных на основе выражения (13) в работе [2], приведён на рис. 4. Видно прекрасное согласие эксперимента с теоретическими предсказаниями. Однако, при попытке описания изомагнитных зависимостей сопротивления вблизи верхнего критического поля B_{c2} (рис. 4б) мы столкнулись с тем, что теоретические зависимости дают более резкое изменение сопротивления при очень низких температурах, нежели наблюдаемое в эксперименте (см. R(T) при B = 2.91, 2.95, 3.00 Тл на рис. 4б).



Рис. 4. Анализ низкотемпературного поведения в магнитном поле плёнки #2 с позиций квантовых поправок к проводимости неупорядоченных металлов. Символами приведены экспериментальные данные, сплошными линиями – расчёт на основе выражения (13) из работы [2].

Следует подчеркнуть, что для расчёта величины поправки к проводимости необходимо знать температурную зависимость Bc2(T). До недавнего времени Вс2(Т) полагалась хорошо установленной зависимостью (HWH), предложенной ещё в 1964 году в работах [3,4]. Недавно было предсказано [5,6], что наличие квантовых флуктуаций вблизи В_{с2} при T << Т_с в двумерных неупорядоченных сверхпроводниках приводит к образованию локальных сверхпроводящих островков и, как следствие, к увеличению верхнего критического поля. Принимая во внимание это обстоятельство, при сопоставлении эксперимента с теорией квантовых поправок к проводимости была решена обратная задача, а именно, найдена температурная зависимость верхнего критического поля. Оказалось, что она действительно отклоняется вверх от «классической» зависимости HWH [3,4].

Исследование магнитополевых зависимостей сопротивления плёнок, находящихся вблизи перехода сверхпроводник – изолятор в нулевом магнитном поле (например, #5 и #6), выявило следующие особенности: (1) наблюдается огромный пик сопротивления в некотором магнитном поле B_m (см. рис. 2 и рис. 5); (2) при дальнейшем увеличении магнитного поля, сопротивление уменьшается в несколько раз и насыщается на величине близкой к кванту сопротивления (h/e^2) (рис. 5) [7]. Анализ поведения в сильном магнитном поле (B > B_m), показывает, что при подборе единственного параметра $(R_{sat}(T_i))$ для каждой изотермы R(B,T_i) зависимости $\ln(1/R_{sat}(T_i) - 1/R(B,T_i))$ оказываются линейными по магнитному полю (см. рис. 6), причём с независящим от температуры наклоном. Таким образом, поведение на диэлектрической стороне магнитоиндуцированного перехода сверхпроводник-изолятор можно описать следующим эмпирическим выражением:

$$G(T,B) = 1/R_{sat}(T) - \beta(T) \exp(-B/B^*),$$
 (1)

где G(T,B) = 1/R(T,B), B^* - некоторое характерное магнитное поле. Температурные зависимости $R_{sat}(T)$ и $\beta(T)$ приведены на рис. 7а и в, соответственно.



Рис. 5. Магнитополевые зависимости сопротивления при различных температурах плёнки TiN #6.



Рис. 6. Те же данные, что и на рис. 5 для плёнки TiN #6. При подборе значений сопротивления насыщения R_{sat} зависимости $ln(1/R_{sat} - 1/R_{sq})$ являются линейными по магнитному полю с независящим от температуры наклоном. Соответствующие значения R_{sat} приведены на рис. 7.



Рис. 7. Температурные зависимости R_{sat} и β : (a) $R_{sat}(T)$, (б) $1/R_{sat}$ как функция $T^{1/3}$, и (в) $\beta(T)$ для плёнок TiN #5 и #6, а также для плёнки InO_x [8] (Рис.1а).

Интересно отметить, что температурная зависимость $1/R_{sat}(T)$ оказывается линейной по $T^{1/3}$ (рис. 76). Более того, значение R_{sat} при T = 0, определённое экстраполяцией в данных координатах, с высокой точностью оказывается равным кванту сопротивления (h/e^2) . Мы провели аналогичный анализ магнитополевых зависимостей сопротивления плёнки InO из работы [8] и получили такой же результат ($R_{sat}(T = 0) = h/e^2$) (рис. 7а,б). Это позволяет сделать вывод об универсальности поведения систем, проявляющих магнитоиндуцированный квантовый фазовый переход сверхпроводник - изолятор.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант №06-02-16704) и программы "Квантовая макрофизика" РАН.

1. T.I. Baturina, J. Bentner, C. Strunk, M.R. Baklanov, A. Satta, Physica B 359-361, 500 (2005).

2. V.M. Galitski and A.I. Larkin, Phys. Rev. B 63, 174506 (2001).

3. E. Helfand and N.R. Werthamer, Phys. Rev. Lett. 13, 686 (1964); Phys. Rev. 147, 288 (1964).

4. E. Helfand, N.R. Werthamer, and C. Hohenberg, Phys. Rev. 147, 295 (1964).

5. B. Spivak and Fei Zhou, Phys. Rev. Lett. 74, 2800 (1995).

6. V.M. Galitski and A.I. Larkin, Phys. Rev. Lett. 87, 087001 (2001).

7. T.I. Baturina, C. Strunk, M.R. Baklanov, A. Satta, cond-mat/0602557.

8. V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgopolov, A.A. Shashkin, G.E. Tsydynzhapov, Письма в ЖЭТФ 71, 693 (2000).

Изучение зависимости ВАХ гранулярных сверхпроводников от величины размагничивающего фактора

Геращенко О.В.

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, Ленинградская обл., Гатчина 188300, Россия

Проведены измерения зависимости вольтамперных характеристик гранулярных сверхпроводников от угла между внешним магнитным полем и электрическим током в сверхпроводнике при переходе от геометрии эксперимента с единичным размагничиванием к геометрии с нулевым размагничивающем фактором. Обнаружено, что в отличие от ситуации, когда и поле и ток лежат в плоскости образца, эта зависимость описывается в рамках модели с силой Лоренца.

В настоящее время большой интерес представляет попытка объяснения структуры и динамики магнитного потока в дискретных сверхпроводниках с позиции концепции самоорганизованной критичности [1,2]. Так численным моделированием было показано, что динамика магнитного потока в дискретных двумерных сверхпроводниках с нулевым размагничиванием (решетки джозефсоновских контактов, гранулярные сверхпроводники) осуществляется в виде лавин потока, характеризуемых степенной функцией распределения по размерам [3]. В экспериментах, проведенных на различных гранулярных ВТСП материалах, такое самоорганизованное критическое состояние проявляется в том, что локальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника не зависит от силы Лоренца, т.е. от угла между электрическим током и внешним магнитным полем, и характеризуется одним значением плотности критического тока [4-6].

Очевидно, что большой интерес представляет и противоположная геометрия эксперимента - с единичным размагничивающим фактором, когда, например, внешнее магнитное поле приложено перпендикулярно широкой плоскости тонкой сверхпроводящей пластинки. Измерения, проведенные методом спектроскопии электрических флуктуаций, показали, что в такой геометрии наблюдаемая динамика магнитного потока демонстрирует долговременные корреляции, проявляющиеся в виде фликкер-шума, т.е. частотная зависимость спектра флуктуаций имеет 1/f вид. При этом интенсивность шума прямо пропорциональна напряженности магнитного поля. Это подтверждает применимость концепции самоорганизованного критического состояния к гранулярным сверхпроводникам [7].

Целью настоящей работы было исследование угловой зависимости ВАХ при переходе от геометрии эксперимента с единичным размагничивающим фактором к геометрии с нулевым размагничиванием в случае так называемой бессиловой конфигурации, когда магнитное поле параллельно электрическому току в образце, и сила Лоренца равна нулю. Измерения проводились при температуре жидкого азота, образец располагался в электромагнитном экране. На рис. 1, 2 приведены измеренные угловые зависимости ВАХ для трех величин напряженности магнитного поля, которое составляет угол α с направлением электрического тока в образце и лежит в плоскости, перпендикулярной широкой поверхности сверхпроводника. Эта зависимость имеет вид $E(\alpha) = E_0 + \Delta E |\sin(\alpha)|$, характерной для BAX, определяемой действием силы Лоренца на магнитные вихри в образце. Это радикально отличается от результатов, полученных ранее в случае, когда поле и ток лежат в плоскости образца, а фактор размагничивания равен нулю. Величины E₀ и ΔЕ зависят от напряженности магнитного поля. Предполагая, что в поле разрушения сверхпроводимости H_{C2} угловая зависимость отсутствует, можно оценить величину этого поля для изученных образцов. Оказалось, что $H_{C2} \approx 230$ \Im .



Рис. 1. Угловая зависимость ВАХ при разных значениях напряженности внешнего магнитного поля: H = 36 Э, 85 Э, 142 Э (снизу вверх).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 05-02-17626), Государственными программами "Квантовая макрофизика" и "Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах".



Рис. 2. Та же зависимость, представленная в полярных координатах.

1. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 106, 607 (1994).

2. C. M. Aegerter, M. S. Welling, R. J. Wijngaarden, Europhys. Lett., **65**, 753 (2004).

3. S. L. Ginzburg, N. E. Savitskaya, JLTP, **130**, 333 (2003).

4. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, A. I. Sibilev, Supercond. Sci. Technol., **10**, 395 (1997).

5. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, V. P. Khavronin, Supercond. Sci. Technol., **11**, 255 (1998).

6. O. V. Gerashchenko, S. L. Ginzburg, Supercond. Sci. Technol., **13**, 332 (2000).

7. O. V. Gerashchenko, Supercond. Sci. Technol., 16, 690 (2003).

Моделирование вольт-амперных характеристик слабых связей

Гохфельд Д.М.

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

Разработана упрощенная модель для вольтамперных характеристик слабых связей (контактов сверхпроводник – нормальный метал – сверхпроводник, микромостиков и сверхпроводящих нанопроволок). Предложены аналитические выражения для энергетического спектра квазичастиц и плотности андреевских состояний в SNS контакте. Проведено описание вольтамперных характеристик оловянных микромостиков.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) контактов сверхпроводник - нормальный метал - сверхпроводник (SNS) обладают рядом особенностей, делающих эти системы перспективными для различных применений. Для описания экспериментальных ВАХ слабых связей обычно используется феноменологическая RSJ модель, несмотря на ее слабую описательную способность. Применение RSJ обусловлено ее простотой по сравнению с микроскопическими теориями SNS контактов. Перейра и Никольский предложили упрощенную модификацию [1] микроскопической теории [2], в которой решались зависящие от времени уравнения Боголюбова – де Жена для квазичастиц, испытывающих андреевские отражения. Модель [1] качественно описывает общий вид экспериментальных ВАХ SNS контактов [3] и воспроизводит участок отрицательного дифференциального сопротивления [4]. Неудовлетворительная точность описания ВАХ с помощью модели [1] вызвала необходимость новой модификации теории [2]. Разработанная модель и результаты ее использования представлены в данном сообщении.

Вывод модели подробно описан в [5]. Рассматривается SNS контакт с заданным падением напряжения. Постоянное электрическое поле в направлении z (перпендикулярно NS) существует только в нормальном слое N, толщина которого 2*a* много меньше толщины сверхпроводящих берегов S. Предложено приближенное выражение для энергии андреевских связанных состояний:

$$E_{r}(k_{zF}) = \frac{\hbar^{2}k_{zF}}{2am}\pi(r+\frac{1}{2})/\left(1+C\frac{\hbar^{2}k_{zF}}{2am\Delta}\right), \quad (1)$$

здесь *m* - эффективная масса электрона, Δ - зависящая от температуры энергетическая щель сверхпроводника, k_{zF} - проекция на ось z волнового вектора квазичастицы, r = 0, 1, 2, ..., C - подгоночный множитель. Плотность связанных состояний [5] была получена, используя выражение (1):

$$g(E) = \frac{A}{\pi} \left(\frac{4ma}{\pi\hbar^2}\right)^2 \sum_r \frac{E}{\left(1 - C\frac{2E}{\pi\Delta}\right)^3},$$
 (2)

здесь А – площадь нормального слоя.

Наилучшее согласие энергетического спектра (1) с полуклассическим приближением [2,6] и плотности связанных состояний (2) с g(E) вычисленной в [6] для SNS контакта с толстыми сверхпроводящими берегами достигается для $C = \pi/2(1 - am\Delta/\hbar^2k_F)$ для C>1 и C=1 в других случаях. После трансформаций и упрощений [5] полная плотность тока через SNS контакт записывается в следующем виде:

$$j_{AR}(V) = \frac{V}{R_N A} + \sum_{n} \exp\left(-\frac{2a}{l}n\right) \left\{\frac{2em^2 a^2}{\pi^3 \hbar^5} + \int_{-\Delta + neV}^{\Delta} dE \frac{|E|\sqrt{\Delta^2 - E^2}}{\left(1 - C\frac{2|E|}{\pi\Delta}\right)^3} \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) , (3) + \frac{ek_F^2}{2\pi^2 \hbar} \int_{E_1}^{\Delta + eV} dE \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} \tanh\left(\frac{E}{2k_B T}\right) \right\}$$

где *l* это неэластичная средняя длина свободного пробега электрона и R_N это сопротивление N региона, k_F - значение волнового вектора на поверхности Ферми, $E_1 = -\Delta + neV$ для - $\Delta + neV \ge 0$ и $E_1 = \Delta$ в других случаях.

Выражение (3) 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 может воспроизводиться на вычисляемых ВАХ.

Полученная модель была использована для описания измеренных в режиме заданного тока ВАХ оловянных микромостиков [7-9]. Оба набора ВАХ имеют одинаковые особенности: токовый пик при малых напряжениях, дуги, отражающие субгармоническую щелевую структуру [2], избыточный ток. Сравнение вычисленных кривых I(V) с экспериментальными зависимостями V от I показывает удовлетворительное согласие при температурах ниже 0.99 T_c (рис.1,2). Кривые I(V) вычислялись для параметров олова: (критическая температура $T_c = 3.77$ К, энергетическая щель при нулевой температуре 0.57 meV, $k_F = 1.62$ Å⁻¹). Длина микромостиков 2a равна 5000 Å и l = 15 a. Использовалась БКШ зависимость энергетической щели Δ от температуры T.

Линейные участки при больших напряжениях на экспериментальных ВАХ совпадают с теоретическими кривыми, вычисленными для более высоких температур. Это, возможно, свидетельствует о саморазогреве, который мог иметь место при больших напряжениях в этих экспериментах. Некоторое несовпадение вычисленных кривых и экспериментальных точек в малых напряжениях вероятно из-за того, что измерения проводились в режиме заданного тока (V = 0, когда $I < I_c$), а модель для заданного напряжения.



Рис. 1. Вольт-амперная характеристика Sn микромостика. Эксперимент [8] (точки) и рассчитанные кривые (линии).



Рис. 2. Вольт-амперная характеристика Sn микромостика. Эксперимент [9] (точки) и рассчитанные кривые (линии).

В заключение, развита упрощенная модель для вычисления вольт-амперных характеристик слабых связей (SNS контактов, сверхпроводящих микромостиков и сверхпроводящих нанопроволок). Предложено аналитическое выражение для энергетического спектра квазичастиц и вычислена плотность андреевских состояний в SNS контакте. Предложенная модель делает подход KGN более удобным для описания экспериментальных ВАХ. С помощью модели проведено описание вольтамперных характеристик оловянных микромостиков.

Я благодарен Д.А. Балаеву, Р. Кюммелю и М.И. Петрову за обсуждения. Работа выполнена при поддержке программы Президента Российской Федерации для поддержки молодых ученых (МК 7414.2006.2), Красноярского краевого научного фонда (16G065) и, частично, программы РАН "Квантовая макрофизика" 3.4, интеграционной программы СО РАН 3.4, Лаврентьевского конкурса молодежных проектов (проект 52).

1. L.A.A. Pereira, R. Nicolsky, Physica C 282-287, 2411 (1997).

2. R. Kümmel, U. Gunsenheimer, R. Nicolsky, Phys. Rev. B 42, 3992 (1990).

3. L.A.A. Pereira, A.M. Luiz, R. Nicolsky, Physica C 282-287, 1529 (1997).

4. M.I. Petrov, D.A. Balaev, D.M. Gohfeld, S.V. Ospishchev, K.A. Shaihutdinov, K.S. Aleksandrov, Physica C 314, 51 (1999).

5. D.M. Gokhfeld, cond-mat/0605427 (2006).

6. H.Plehn, U. Gunsenheimer, R. Kümmel, Journ. Low Temp. Phys. 83, 71 (1991).

7. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников, ЖЭТФ 73, 1435 (1977).

8. В.Н. Губанков, В.П. Кошелец, Г.А. Овсянников, ФНТ 7, 277 (1981).

9. M. Octavio, W.J. Skocpol, M. Tinkham, Phys. Rev. B 17, 159 (1978).

Независимость размера лавин магнитного потока в двумерном дискретном сверхпроводнике, от величины изменения внешнего поля.

Гинзбург С.Л., Накин А.В., Савицкая Н.Е.

Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова, 188300, Гатчина, Россия

В работе изучена лавинообразная динамика потока магнитного поля в критическом состоянии в двумерном дискретном сверхпроводнике, помещенном во внешнее магнитное поле. Показано, что размер возникающей лавины и величина вызвавшего его изменения внешнего магнитного поля являются статистически независимыми величинами.

В последние годы в ряде экспериментов по изучению критического состояния жестких сверхпроводников второго рода, а также дискретных сверхпроводников (многоконтактных СКВИДов), была обнаружена лавинообразная динамика магнитного потока [1-3]. Это означает, что при равномерном изменении внешнего магнитного поля, магнитный поток в образце менялся скачкообразно, причем скачки эти были случайны во времени и имели различную величину. Основной задачей настоящей работы являлось выяснение ранее не поднимавшегося вопроса о зависимости размера лавины от величины изменений магнитного поля, вызвавшего данную лавину.

Экспериментальное изучение статистики скачков магнитного потока показало, что функция распределения их размеров является степенной, с показателем степени близким к единице. Полученные данные позволили провести параллели между критическим состоянием сверхпроводников и явлением самоорганизованной критичности (СОК)[4].

Известно, что при численном изучении моделей систем с СОК применяется "нестационарный" метод возмущения системы. Это означает, что система возмущается вновь только после того, как лавина, вызванная предыдущим возмущением, закончилась, то есть система пришла в метастабильноесостояние [4].

При экспериментальном же изучении критического состояния сверхпроводников используются два стационарных способа изменения внешнего магнитного поля H_{ext} : непрерывное и ступенчатое [1], [2]. При непрерывном изменении имеется некоторая скорость $v_{eff} = dH_{ext}/dt$, с которой возрастает внешнее магнитное поле [4]. При ступенчатом изменении поля имеется некоторый фиксированный период времени T, когда поле не изменяется, а затем за пренебрежимо малый отрезок времени оно меняется скачком на определенную величину δh [2].

Известно, что, в системах с самоорганизованным критическим состоянием, длительности лавин представляют собой набор случайных времен, и для конечной системы можно найти максимальную длительность лавины $T_{\rm max}$. Таким образом, если в режиме стационарного ступенчатого изменения поля выбрать $T >> T_{\rm max}$, то любая лавина успеет завершиться до следующего изменения поля. При таком условии стационарный ступенчатый способ изменения поля эквивалентен "нестационарному" режиму, обычно используемому при изучении систем с COK.

С другой стороны, из определения стационарного ступенчатого способа изменения магнитного поля видно, что поле меняется с эффективной скоростью $v_{eff} = \delta h/T$. Таким образом, если бы имелось такое минимальное значение приращения поля δh_{\min} , что при изменении поля на $\delta h < \delta h_{\min}$ лавины бы не возникали, это означало бы, что при стационарном непрерывном способе возмущения системы существует такая скорость изменения внешнего поля, что при ней лавины отделены одна от другой, то есть не перекрываются. Тогда и в случае стационарного непрерывного способа изменения внешнего поля мы могли бы ввести понятие одиночной лавины конечной длительности, а значит, и понятие самоорганизованного критического состояния в его классическом определении [4]. Кроме того, тогда стационарное непрерывное изменение внешнего поля и ступенчатое изменение внешнего магнитного поля с эффективной скорстью $v_{\it eff} << v_{\it cr} = \delta h_{
m min} \, / \, T_{
m max}$ были бы эквивалентны.

Таким образом, первой, ранее не рассматривавшейся задачей, стал поиск для нашей системы δh_{\min} .

Изучаемый нами СКВИД можно представить как сечение плоскостью (х, у) полой сверхпроводящей системы, бесконечной по оси z. Сечение имеет вид решетки из сверхпроводящих ребер с поперечным размером l, на которых расположены джозефсоновские контакты. Изменение внешнего поля индуцирует в системе токи, которые имеют две составляющие, направленные по соответствующим ребрам решетки. Мы рассматривали деформированную решетку размером N×N, каждый узел которой сдвинут по сравнению со случаем квадратна вектор $(a_i,b_i),$ ной решетки где

 $a, b \in [-0.4, 0.4]$

Мы исследовали данную систему в критическом состоянии методом компьютерного моделирования

уравнений для калибровочно-инвариантных разностей фаз .Мы изменяли обезразмеренное внешнее магнитное поле на величину $\delta h = 10^{-4}$ после чего в СКВИДе происходил релаксационный процесс, в течение которого внешнее магнитное поле не менялось. Затем мы вновь увеличивали поле. Мы обнаружили, что критическое состояние такой системы является самоорганизованным в обобщенном смысле, то есть представляет собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством релаксационного процесса, в результате которого в систему входит магнитный поток. Мы рассчитывали изменение магнитного потока по $\phi opmyne \frac{2\pi}{\Phi_0} \Delta \Phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi(t_{em}) - \Phi(t_{bm}))$ ГДе t_{bm}, t_{em}

— моменты начала и конца релаксационных процессов, вызванных *m*-ым изменением внешнего поля на δh .

Если величина магнитного потока, проникнувшего в систему после очередного увеличения внешнего магнитного поля на δh была меньше фиксированного значения $\Delta \Phi_{\min} = 0.5 \Phi_0$, то мы считали, что лавины не произошло. Далеее мы вновь увеличивали внешнее поле на δh и дожидались окончания релаксации, и так до тех пор, пока изменение магнитного потока после очередного увеличения поля не оказывалось больше $\Delta \Phi_{\min}$. Тогда мы считали, что произошла *n*-ая лавина и обозначали ту величину внешнего магнитного поля, при котором она началась, через $h_{ext_{-}}$. После этого мы продолжали моделирование по описанной схеме до тех пор, пока величина магнитного потока, проникнувшего в систему после очередного увеличения поля вновь не превысит значение $\Delta \Phi_{\min}$. Тогда мы считали, что произошла (n+1)-ая лавина. Разницу в значениях внешнего магнитного поля, при которых начались *n*-ая и (*n*+1)-ая лавины, мы и считали тем изменением внешнего поля, которое вызвало (n+1)ую лавину. Тогда *n*-тая лавина вызывается изменением внешнего поля, которое можно вычислить как $\Delta h_n = h_{ext_n} - h_{ext_{n-1}}$

Далее мы рассмотрели плотность вероятности для изменений внешнего поля $f_1(\Delta h)$ (рисунок 1). Как видно из рисунка, полученная плотность вероятности демонстирирует рост при уменьшении Δh вплоть до $\Delta h = 10^{-4}$. Это означает, что вероятность возникновения лавины при малых значениях Δh велика. Следовательно, в рассмотренном нами диапазоне мы не можем указать такое значение δh_{\min} при котором в системе не возникали бы лавины. Таким образом в случае непрерывного стационарного изменения внешнего магнитного поля мы не можем определить понятие одиночной лави-

ны, а следовательно и понятие самоорганизованного критического состояния. Однако этот вывод касается лишь компьютерных экспериментов, а В реальных экспериментах внешнее поле меняется достаточно медленно, и перекрытия лавин довольно редки, так что там вполне можно говорить об одиночных лавинах, распределение размеров которых и рассматриваются, например, в работах [1],[3].



Рисунок 1. Плотность вероятности изменений внешнего магнитного поля.

Мы также рассмотрели также плотность вероятности для размеров лавин $f_2(\Delta \Phi)$. После чего была рассчитана совместная плотность вероятности $\rho_2(\Delta h, \Delta \Phi)$. Было установлено, что эта величина факторизуется: $\rho_2(\Delta h, \Delta \Phi) = f_1(\Delta h) f_2(\Delta \Phi)$, Taким образом, размер возникающей лавины и величина вызвавшего его изменения внешнего магнитного поля являются статистически независимыми величинами. Это означает, что лавина любого размера может быть вызвана как малым, так и большим изменением внешнего магнитного поля. Следовательно, можно заключить, что поведение системы соответствует одному из принципов классической концепции самоорганизованой критичности [4], согласно которому малые и большие лавины в системе возникают под воздействием одинаково малых внешних возбуждений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17626), ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», ОФН РАН «Макрофизика».

[1] S. Field, J. Witt, F.~Nori, X.~Ling, Phys. Rev. Lett. 74, 1206 (1995).

[2] C.M. Aegerter, M.S. Welling, R.J.Wijngaarden, Europhys. Lett. **65**, 753 (2004).

[3] S.M. Ishikaev, E.V. Matizen, V.V.Ryazanov, V.A.Oboznov, A.A.Veretennikov, JETP Lett. **72**, 39 (2000).

[4] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).

Особенности электронных состояний соединений с сильными электронными корреляциями: исследование методом радиационного разупорядочения

Карькин А.Е., Гощицкий Б.Н.

Институт физики металлов УрО РАН, 620041 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Методом радиационного разупорядочения исследованы особенности электронных состояний двух классов систем с сильными электронными корреляциями: высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) и систем с тяжелыми фермионами (ТФ), электронные состояния которых при низких температурах формируются при сильном взаимодействии электронов проводимости с локализованными магнитными моментами. Для выяснения причин изменения свойств этих соединений вначале анализируются эффекты радиационного разупорядочения в более простых системах: (1) сверхпроводящих (СП) интерметаллидах MgB₂ и MgCNi₃; (2) соединениях с относительно низкой концентрацией носителей заряда In_xBi_{2-x}Te₃, HgSe, пиролитическом графите и квазикристалле (i)-AlPdRe; (3) оксидных соединениях K_{0.3}WO₃ и Sr₂RuO₄. Показано, что, анализируя экспериментальные данные в рамках простых моделей, можно установить целый ряд существенных особенностей электронных состояний исходных (упорядоченных) соединений. В системах с концентрации носителей $n = (10^{17} - 10^{19})$ см⁻³ возникновение радиационных дефектов, несущих эффективный заряд, приводит к сдвигу уровня Ферми, что является основным фактором наблюдаемых изменений транспортных свойств, а эффекты рассеяния на дополнительных дефектах менее значительны. В ВТСП и ТФ системах наблюдаются качественно отличные эффекты разупорядочения. Более существенным здесь становится не легирование дефектами, а присутствие исходных уникальных электронных состояний, образующихся при взаимодействии электронов с локализованными магнитными моментами и ответственных за «необычную» СП. Для существования этих низкотемпературных состояний очень важен кристаллический порядок, нарушение которого приводит к их подавлению. Характер деградации ТФ состояний при разупорядочении зависит от величины эффективной массы m^* : от полного подавления при $m^*/m_e > 100$ до относительного слабых изменений свойств при $m^*/m_e < 10$. Вызванный разупорядочением распад когерентной электронной системы на две более слабо взаимодействующие подсистемы это общий для ВТСП и ТФ систем радиационный эффект, приводящий также к быстрому подавлению СП состояний. При нарушении кристаллического порядка в этих системах меняется тип взаимодействия – от коллективного к локальному, который можно рассматривать как непрерывный фазовый переход, - обстоятельство, которое часто не принимается во внимание при построении теоретических моделей, описывающие эти тонкие квантовые состояния.

Зависимость сдвига по магнитному полю для критических токов с противоположными направлениями от степени асимметрии сверхпроводящих алюминиевых колец и температуры

Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Карпий С.В., Никулов А.В., Тулин В.А. Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка 142432, Россия

При исследовании зависимости критического тока от магнитного поля для сверхпроводящих асимметричных алюминиевых колец, был обнаружен аномальный сдвиг, равный половине кванта потока Ф₀/2, между критическими токами с противоположными направлениями. Этот сдвиг не зависит от степени асимметрии колец, температуры (0.94-0.99Тс) и величины критического тока (3-50 µА), показывая, что токи текущие через структуры не являются причиной наблюдаемого сдвига. В симметричных кольцах сдвиг составлял (0.03-0.07)Фо, что объясняется отклонениями от идеальной формы и неоднородностью толщины колец. Для асимметричных колец наблюдались традиционные осцилляции Литтла-Паркса с минимумами при пФ_о и максимумами при (n+1/2)Ф₀, что находится в противоречии с положениями экстремумов осцилляций критического тока в тех же структурах.

Исследование Броуновских моторов или устройств с асимметричным периодическим потенциалом, позволяющих получать полезную ИЗ неравновесного или временноработу корелированного шума, авляется перспектичным направлением микро- и наноэлектроники [1]. Недавно было продемонстрировано эффективное выпрямление переменного тока в простых сверхпроводящих структурах на основе асимметричных алюминиевых колец без Джозефсоновских переходов [2]. Для выяснения механизмов выпрямления в этом типе структур исследовались зависимости критического тока от магнитного поля, в которых был обнаружен аномальный сдвиг ($\Phi_0/2$) в магнитном поле токов с противоположными направлениями. Данная работа посвящена изучению этого сдвига в зависимости от температуры и асимметрии колец.

Исследуемые структуры формировались методом электронно-лучевой литографии и lift-off процесса термически напыленного алюминия на окисленную кремниевую подложку. Толшина Al составляла 40-50 нм, диаметр колец 4 µm, ширина узкой части колец W_N = 200 нм, а широкой - W_W = 250, 300, 350 и 400 нм (Рис.1). Для сравнения измерения проводились также на симметричных кольцах (СК). Структуры имели сопротивление 0.23-0.3 Ω/\Box , отношение сопротивлений R(300 K)/R(4.2 K)=2.7-3.5, температуру сверхпроводящего перехода 1.22-1.28 К, длину когерентности ξ (T=0 K) ~170 нм и глубину проникновения λ (T=0 K) ~80 нм.

Все измерения проводились четырехконтактным методом в стеклянном гелиевом криостате с откачкой паров гелия. Токовые контакты смещались от прецизионного источника тока Keithley 6221. Напряжение измерялось на потенциальных контак-тах инструментальным усилителем с коэффициен-том усиления 1000 и приведенным ко входу уров-нем шума 20 нВ в полосе частот от нуля до 1 Гц. Далее сигнал усиливался предусилителем SR560. Зависимость критического тока структур I_C(B) от магнитного поля измерялась из периодически повторяющихся ВАХ (10 Гц) в медленно-меняющемся магнитном поле (~0.01 Гц) по следую-щему алгоритму: (1) проверялось условие нахожде-ния структуры в свехпроволящем состоянии, а затем (2) после превышения порогового напряже-ния (устанавливаемого выше наводок и шумов сис-темы измерения и определяющего минимальный измеряемый критический ток) определялись маг-нитное поле и критический ток с запаздыванием около 30 мксек. Таким образом, последовательно измерялся критический ток из ВАХ с противо-положным направлением тока $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$. Измерение одной зависимости I_C(B), содержащей 1000 точек, требовало около 100 секунд.

Для уменьшения магнитного поля Земли область криостата, в которой находился образец, экранировалась цилиндром из пермаллоя. Остаточное магнитное поле сотавляло 0.15 Гс, а положение "нуля" магнитного поля было известно с точностью 0.03 Гс или ~ $0.02\Phi_0$.



Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение типичного асимметричного Al кольца.


Рис. 2. Зависимость критических токов $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ от магнитного поля для асимметричного кольца ($W_W/W_N=2$) при различных температурах: 1) T = 1.2106 K = 0.9716 T_c; 2) T = 1.2161 K = 0.9760 T_c; 3) T = 1.2217 K $\approx 0.9805 T_c$; 4) T = 1.2268 K $\approx 0.9846 T_c$; 5) T = 1.2315 K $\approx 0.9883 T_c$; 6) T = 1.2346 K $\approx 0.9909 T_c$. $\Delta R=(R_{LP}-8)$ - осцилляции Литтла-Паркса ($I_B = 1$ µA и T = 1.2322 K $\approx 0.9994 T_c$).

На рис. 2 представлена зависимость критических токов с противоположным направлением $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c-}(\Phi/\Phi_0)$ от магнитного поля для асимметричного кольца (АК) при различных температурах. Наблюдаются квантовые осцилляции с периодом равным Фо, которые являются следствием квантования циркуляции импульса сверхпроводящего конденсата подобно моменту импульса электрона на атомной орбите. В отличие от идеальных симметричных колец (W_W/W_N=1), для которых выполняется соотношение $I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$, для АК $I_{c-}(\Phi/\Phi_0) = I_{c+}(\Phi/\Phi_0 + \Delta \phi)$, а $\Delta \phi = \Phi_0/2$. Измерения показали, что даже небольшая асимметрия $(W_W/W_N=1.25)$ приводит к сдвигу на $\Phi_0/2$, который не меняется с дальнейшим увеличением асимметрии до 2 (рис.3). Величина сдвига не зависела также от температуры в диапазоне (0.94÷0.99) Т_с (рис.2). Для этих температур величина критического тока изменялась от 3 до 50 µА. Поэтому можно констатировать, что $\Delta \phi$ не зависит и от величины кольцевого тока Ір в АК, создающего дополнительный поток магнитного поля, который по нашим оценкам не превышает несколько сотых Фо (слабое экранирование). Измерения в СК показали, что сдвиг составляет $(0.03-0.07)\Phi_0$ и может быть объяснен малыми отклонениями от идеальной формы и неоднород-ностью толщины колец.



Рис. 3. Зависимость сдвига от степени асимметрии колец.



Рис. 4. Зависимость критических токов от магнитного поля $I_{c^+}(\Phi/\Phi_0)$ и $I_{c^-}(\Phi/\Phi_0)$ для АК ($W_W/W_N=1.5$) при T = 1.226 K = 0.973T_c. R - осцилляции Литтла-Паркса АК($I_B = 1 \mu A \mu T = 1.2595 K \approx 0.9996T_c$).

Сдвиг Дф объясняет также выпрямление переменного тока, наблюдающееся на асимметричных сверхпроводящих кольцах [2]. Но его существование приводит к противоречию для разных типов измерений. Максимумы осцилляций I_{с.}(Ф/Ф₀) и I_{c+}(Ф/Ф₀), измеренных на СК, как и следовало ожидать, наблюдаются при $\Phi = n\Phi_0$, а минимумы при $\Phi = (n+1/2)\Phi_0$. Появление сдвига для АК приводит к смещению экстремумов осцилляций I_c-(Ф/Ф₀) и $I_{c+}(\Phi/\Phi_0)$ в противоположные стороны на $\Phi_0/4$ относительно их положения для СК, что в сумме дает $\Phi_0/2$ (Рис.4). Наиболее загадочным является то обстоятельство, что положение экстремумов осцилляций сопротивления Литтла-Паркса R(Ф/Ф₀) [3] остается неизменным как для СК так и для АК, (рис.4). Согласно общепринятой точке зрения, для СК максимумам R(Ф/Ф₀) (максимальное значение квадрата скорости сверхпроводящих пар) должны соответствовать минимумы критического тока (максимум скорости) при $\Phi = (n+1/2)\Phi_0$ [4], что и наблюдается экспериментально. Остается непонятным, почему положение экстремумов осцилляций Литтла-Паркса и критического тока не совпадает в случае АК (разница равна $\Phi_0/4$, см. рис.4).

Работа поддержана программой фундаментальных исследований Отделения информационных технологий и вычислительных систем РАН "Организация вычислений с использованием новых физических принципов" в рамках проекта "Квантовый бит на основе микро и нано-структур с металлической проводимостью", РФФИ (проект 04-02-17068) и программой Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые структуры".

1. P. Reimann. Physics Reports 361, 57 (2002).

 С.В. Дубонос и др. Письма в ЖЭТФ 77, 439 (2003).

3. W.A. Little and R.D. Parks, Phys.Rev.Lett. 9, 9 (1962).

4. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат 1980.

Аномальное поведение поперечного акустоэлектрического эффекта в сверхпроводниках с движущейся вихревой структурой и образование звуковихревых доменов

Гутлянский С.Е.

Физический факультет Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону, Россия Гутлянский Е.Д.

Институт физики Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону, Россия

Продольная ультразвуковая волна (ПУВ) в сверхпроводниках с движущейся вихревой структурой генерирует дополнительное поперечное акустоэлектрическое поле (АЭП), пропорциональное своей мощности. Это поле меняет знак при скорости движения вихревой структуры меньшей скорости ПУВ. Это качественно отличает рассматриваемый эффект от аналогичного эффекта на электронах проводимости в полупроводниках. Совместно с эффектом усиления ПУВ [4] такое поведение АЭП должно приводить к отрицательной дифференциальной проводимости при измерении вольтамперной характеристики сверхпроводников и, следовательно, к образованию в сверхпроводнике звуковихревых доменов.

Физика акустоэлектрического эффекта состоит в следующем: продольная ультразвуковая волна (ПУВ) через силы трения колеблет вихревую структуру и тем самым порождает продольные колебания плотности. Колебания вихревой структуры (ВС) индуцируют поперечные сверхпроводящие токи, которые порождают силу Лоренца в направлении распространения ультразвуковой волны, которая в свою очередь действует на вихревую структуру сверхпроводника. Поскольку сила Лоренца пропорциональна произведению плотности вихрей на сверхток, то возникает постоянная составляющая силы Лоренца, которая будет двигать вихревую структуру в направлении распространения ПУВ. Кроме того, продольные колебания ионной решетки приводят к появлению экранирующих токов во всем объеме сверхпроводника, и эти токи в свою очередь порождают силу Лоренца, которая будет направлена перпендикулярно направлению распространения ПУВ, и, по той же причине, как и в предыдущем случае, будет давать постоянную составляющую, только перпендикулярную направлению распространения волны. В результате одновременного действия обоих механизмов, на ВС будет действовать постоянная сила, направленная под углом к направлению распространения ПУВ, и ВС начнет

вую структуру сверхпроводника под некоторым углом к направлению своего распространения. Двигаясь как целое, ВС будет порождать постоянную составляющую электрического поля. В эксперименте мы будем наблюдать следующую картину: при распространении в сверхпроводнике с ВС продольной ультразвуковой волны возникает постоянное электрическое поле, направленное под углом к распространению ПУВ. Необходимо отметить, что в сверхпроводниках будет существовать еще один эффект, который будет давать постоянную составляющую электрического поля, а именно постоянная составляющая электрического поля, порождаемая колебаниями плотности и скорости вихревой структуры. Эта составляющая тоже будет давать вклад в индуцированное ультразвуковой волной электрическое поле. Теория этого эффекта для покоящейся ВС впервые предложена в работах [1] -[2], экспериментально эффект наблюдался в работе [3]. Целью настоящей работы является рассмотрение эффекта увлечения ВС сверхпроводника для случая, когда внешним постоянным током вихревая структура уже разогнана до некоторой скорости V. Исходя из приведенных выше физических соображений, можно ожидать, что ПУВ будет придавать вихревой структуре дополнительную скорость. В настоящем исследовании нас интересует только продольная составляющая скорости вихревой структуры, поэтому мы будем пренебрегать силой ответственной за эффект Холла (случай "грязного" сверхпроводника) и силой, связанной с экранирующими сверхпроводящими токами (Мейснеровская сила), возникающими как реакция на магнитное поле, создаваемое колеблющейся ионной решеткой. Решая систему уравнений, описывающую взаимодействие упругого континуума с подвижной вихревой структурой [4] методом последовательных приближений с точностью до второго порядка

как целое двигаться в направлении действия этой

силы. Следовательно, ПУВ должна увлекать вихре-

по амплитуде ПУВ U_0 , мы получили следующее выражение для среднего значения дополнительной скорости $\left< \dot{\vec{W}} \right>$ ВС

$$\left\langle \vec{W} \right\rangle_{y} = \frac{1}{2} \omega k \left(1 - \frac{2V}{c_{l}} \right) \left(1 - \frac{\eta_{,B}B_{0}}{\eta_{0}} \right) \times \frac{X^{2}}{\left(1 - 2\gamma \frac{V}{c_{l}} \right) + X^{2}} U_{0}^{2} \qquad (1)$$

здесь $k = \omega/c_l$, $\omega = 2\pi f$, f - частота ультразвуковой волны, c_l - скорость ПУВ,

 $\eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$, где $\eta_0 = \eta_f (B_0)$ - нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости $\eta_f (B_v)$ по колебаниям плотности вихревой структуры B_v , а $\eta_{,B} = (d\eta (B_v)/dB_v)_{B_0}$, $D = B_0^2/\mu_0 (1 + \lambda_L^2 k^2), X = Dk^2/\omega \eta_0$, $\gamma = 1 - \eta_{,B} B_0/2\eta_0$, B_0 - величина индукции внешнего магнитного поля, она совпадает с равновесной плотностью ВС. Из уравнения (1) следует, что эф-

фект увлечения ВС меняет знак при скорости ВС, превышающей половину скорости ПУВ c_l . Это обстоятельство отличает рассматриваемый эффект от эффекта увлечения электронов ПУВ в полупроводниках, где знак скорости увлечения меняется, только если скорость электронов превышает скорость ПУВ [5].

При экспериментальном исследовании эффекта основной наблюдаемой величиной является напряженность электрического поля, вызванного движением BC, а именно: его постоянной составляющей.

$$\left\langle \vec{E} \right\rangle_{x} = VB_{0} + \frac{1}{2}\omega kB_{0} \left(2 - \frac{\eta_{,B}B_{0}}{\eta_{0}}\right) \times$$

$$\left(1-3\frac{1-\frac{2}{3}\frac{\eta_{,B}B_{0}}{\eta_{0}}}{2-\frac{\eta_{,B}B_{0}}{\eta_{0}}}\frac{V}{c_{l}}\right)\frac{X^{2}}{\left(1-2\gamma\frac{V}{c_{l}}\right)+X^{2}}U_{0}^{2} \quad (2)$$

Наибольший физический интерес представляет область магнитных полей и температур, в которой величина $\eta_{B}B_{0}/\eta_{0}$ отрицательна. В этом случае скорость вихревой структуры, при которой возникает усиление ПУВ, меньше ее скорости [4]. И этим мы объясняли особенность вольтамперной характеристики в пленке ҮВСО [4]. Недостатком этого объяснения было то обстоятельство, что генерация УЗ должна была бы проявиться в виде излома на вольтамперной характеристике, а экспериментально наблюдается плато. Теперь же, в виду полученного нами результата, становится понятно, что в точке начала генерации ПУВ становится отрицательной дифференциальное сопротивление и, следовательно, должны возникать звуковихревые домены, а вольтамперная характеристика должна выходить на плато либо демонстрировать колебания.

В недавно появившейся работе [6] показано, что в случае периодического расположения центров пиннинга также возможно возникновение отрицательной дифференциальной проводимости и, как следствие, динамической доменной структуры.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 05-02-16959.

1. Е.Д. Гутлянский. Письма в ЖЭТФ. 59, 459 (1994).

2. Е.Д. Гутлянский. Письма в ЖЭТФ. 67, 222, (1998).

 Н. В. Заварицкий. Письма в ЖЭТФ. 57, 695, (1993).

4. Е.Д. ГУТЛЯНСКИЙ. ПИСЬМА В ЖЭТФ. 82, 72 (2005).

5. A.R. HUTSON. PHYS. REV. LETT. 9, 296 (1962).

6. V. Misko, S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, F. Nori PHYS. REV. LETT. 96, 127004 (2006).

Взаимодействие поверхностных акустических волн с движущимися вихревыми структурами сверхпроводящих пленок.

Гутлянский Е.Д.

Институт физики Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону 344099, Россия

Предложен способ описания движущейся вихревой структуры пленок и ее взаимодействия с поверхностными акустическими волнами (ПАВ). Показано, что движущаяся вихревая структура может усиливать (генерировать) ПАВ. Этот эффект, в отличии от аналогичного эффекта в полупроводниковых пленках, возникает при скоростях движения ВС гораздо меньших скорости ПАВ. В движущейся вихревой структуре существует односторонняя коллективная мода, и она порождает резонансный по скорости вихревой структуры акустический аналог диодного эффекта, а именно: аномальное затухание ПАВ в направлении движения вихревой структуры, и отсутствие его при распространении в противоположном направлении.

Последние годы внимание исследователей привлекают физические явления, происходящие в движущейся вихревой структуре пленок сверхпроводников. Поэтому представляют большой интерес новые нетрадиционные методы исследования движущейся вихревой структуры и поиск возможностей использования движущихся вихревых структур для создания новых типов приборов.

Эффект взаимодействия ПАВ с электронами полупроводниковых пленок сделал их, с одной стороны, мощным методом исследования полупроводниковых пленок, а с другой - послужил основой прикладной науки акустоэлектроники [1]. В наших работах, см. например, [2 - 5], был предложен новый метод описания движущихся вихревых структур в объемных сверхпроводниках и их взаимодействия с ультразвуковыми волнами. Таким образом оказалось, что в сверхпроводниках с вихревой структурой должны существовать большинство эффектов, которые наблюдались в полупроводниках в результате взаимодействия ультразвуковых волн с электронами, только роль электронов в сверхпроводниках выполняют вихри, и, кроме того, существуют эффекты, которые в полупроводниках не наблюдаются, см. например [3] и ниже. Так что нам представляется естественным назвать эту область исследований акустовихроникой.

В предлагаемой работе мы рассматриваем обобщение работ [2 - 5] на сверхпроводящие пленки, позволяющее учесть взаимодействие движущейся вихревой структуры пленок с ПАВ в структурах сверхпроводящяя пленка - диэлектрическая подложка.

Цель предлагаемой работы показать, что 1. в движущейся вихревой структуре пленки при достаточно больших скоростях движения существует односторонняя коллективная мода, которая распространяется только в направлении движения вихревой структуры, в противоположном направлении она не существует; и что 2. эта мода приводит к возникновению акустического аналога диодного эффекта: коэффициент затухания ПАВ в структуре сверхпроводящая пленка на диэлектрическая подложке, распространяющаяся в направлении движения вихревой структуры при совпадении скорости вихревой моды со скоростью ПАВ будет гораздо больше, чем при распространении в противоположном направлении; 3. при превышении скорости движения вихревой структуры некоторой величины, вообще говоря, меньшей скорости поверхностной акустической волны, должно возникать ее усиление (генерация).

Взаимодействие движущейся вихревой структуры с кристаллической решеткой сверхпроводника можно описать, вводя феноменологический коэффициент вязкости η_f , который зависит от плотности вихревой структуры и температуры. Он однозначно связан с удельным сопротивлением сверхпроводника ρ $\eta_f = B_0^2 / \rho$, - здесь B_0 - индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. Мы получили уравнение движения вихревой структуры в пленке, обобщающее уравнения Перла на случай колеблющейся кристаллической решетки пленки, предполагая, что толщина пленки d меньше лондоновской глубины проникновения λ_L , и оно имеет вид:

$$\vec{A}\delta(y) - \lambda_{eff} \nabla^2 \vec{A} = \vec{S}\delta(y) - \frac{m}{q} \vec{U}\delta(y) \qquad (1)$$

где $\vec{S} = \phi_0 \nabla \Phi / 2\pi$, $\nabla \times \vec{S} = \vec{B}_v$; ϕ_0 , Φ , \vec{A} , \vec{U} -квант магнитного потока, фаза параметра порядка, векторный потенциал магнитного поля и вектор деформации пленки соответственно, $\lambda_{eff} = \lambda_L^2 / d$, \vec{B}_v - плотность вихревой структуры. Пленка расположена в плоскости XZ, и волновой вектор ПАВ

направлен вдоль оси Z. Для полного описания движения вихревой структуры в пленке необходимо добавить к уравнению (1) уравнение непрерывности и уравнение, описывающее движение вихревой структуры в пленке. Ниже мы рассматриваем грязный сверхпроводник – пренебрегаем эффектом Холла

$$\frac{\partial \vec{B}_{v}}{\partial t} = \nabla \times \left[\left(\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}} \right) \times \vec{B}_{v} \right]$$

$$\eta_{f} \left(\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}} \right) = \vec{I}_{0} \times \vec{B}_{v} + \vec{I}_{a} \times \vec{B}_{v}$$
(2)
(3)

здесь I_0 - постоянная составляющая тока, задаваемая внешним источником и разгоняющая вихревую структуру до нужной скорости, I_a - переменный ток, индуцированный колебаниями пленки и вихревой структуры, \vec{W} - вектор деформации вихревой структуры в пленке.

Далее мы показываем, что пленку на поверхности подложки можно с точностью до членов второго порядка по величине d/λ_L заменить на граничное условие вида:

$$\sigma_{zy}(0) = \left[qn_{S}d\left(\vec{U}\times\vec{B}_{v}\right)_{z} - \left(\vec{I}'\times\vec{B}_{v}\right)_{z} - \left(\vec{I}_{0}\times\vec{B}_{v}\right)_{z}\right]_{y=0}$$
$$\sigma_{xy}(0) = \left[qn_{S}d\left(\vec{U}\times\vec{B}_{v}\right)_{x} - \left(\vec{I}'\times\vec{B}_{v}\right)_{x} - \left(\vec{I}_{0}\times\vec{B}_{v}\right)_{x}\right]_{y=0}$$

Используя это импедансное граничное условие, мы нашли вклад в коэффициент затухания ПАВ акустовихревого взаимодействия

$$\alpha_{at}(V) = D\left(1 - \beta \frac{V}{v_R^0}\right) \frac{X}{\left(1 - 2\gamma \frac{V}{v_R^0}\right)^2 + X^2} \frac{\left|\dot{U}_z\right|^2}{4\omega \overline{P}_z}$$
(4)

здесь $D = 2kB_0^2 / \mu_0 (1 + 2\lambda_{eff} k); \beta = 1 - \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0};$ $\gamma = \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0}\right).$ Далее, раскладываем $\eta_f (B_v)$ в

ряд Тейлора в точке B_0 с точностью до членов второго порядка малости по

$$\Delta B_v = B_v - B_0$$
: $\eta_f (B_v) = \eta_0 + \eta_{,B} \Delta B_v$, где

 $\eta_0 = \eta_f(B_0)$ - нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, $\eta_{,B} = (d\eta_f(B_v)/dB_v), v_R^0$ -

скорость ПАВ на свободной поверхности. Формула

(4) дает коэффициент затухания продольной ПАВ, распространяющейся вдоль оси Z и имеющей поляризацию вдоль оси Z и вдоль оси Y (внешнее магнитное поле направлено вдоль оси Y), U_z, P_z вектор амплитуды и вектор Умова – Пойтинга ПАВ, соответственно. Из формулы (4) следует, что, если скорость вихревой структуры превышает величину v_R^0/β , то знак α_{at} меняется на противоположный, и затухание заменяется на усиление. и. следовательно, возможна генерация за счет тепловых флуктуаций. Эффект усиления ПАВ в полупроводниках был впервые рассмотрен Гуляевым и Пустовойтом в [6]. В отличие от полупроводников, в сверхпроводящих пленках эффект усиления ПАВ, как следует из наших результатов, может возникать при скоростях движения вихревой структуры гораздо меньших, чем скорость ПАВ.

Из формулы (4) следует также, что отношение коэффициентов затухания ПАВ в направлении движения вихревой структуры $\alpha_{at}(V)$ к коэффициенту затухания ПАВ в противоположном направлении $\alpha_{at}(-V)$ ведет себя резонансным образом, и максимум этого отношения достигается при скорости движения вихревой структуры приблизительно равной $v_R^0/2\gamma$. Этот эффект возникает, поскольку в движущейся вихревой структуре существует односторонняя коллективная мода с законом дисперсии вида:

$$k = \frac{\omega}{2\gamma V} \frac{1}{1+\delta^2} (1+i\delta)$$
 (5)

здесь, $\delta = D/2\gamma V \eta_0$, $k_0 = \omega/2\gamma V$, $\delta \prec \prec 1$.

Таким образом, в сверхпроводящей пленке с движущейся вихревой структурой должен наблюдаться акустический аналог диодного эффекта на ПАВ. Аналогичного эффекта в полупроводниках не существует.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 05-02-16959

- 1. Ю.В. Гуляев, УФН, 175, 887, (2005).
- Е.Д Гутлянский, Письма в ЖЭТФ, 67, 222 (1998).
- 3. Е.Д Гутлянский, ФТТ, 45, 774, (2003).
- 4. E. D. Gutliansky Phys.Rev. B., 66, 52511, (2002).
- Е.Д Гутлянский, Письма В ЖЭТФ, 82, 72 (2005).
- Ю.В. Гуляев, В.И. Пустовойт, ЖЭТФ, 47, 2251, (1964).

Лавинообразное распространение нормальной фазы в сверхпроводнике

Дорофеев Г.Л., Куроедов Ю.Д., Вяткин В.С. ФГУ РНЦ «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия Владимирова Н.М., Дробин В.М. Объединённый институт ядерных исследований, Дубна Московской обл., 141980, Россия

Представлены результаты исследования лавинообразного распространения нормальной фазы в сверхпроводнике с транспортным током. В образцах NbTi- и NbZr- проводов наблюдается кёрлинг эффект (увлечение нормальной фазы лавиной магнитного потока) состоящий в том, что в узком диапазоне изменения транспортного тока происходит резкое возрастание кажущейся скорости распространения нормальной фазы до скорости движения магнитной лавины, а дальнейшее увеличение транспортного тока сопровождается уменьшением дистанции между магнитной лавиной и нормальной фазой. Эффект электродинамическим обусловлен нагревом сверхпроводника лавиной магнитного потока. Для проволоки НЦ25 толщиной 0,24 мм кажущаяся скорость лавинообразного распространения нормальной фазы достигает величины 9 – 13 км/сек.

Существуют два типа неустойчивостей в сверхпроводнике. Первый тип – это тепловая неустойчивость сверхпроводника с током [1], приводящая к возникновению нормальной фазы и последующему ее распространению за счет потока тепла на N/S границе с относительно небольшими «тепловыми» скоростями *Vnpp* [2] до сотен метров в секунду:

$$Vnpp = \frac{Jt}{C\rho} (k \cdot \rho n / (Tc - To))^{1/2}$$
(1)

Здесь Jt – плотность транспортного тока, Tc и To - критическая температура и температура сверхпроводника вдали от нормальной фазы, а $C\rho$, k и ρn - теплоемкость, теплопроводность и удельное нормальное сопротивление сверхпроводника.

Второй тип неустойчивостей – это так называемые скачки (лавины) магнитного потока. В этом случае происходит нагрев сверхпроводника лавиной магнитного потока. Скорость движения лавины *Vmfa* связана с максимальным электрическим по-

лем $E \max$ и перепадом магнитного поля $\Delta B \max$ в лавине соотношением (2):

 $E \max = \Delta B \max \cdot Vmfa / c \approx Jc \cdot \rho$ (2)

и может, очевидно, достигать в тонких образцах десятков и сотен километров в секунду при эффективном сопротивлении проводника ρ порядка и больше 10 мкОм*см [3,4].

В частности, распространение лавины магнитного потока вдоль сверхпроводника сопровождается нагревом сверхпроводника индуцированными полем токами ($\vec{j} \propto curl \vec{H}$). В результате сверхпроводник с транспортным током может оказаться в состоянии, неустойчивом к возникновению и последующему распространению нормальной фазы. То есть транспортный ток может оказаться больше критического тока для возникновения нормальной фазы в этом сверхпроводнике, нагретом (неоднородно по сечению) лавиной магнитного потока. В наиболее нагретых лавиной магнитного потока областях сверхпроводника, то есть вблизи его поверхности, возникнет тепловая неустойчивость, которая затем может развиваться внутрь сверхпроводника по обычному "тепловому" механизму. На эксперименте это должно проявляться в кажущемся движении нормальной фазы со скоростью движения магнитной лавины, запускающей развитие тепловой неустойчивости у поверхности сверхпроводника. В сверхпроводниках с высокой плотностью критического тока возникновение тепловой неустойчивости к переходу в нормальное состояние соответствует весьма небольшому (0,01 - 0,1 К) нагреву сверхпроводника транспортным током, электрическим полям меньше 10⁻⁴ В/см и электросопротивлению на несколько порядков ниже нормального [1]. То есть для развития неустойчивости и перехода сверхпроводника в нормальное состояние требуется время. В результате между лавиной магнитного потока (областью перераспределения магнитного поля в сверхпроводнике) и N/S границей должна наблюдаться дистанция, величина которой уменьшается с увеличением транспортного тока в сверхпроводнике.

Экспериментальное изучение этого кёрлинг эффекта (увлечения нормальной фазы лавиной магнитного потока) проводилось на образцах сверхпроводящих ниобий - титановых и ниобий циркониевых проволок. На сверхпроводящие образцы проволок толщиной от 0.16 до 0.30 мм без нормального стабилизирующего покрытия и охлажденных в нулевом поле накладывалось параллельное внешнее магнитное поле, вводился транспортный ток, и после короткого импульса - инициатора нормальной фазы одновременно регистрировались в зависимости от времени напряжение на измерительных катушках и потенциальных контактах (Рис. 1). Процедура измерений подробно описана в предыдущей работе [5]. Из осциллограмм определяли скорость распространение нормальной Vnpp и лавины магнитного фазы потока Vmfaвдоль образца, а также дистанцию между

лавиной магнитного потока и N/S границей D(mfa - npp).



Рис. 1. Осциллограммы напряжения U на измерительных катушках (кривые 1 и 2), на потенциальных контактах (кривая 3) и полное напряжение на образце (кривая 4) в зависимости от времени для NbTi образца толщиной 0,20 мм. Кривая 2 – повторный запуск катушки-инициатора без отогрева образца в нулевом магнитном поле. В верхней части рисунка представлено расположение на образце потенциальных контактов, измерительных катушек C1 и C2 и катушки – инициатора нормальной фазы IC.

В качестве примера на рисунках 2 и 3 представлены результаты измерения *Vnpp*, *Vmfa* и *D(mfa-npp)* для образца проволоки НЦ25 толщиной 0,24 мм.





Рис. 2. Зависимость Vmfa и Vnpp от транспортного тока I для NbZr проволоки толщиной 0.24 mm в продольном поле 0,62 Тл.

Рис. 3. Дистанция между лавиной и N/S границей *D(mfa-npp)* в зависимости от тока I для NbZr проволоки толщиной 0.24 mm в продольном поле 0,62 Тл.

Кроме того из ширины пиков измерительных катушек и области резкого роста напряжения на потенциальных контактах можно оценить толщину лавины магнитного потока *Lmfa* - область перераспределения токов в образце и размер области S/N перехода *Lnpp* - область резкого нарастания сопротивления образца до нормального. В частности Lnpp для всех исследованных образцов превышает несколько миллиметров, то есть в десятки раз превосходит толщину образцов, и уменьшается с ростом транспортного тока в образцах. Этот экспериментальный факт указывает на то, что роль лавины магнитного потока сводится к инициированию тепловой неустойчивости вблизи поверхности сверхпроводника, а дальнейшее развитие неустойчивости до перехода в нормальное состояние и последующее движение нормальной фазы внутрь сверхпроводника происходит по обычному "тепловому" механизму со скоростями много меньше скоростей лавины магнитного потока.

1. M. Polak, I. Hlasnik and L. Krempasky, Cryogenics, 13, 702 (1973).

2. А. Вл. Гуревич, Р.Г. Минц, А..Рахманов, Физика композитных сверхпроводников.- М., «Наука» (1987).

3. B.-U. Runge et all, Laser Physics, 10, 53 (2000).

4. B. Biehler et all, Supercond. Sci. Technol. 18, 385 (2005).

5. G.L. Dorofeev, E.P.Krasnoperov, Yu.D.Kuroedov, V.S.Vyatkin, Physica C 402, 196 (2004).

Динамика строчек вихрь-антивихрь в субмикронных мостиках на основе Bi2212 монокристаллических вискеров

Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Горлова И.Г. Институт Радиотехники и Электроники РАН, 125009 Москва, Россия

Мы исследовали новое резистивное состояние – линии проскальзывания фазы (ЛПФ) в субмикронных мостиках ($w < \lambda_1 \equiv \lambda^2/d$, где w и d толщина и ширина мостика, λ - глубина проникновения магнитного поля). Обнаружено, что ЛПФ обусловлено тонким равновесием строчек пар вихрь-антивихрь. В малых внешних магнитных и СВЧ полях равновесие в системе вихрь- ативихрь нарушается: вихри начинают входить с одного края мостика с большей вероятностью, чем антивихрь с другого. ЛПФ становится нестабильным. Нестабильность ЛПФ приводит к неджозефсоновским осциляциям (переключениям) типа – случайного телеграфного сигнала. Средняя частота переключений экспоненциально зависит от магнитных и СВЧ полей. Это открывает путь к развитию детекторов нанометровых размеров.

Наномостики шириной 0.2-1 мкм изготавливались из тонких монокристаллических вискеров BSCCO (2212) 15-30 мкм шириной методом микроиспарения в фокусированных лазерных и ионных пучках [1,2]. Вискеры для структур синтезировались в потоке аргон-кислороднрго газа, что позволило резко снизить плотность микродефектов типа антифазных границ [3]. Для эксперимента использовались вискеры толщиной 0.13-2 мкм (λ_{\perp} <1 мкм). Низкоомные контакты ($10^{-5} - 10^{-6}$ Ом·см²) изготавливались методом лазерного испарения золота в вакууме [1].

Типичные ВАХи для лазерного и двух ФИП мостиков показаны на рис. 1 а. На всех кривых четко видна ступенчатая структура ступенек напряжения регулярных по току. Прирост дифференциального сопротивления δR на каждой ступеньке одинаков и зависит от поперечного сечения мостика (δR для мостика 0.2 мкм шириной приблизительно в два раза выше, чем для 0.5 мкм мостика). При температурах T>60 K при фиксированном токе вблизи ступеньки напряжение испытывает резкие переключения между двумя метастабильными состояниями типа случайного телеграфного сигнала [4]. Типичная осциллограмма V(t), снятая при токе возле второй ступеньки, показана на вставке рис.1 а.

Основной результат статьи представлен на рис 1 б. Показаны ВАХи лазерного мостика при разных магнитных полях. Поле ориентировано перпендикулярно плоскости *ab* кристалла. Видно, что магнитное поле драматически влияет на ВАХи мостика.



Рис. 1. а- типичный вид ВАХ для двух FIB мостиков с размерами 0.2x1 и 0.5x1 мкм и одного LC мостика (<1 мкм); на вставке: пример осциллограммы при фиксированном токе. б- ВАХи для LC3 мостика в разных магнитных полях; на вставке: зависимость средней частоты переключений от магнитного поля.

Ступенчатая структура начинает исчезать уже при нескольких эрстедах. Поле исчезновения ступенек в 6-8 раз меньше, чем первое критическое поле H_{c1} (Появление сопротивления при нулевом токе). Процесс неустойчивости ЛПФ, проявляющийся в виде переключений, показан на вставке рис.1 б. Внешнее магнитное поле порядка 1 э увеличивает среднюю частоту переключений на 5 порядков. Аналогичная чувствительность переключений проявляется также к СВЧ полю.

Наблюдение динамического фазового расслоения в BSCCO микромостиках позволило нам предположить, что это резистивное состояние с ЛПФ. Это подтверждается следующими фактами: ступенчатые BAXи с периодически увеличивающемся R; малые размеры резистивных доменов. Например, для FIB 0.5x1 мостика (рис.1 а) число нанодоменов

приблизительнол равно 27 (число ступенек до насыщения). Т.е. размер нанодомена равен 370 Å. Тогда из теории ЦПФ [5] мы можем оценить время неупругой релаксации квазичастиц $\tau_i = 3L_q^2/v_F l_e$ ~10⁻¹² сек. Это сравнимо с известными данными для ВТСП [6]. Однако малые размеры критических токов $(10^5 - 10^6 \text{ A/cm}^2)$, независимость тока первой ступеньки от ширины мостика, низкочастотный шум типа случайного телеграфного сигнала позволили сделать вывод, что процесс контролируется краевым барьером для вхождения вихрей. В отличии от ЦПФ с уменьшением температуры остаточный ток стремится к нулю, и дифференциальное сопротивление стремится к полному (хордовому). Это указывает на квазиомический характер диссипативных нанодоменов [1,2]. Это позволяет предположить, что ЛПФ нанодомены это квазинормальные каналы формируемые высокоскоростными вихрями ($\upsilon > 10^{\circ}$ см/сек) преодолевающие краевой барьер под действием тока. Высокоскоростные вихри в строчке оставляю за собой след с подавленной сверхпроводимостью. Этот след может перекрываться следующим за ним вихрем, создавая квазинормальный канал – аналог ЛПФ. Ранее для объяснения высокоскоростных вихрей и скачков напряжения на ВАХах мы использовали модель вихревой неустойчивости Ларкина-Овчинникова (ЛО) [7], которая качественно и количественно объясняла наши результаты [2]. Однако, для вихревой нестабильности ЛО не имеет значения один вихрь или пара вихрьантивихрь формируют строчку. Для развития нестабильности важна только критическая скорость вихря. Результаты полученных недавно экспериментов в малых магнитных и СВЧ полях противоречат теории ЛО и требуют ее модернизации. Высокая чувствительность ступенек на ВАХ к Н и СВЧ указывает на то, что строчки образуются парами вихрь-антивихрь. При малых внешних магнитных полях равновесие вихрь-антивихрь нарушается: вихри начинают входить с одного края мостика с большей вероятностью, чем антивихри с другого. В тоже время уровень диссипации практически не меняется (см. рис.1 б), но ЛПФ (квазинормальный канал) теряет свою стабильность.

Таким образом, мы обнаружили сильное влияние внешнего магнитного и СВЧ полей на форму и метастабильный характер ВАХ в субмикронных мостиках на основе BSCCO вискеров. Обнаружено нестационарное поведение ЛПФ, приводящее к неджозефсоновским осцилляциям типа случайного телеграфного сигнала. Средняя частота осцилляций экспоненциально зависит от магнитного и СВЧ поля. Исследования динамического фазового расслоения в субмикронных мостиках ВТСП показали, что ЛПФ связаны с новой динамической нестабильностью строчек вихрь-антивихрь.

Авторы благодарят Никитину А.М. за синтез образцов, Тимофеева В.Н. за электронномикроскопические исследования и Латышева Ю.И. за полезное обсуждение результатов работы. Работа поддержана грантами: РФФИ 06-02-XXXXX-НЦНИЛ_а.

1. С.Г. Зыбцев, И.Г. Горлова, В.Я. Покровский, Письма в ЖЭТФ, 74, 186 (2001).

2. S.G. Zybtsev, V.Ya. Pokrovskii, I.G. Gorlova, Yu.I. Latyshev, V.V. Luchinin, A.Yu. Savenko, and V.N. Timofeev, J. Low Temp. Phys., 139 (2005) 351.

3. С.Г. Зыбцев, А.М. Никитина, Ю.И. Латышев, В.Н. Тимофеев «РОСТ, ДЕФФЕКТНАЯ СТРУКТУРА И СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА Bi₂Sr₂CaCu₂O_x ВИСКЕРОВ» Тезисы международной конференции «Рост монокристаллов и тепломассоперенос» (ICSC-2005), 25 – 30 сентября 2005 г., г. Обнинск, Россия

4. S.G. Zybtsev, V.Ya. Pokrovskii, I.G. Gorlova, Yu.I. Latyshev, V.V. Luchinin, A.Yu. Savenko J. Low Temp. Phys., 139 (2005) 281.

5. W. Skocpol, M. Beasley, and M. Tinkham, J. Low Temp. Phus. 16, 145 (1974).

6. G. L. Eesley, J. Heremans, M. S. Meyer, G. L. Doll and S. H. Liou, Phys. Rev. Lett. 65 (1990) 3445.

7. А.И. Ларкин и Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ 68, 1915 (1975).

Временная статистика скачков магнитного момента в квадратной джозефсоновской решетке 100х100 ячеек

Ишикаев С.М., Мартынец В.Г., Матизен Э.В.

Институт неорганической химии СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, 3

На СКВИД-магнитометре измерен магнитный момент квадратных сверхпроводящих решеток с туннельными джозефсоновскими SIS - контактами. При понижении температуры на кривых гистерезиса наблюдаются спонтанные скачки квантов магнитного потока (лавины). Определена статистика времён и амплитуд лавин.

Исследовались квадратные решетки с переходами сверхпроводник –изолятор–сверхпроводник со структурой перехода *Nb-NbO_x-Pb*, площадями переходов – 7 и 25 мкм², критическим током при 4.2К – 80 - 1800 мкА, нормальным сопротивлением 0.7 – 20 Ом, емкостями переходов – 0.01 – 0.03 пФ. Размеры сеток 100×100 ячеек, размеры ячейки - 20×20 мкм², индуктивность ячейки - 10^{-11} - 2.5·10⁻¹²Гн. Магнитный момент при температурах 2.2-9К измерялся оригинальным СКВИД-магнитометром с чувствительностью 10^{-13} Ам², в полях 10^{-3} – 10 Э, при скоростях развертки 0.01 мЭ/сек – 10 мЭ/сек.



зефсоновской решетки.

На рис.1 показаны петли гистерезиса магнитного момента решетки с критическим током перехода 150 мкА при разных температурах. Видно, что периодическая зависимость в виде пиков при целочисленных фрустрациях, с понижением температуры разрушается спонтанными скачками магнитного момента. В решетке с критическим током 1800 мкА скачки возникают уже при температурах 6К.

На рис.2 изображен фрагмент кривой намагничивания со скачками, на котором видно, что монотонное изменение магнитного момента прерывается спонтанными скачкообразными сбросами, которые имеют различную величину, и соответствуют лавинам до тысячи квантов магнитного потока.



Рис.2. Фрагмент кривой намагничивания джозефсоновской решетки с критическим током 1800 мкА

Фурье–спектр кривой намагничивания с лавинами имеет, как видно из рис.3, степенную зависимость от частоты нецелым показателем от -1 до -1.5.



Рис.3 Фурье спектр кривой намагничивания решетки с критическим током 150 мкА.

На рис.4 показано распределение лавин по размеру для различных решеток в двойном логарифмическом масштабе. Распределение носит степенной характер с кроссовером, который, по-видимому, связан с ограничением на размеры лавин, связанном с конечными размерами решетки. Степенное распределение позволяет утверждать, что в исследуемой решетке возникло состояние Самоорганизуемой Критичности (СОК) [1]. На возможность реализации СОК в <u>хаотической</u> джозефсоновской среде указал в 1994 г. С.Л. Гинзбург [2]. В регулярной джозефсоновской структуре проявления СОК наблюдались впервые в 2000 г. [3].



Рис.4. Плотность вероятности обнаружения лавины с данной амплитудой для различных решеток. *n* – показатель степени функции распределения в области скейлинга.

Состояние СОК в виде лавинообразных процессов наблюдается во многих природных явлениях: землетрясения, пересекающиеся фазовые переходы, фазовые переходы кварк-адрон, дождевые явления, распространение лесных пожаров, кризисы в экономике, развитие популяций в биологии, динамики роста песочной кучи и др. Очевидно, при этом интересно знать временные характеристики возникновения лавин.



Рис.6. Корреляционная функция лавин.

На массиве данных около 1700 лавин мы определили следующую статистику времен.

1. Временная корреляционная функция лавин равна нулю, т.е. не зависит от времени.

$$C(\tau) = < l(t)l(t+\tau) >= 0,$$

где $l(\tau)$ - отклонение амплитуды лавины L от среднего значения, рис.6. $L^{2}=11000, m = \tau$.

2. Распределение промежутков времени между <u>со-</u> седними лавинами (рис.5), имеет колоколообразную форму.



Рис.5. Распределение времени между соседними лавинами

3. Распределение промежутков между соседними лавинами с <u>одинаковой</u> амплитудой беспорядочно. 4. На рис.7 показана зависимость среднего времени повторения лавин с одной и той же амплитудой от величины амплитуды лавин, полученная для образца с критическим током 1800 мкА, и которая, разумеется, соответствует распределению лавин по размеру.



Рис.7. Распределение промежутков времени между лавинами равной амплитуды

Полученные результаты, в частности, статистика временных промежутков между лавинами, являются важными характеристиками природных процессов, в которых наблюдается СОК.

Работа поддержана Междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН №81.

- Bak P., Tang C., and Wisenfeld K., Phys. Rev. Lett., 59, 381-384 (1987)
- 2. Гинзбург С.Л., ЖЭТФ, 106, 2(8), 607-626 (1994)
- Ишикаев С.М., Матизен Э. В., Рязанов В.В., Обознов В. А., Веретенников А.В, Письма в ЖЭТФ, 72. 1 с.39-44 (2000)

Эффект сильного замедления в микрополосковом резонаторе и СВЧ регистрация явлений пространственной дисперсии в сверхпроводниках

Карузский А.Л., Мурзин В.Н., Пересторонин А.В. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия Черняев А.П.

Московский физико-технический институт, Долгопрудный МО, Россия

С целью сравнительного анализа эффектов пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости в ВТСП, обычных сверхпроводниках и нормальных металлах, выявления их роли в механизме сверхпроводимости ВТСП, представлен метод регистрации пространственной дисперсии на СВЧ с применением микрополосковых систем замедления. Эффект сильного замедления объяснён влиянием острых краёв микрополоски, вблизи которых возникает сильное искривление системы координат, вводимой для отыскания решений. Это приводит к локальной зависимости фазовой скорости от масштабных множителей криволинейной системы координат и может вызывать её значительное уменьшение.

Спаривание с большим квазиимпульсом порядка удвоенного фермиевского ($\sim 2k_{\rm F}$) и наличие носителей с разными знаками эффективной массы - характерные признаки механизма высокотемпературной сверхпроводимости разрабатываемого Ю. В. Копаевым с сотр. (см. обзор¹), основанного на кулоновском отталкивании, получили экспериментальное подтверждение в наших работах²⁻⁶. Температурное поведение эффекта Холла, проводимости и СВЧ свойств ВТСП типа YBaCuO объяснены на основе модели, содержащей эти характерные признаки. Пространственная дисперсия, связанная с неустойчивостью к переходу Мотта-Хаббарда, играет существенную роль в свойствах ВТСП согласно этой модели. При наличие сил, вызывающих значительную пространственную дисперсию, зависимость частоты электромагнитных волн как функции волнового числа $\omega(k)$ может значительно отклоняться от прямой ω ~ k, описывающей случай отсутствия дисперсии, в низкочастотную область вплоть до пересечения с осью ω=0 при конечном значении волнового числа К, что соответствует замедлению фазовой скорости ω/k . Такое поведение характерно, например, для неустойчивых структур, обладающих "мягкой модой", и соответствует возникновению стационарной пространственной моды, т.е. новой пространственной структуры в основном состоянии среды (ω =0) с периодом ~ 1/K. В качестве таких сил в модели рассматривалось кулоновское взаимодействие в хаббардовском приближении, вызывающее неустойчивость к переходу Мотта-Хаббарда. Использовалась модель параэлектрика, находящегося в состоянии близком к переходу Мотта-Хаббарда, ток в основном состоянии которого переносится жидкостью бозоноподобных пар носителей в верхней и нижней зонах Хаббарда. За счёт механизма переноса заряда между атомами, расположенными в соседних ячейках кристалла, в одной ячейке образуются состояния, соответствующие отрицательно заряженному состоянию в нижней (для дырок) зоне Хаббарда, а в соседней ячейке - состояния, соответствующие положительно заряженному состоянию в верхней зоне Хаббарда, которые будут сильно скоррелированы в соседних ячейках, что соответствует почти наполовину заполненным зонам Хаббарда. Неустойчивость Мотта-Хаббарда приводит к образованию новой пространственной структуры в основном состоянии с периодом порядка удвоенного параметра решётки ВТСП. При этом волновые функции бозоноподобных пар разного знака эффективной массы оказываются промодулированными в пространстве с новым удвоенным периодом решётки. Волновые функции пар с таким волновым числом соответствуют спариванию с большим квазиимпульсом порядка фермиевского.

Замедление фазовой скорости, соответствующее отклонению дисперсионной кривой в низкоэнергетическую область, должно сопровождаться ростом диэлектрической проницаемости пропорционально обратному квадрату фазовой скорости. Вблизи точки неустойчивости диэлектрическая проницаемость должна достигать больших значений и демонстрировать заметную пространственную дисперсию, т.е. зависимость от пространственных параметров при измерениях. Однако экспериментальное изучение влияния пространственной дисперсии на электронные свойства проводников и сверхпроводников затруднено доминирующим вкладом электронов проводимости при измерении электродинамических свойств таких систем. При изучении эффектов пространственной дисперсии существенны компоненты диэлектрической проницаемости с отличными от нуля значениями волнового числа, для регистрации которых в работе⁹ было предложено использовать низкочастотные СВЧ измерения с применением микрополосковых систем замедления фазовой скорости и увеличения волнового числа электромагнитной волны, что способствует выполнению условия наблюдения эффектов пространственной дисперсии в металлах $\omega/k \leq v_{\rm F}$, где $v_{\rm F}$ – скорость Ферми.

Согласно теоретическим оценкам^{7,8} и нашим экспериментальным данным⁹, локальное замедле-

ние фазовой скорости в таких системах может достигать нескольких порядков и обеспечивать пространственную модуляцию электромагнитного поля с характерным периодом, величина которого на несколько порядков меньше длины волны основной гармоники. На рис. 1 представлено сравнение распределения токов основного (0) и первых высших (1, 2) типов волн микрополосковой линии передачи в зависимости от расстояния, отсчитываемого поперёк полоски (вдоль оси x) от её продольной оси z, для полоски шириной W, полученное в расчётах^{7,8}, с данными наших измерений сдвига резонансной частоты (Δf_{res}) сверхпроводящего микрополоскового резонатора (СМПР) в зависимости от положения боковой грани небольшого медного образца, имеющего фронтальные размеры ~W и возмущающего поле СМПР. Из сравнения видно, что по мере перемещения боковой грани образца в непосредственной близости от полоски поперёк её ширины наблюдаются осцилляции резонансной частоты резонатора, достаточно хорошо коррелирующие с расчётной пространственной структурой распределения токов в полоске. Мелкомасштабная модуляция поля, возникающая в направлении поперёк микрополоски, даёт возможность использовать высокую точность измерений на СВЧ в исследованиях эффектов пространственной дисперсии.



Рис. 1. Распределение токов основного (0) и первых высших (1, 2) типов волн микрополосковой линии передачи по ширине (W) полоски, отсчитываемой поперёк (x) полоски от её продольной оси (z), полученное в расчётах^{7,8}, в сравнении с экспериментальными данными по сдвигу резонансной частоты (Δf_{res}) сверхпроводящего (Nb) микрополоскового резонатора в зависимости от положения боковой грани небольшого образца (Cu), возмущающего поле СМПР

Приближённые численные расчёты^{7,8}, выполняемые для конкретных конфигураций и размеров микрополосковых линий, не позволяют выявить механизм возникновения эффекта сильного локального замедления фазовой скорости электромагнитных волн в СМПР. Однако, используя результаты построения математической модели полоскового резонатора, учитывающей нерегулярности геометрических размеров вдоль направления распространения электромагнитной волны^{10,11}, можно заключить, что обнаруженная мелкомасштабная модуляция поля возникает за счёт "динамического эффекта острия" на острых краях микрополоски, вблизи которых возникает сильное искривление ортогональной криволинейной системы координат, вводимой для отыскания решений с учётом геометрии полосковой линии. Это приводит к локальной зависимости фазовой скорости от масштабных множителей криволинейной системы координат и может вызывать её значительное уменьшение, что эквивалентно локальному увеличению диэлектрической или магнитной проницаемости в рассматриваемой области. Так для поперечной волны в ортогональной криволинейной системе координат, распространяющейся вдоль полосковой линии, имеющей нерегулярности геометрических размеров вдоль направления распространения, получена связь масштабных множителей и неоднородной диэлектрической проницаемостью в регулярной коаксиальной линии, в которой возникали бы такие же волновые решения

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку ФЦНТП (40.012.1.1.1357), РФФИ (06-02-17391).

1. В. И. Белявский, Ю. В. Копаев, УФН **176**, 457 (2006).

2. А. И. Головашкин, А. Л. Карузский, В. Н. Мурзин, А. В. Пересторонин, ФПС'04, 18-22 октября 2004 г., Сборник расширенных тезисов, Москва– Звенигород 2004, с. 40.

3. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, V. N. Murzin and A. V. Perestoronin, Int. J. Modern Phys. B **19**, 173 (2005).

4. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, A. N. Lykov, V. N. Murzin, A. V. Perestoronin, L. Yu. Shchurova, Physica B **359-361**, 551 (2005).

5. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, A. N. Lykov, V. N. Murzin, A. V. Perestoronin, J. Phys. Chem. Solids **67** 435 (2006).

6. A. I. Golovashkin, A. L. Karuzskii, V. M. Mishachev, V. N. Murzin, and A. V. Perestoronin, J. Supercond.: Inc. Novel Magnetism (2006), DOI: 10.1007/s 10948-005-0100-4.

7. В. В. Зарубанов, А. С. Ильинский, в кн. "Математические модели прикладной электродинамики" ред. В. И. Дмитриев и А. С. Ильинский, изд. МУ, М. 1984, с.160.

8. R. H. Jansen, IEEE Trans. MTT 26, 75 (1978).

9. V. N. Apakina, V. A. Dravin, Yu. F. Eltsev, A. L. Karuzskii, V. N. Murzin, A. V. Perestoronin, N. A. Volchkov. Physica C 282-287, 1585 (1997).

10. А. Л. Карузский. А. М. Цховребов, А. П. Черняев, в кн. "Современная математика в физикотехнических задачах", междувед. сб. – М.; изд. МФТИ, 1986, с.37.

11. А. Л. Карузский. А. П. Черняев, в кн. "Проблемы математики в физико-технических задачах", междувед. сб. – М.; изд. МФТИ, 1987, с.82.

Выпрямление переменного напряжения в слабо асимметричном сверхпроводящем кольце, смещенном внешним переменным током, пронизанном магнитным потоком

Кузнецов В.И., Фирсов А.А., Дубонос С.В.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Московская область, Черноголовка 143432, Россия

Мы экспериментально изучили периодические осцилляции выпрямленного постоянного напряжения в зависимости от перпендикулярного магнитного поля V_{dc}(B) в слабо асимметричном тонкостенном алюминиевом кольце при пропускании через него внешнего переменного тока (без какой-либо постоянной составляющей) вблизи критической температуры. Качественно, V_{dc}(B) напряжение на таком кольце ведет себя подобно соответствующему напряжению на кольце с большой циркулярной асимметрией [1], но имеет гораздо меньшую величину. Фурьеспектр V_{dc}(B) функции содержит основную частоту, соответствующую площади кольца, и ее высшие гармоники. Кроме этого, в Фурьеспектре неожиданно были найдены пики на низких частотах и множество пиков при частотах, образуемых комбинациями основной частоты и низкочастотных пиков. Другой неожиданной нашей находкой было обнаружение отклонения от нечетности V_{dc}(B) функции относительно направления магнитного поля.

Эффект выпрямления переменного напряжения на несимметричном сверхпроводящем кольце со специально созданной циркулярной асимметрией был недавно наблюдаем [1]. Несимметричная структура [1] является наиболее простым и очень эффективным выпрямителем напряжения с большим выходным периодическим сигналом, управляемым магнитным полем. Выпрямленное постоянное напряжение V_{dc}(B) возникало при смещении структуры [1] внешним низкочастотным синусоидальным током (с нулевой постоянной составляющей) с амплитудой порядка критической в перпендикулярном магнитном поле. V_{dc}(B) функция является нечетной относительно В и периодически зависит от B с периодом $\Delta B = \Phi_0/S$, где Φ_0 - сверхпроводящий квант магнитного потока, S - есть эффективная площадь кольца [1]. Так как V_{dc}(B) на несимметричном кольце является прямо пропорциональным циркулирующим токам в структуре, то измерение V_{dc}(B) в зависимости от внешних параметров полностью отражает квантовое состояние несимметричной структуры. Это дает надежду, что структуры, подобные структурам [1], но с гораздо меньшей шириной линий 10 nm при температуре T<0.5T_с при смещении их внешним СВЧ-током, возможно, могут быть использованы в качестве элементов для нового типа сверхпроводящего flux кубита, в котором вместо туннельных контактов

"работают" квантовые центры проскальзывания фазы [2].



Рис. 1. Электронное изображение исследуемой структуры.

В данной работе мы представляем экспериментальное исследование особенностей выпрямительного эффекта в кольце, в котором циркулярная асимметрия специально не создавалась. Мы используем структуры, имеющие незначительную геометрическую неоднородность кольца, возникающую случайным образом при изготовлении образцов и составляющую порядка 5-30 % от ширины линий кольца. Эти структуры оказываются настолько чувствительными детекторами переменного напряжения, что даже в этом случае мы наблюдаем хорошо измеряемый сигнал.

Исследуемый образец представляет собой тонкопленочную алюминиевую структуру с толщиной d=60 нм, полученную с помощью термического напыления на кремниевую подложку, используя lift-off процесс электронной литографии с коррекцией эффекта близости. Электронное изображение одной из исследуемых структур показано на Рис.1. В центре структуры находится тонкостенное кольцо с внешним диаметром, равным 4.18 µm. В верхней части этого кольца имеется небольшое 30% уширение токопроводящей линии. Ширина всех узких линий, кроме уширенного места, была равна w_n=0.29±0.02 µm, ширина уширенного места в кольце была: w_w=0.36±0.02 µm. Площади кольца по внутреннему контуру кольца, близкому к дырке, и по внешнему контуру были соответственно равны: S_{in}=10.06 µm² и S_{en}=13.72 µm². Средняя геометрическая площадь есть: S_g=11.89 µm². Данная структура имела следующие параметры: R₄₂ =26 Ω, $R_{300}/R_{42}=2$, l=25 nm, T_c=1.360 K, $\xi(0)=170$ nm.

Мы измеряли $V_{dc}(B)$ при температурах, слегка меньших T_c , при амплитудах внешнего низкочастотного синусоидального тока (без постоянной



Рис. 2. Выпрямленное постоянное напряжение V_{dc}(B).

составляющей), близких к критическому значению, на образцах типа структуры (Рис.1). Выпрямленное напряжение V_{dc}(B) на структуре (Рис.1) с внешним током частоты v=1.23 kHz и амплитудой I_v , =2.4 μ A показано на Рис.2. Максимальное значение амплитуды осцилляций V_{dc}(B) достигается при 17 Gauss (Рис.2). С увеличением тока положение максимума амплитуды осцилляций V_{dc}(B) смещается в область меньших полей, близких нулю. Из Рис.2 видно, что эта V_{dc}(B) функция не является строго нечетной. Фурье-спектр (FFT) этой V_{dc}(B) функции дает интегральную картину, поэтому мы также анализируем поведение V_{dc}(B) в отрицательных и магнитных полях отдельно. Для улучшения разрешения Фурьеспектра мы продлили левую (также правую) часть V_{dc}(B) нечетным образом относительно B=0 в соответствующую область положительных (отрицательных) полей. Результаты FFT от V_{dc}(B) функции во всем интервале полей представлены на вставке (Рис.3). Результаты FFT, взятые от левой и правой частей V_{dc}(B) функции, продолженных нечетным образом, представлены на Рис.3. Мы использовали 2¹² равномерно-распределенных точек, лежащих в интервале полей от -150 Gauss до 150 Gauss. Рис. 3 явно доказывает, что Фурье-спектры V_{dc}(B) функции, взятые при разных направлениях поля, несколько различаются. Основная частота кольца f_R связана с эффективной площадью кольца S и является обратной величиной к соответствующему пеосцилляций $\Delta B_R = \Phi_0 / S$, риоду кольца т.е $f_R = 1/\Delta B_R = S/\Phi_0$ Ожидаемая из геометрии основная частота: fg=0.574 Gauss⁻¹. Основной пик амплитуды в Фурье-спектре наблюдается на частоте f_R=0.626 Gauss⁻¹, что соответствует эффективной площади S, на 8% большей, чем Sg. Кроме основной частоты fR, в спектре имеются ее высшие гармоники f_{Rm}=mf_R. Неожиданным является присутствие в спектре пиков при низких частотах f_w =0.043 Gauss⁻¹ и f_n =0.033 Gauss⁻¹, и комбинационных частотах $f=mf_R+nf_w+lf_n$, где m,n,l – целые числа. В FFT спектре от левой (правой) части $V_{dc}(B)$ функции (Рис.3)



Рис. 3. FFT от $V_{dc}(B)$ в областях отрицательных (left) и положительных (right) полей. Вставка. FFT от $V_{dc}(B$ во всем интервале.

по бокам от основного пика имеются пики при частотах f_R - f_w и f_R + f_n (f_R - f_n и f_R + f_w). Обратные величины к частотам f_w и f_n соответствуют некоторым критическим полям $H_w = 23.26$ Gauss и $H_w = 30.3$ Gauss. Оказывается, что величины H_w и H_w с точностью до 10% совпадают с вычисленными верхними критическими магнитными полями, соответственно: для более широкой и узкой части кольца.

Мы предполагаем, что пики при низких частотах связаны с циркулирующими токами, текущими в слабых частях узких линий кольца. Мы установили, что увеличение циркулярной асимметрии приводит к увеличению соотношения f_w/f_n , так что 1 f_w/f_n может быть характеристикой симметричности (однородности) кольца, Для нашего случая 1- f_w/f_n соответствует 30% неоднородности. Комбинационные частоты могут быть обусловлены взаимодействием внешнего тока, циркулирующего кольцевого и замкнутых токов в узких линиях кольца.

Итак, мы изготовили кольца с геометрической неоднородностью до 5 % по ширине основной линии. В тех случаях, когда в отдельных местах структуры были сужения (уширения) на величину, большую 10 % ширины линии, мы наблюдали эффект выпрямления переменного напряжения. Так как совершенно однородные структуры сделать трудно, то следует учитывать возможный побочный эффект выпрямления переменного напряжения в сверхпроводящих петлях, помещенных в магнитное поле, при использовании слабого модуляционного переменного тока с нулевой постоянной составляющей.

Авторы благодарят Тулина В.А. за дискуссии. Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Организация вычислений на новых физических принципах» (ОИТВС РАН) и программы Президиума РАН "Квантовая макрофизика".

1. S. V. Dubonos et al., JETP Lett. 77, 371 (2003).

2. J. E. Mooij and C. J. P. M. Harmans, cond-mat/0508440.

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности измерения слабой киральности среды с помощью SQUID'a

Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Царев В.А., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Продемонстрировано фундаментальное значение высокочувствительных методов регистрации киральных свойств вещества. Предложен метод измерения слабой киральности прозрачной среды с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра (SQUID`a).

Разработанные в последней четверти прошедшего века сверхвысокочувствительные SQUID`ы уже в то время могли иметь разрешающие способности, сопоставимые с квантовым пределом $\frac{(\langle \delta \Phi \rangle / \sqrt{\Delta f})^2}{2L} \approx \hbar$ [1,2] (ħ – постоянная Планка),

при этом по магнитному потоку разрешение у этих приборов составляло значения на уровне $\langle \delta \Phi \rangle_{/\sqrt{\Gamma u}} = 5 \times 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma u}$ [3-6], где квант потока $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2e = 2,07 \times 10^{-15} B \delta$, L – индуктивность входного сверхпроводящего контура SQUID`а, включающего один (в случае RF-SQUID`а) или два (в случае DC-SQUID`а) джозефсоновских туннельных перехода. Достижение столь высоких технических параметров у квантовых интерферометров связано с разработкой RF-SQUID'ов (SOUID`ов переменного тока) с СВЧ накачкой [7], а также двухступенчатых DC-SQUID`ов, в которых второй SQUID постоянного тока играет роль усилителя интегрированного малошумящего электрических сигналов, поступающих с первого DC-SQUID`а. Эти приборы создавались для регистрации сигналов в гравитационных антеннах веберовского типа [8,9]. Однако, потенциальные возможности таких уникальных приборов до сих пор слабо используются на практике.

Важной задачей метрологии является совершенствование старых, разработка новых, а также принципиально новых методов измерения киральных свойств среды. К «старым» следует отнести оптические методы измерения вращательной способности среды, которые наиболее просто реализованы в хорошо известном из курсов общей физики приборе, называемом «сахариметром» [10]. Оптические приборы этого типа измеряют поворот плоскости поляризации света, возникающий из-за различия в скорости фотонов противоположной спиральности в исследуемой среде, т.е. из-за разной скорости право/лево циркулярно-поляризованного света.

Киральность в «широком смысле» характеризует степень асимметрии правого и левого. В физике, химии и биологии концепция киральности, определяет свойства симметрии объектов относительно их зеркального отражения. Отражение позволяет разделить пространственные структуры на два класса. При этом структуры не инвариантные к такой операции могут существовать в виде двух зеркально антиподобных киральных конфигураций. В киральных молекулах ассиметричное распределение зарядов создает «спиральное» возмущение потенциального поля молекулярных орбиталей [11], которое при поглощении фотонов приводит к возникновению дипольных моментов – полярного электрического и аксиального магнитного. В результате правый и левый циркулярно-поляризованный свет поглощается с разной вероятностью.

Вращательная способность, как пример оптической киральности, возникает, если в растворе имеется избыток молекул «определенной ориентации» правой или левой. Свойством быть «правой» или «левой» обладают обычно довольно сложные органические молекулы: аминокислоты, белки, нуклеиновые кислоты и т.п. Перечисленные соединения относятся к биологически активным веществам. Например, сильная вращательная способность наблюдается в растворе сахара, при этом рибоза является «сахарной основой» полинуклиотидов, обеспечивающих работу механизмов наследственности. Однако у всех земных организмов в биохимических процессах участвуют молекулы этих веществ только определенной киральной ориентации. Получается, что жизнь каким-то не совсем понятным образом [12,13] связана с киральностью. Неудивительно, что измерение вращательной способности является обычным аналитическим методом поиска признаков биологической активности среды [14].

Киральность может быть не только феноменологическим свойством среды, но проявляться и на ином глубоком фундаментально/микроскопическом уровне. В квантовой теории поля это свойство естественным образом возникает у безмассовых фермионных полей, подчиняющихся уравнению Вейля. Например, рассматриваются гипотетические модели с право/левой асимметрией безмассовых и и d кварков [15] и т.п. Необходимым условием киральности для элементарной частицы является наличие у нее импульса (полярный вектор) и спина (аксиальный вектор). Классический пример киральной асимметрии частиц – нарушение четности слабых взаимодействий (существование нейтрино только определенной спиральности и т.п.).

Не до конца осознанная параллель между «асимметрией жизни», предпочитающей на молекулярном уровне одну киральность другой и аналогичной асимметрией слабого взаимодействия, «предпочитающего» одну киральность лептонов другой послужила основой гипотезы о том, что именно нарушение четности слабых взаимодействий и есть причина нарушения зеркальной симметрии органического мира. Рассматриваются схемы, в которых киральность, наблюдаемая в биохимических процессах у живых организмов на Земле, привнесена электронами β-распадов нестабильных ядер, лептонной компонентой космических лучей [16,17] или потоками поляризованных электронов от взрывов сверхновых [18]. «Перенос киральности» на биологически активные молекулы, в принципе, можно смоделировать искусственно, облучая простые органические соединения поляризованными электронами, и, вызывая, таким образом, синтез (или разложение) сложной органики под действием излучения. После облучения следует протестировать полученный «бульон» на наличие киральных свойств, т.е. небольшого неравенства числа молекул «правого» и «левого» типа. Однако при любых разумных дозах облучения киральная асимметрия образца получалась слишком малой для тестирования раствора обычным («не квантовым») сахариметром.

Ниже предлагается схема измерения слабой киральности среды с помощью SQUID'а. Пусть в кювете, подсвечиваемой линейно-поляризованным светом, имеется $n_K = n_K^L + n_K^R$ киральных молекул: п_к^L-левых и п_к^R-правых. Поскольку поглощение каждого циркулярно-поляризованного фотона, составляюшего поток линейно-поляризованного света. сопровождается передачей момента количества движения ћ, то общий переданный момент $L=\hbar \Delta N_{\pm}=\hbar (N_{+}-N_{-})$, где N_± - число поглощенных право/лево поляризованных фотонов. Разумеется, измерить столь малый механический момент количества движения традиционными способами невозможно. Однако если в качестве метки в исследуемую жидкость добавить хорошо растворимую соль, образованную легким подвижным катионом и тяжелым малоподвижным анионом, то благодаря конечной вязкости раствора вращение киральных молекул будет передано в основном только подвижным легким ионам металла (можно считать, что анионы выпали в осадок). Пусть в растворе в качестве меток оказалось К однозарядных катионов (например, Li^+) с общим зарядом Q = Ke и суммарной массой М=Кт. Механическое вращение этих заряженных меток в жидкости, возникшее благодаря моменту, переданному им подсвеченными киральными молекулами, создает замкнутые циркулярные токи, магнитное поле которых предлагается мерить SOUID'ом. Поток магнитного поля, создаваемого вращением заряженной массы по боковой поверхности цилиндра высоты Н с моментом коли-

проницаемость вакуума. Суммарный поток, возникающий в подсвеченной кювете длиной H, содержащей киральные молекулы окажется порядка

$$\Phi_{\Sigma} = \frac{\mu_0 (\Delta N_{\pm} \hbar) (KZe)}{2H (KAm_n)} = \mu_0 \left(\frac{e\hbar}{m_n}\right) \frac{Z\Delta N_{\pm}}{AH} = \mu_0 \mu_{BN} \frac{Z\Delta N_{\pm}}{AH}$$

(где Z - заряд легкого иона, А – его атомный вес, µ_{BN} – ядерный магнетон Бора, m_N – масса нуклона). Для оценки разности числа левых и правых фотонов, поглощенных киральными молекулами, минимально обнаружимого SQUID'ом, положим длину кюветы H=1см, а разрешение коммерческого $\delta \Phi = 10^{-5} \Phi_0 \approx 10^{-20} B \delta$. Тогда из условия SQUID'a следует, что $\Delta N_{\pm min} \approx 10^{11}$. Нетрудно $\Phi_{\Sigma} \approx \delta \Phi$ показать, что для перехода к оценке минимально регистрируемого «кирального» избытка молекул, $\Delta n_K = n_K^L - n_K^R$ в кювете следует умножить ΔN_{±min} на фактор, учитывающий относительные вероятности поглощения правых и левых фотонов $|\mathbf{x}_{+} + \mathbf{x}_{-}| / |\mathbf{x}_{+} - \mathbf{x}_{+}| \sim 10^{2} \div 10^{3}$. Таким образом, $\Delta n_{Kmin} = \Delta N_{\pm min} |a_+ + a_-| / |a_+ - a_+| \sim 10^{13} \div 10^{14}$, а минимально регистрируемая концентрация находится соответственно на уровне примерно 10^{-3} ppm.

В заключение отметим, что при всей кажущейся сложности измерения магнитного поля слабых ионных токов в жидкости это, по существу, уже давно делается в опытах по бесконтактной регистрации биомагнитных полей сердца, мозга и т.п. с помощью стандартных SQUID'ов [1].

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. J.Clarke. Physics Today, March 1986, p.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).

К.А.Путилов, В.А.Фабрикант. Курс физики, том
 Физматгиз (Москва 1963)

11. L.Rosenfeld. Z.Phys., 52, 161 (1928)

12. Д.С.Чернавский. Проблема происхождения жизни и мышления с точки зрения современной физики. УФН, том 170, №2, стр. 157-183

13. A.S.Garay. Bio Systems, **20**, 1-6 (1987)

14. Д.Фрайфелдер. Физическая биохимия. Мир (Москва 1980).

 Л.Б.Окунь. Физика элементарных частиц. Наука (Москва 1988).

16. В.А.Царев. Краткие сообщения по физике (КСФ), **2**, 22-25 (1999)

17. В.А.Царев. КСФ, 2, 33-38 (1999)

18. Т.Саито, В.А.Царев. КСФ, 3, 16-21 (2004).

Критические характеристики $T_c(d_S)$ и $T_c(d_N)$ трехслойных структур типа сверхпроводник/нормальный металл

Кушнир В.Н.

¹ Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь

Прищепа С.Л.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники 220013 Минск, Беларусь

Аттанасио К.

Dipartimento di Fisica "E.R. Caianiello" and CNR/INFM - Laboratorio Regionale SuperMat, Università degli Studi di Salerno, Baronissi (Sa), I-84081, Italy

На основе точных решений линеаризованных уравнений Узаделя анализируются зависимости $T_c(d_S)$, измеренные для S/N Cu/Nb/Cu, и зависимости $T_c(d_N)$, измеренные для структур Nb/Cu/Nb. Показано, что описание одним и тем же набором подгоночных параметров характеристик $T_c(d_S)$ и $T_c(d_N)$ возможно только с учетом неоднородностей внешних поверхностей S слоев.

В работе [1] были представлены результаты измерений зависимости критической температуры T_c от толщины сверхпроводящего слоя d_s для трехслойных структур Cu/Nb/Cu. Анализ данной характеристики позволил получить значение коэффициента прозрачности Т границы между S и N слоями. При этом другие параметры структуры длины когерентности ξ_S, ξ_N, удельные сопротивления ρ_S , ρ_N – получены из независимых измерений. В частности, оценка значения длины когерентности ξ_N получена из зависимости $T_c(d_N)$ для трехслойной структуры Nb/Cu/Nb (SNS) с толщиной слоев ниобия 22 нм. Данная оценка имеет достаточно широкий доверительный интервал. Между тем, в [2] показано, что для исследуемых S/N Cu/Nb/Cu ($d_N >>$ $\xi_{\rm N}$) кривая $T_c(d_S)$ оказывается нечувствительной к выбору параметров T, ξ_N , принадлежащих некоторой кривой $\mathcal{T}(\xi_N)$.

В связи с этим возникает задача одновременного описания экспериментальных данных $T_c(d_S)$, $T_c(d_N)$. Для построения соответствующих теоретических зависимостей решены линеаризованные уравнения Узаделя с условиями Куприянова – Лукичева на S/N-границах. Метод решения приведен в [2]. Результаты расчета для одной из пар значений T, $\xi_{\rm N}$ приведены на рисунках 1 и 2. Видно, что и для NSN, и для SNS структур экспериментальные данные воспроизводятся с хорошей точностью. Однако, зависимость $T_c(d_s)$ построена при значениях $\xi_s =$ 6.4 нм, $T_s = 9K (T_s - критическая температура мас$ сивного ниобия), которые можно считать надежно установленными [1], а зависимость $T_c(d_N)$ описывается при выборе $\xi_{\rm S} = 8$ нм, $T_s = 8$ К. Это несоответствие объясняется следующим образом. При формировании SNS-структур внешние поверхности S слоев отличаются по своим характеристикам. Сверхпроводящий параметр параметра в них ослаблен. В результате вместо трехслойной структуры SNS возникает пятислойная структура S'SNSS', в которой свойства S' слоя точно не известны. Более того, они могут изменяться неконтролируемым образом для разных образцов. Это приводит к изменению параметров модели.



Рис. 1. Зависимость $T_c(d_S)$ для S/N Cu/Nb/Cu.



Рис. 2. Зависимость $T_c(d_N)$ для S/N Nb/Cu/Nb.

1. A. Tesauro, A. Aurigemma, C. Cirillo, S.L. Prischepa, M. Salvato, C.Attanasio, Supercond. Sci. Technol. 18, 152 (2005).

2. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, C. Attanasio, Europ. Phys. J.B (2006) – в печати.

Критическая температура S/N структур с произвольным количеством бислоев

Кушнир В.Н., Ильина Е.

Белорусский национальный технический университет, 220013 Минск, Беларусь

На основе матричного решения уравнений Узаделя рассчитывается критическая температура T_c структур типа сверхпроводник/нормальный металл (S/N) в зависимости от количества бислоев при произвольном коэффициенте прозрачности T S/N-границ.

Расчет критических характеристик многослойных структур обычно проводится в приближении сверхрешетки, что существенно упрощает вычисления. В данной работе рассматриваются структуры типа S/N с конечным числом бислоев N_{bl}. Один бислой состоит из слоя сверхпроводника толщины d_S и слоя нормального металла толщины d_N . Выбирается система координат с осью ОZ, направленной перпендикулярно плоскости слоев структуры. Левой и правой границам S/N соответствуют значения z = 0 и z = L (L – толщина образца). Полагается, что для S/N выполнены условия «грязного» предела. Тогда критическое состояние структуры в отсутствии внешнего магнитного поля описывается линеаризованными уравнениями Узаделя, которые представим в виде:

$$\left(2|\omega_m| - \hbar D(z)\frac{d^2}{dz^2}\right)F_m(z) = 4\pi k_B T \cdot \lambda(z)\sum_{m>0}^{m_D} F_{m'}(z) \qquad (1)$$

Здесь $F_m(z) \equiv F_{\omega_m}(z)$ – квазиклассические аномальные функции Грина; $\omega_m = \pi k_B T(2m+1)/\hbar$ мацубаровские частоты $(m = 0, \pm 1, ..., \pm m_D), m_D \equiv [\omega_D /2\pi k_B T - 0.5]$, ω_D - частота Дебая; $\lambda(z) = N(z)V(z)$. В области значений *z*, соответствующей S(N)-слоям, $D(z) = D_{S(N)}$ (постоянная диффузии), $N(z) = N_{S(N)}$ (плотность числа состояний на уровне Ферми), $V(z) = V_{S(N)}$ (константа электронфононного взаимодействия, $V_N = 0$).

Система уравнений (1) дополняется граничными условиями

$$F_m'(0) = F_m'(L) = 0$$

(2) и условиями сшивания Куприянова - Лукичева на границах между S и N слоями:

 $D_{S}N_{S}F_{mS}'=D_{N}N_{N}F_{mN}'$

$$\boldsymbol{u}_{EN} \boldsymbol{t}_{N} \tag{3}$$

$$D_{S}N_{S}F_{m,S}' = \frac{a_{F,N}\iota_{N}}{2} \left(F_{m,S} - F_{m,N}\right)$$
(4)

В (4) $u_{F,N}$ – скорость Ферми нормального металла, t_N – параметр, связанный с коэффициентом прозрачности оценкой $t_N = T/(1 - T)$.

Точное решение задачи (1) - (4) удобнее всего записывается через матрицу фундаментальных решений **R**(*z*) системы (1), удовлетворяющих каноническим начальным условиям (матрицант). Построив

матрицант $\mathbf{R}(z)$, и используя далее граничные условия (2), получим систему алгебраических уравнений

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}(L) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \mathbf{R}(L) \begin{pmatrix} \mathbf{F}(0) \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}$$
(5)

где вектор $\mathbf{F}(z) = (F_0(z), ..., F_{mD}(z))$. Выражение для матрицы $\mathbf{R}(L)$ через матрицанты \mathbf{M} и \mathbf{S} *N*- и *S*-слоев, соответственно, и через матрицы \mathbf{P}_{NS} , \mathbf{P}_{SN} сшивания (определяемые условиями (3), (4)), имеет вид:

$$\mathbf{R}(L) = \mathbf{M} \left[\mathbf{P}_{NS} \mathbf{S} \mathbf{P}_{SN} \mathbf{M} \right]^{Nbl}$$
(6)

Выражения для названных матриц приведены в [1]. Таким образом, критическая температура определяется из условия существования нетривиальных решений системы (5).

В качестве примера рассчитана зависимость $T_{\rm c}(N_{bl})$ для S/N Nb/Cu с экспериментальными параметрами, приведенными в [2]. Толщины слоев $d_S = d_N = 20$ нм. Результат расчета для двух значений \mathcal{T} показан на рисунке 1.



Рис. 1 Зависимость критической температуры от количества бислоев S/N для двух значений коэффициента прозрачности.

Видно, что, для $N_{bl} \sim 10$ структуру можно считать бесконечной. Однако бесконечную S/N, очевидно, можно имитировать на эксперименте и для небольшого количества бислоев, взяв толщину внешних N-слоев $d_{N,out} = d_N/2$.

1. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, C. Attanasio, Europ. Phys. J. B (2006) – в печати.

2. A. Tesauro, A. Aurigemma, C. Cirillo, S.L. Prischepa, M. Salvato, C.Attanasio, Supercond. Sci. Technol. 18, 152 (2005).

О влиянии волновода на вынужденное движение цепочки джозефсоновских вихрей

Малишевский А.С., Силин В.П., Урюпин С.А. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Установлена связь тока со скоростью цепочек вихрей в слоистой системе, состоящей из магнитосвязанных джозефсоновского перехода и волновода.

Интерес к изучению движущихся цепочек вихрей в джозефсоновских переходах возник сравнительно давно [1]. В настоящее время свойства цепочек вихрей привлекают внимание в связи со значительным числом экспериментальных работ, посвященных изучению джозефсоновских переходов в кольцевой геометрии.

При исследовании цепочек вихрей в уединенных джозефсоновских переходах значительное внимание уделялось изучению движения цепочек с ненулевым магнитным полем, имеющих скорости v меньшие V_s - скорости Свихарта перехода (см., например, [2]). Согласно работе [3], в случае джозефсоновского перехода магнитосвязанного с волноводом, такие цепочки могут иметь скорости и большие V_S. В [3] показано, что существуют две области скоростей, в которых возможно движение цепочек вихрей. Эти области разделены между собой запрещенной зоной конечной ширины, а верхняя область ограничена со стороны больших скоростей. В том случае, когда скорость Свихарта волновода V_{Sw} значительно превышает V_S , возможно движение цепочек вихрей со скоростями, значительно превосходящими V_S. Возможность движения цепочек быстрых вихрей подобна предсказанной недавно для быстрого вихря [4]. Отметим, что поддержание равномерного движения быстрого вихря не требует аномально большой плотности транспортного тока.

Согласно [3], в разрешенных областях скоростей возможно свободное движение спиральных волн, когда разность фаз на переходе монотонно изменяется по закону

$$\psi(\zeta) = \pi + 2am(k_j(v)\zeta/\kappa,\kappa), \quad (1)$$

где *ат* – амплитуда Якоби,

$$k_j^2 = \frac{V_{Sw}^2 - v^2}{(v_1^2 - v^2)(v_2^2 - v^2)} \omega_j^2$$

а скорости $v_1 < V_{Sw}$ и $v_2 > V_{Sw}$ определяются скоростями Свихарта V_S и V_{Sw} .

Цепочка вихрей (1) может равномерно двигаться под действием однородно распределенного по джозефсоновскому переходу транспортного тока. В том случае, когда потери энергии вихрей определяются только омической диссипацией в несверхпроводящих слоях, характеризуемой сравнительно небольшими величинами α и α_w , а поверхностные и радиационные потери отсутствуют, связь между плотностью тока и скоростью периодической вихревой структуры имеет вид:

$$\frac{j}{j_c} = \frac{4E(\kappa)}{\pi\kappa} \frac{vk_j(v)}{\omega_j^2} \alpha(v), \qquad (2)$$

где $E(\kappa)$ – эллиптический интеграл, а эффективные потери описываются функцией

$$\alpha(v) \equiv \alpha + SS_w \frac{V_S^2 V_{Sw}^2}{\left(V_{Sw}^2 - v^2\right)^2} \alpha_w$$

S и S_w - константы связи перехода и волновода. Для одиночного перехода в отсутствие волновода выражение (2) переходит в известный результат работы [2].

В системе, допускающей движение быстрого вихря, в первой разрешенной области скоростей зависимость (2) отвечает монотонно возрастающей плотности тока. При этом, чем меньше разрежена цепочка, то есть чем меньше значение параметра κ , тем круче кривая j(v).

Во второй разрешенной области скоростей движения вихря, близких к скорости V_{Sw} , зависимость j(v) качественно иная. Внутри этой области она имеет минимум и монотонно возрастает при приближении к границам области $v = V_{Sw}$ и $v = v_2 \geq V_{Sw}$. При этом, при уменьшении расстояния между вихрями в цепочке, то есть при уменьшении κ , плотность тока увеличивается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17547), Роснауки (госконтракты 02.442.11.7514 и 02.445.11.7331, НИР в рамках соглашения по теме «Теоретические и экспериментальные проблемы прикладной ВТСП») и Фонда поддержки отечественной науки.

1. P. Lebwohl, M. J. Stephen, Phys. Rev. 163, 376 (1967).

2. P. M. Marcus, Y. Imry, Sol. St. Comm. 33, 345 (1980).

3. А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский, КСФ N5 21 (2005).

4. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).

Джозефсоновский контакт SINIS как электронный насос

Винокур В.М.¹, Копнин Н.Б.^{2,3}, Мельников А.С.⁴

¹Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, US

²Институт Теоретической Физики РАН, 119334 Москва, Россия

³Low Temperature Laboratory, Helsinki University of Technology, P.O. Box 2200, FIN-02015 HUT, Finland ⁴Институт Физики Микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

В работе рассмотрен механизм спектрального потока квазичастиц и перекачки заряда в джозефсоновских контактах типа сверхпроводник/ изолятор/ нормальный металл/ изолятор/ сверхпроводник (SINIS) с адиабатически зависящим от времени потенциалом N области. Показана возможность существования гигантских ступенек Шапиро на вольт - амперной характеристике с амплитудой, существенно превосходящей значение критического тока контакта.

Эффект адиабатической перекачки энергии и заряда рассмотрен в нашей работе для модельной системы, схематически изображенной на Рис.1 и состоящей из двух сверхпроводников (S_L и S_R), соединенных квантовым каналом (N) длины $d > \hbar v_x / \Delta$. Здесь Δ - сверхпроводящая щель в электродах, а v_x - скорость Ферми в нормальном канале. Изменение напряжения V_g на затворе приводит к изменению химического потенциала в квантовом канале.



Рис. 1. Джозефсоновский контакт SINIS с перестраиваемым потенциалом квантового N канала.

При достаточно малом напряжении $V = V_L - V_R$ и низких температурах транспортные свойства рассматриваемого джозефсоновского контакта определяются локализованными андреевскими состояниями квазичастиц с энергиями $|\mathcal{E}| < \Delta$. Спектр таких состояний $\mathcal{E}_n(\phi)$ состоит из большого числа уровней $N \sim \Delta d/\hbar v_x$, зависящих от разности фаз ϕ между сверхпроводящими электродами (см., например, [1]). Наличие барьеров на SN границах приводит к появлению минищелей, разделяющих минизоны в спектре $\mathcal{E}_n(\phi)$ (см. Рис.2а). Для резонансной туннельной системы с двумя одинаковыми барьерами, описываемыми потенциалом вида $U(x) = I(\delta(x - d/2) + \delta(x + d/2)),$ мы получаем [2] следующее выражение для спектра: $|R_N|^2 \sin^2 \alpha' + |R_A|^2 \cos^2(\phi/2) = \sin^2(\beta + \gamma),$ где R_A и R_N - амплитуды андреевского и нор-

мального отражений на NIS границах, $\beta = \epsilon d/\hbar v_x$, $\alpha' = k_x d + \delta$, $\cot \delta = Z$, $Z = mI/\hbar^2 k_x$, $\hbar k_x = mv_x$ - импульс Ферми. Примеры спектра приведены на Рис.2a.



Рис. 2. Энергетический спектр подщелевых состояний квазичастиц в контакте SINIS (Z = 0.5; $\Delta d/\hbar v_x = 10$). (а) Сплошные и штриховые линии соответствуют случаям резонанса $\sin \alpha' = 0$ и антирезонанса $|\sin \alpha'| = 1$. (b) Непрерывные пути, соединяющие состояния с энергиями ниже $-\Delta$ и выше $+\Delta$ для резонансных траекторий с m = n = 0, показанных на Рис.3.

Величина минищелей существенно зависит от набега фазы α'. При выполнении резонансного условия sin $\alpha' = 0$ все минищели при $\phi = \pi(2k+1)$ (где *k* - целое число) закрываются. Закрытие минищелей при $\phi = 2\pi k$ происходит в случае антирезонанса $|\sin \alpha'| = 1$. Стационарный джозефсоновский транспорт в таких системах был ранее проанализирован в [3]. Фиксируя постоянные напряжения на затворе и электродах мы получаем джозефсоновские осцилляции тока через контакт частотой С $\frac{d\phi}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} = \omega_j$. При достаточно малых V зинеровское туннелирование между минизонами мало, минищели препятствуют спектральному потоку от $-\Delta \kappa + \Delta$, средний по времени ток I равен нулю, а диссипация в системе отсутствует. Адиабатическое изменение напряжения на затворе дает возможность менять импульс Ферми в канале, и, следовательно, фазовый набег $\alpha'(t)$ в резонансе с $\phi(t)$

таким образом, что минищели при $\phi = \pi (2k + 1)$ и $\phi = 2\pi k$ закрываются последовательно во времени. В результате такой резонансной перестройки спек-

тра возникает перекачка энергии от $-\Delta$ к $+\Delta$ (спектральный поток), а также перекачка заряда (средний ток). Изменяя $\alpha'(t)$ и $\phi(t)$ во времени, мы получаем траекторию на плоскости параметров $\phi - \alpha'$. Траектория, проходящая поочередно через точки $\phi = 2\pi k$; $\alpha' = \pi(\tilde{k} + 1/2)$ и $\phi = \pi(2k+1)$; $\alpha' = \pi \widetilde{k}$ (где k, \widetilde{k} - целые числа), соответствует резонансной перекачке. Для линейной траектории, задаваемой параметризацией $2\alpha'(t) = \omega_{\sigma}t + 2\pi k ,$ $\phi - \pi = \omega_{I}t$, резонансное условие принимает вид: $\omega_J / \omega_g = (1 + 2m) / (1 + 2n)$, где n, m - целые числа. Примеры таких траекторий для пилообразных зависимостей от времени напряжения на затворе изображены на Рис.3. Пути, соединяющие в энергетическом пространстве состояния с энергиями ниже $-\Delta$ и выше $+\Delta$ для резонансных траекторий с m = n = 0, показаны на Рис.2b.



Рис. 3. Резонансные траектории, соответствующие режиму перекачки энергии и заряда.

Квазичастицы, двигающиеся вверх (вниз) по энергии вдоль таких непрерывных путей, достигают континуума при $\varepsilon = +\Delta$ ($\varepsilon = -\Delta$) с распределением $n_+ = \tanh(\Delta/2T)$ ($n_- = -\tanh(\Delta/2T)$), которое соответствует равновесному распределению при $\varepsilon = -\Delta$ ($\varepsilon = +\Delta$). Последующая релаксация функции распределения в континууме сопровождается диссипацией и приводит к появлению ненулевого среднего по времени тока \overline{I} . Для синусоидальной зависимости от времени напряжения на затворе и заданных n,m резонансная траектория параметризуется соотношениями $\alpha' = (ed/\hbar v_x)V_g = [(1+2n)\pi/2]\sin(\Omega t),$ $\phi - \pi = \omega_J t$, ГДе $\omega_J = 2\Omega(1+2m)$.

Для расчета тока *I*^{sg}, переносимого подщелевыми состояниями в условиях резонансной перекачки, мы используем уравнение энергетического баланса [4]:

$$VI^{sg} = -\sum_{\varepsilon_n>0} \frac{d\varepsilon_n}{dt} (1-2f_n) + \sum_{\varepsilon_n>0} Q_n \frac{\partial V_g}{\partial t} (1-2f_n),$$

где
$$Q_n = \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial V_g} = e \int \left(|u_n|^2 - |v_n|^2 \right) dx$$
 - квазича-

стичный заряд на n- ом уровне энергии, f_n - функция распределения. Дальнейшие вычисления в случае резонансной перекачки и в предположении отсутствия неупругой релаксации приводят к выражению вида:

$$\overline{I} \approx \frac{e}{(2m+1)\pi\hbar} (n_+ - n_-) \int_{-\Delta}^{\Delta} |R_A|^2 d\varepsilon = \frac{2e\Delta}{(2m+1)\pi\hbar} F(Z) \tanh \frac{\Delta}{2T}$$
где $F(Z) = 2\Im^2 \ln(\cot(\delta/2)) / \sqrt{1 - \Im^2}$, $\Im = (1 + 2Z^2)^{-1}$. Ток, возникающий в результате такой неравновесной перекачки заряда, в N раз превосходит усредненный вклад от состояний континуума, и может быть существенно больше, чем

джозефсоновский критический ток контакта. Можно сформулировать два принципиальных условия экспериментального наблюдения рассмотренного эффекта перекачки: (а) время $t_{\Delta} \sim N/\omega_J$ пролета частицы от $-\Delta$ до $+\Delta$ должно быть мало по сравнению со временем неупругой релаксации τ_{c} ; (б) вероятность зинеровского туннелирования между минизонами быстро падает при отклонении от резонансного условия. Соответствующее ограничение на интервал напряжений принимает вид: $\hbar N/\tau_{c} \ll 2eV \ll \hbar v_{y} \mathfrak{I}^{2}(1-\mathfrak{I}^{2})/d$. В этой области напряжений резонансная перекачка заряда должна приводить к появлению гигантских ступенек Шапиро на вольт-амперных характеристиках. Подходящими системами для экспериментальной реализации электронного насоса на основе контакта SINIS могли бы стать структуры со сверхпроводящими электродами, соединенными полупроводниковыми нанопроволоками или углеродными нанотрубками [5].

Работа выполнена при частичной поддержке US DOE Office of Science в рамках контракта No.W-31-109-ENG-38, РФФИ, Программы «Квантовая макрофизика» РАН, Фонда поддержки отечественной науки и Академии наук Финляндии.

1. U. Schussler and R. Kummel, Phys. Rev. B 47, 2754 (1993); G. A. Gogadze and A. M. Kosevich, ΦΗΤ 24, 716 (1998); A. Jacobs and R. Kummel, Phys. Rev. B 71, 184504 (2005); D. D. Kuhn et al., Phys. Rev. B, 63, 054520 (2001).

2. N. B. Kopnin, A. S. Mel'nikov, V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 96, 146802 (2006).

3. A. Furusaki, H. Takayanagi, and M. Tsukada, Phys. Rev. B 45, 10563 (1992); A. V. Galaktionov and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B 65, 184507 (2002).

4. N. I. Lundin et al., Superlattices and Microstructures, 25, 937 (1999).

5. Y. J. Doh et al., Science 309, 272 (2005); P. Jarillo-Herrero et al., Nature 439, 953 (2006)

Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляронов Ландау-Пекара

Мясникова А.Э., Селютин А.В.

Физический факультет Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону 344090, Россия

Рассчитана полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляронов Ландау-Пекара, при квантовом рассмотрении поля поляризации. Форма полосы сравнивается с полученной Эмином [1] при классическом рассмотрении поля поляризации. Демонстрируется хорошее согласие рассчитанной полосы с mid-IR полосами в спектрах оптической проводимости сложных оксидов.

Как показывает сравнение полученных нами спектров оптической проводимости, обусловленных фотодиссоциацей поляронов большого радиуса, с экспериментально наблюдавшимися так называемыми mid-IR полосами, в некоторых высокотемпературных сверхпроводниках носители заряда при их низкой концентрации образуют поляроны Ландау-Пекара, или полярона большого радиуса (ПБР) сильной связи. Показано, что поле поляризации в поляроне Ландау-Пекара находится в квантово-когерентном состоянии. То есть смещение положения равновесия каждой гармоники поля, участвующей в формировании полярона, много больше флуктуации координаты той же гармоники [1]. Это когерентное поле поляризации нарушает трансляционную симметрию системы, тогда как трансляционно-симметричная волновая функция носителя заряда в поляроне не может поддерживать когерентное поле поляризации.

Характерным признаком присутствия в системе СС ПБР является наблюдение в спектре оптической проводимости широких полос в средней ИК области, обусловленных фотодиссоциацией поляронов. Обычно спектры фотоионизации ПБР рассчитывались по формуле Эмина [1], который, вслед за Пекаром, использовал классическое представление поля поляризации в поляроне. В этом представлении оно всегда имеет энергию $2E_p$, где E_p - энер-

гия связи полярона. В когерентном состоянии поля поляризации число квантов в каждой гармонике поля не определено, и лишь среднее значение энергии поля поляризации равно $2E_n$. Учет этого об-

стоятельства приводит к изменению спектра оптической проводимости, обусловленного фотодиссоциацией поляронов Ландау-Пекара по сравнению с формулой Эмина, как это показано на Рис.1. Рис.2 демонстрирует хорошее согласие рассчитанной нами полосы, обусловленной фотодиссоциацией поляронов Ландау-Пекара, с экспериментально наблюдавшимися mid-IR полосами в спектрах оптической проводимости сложных оксидов.



Рис.1. Кривая 1 построена по формуле Эмина [1], кривые 2 и 3 – по формуле, полученной в настоящем докладе, с волновой функцией носителя заряда в поляроне гауссовой и пекаровской, соответственно.



Рис.2. Спектр оптической проводимости $\beta - Na_{0.33}V_2O_5$ (Е||b, T=5K) (кружки) [2] и его подгонка с помощью формулы, полученной в настоящем докладе, с постоянной электрон-фононного взаимодействия α =6 и E_p =0.089 эВ (сплошная кривая).

Подобные полосы могут возникать и вследствие других причин, поэтому для их интерпретации как обусловленных фотодиссоциацией поляронов Ландау-Пекара необходимо исследование и других свойств сложных оксидов и сравнение их с предсказываемыми для систем поляронов Ландау-Пекара.

Скорости носителей заряда при низких температурах сравнимы с фононными скоростями. Поэтому эффекты пространственной дисперсии поляризуемости решетки при движении поляронов оказываются весьма существенными. Эволюция когерентных состояний (как и любых квантовых средних) определяется классическими уравнениями движения. Решение уравнений движения для поляризации или поляризационного заряда при учете пространственной дисперсии поляризуемости решетки показывает, что, в полном соответствии с теорией Бозежидкости Ландау, поляризационная "шуба" сопровождает движение полярона только при скоростях, меньших минимальной фазовой скорости (МФС) и фононов, участвующих в образовании полярона [3].

Движение ПБР со скоростью, большей критической, возможно, если поляризация является двухили многокомпонентой. Если при этом взаимодействие носителя заряда с фононной ветвью, характеризующейся более высоким значением МФС $U_2(u_2 > 2u)$ фононов, достаточно сильное для поддержания автолокализованного состояния носителя без участия низкоскоростной ветви, то, как показывает решение классических уравнений движения, движение полярона со скоростью v>u вызывает когерентное излучение поляризационных волн [4], подобное Черенковскому излучению. Направление излучения, как и в случае Черенковского излучения, образует с направлением движения угол $\theta = \arccos(u / v)$. Потери энергии носителя на это излучение очень велики. Их зависимость от скорости полярона практически совпадает с рассчитанной Торнбером и Фейнманом методом интегралов по траекториям. Экспериментально зафиксировать фононное излучение, порождаемое током поляронов, можно по рассеянию нейтронов. Оценка показывает, что относительное изменение импульса нейтронов с температурой порядка 1К в результате рассеяния будет заметным. Преимущественное направление рассеяния образует с направлением поляронного тока угол θ, величина которого зависит от скорости поляронов, т.е. от приложенного поля.

Взаимодействие полярона, движущегося со скоростью v>u, с порождаемым им когерентным фононным излучением может приводить к образованию биполяронов нового типа с нулевым импульсом и с импульсом $2m_{pol}v$. В первом из них поляроны, движущиеся по круговой орбите с частотами $\omega_n = \Omega_1 / (2n+1)$, где Ω_1 - частота низкоскоростной фононной ветви, n – целое, связаны за счет взаимодействия с поляризационным зарядом, который сосредоточен на орбите при $u \rightarrow 0$ [3]. Во втором связаны поляроны, следующие друг за другом с v>u.

Статистика систем с автолокализованными носителями имеет особенности. В соответствии с принципом Паули при концентрации поляронов свыше $n_0 = 2/V_p$, где V_p – объем полярона, все

"избыточные носители" с концентрацией $n - n_0$ будут иметь импульсы не меньше p_0 , где p_0 – максимальный импульс носителя в поляроне. В результате в зоне проводимости при n>n0 образуется окно. При стремлении же плотности поляронов к нулю число возможных нелокализованных состояний носителей с $p < p_0$ стремится к $2VV_p^{-1}$. Использование функции распределения носителей [5], учитывающей это свойство и ограниченность скорости поляронов, показывает, что поляроны разрушаются при температурах, много меньших их энергии связи, определяемых в основном величиной и. Это свойство поляронов приводит к необычной температурной зависимости химического потенциала носителей в системах с поляронами. В таких системах химический потенциал возрастает с температурой, так что в них возможна Бозе-конденсация метастабильных биполяронов.

Рассчитанная с использованием функции распределения [5] температурная зависимость удельного сопротивления демонстрирует "активационный" характер в области температур, соответствующих разрушению поляронов вследствие уменьшения при этом эффективной массы носителей заряда. Такой характер имеет температурная зависимость удельного сопротивления во многих сложных оксидах, родственных купратам (см., например, [6]). Причем во всех случаях в области температур, где наблюдается активационное поведение удельного сопротивления, можно наблюдать уменьшение в разы интегральной интенсивности mid-IR полосы в спектре оптической проводимости, обусловленной фотодиссоциацией поляронов. Если же МФС двух фононных ветвей, взаимодействующих с носителем заряда, существенно различны, возможно проявление торможения полярона когерентным излучением в температурной зависимости удельного сопротивления, а именно - в колоссальном увеличении удельного сопротивления в области температур, где тепловые скорости поляронов соответствуют интервалу $2u < v < u_2$.

1. A.E. Myasnikova, Phys. Rev. B 52, 10457 (1995).

2. E.N. Myasnikov, A.E. Myasnikova, F.V.Kusmartsev,

Phys. Rev. B 72, 224303 (2005).

3. D. Emin, Phys. Rev. B 48, 1369 (1993).

4. C. Presura et al., Phys. Rev. Lett. 90, 026402, (2003).

5. Э.Н. Мясников, А.Э. Мясникова, ЖЭТФ 116, 1386 (1999).

6. C. A. Kuntcher et al., Phys. Rev. B 67, 035105 (2003).

Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический режимы

Николаев С.В., Югай К.Н.

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск 644077, Россия

В настоящей работе проводится исследование регулярных и хаотических режимов и процесса разрушения сверхпроводящего состояния в сверхпроводящей нанопроволоке с током. Для этого используется одномерное нестационарное уравнение Гинзбурга-Ландау. Численные расчеты позволили воссоздать картину разрушения сверхпроводящего состояния в присутствии динамических центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Оказалось, что взаимодействие ЦПФ ответственно за существование регулярных и хаотических режимов в поведении напряжения, возникающего на сверхпроводящей нанопроволоке, находящейся в резистивном состоянии.

В одномерных сверхпроводниках - нанопроволоках - возникают физические явления, которые не наблюдаются в объемных сверхпроводниках. Прежде всего, это возникновение сопротивления при токе, значительно ниже критического, в отсутствие внешнего магнитного поля. Впервые это явление было установлено экспериментально в работах [1, 2]. Последующие экспериментальные и теоретические исследования [3-7] позволили сделать важные заключения о роли тепловых флуктуаций в этом явлении: они вызывают процесс проскальзывания фазы. В случае протекающего в нанопроволоке тока близкого к критическому ситуация существенно меняется. Даже в случае постоянного тока в системе развиваются процессы, зависящие от времени [8].

В отличие от [8, 9] мы вводим новый параметр и и определяем его, как параметр характеризующий "чистоту" сверхпроводящего материала. Было обнаружено, что в случае длинной сверхпроводящей нанопроволоки с длиной гораздо большей длины когерентности и при u > 1 ("чистый" предел) существуют два значения критического тока j_{c1} и j_{c2} . При $j < j_{c1}$ полный ток является только сверхпроводящим, а при *j* > *j*_{c2} нормальным. В области значений плотности тока $j_{c1} < j < j_{c2}$ полный ток состоит из сверхпроводящей и нормальной компоненты, что приводит к появлению разности потенциалов на нанопроволоке. Анализируя спектры излучения и пространственно-временные распределения функции $|\psi|$ (модуль параметра порядка), были обнаружены области регулярного и хаотического режимов. При u < 1 ("грязный" предел) существует только одно значение критического тока, равного критическому току теории Гинзбурга-Ландау.

Эволюцию параметра порядка в сверхпроводящей нанопроволоке можно описать нестационарным одномерным уравнением Гинзбурга-Ландау в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi + i\mu\psi = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi + \psi - |\psi|^2\psi,$$

$$j = \operatorname{Im}\left(\psi^*\frac{\partial}{\partial x}\psi\right) - u\frac{\partial}{\partial x}\mu,$$
(1)

где использованы следующие нормировки:

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &\to \frac{\mathbf{x}}{\xi}, \quad \psi \to \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad \mathbf{t} \to \frac{\mathbf{t}}{\mathbf{t}_0}, \quad \mathbf{t}_0 = \frac{\pi\hbar}{8\mathbf{k}(\mathbf{T}_c - \mathbf{T})}, \\ \mu &\to \frac{\mu}{\mu_0}, \quad \mu_0 = \frac{8\mathbf{k}(\mathbf{T}_c - \mathbf{T})}{\pi}, \quad \mathbf{j} \to \frac{\mathbf{j}}{\mathbf{j}_0}, \quad \mathbf{j}_0 = \frac{\mathbf{e}\mathbf{N}\hbar}{2\mathbf{m}\xi}. \end{aligned}$$
(2)

Здесь ξ – длина когерентности, Δ_0 – равновесное значение энергетической щели, t_0 – время релаксации параметра порядка, μ – электрохимический потенциал, j – плотность полного тока, m – масса электрона, N – плотность электронов проводимости.

Поскольку время между двумя последовательными рассеяниями электрона $\tau_l = l/V_F$, где l - длина свободного пробега электрона, а V_F - скорость электрона на поверхности Ферми, то параметр u можно записать в виде:

$$u = 0.46 \frac{l}{\xi_0} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right).$$
(3)

В такой записи становится понятен физический смысл этого параметра. Случай u < 1 ($l << \xi_0$) соответствует "грязному" сверхпроводнику, а u > 1 ($l >> \xi_0$) соответствует "чистому" сверхпроводнику.

В ходе численного интегрирования системы уравнений (1) была обнаружена область значений параметров *j* и *u* (см. рис.1), в которой функция модуля параметра порядка $|\psi|$ имеет неоднородные нестационарные решения.



Рис. 1. Параметрическая диаграмма j-u. I – область стационарного однородного распределения $|\psi| \neq 0$, II – область нестационарного неоднородного распределения $|\psi|$ (резистивная область), III – область однородного стационарного распределения $|\psi| = 0$. jc1 и jc2 – критические значения управляющего параметра j.

Центр проскальзывания фазы (ЦПФ) вводится как локальная область сверхпроводника, в которой происходит подавление параметра порядка до нуля, в результате чего становится возможен скачок фазы волновой функции ψ на 2π . В наших расчетах, подобный характер поведения волновой функции непосредственно наблюдается на пространственновременных распределениях модуля параметра порядка.

Численные расчеты показали, что с увеличением параметра *j* происходит рост числа ЦПФ в сверхпроводящей нанопроволоке. При достижении параметром *j* некоторого определенного значения при заданной длине проволоки происходит «насыщение» сверхпроводящей нанопроволоки центрами проскальзывания фазы. После чего, при дальнейшем увеличении параметра *j*, начинается процесс разрушения сверхпроводящей нанопроволоки [10].

Можно ввести понятие плотности ЦПФ следующим образом:

$$\rho = \frac{n}{L},\tag{4}$$

где n – число ЦПФ, L – длина сверхпроводящей нанопроволоки в единицах ξ . Оказалось, что при определенном значении параметра j плотность ЦПФ достигает своего критического значения ρ_c . Зная ρ_c (в нашем случае ~1/5) можно определить характерный размер одиночного ЦПФ, который составил ~5 ξ .

Для исследования регулярных и хаотических режимов в резистивной области совместно с пространственно-временными распределениями изучался характер спектра функции напряжения.



Рис. 1. Пространственно-временные распределения $|\psi|$ и соответствующие спектральные разложения функции напряжения V. L = 25, u = 5, j = 0.412 - регулярная область (a, c), и j = 0.6 – область хаотического режима (b, d)

На рис.2 представлены спектры напряжения и пространственно-временные распределения при определенных значениях параметра *j*. Численные

расчеты показали, что при фиксированном значении параметра u = 5 в области значений параметра *j* от 0.385 до 0.42 и от 0.5 до 0.535 наблюдается регулярный режим (см. рис.2а, с). В области значений от 0.42 до 0.5 и от 0.535 до значения соответствующего критической плотности ЦПФ наблюдается хаотический режим (см. рис.2b, d).

Необходимо отметить, что регулярный и хаотический режимы мы определяем по характеру спектра функции напряжения. Если проанализировать пространственно-временные распределения, то можно увидеть, что в регулярной области возникает строгая периодическая структура одиночных ЦПФ. В хаотической области подобной одиночной периодичности не возникает, но проявляется периодичность некоторых пространственно-временных групп ЦПФ. Причем с увеличением параметра *j* эти группы видоизменяются. При дальнейшем увеличении параметра ј (выше значения, соответствующего критической плотности ЦПФ) возникает обратный механизм уменьшения числа ЦПФ за счет разрушения сверхпроводящей нанопроволоки, что приводит к регуляризации спектра напряжения и пространственно-временных распределений. Разрушение сверхпроводящего состояния при симметричных граничных условиях $(|\psi(0,t)| = |\psi(L,t)|)$ про-

исходит с середины нанопроволоки. Центральные ЦПФ соединяясь вместе образуют единую нормальную область, к которой при увеличении параметра j (т.е. плотности тока) присоединяются соседние ЦПФ. Это продолжается, пока вся нанопроволока не становиться нормальной, при этом, вольтамперная кривая выходит на омическую зависимость [11].

- 1. J.E. Lukens, R.J. Warburton, and W.W. Webb, Phys. Rev. Lett. **25**, 1180 (1970).
- R.S. Newbower, M.R. Beasley, and M. Tinkham, Phys. Rev. B 5, 864 (1972).
- N. Giordano, Phys. Rev. B 41, 6350 (1990); Phys. Rev. B 43, 160 (1991); Physica B 203, 460 (1994).
- 4. Bezryadin, C.N. Lau, and M. Tinkham, Nature **404**, 971 (2000).
- 5. W.A. Little, Phys. Rev. 156, 396 (1967).
- 6. J.S. Langer, V. Ambegaokar, Phys. Rev. **164**, 498 (1967).
- D.E. McCumber, B.I. Halperin, Phys. Rev. B 1, 1054 (1970).
- 8. Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, УФН 142, 435 (1984).
- Б.И. Ивлев, Н.Б. Копнин, Л.А. Маслова, ЖЭТФ 78, 1963 (1980).
- S.V. Nikolaev, K.N. Yugay, J.U. Kim, and Y. Huh, J. Superconductivity 18, 261 (2005).

С.В. Николаев, К.Н. Югай, ЖЭТФ **129**, 371 (2006).

Флуктуационная устойчивость длинных джозефсоновских переходов

Панкратов А.Л., Федоров К.Г.

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

Проведено исследование флуктуационной динамики длинного джозефсоновского перехода посредством численного моделирования уравнения синус-Гордона с учетом воздействия белого шума. Показано, что для случая постоянной плотности критического тока джозефсоновского перехода время жизни сверхпроводящего состояния существенно возрастает с увеличением длины перехода и для однородного распределения тока смещения выходит на константу, а для неоднородного распределения тока смещения резко падает при достижении нескольких джозефсоновских длин.

В настоящее время в области квантовых вычислений большие надежды связаны с созданием кубитов на основе как точечных [1], так и распределенных джозефсоновских переходов [2]. Достоинством кубитов на основе джозефсоновских контактов являются относительная простота их изготовления и интеграции в единый квантовый компьютер по сравнению с другими реализациями кубитов [3]. Необходимо отметить, что в настоящее время все джозефсоновские переходы изготавливаются путем электронно-лучевой литографии [4],[1] и могут быть рассмотрены как распределенные. Одна из основных проблем всех квантовых вычислений заключается в разрушении запутанных состояний в кубите из-за взаимодействия со средой (т.е. наличия флуктуаций). Это явление характеризуется временем декогеренции, максимальное увеличение которого необходимо для создания квантового компьютера. В то же время, ввиду математических и вычислительных трудностей, даже в случае воздействия тепловых флуктуаций время жизни сверхпроводящего состояния для распределенного джозефсоновского контакта изучено недостаточно (см., напр., [5]-[8]). В работах [5]-[7] исследовалась скорость нуклеации пар "вихрь-антивихрь" в джозефсоновских контактах бесконечной длины и только в работе [8] исследовалось время жизни сверхпроводящего состояния для контактов конечной длины, но зависимость от длины не была изучена, что связано с необходимостью проведения большого объема вычислений. В недавних работах, посвященных изучению индуцированных шумом ошибок переключения джозефсоновских контактов [9],[10], рассматривалась только модель точечного контакта, вследствие чего зависимость флуктуационных характеристик от длины контакта не исследовалась.

Таким образом, в настоящее время является актуальной проблема изучения времени жизни сверхпроводящего состояния с целью повышения устойчивости джозефсоновских контактов к воздействию тепловых флуктуаций. В данной работе проведено исследование времени жизни сверхпроводящего состояния путем численного моделирования динамики длинного джозефсоновского перехода на основе резистивной модели Маккамбера-Стюарта с учетом теплового шума.

В рамках резистивной модели, динамика разности фаз параметра порядка φ распределенного джозефсоновского перехода описывается уравнением синус-Гордона:

$$\beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = i(x) - \sin \varphi + i_F(x, t) \quad (1)$$

с учетом граничных условий:

$$\frac{\partial \varphi(0,t)}{\partial x} = \frac{\partial \varphi(L,t)}{\partial x} = \Gamma$$

Здесь время и координата нормированы, соответственно, на обратную плазменную частоту ω_p^{-1} и джозефсоновскую длину λ_J , β - параметр Маккамбера-Стюарта, i(x) - плотность тока смещения, нормированная на критическую плотность тока перехода, $i_F(x,t)$ - плотность флуктуационного тока, Γ - нормированное магнитное поле, L - безразмерная длина контакта. Флуктуационный ток считается белым гауссовым шумом:

 $\langle i_F(x,t) \rangle = 0, \langle i_F(x,t) i_F(x',t') \rangle = 2\gamma \delta(x-x') \delta(t-t'),$ (2) где $\gamma = I_T/(J_C \lambda_J)$ - безразмерная интенсивность флуктуаций в контакте, J_C - плотность критического тока перехода, I_T - тепловой ток, определяемый как $I_T = 2ekT/\hbar$, e - заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, k - постоянная Больцмана и T - температура. Следует отметить, что формула (2) справедлива для случая, когда плотность критического тока контакта является постоянной.

Среднее время жизни сверхпроводящего состояния для контактов с малой емкостью (большим затуханием $\beta <<1$) является, фактически, средним временем до генерации индуцированного шумом импульса напряжения. Время жизни сверхпроводящего состояния определим как среднее время нахождения фазы φ в заданном интервале [9],[10], где P(t) - вероятность нахождения фазы в исходной потенциальной яме (- π , π):

$$\tau = \int_0^\infty t w(t) dt = \int_0^\infty P(t) dt, \quad w(t) = \partial P(t) / \partial t.$$

Рассмотрим наиболее интересный с практической точки зрения случай, когда плотность критического тока контакта является постоянной. Тогда, при увеличении длины контакта, за счёт взаимодействия элементарного участка перехода с соседними, его фаза надежнее "удерживается" в исходном состоянии, что должно выражаться в росте τ . На Рис. 1 приведены результаты численного расчета времени жизни сверхпроводящего состояния для случая однородного распределения тока смещения $i(x) = i_0$. Видно, что при малых длинах контакта наблюдается экспоненциальный рост времени жизни, а при достижении длины контакта порядка нескольких джозефсоновских длин время жизни выходит на константу. Этот эффект может быть объяснен тем, что с увеличением длины перехода L "включается" механизм переброса фазы из первоначальной потенциальной ямы в соседние за счет возникновения пары "вихрь-антивихрь", но такой механизм возможен лишь при достаточно больших длинах контакта [5], как показывают проведенные расчеты, при L~5 (см. на Рис. 2 иллюстрацию эволюции фазы для разных длин контактов и различных моментов времени в процессе перехода из одного потенциального минимума в другой).



Рис. 1. Зависимость времени жизни сверхпроводящего состояния τ от длины контакта L для параметров β =0.01, Γ = 0, i = 0.7.



Рис. 2. Зависимость разности фаз от координаты в различные моменты времени для различных длин распределенного джозефсоновского перехода *L* для параметров β =0.01, Γ = 0, *i* = 0.7, γ =0.3 для случая однородного распределения тока смещения.

Также рассмотрим случай неоднородного распределения тока смещения, характерного для тонкой сверхпроводящей пленки:

$$i(x) = \frac{i_0 L}{\pi \sqrt{x(L-x)}}.$$
(3)

Как видно из Рис. 3, среднее время жизни сначала возрастает, подобно тому, как это было в случае

однородного распределения (также приведено на Рис. 3), достигает максимума, примерно, при $L\sim5$, после чего наблюдается резкий спад.



Рис. 3. Зависимость времени жизни сверхпроводящего состояния τ от длины контакта *L* для параметров β =0.01, Γ =0, *i*=0.7, γ =0.3; крестики – однородное распределение тока смещения, кружки – неоднородное распределение тока смещения (3).

В данной работе была проведена количественная и качественная оценка влияния теплового шума на динамические характеристики распределенных джозефсоновских переходов. Исследование зависимостей времени жизни от длины перехода с постоянной плотностью критического тока показало, что т растет при малых длинах и в случае однородного распределения тока смещения достигает насыщения при L>5, а в случае неоднородного распределения тока смещения имеет максимум при L~5, после чего резко спадает. Следовательно, с точки зрения флуктуационной устойчивости системы, увеличивать длину джозефсоновского перехода более L~5 не имеет смысла, за исключением тех случаев, когда с увеличением длины контакта улучшаются полезные свойства джозефсоновских устройств.

1. Y. Makhlin, G. Schon, and A. Shnirman, Rev. Mod. Phys., 73, 357 (2001).

2. A. Wallraff, A. Kemp, and A. Ustinov, *Quantum dynamics of vortices and vortex qubits*, in Quantum information processing, Wiley-VCH, 163 (2005).

3. Y. Tokura, W. G. van der Wiel, T. Obata, and S. Tarucha, Phys. Rev. Lett., 96, 047202 (2006).

4. M. Dorojevets, International Journal of High Speed Electronics and Systems, 12, 521 (2002).

5. M. Buttiker and R. Landauer, Phys. Rev. A, 23, 1397 (1981).

6. P. Hanggi, F. Marchesoni, and P. Sodano, Phys. Rev. Lett., 60, 2563 (1988).

7. F. Marchesoni, C. Cattuto, and G. Costantini, Phys. Rev. B, 57, 7930 (1998).

8. M.G. Castellano, et. al., Phys. Rev. B, 54, 15417 (1996).

9. A.L. Pankratov and B. Spagnolo, Phys. Rev. Lett. 93, 177001 (2004).

10. A.V. Gordeeva and A.L. Pankratov, Appl. Phys. Lett., 8, 022505 (2006).

Квантовое описание электромагнитных флуктуаций в распределенных джозефсоновских контактах

Курин В.В., Пименов И.В.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603009, Россия

На основе туннельного гамильтониана с использованием техники континуального интеграла построена квантовая теория, описывающая динамику джозефсоновской фазы в распределенных джозефсоновских контактах с учетом флуктуаций при напряжениях сравнимых с величиной сверхпроводящей щели. Осуществлен переход к квазиклассическому описанию с помощью уравнения Ланжевена справедливому для контактов находящихся в резистивном состоянии. В приближении сильного магнитного поля рассчитаны вольтамперные характеристики и форма спектральной линии излучения, производимого вихрями, движущимися в распределенном джозефсоновском контакте.

В настоящее время активно исследуется возможность использования распределенных джозефсоновских контактов в качестве генераторов терагерцового излучения [1] и для реализации базовых элементов как классической, так и квантовой логики [2]. Актуальность исследования флуктуаций связана с тем, что они определяют ширину линии генерации в первом случае и время нахождения контакта в заданном состоянии во втором. В настоящем докладе предлагается квантовая теория электромагнитных флуктуаций в распределенных джозефсоновских контактах. Предлагаемая теория используется для анализа спектральных свойств излучения джозефсоновского контакта.

Согласно общей теории открытых квантовых систем, квантовая динамика распределенного джозефсоновского контакта описывается редуцированной матрицей плотности для джозефсоновской разности фаз. Редуцированная матрица плотности подчиняется эволюционному уравнению [3] вида

$$\rho(\varphi,\varphi') = \int \rho(\varphi_i,\varphi_i',0) \exp\left(\frac{i}{\hbar}S_{eff}[\varphi,\varphi']\right) D\varphi_i D\varphi_i',$$

где функционал $S_{eff}[\varphi,\varphi']$ называют эффективным действием и определяют путем усреднения по переменным термостата, которыми для распределенного джозефсоновского контакта являются как электронные, так и электромагнитные степени свободы.

Для точечного контакта, как было показано в работе [3], эффективное комплексное действие определяется комплексными функциями отклика $\alpha(t)$ и $\beta(t)$, описывающими нормальную и сверхпроводящую компоненты туннельных токов и выражающиеся через свертки нормальных и аномальных функций Грина берегов джозефсоновского контакта. В отличие от точечного джозефсоновского контакта, в распределенном контакте, помещенном в магнитное поле, возможно существование токов, текущих вдоль джозефсоновского перехода и приводящих к пространственной неоднородности магнитного поля. Предполагая, что масштаб изменения магнитного поля вдоль контакта много больше длины когерентности, функции отклика туннельного тока для распределенного контакта получаются из функций отклика точечного контакта заменой

$$\alpha(t) \rightarrow \alpha(t)\delta(x-x'), \beta(t) \rightarrow \beta(t)\delta(x-x')$$

Чтобы найти вклад в действие связанный с током вдоль берегов, воспользуемся малостью прозрачности туннельного барьера, что позволит считать вклады туннельного и продольного токов в эффективное действие аддитивными. Для расчета пренебрежем на время туннельным током, и будем рассматривать джозефсоновский контакт как сверхпроводящую полосковую линию.

Для вычисления отклика сверхпроводящей полосковой линии мы рассмотрели задачу о проникновении электромагнитного поля в сверхпроводящие берега контакта. Выделение коллективных полей — поля параметра порядка Δ и скалярного потенциала V для каждого из электродов было проделано аналогично работе [3]. В результате континуального интегрирования по фермионным полям, определенным на контуре Келдыша [4] внутри берегов мы нашли келдышевское действие для электромагнитного поля внутри берегов контакта:

$$iS_{L,R}[V_{1,2}, A_{1,2}, \theta_{1,2}, \Delta_{1,2}] = Tr \ln \hat{G}_{L,R}^{-1} + \frac{i}{8\pi} \int_{L,R} d^{3}x dt \Big(E_{1}^{2} - E_{2}^{2} - B_{1}^{2} + B_{2}^{2} \Big),$$

где $\Delta_{1,2}$, $\theta_{1,2}$ — модуль и фаза комплексного поля параметра порядка в электродах, $A_{1,2}$ и $V_{1,2}$ векторный и скалярный потенциал, $E_{1,2}$, $B_{1,2}$ — электрическое и магнитное поле. Индексы 1, 2 указывают, на какой части контура Келдыша[4] берутся данные величины.

Матрица $\hat{G}[\hbar\dot{\theta}_{1,2} + 2eV_{1,2},\hbar\nabla\theta_{1,2} + 2eA_{1,2}]$ размерностью 4×4 определенная в пространстве образованным прямым произведением пространств Келдыша и Намбу – функция Грина электронов в полуограниченном сверхпроводнике, находящемся во внешнем электромагнитном поле

Воспользовавшись стандартным разложением для $\ln \hat{G}^{-1}$, во втором порядке малости мы получили эффективное комплексное действие для электромагнитного поля внутри берегов. После введе-

ния классических и квантовых полей по общему правилу $v_{cl} = (v_1 + v_2)/2$, $v_q = v_1 - v_2 (V -$ некоторое произвольное поле), для электромагнитных потенциалов и фазы поля параметра порядка, взаимодействие электромагнитного поля со сверхпроводником описывается матрицей 2×2 в пространстве Келдыша:

$$\ddot{\Pi} = \begin{pmatrix} 0 & \Pi_{\alpha\beta}(x_1, x_2, \omega - i0) \\ \Pi_{\alpha\beta}(x_1, x_2, \omega + i0) & \operatorname{Im} \Pi_{\alpha\beta}(x_1, x_2, \omega) cth \frac{\hbar\omega}{2kT} \end{pmatrix},$$

где $\Pi_{\alpha\beta}(x_1, x_2, \omega)$ - четырехмерный тензор поляризуемости сверхпроводника.

Все элементы тензора $\prod_{\alpha\beta}(x_1, x_2, \omega)$ определяются двумя скалярными функциями – продольной и поперечной диэлектрической проницаемостью сверхпроводника, которые выражаются через свертки опережающих и запаздывающих нормальных и аномальных функций Грина электронов. Для безграничного сверхпроводника тензор поляризуемости в координатном представлении зависит только от разностной координаты $x_1 - x_2$. В случае полуограниченного пространства, когда нарушена трансляционная инвариантность в направлении нормали к поверхности, тензор $\prod_{\alpha\beta}(x_1, x_2)$ в общем случае зависит от координат 2-х точек. Однако в случае зеркального отражения без учета квантовых поправок[6] координатная зависимость $\Pi_{\alpha\beta}(x_1, x_2)$ упрощается

$$\Pi_{\alpha\beta}(x_{1}, x_{2}) = \Pi_{\alpha\beta}(x_{1} - x_{2}) + \Pi_{\alpha\beta}(x_{1} + x_{2}),$$

где $\prod_{\alpha\beta}^{bulk}(x)$ элементы тензора поляризуемости

неограниченного сверхпроводника.

Континуальный интеграл по электромагнитным полям внутри электродов может быть вычислен методом стационарной фазы. Для нахождения классических решений уравнений Максвелла для потенциалов в задаче об аномальном скин-эффекте необходимо нечетным образом продолжить нормальную к границе компоненту векторного потенциала; четным образом скалярный потенциал, тангенциальную компоненту векторного потенциала и фазу поля параметра порядка. Скачки электромагнитных потенциалов и их производных на границе есть значения на границе нормальной компоненты электрического поля E_n^{cl}, E_n^q и тангенциальной компоненты магнитного поля B_{r}^{cl}, B_{r}^{q} в падающей электромагнитной волне. В результате интегрирования мы нашли вклад в эффективное действие для полей в пространстве между электродами, связанный с проникновением их в берега контакта:

$$iS^{edge} \begin{bmatrix} \boldsymbol{B}_{\tau}^{cl}, \boldsymbol{B}_{\tau}^{q} \end{bmatrix} \propto \begin{pmatrix} \boldsymbol{B}_{\tau}^{cl} & \boldsymbol{B}_{\tau}^{q} \\ Z(\omega + i0) & \operatorname{Im} Zcth \frac{\hbar\omega}{2kT} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \boldsymbol{B}_{\tau}^{cl} \\ \boldsymbol{B}_{\tau}^{q} \end{pmatrix},$$

здесь $Z(\omega)$ - поверхностный импеданс сверхпро-

водника, определяемый тензором обратным к тензору диэлектрической проницаемости.

Используя стандартные соотношения между полями в диэлектрическом промежутке и джозефсоновской разностью фаз, мы нашли эффективное комплексное действие для джозефсоновской фазы.

Действительная часть найденного действия описывает среднюю динамику с учетом влияния тока протекающего вдоль берегов, мнимая флуктуации связанные как с диссипативными компонентами туннельного тока, так и с поглощением электромагнитного поля в берегах.

Резистивное состояние контакта было рассмотрено нами в квазиклассическом приближении в работе [6]. Здесь мы сформулируем только основные полученные ранее результаты.

Из принципа наименьшего действия было найдено уравнение Ланжевена, описывающее классическую динамику джозефсоновских вихрей, но содержащее источники квантового шума, природа которого взаимодействие джозефсоновской фазы с термостатом квазичастиц и квантовые флуктуации электромагнитного поля. В пределе медленного изменения фазы по сравнению с щелевой частотой полученное уравнение переходит в известное уравнение Синус-Гордона. В пределе сильного магнитного поля были найдены выражения для ширины спектральной линии излучения и вольтамперной характеристики. Выражение для ширины линии генерации кроме прямого вклада туннельного тока содержит дополнительные члены, связанные с конверсией шума из области высоких частот на нелинейностях сверхтока и тока квазичастиц. Этот высокочастотный шум связан с поглощением в берегах контакта электромагнитного поля, индуцированного в переходе туннельным током куперовских пар и особенно важен при напряжениях порядка величины щели. Эффективность конверсии определяется величиной приложенного магнитного поля и видом функций отклика для туннельного тока квазичастиц и сверхтока. Найденное выражение для вольтамперной характеристики позволяет объяснить положение квазичастичных ступенек обусловленных самонакачкой на вольтамперной кривой и зависимость величины этих ступенек от приложенного магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №06-02-16592

- 1. V.P. Koshelets at al, Superconducting Science and Technology, vol. **17**, 127, (2004)
- Wallraff A., Lukashenko A. Lisenfeld J., et al., Nature, 425, 133 (2003)
- U. Eckern, G. Schon and V. Ambegaokar, Phys. Rev. B, 30, 6419, (1984)
- 4. Л.В. Келдыщ, ЖЭТФ, 47, 1515, (1964)
- 5. A. P. van Gelder, Phys. Rev., 187, 833 (1968)
- 6. Вл.В. Курин, И.В. Пименов, Радиофизика,
- 48,10-11, 955 (2005)

Иерархия критических температур в малослойных системах ферромагнетик-сверхпроводник

Прошин Ю.Н., Лучкин Р.Г., Хусаинов М.Г. Казанский государственный университет, Казань 420008, Россия Изюмов Ю.А. Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург 620219, Россия

Изучены фазовые диаграммы малослойных систем ферромагнетик-сверхпроводник (F/S) с последовательным учетом граничных условий. Доказано, что при определенных условиях в четырех- и пятислойных наноструктурах может возникать несвязанная сверхпроводимость в различных слоях, что приводит к различию критических температур и полей для различных S слоев. Наиболее ярко иерархия критических температур проявляется в четырехслойной структуре, на основе которой предложена модель устройства для хранения и обработки информации, имеющего до семи различных состояний.

Одновременное сосуществование сверхпроводимости и магнетизма в однородных материалах требует специальных, трудно выполнимых условий. Первое объяснение подавления сверхпроводимости ферромагнитным упорядочением в переходных металлах было дано Гинзбургом [1], указавшим, что в этих металлах магнитная индукция превышает критическое поле. Кроме того возникает парамагнитный эффект обменного поля I, которое стремиться выстроить электронные спины параллельно и разрушает куперовские пары в синглетном состоянии. Однако при пространственном разделении зон ферромагнетизма и сверхпроводимости в искусственных слоистых наноструктурах ферромагнетик/сверхпроводник (F/S) это сосуществование легко достижимо, благодаря эффекту близости (см. обзор [2] и приведенные в нем ссылки).



Рис. 1. Геометрия исследуемых малослойных систем. Показаны двухслойная структура F/S (а), две трехслойные F/S/F' и S/F/S' (b и c), четырехслойная F/S/F'/S' (d), и пятислойная F/S/F'/S' (e). Вертикальные стрелки показывают направление намагниченностей, которые играю роль магнитного параметра порядка. Здесь $z_1 = 0$, и толщины внешних слоев F и S равны $d_{t}/2$ и $d_{s}/2$, где d_{f} и $d_{s} -$ толщины внутренних F и S слоев соответственно.

В работе в рамках оригинальной теории эффекта близости рассматриваются как исследовавшиеся ранее двухслойные (F/S), трехслойные (F/S/F и S/F/S) структуры и сверхрешетки F/S, так и сравнительно слабо изученные четырехслойные (F/S/F'/S') и пятислойные (F/S/F'/S'/F") системы. Представленная геометрия (рис. 1) позволяет упростить решения и сравнить полученные результаты для различных систем. Штрихи у букв (здесь и далее) показывают возможное различие в свойствах различных слоев.

С помощью уравнений Узаделя при последовательном учете граничных условий изучено взаимное влияние неоднородной сверхпроводимости и магнетизма таких систем, состоящих из слоев достаточно грязных металлов. В отличие от двух- и трехслойных систем F/S, в системах, состоящих из четырех и более слоев, возникает конкуренция между 0 и π фазной сверхпроводимостью и 0 и π фазным магнетизмом. Действительно, по "сверхрешеточной" классификации состояний [2] (фу, где $\phi = 0, \pi$ и $\chi = 0, \pi$ – изменение фаз сверхпроводящего и магнитного параметра порядка при переходе в соответствующий соседний слой), для двухслойной F/S системы имеется лишь одно состояние 00, для трехслойной системы S/F/S конкурируют два состояния 00 и π 0, для F/S/F – 00 и 0 π , и, наконец, в сверхрешетке возможны все четыре состояния 00, π0, 0π и ππ. В четырехслойной системе F/S/F'/S' и для несимметричной конфигурации пятислойной структуры F/S/F'/S'/F" возникают разные решения для различных слоев S и S' в силу локальной неэквивалентности различных сверхпроводящих слоев. Причем наряду со старыми появляются новые решения π0 и ππ, которые обозначены тильдой. В этом случае может возникнуть несвязанная сверхпроводимость, а иерархия критических температур наиболее ярко проявляется в том, что различные слои S и S' могут иметь различные температуры перехода T_c и T'_с в сверхпроводящее состояние. При этом разные слои имеют и различные критические поля.

Из-за ограниченности объема представлены фазовые диаграммы только четырехслойной системы (рис. 2), обладающей наибольшим числом возможных состояний. Был найден оптимальный набор параметров, при котором различие между состояниями должно стать наблюдаемым: достаточно высокая прозрачность границ ($\sigma_s = 15$), сравнительно "слабый" и "грязный" ферромагнетик ($2I\tau_f = 0.1$), достаточно большой параметр $n_{sf} = 1.4$. При вычис-



Рис. 1. Фазовая диаграмма для четырехслойной системы F/S/F'/S': зависимость приведенной критической температуры $t_c = T_c/T_{c0}$ от приведенной толщины F слоев $\tilde{d} = d_{t}/a_t (T_{c0} - критическая температура S материала, <math>a_t - д$ лина спиновой жесткости). (а) FM конфигурация намагниченностей обоих F слоев ($\chi = 0$); (b) AFM конфигурация ($\chi = \pi$); (c) полная фазовая диаграмма четырехслойной системы. Буквы S и N обозначают сверхпроводящее и нормальное состояние для слоев S и S'.

лениях также использовались длина свободного пробега электрона в S металле $l_s = 0.25\xi_{s0}$, и толщина S слоя $d_s = 0.72\xi_{s0}$. Здесь индексы s и f обозначают принадлежность к S и F металлу соответственно; τ_f и l_s – время и длина свободного пробега электрона, $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$, $N_{s,f}$ и $v_{s,f}$ – плотности и скорости электронов на поверхности Ферми, d_s и d_f – толщины слоев, ξ_{s0} – длина когерентности БКШ.

Если образец находиться в ферромагнитном (FM или 0-магнитном) состоянии, когда намагниченности F слоев направлены в одну сторону, то из рис. 1а видно, что система при росте d_f спонтанно

испытывает переход из 0-фазного состояния по сверхпроводимости в π -фазное (при $\tilde{d} \approx 0.4$) и обратно (при $\tilde{d} \approx 1.2$). Линией фазового перехода из нормального в сверхпроводящее состояние для S слоя является огибающая a-b-a, а для S' слоя -a'-b'a', причем кривые a и a' совпадают с известным 00 решением, а состояния с л-фазной сверхпроводимостью сильно различаются по температуре перехода в сверхпроводящее состояние! Слой S' всегда находится в локальном ферромагнитном окружении и его состояние не зависит от направления намагниченности в слое F'. Поэтому для AFM упорядочения намагниченностей (рис. 2b) для слоя S' мы имеем те же самые состояния 00 и π0, а состояния для S слоя – другие (π-фазные по магнетизму). И опять имеем достаточно заметное различие $T_{\rm c}$ и $T'_{\rm c}$.

В общем случае, когда система в соответствии с теорией фазовых переходов сама выбирает свое состояние, фазовые диаграмма содержит четыре различных области (рис. 2с): оба S слоя находятся в нормальном состоянии (белый фон); несвязанная сверхпроводимость, когда лишь один из S слоев находится в сверхпроводящем состоянии (темносерые и штрихованный участки); вся система находится в сверхпроводящем состоянии при низких температурах и/или достаточно малых толщинах F слоев (серый фон). Видно, что, если внутренний слой S находится в сверхпроводящем состоянии, состояние с антиферромагнитной взаимной ориентацией намагниченностей в слоях F и F' является энергетически более выгодным. В этом проявляется обратное действие сверхпроводимости на магнетизм.

Фазовые переходы в системе могут управляться не только температурой, но и слабым магнитным полем, которое может изменять взаимную ориентацию намагниченностей F слоев и сверхпроводящие свойства систем F/S. На этой основе разработаны принципиальные схемы работы наноэлектронных устройств нового поколения, соединяющих в одном образце преимущества двух различных способов записи и обработки информации. Подчеркнем, что по сравнению с ранее изученными случаями трехслойной системы (F/S/F "spin switch" [3]) и даже сверхрешеток F/S [2] четырех- и пятислойные системы F/S имеют большее число логически различных состояний. Рассматриваются устройства, которые могут иметь до *семи* различных состояний.

Работа поддержана РФФИ (04-02-16761, 05-02-16369).

1. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 31, 202 (1956).

2. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов, УФН, 172, 113 (2002) (см. также приведенные в обзоре ссылки).

3. A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N.V. Ryzhanova, Europhys. Lett., 48, 686 (1999); L. R Tagirov, Phys. Rev. Lett., 83, 2058 (1999).

Механизм сверхпроводимости в квазиодномерных металлах

Рожков А.В.

Институт теоретической и прикладной электродинамики, Москва 127412, Россия

В работе исследуется фазовая диаграмма квазиодномерного металла, состоящего из слабо взаимодействующих одномерных цепочек. Показано, что достаточно общих при предположениях (межэлектронное отталкивание, ненулевая амплитуда перескока на соседние и следующие за соседними цепочки) фазовая диаграмма состоит из двух фаз: триплетного сверхпроводника И волны спиновой плотности. Благодаря особенностям квазиодномерной системы, сверхпроводимость стабилизируется, несмотря на отсутствие какого-либо притяжения между электронами. Сверхпроводяшее состояние конкурирует с волной спиновой плотности: из-за того, что волна спиновой плотности чувствительна к нестингу поверхности Ферми, при нарушении нестинга она утрачивает стабильность, и замещается сверхпроводящим основным состоянием.

В работе предлагается механизм сверхпроводимости для квазиодномерных металлов. Данное работа есть обобщение статьи [1].

Изучаемая система представляет собой набор параллельных одномерных цепочек, по которым движутся электроны, взаимодействующие друг с другом посредством локального отталкивания:

$$\begin{split} H_{1D} &= \sum_{i} \int dx h_{1Di}, \\ h_{1Di} &= i v_F \sum_{p\sigma} p \, \psi_{pi\sigma}^+ (\nabla \, \psi_{pi\sigma}) + g_2 \sum_{\sigma\sigma'} \rho_{Li\sigma} \rho_{Ri\sigma'} + \\ g_4 \left(\rho_{Li\uparrow} \rho_{Li\downarrow} + \rho_{Ri\uparrow} \rho_{Ri\downarrow} \right) + g_{bs} \rho_{2k_Fi} \rho_{-2k_Fi}, \\ \text{где } \psi_{pi\sigma} &- \text{поле электрона со спином } \sigma \, \mu \\ \text{киральностью } p, \text{ равной } +1 \ (-1) \text{ для электронов,} \\ \text{движущихся влево (вправо) по } i\text{-ой цепочке, a } \rho_{pi\sigma} \\ \text{и } \rho_{\pm 2k_Fi} - \text{ операторы электронной плотности. (Здесь \\ \text{и далее подстрочный индекс } \pm 2k_F \text{ будет } \\ \text{обозначать осциллирующие компоненты } \\ \text{плотности.) Гамильтониан } H_{1D} \text{ имеет конечный } \\ \end{aligned}$$

Между цепочками существует взаимодействие, гамильтонова плотность которого есть:

$$h_{\perp ij} = h_{\text{hop}\,ij} + h_{\rho\rho\,ij} + h_{\text{SS}\,ij},$$

где $h_{\text{hop }ij}$ - одноэлектронный перескок, характеризующийся амплитудой t(i-j), $h_{\rho\rho \ ij}$ - оператор, учитывающий отталкивание электронов на близлежащих цепочках, с константами взаимодействия $g_{0\perp}(i-j)$ и $g_{2k_{r\perp}}(i-j)$. Первая

константа соответствует процессам рассеяния, при которых импульсы взаимодействующих частиц меняются мало по сравнению с импульсом Ферми k_F , а вторая константа - процессам, при которых импульс меняется на величину порядка k_F . Оператор антиферромагнитного спин-спинового взаимодействия $h_{\rm SS\ ij}$ устроен аналогично оператору $h_{\rho\rho\ ij}$. Он характеризуется константами $J_{0\perp}(i-j)$ и $J_{2k_F\perp}(i-j)$.

Определить свойства низколежащих возбуждений и основного состояния гамильтониана

 $H = H_{1D} + H_{\perp}$

весьма нетривиальная задача: при значительном параметре анизотропии $\Lambda/t >> 1$ теория возмущений плохо работает из-за одномерных эффектов. Заметим, что традиционная в таких удобного случаях бозонизация не дает представления для исследования нашей системы вследствие того, что низколежащие состояния не являются бозонами, но фермионами. Технически это проявляется в том, что оператор _{hop ij} после бозонизации имеет крайне сложную нелокальную структуру. При этом, данный оператор не может быть учтен по теории возмущений, поскольку является сильно релевантным.

Однако, мы замечаем, что на высоколежащие состояния маленький H_{\perp} оказывает незначительное действие, и такие состояния могут быть описаны с помощью бозонизации. Поэтому мы предлагаем рассмотреть гибридный подход, в котором возбуждения с высокой энергией описываются как бозоны, а с низкой - как фермионы.

Основной объект нашего подхода - это вариационная волновая функция $| var \rangle$. Опишем ее устройство. Оператор $\psi_{pi\sigma}$ может быть записан с помощью бозонизации так:

$$\psi_{ni\sigma} = (1/2\pi a)^{1/2} e^{i\sqrt{2\pi}\varphi_{pi\sigma}},$$

где $\varphi_{pi\sigma}$ - бозонное киральное поле. Разобьем это поле на две части - "быструю" $\varphi_{pi\sigma}^{>}$ и "медленную"

$$\begin{aligned} & \sigma^{<} \\ \varphi^{<}_{pi\sigma}(x) = \sum_{\substack{k \mid < \tilde{\Lambda}}} \varphi_{pi\sigma k} e^{ikx}, \\ & \varphi^{>}_{pi\sigma}(x) = \sum_{\substack{k \mid > \tilde{\Lambda}}} \varphi_{pi\sigma k} e^{ikx}, \end{aligned}$$

 $\varphi_{ni}^{<}$

где величина Λ - это наш основной вариационный параметр. Она меньше, чем обрезание Λ .

Используя вновь определенные объекты, можно написать:

$$\begin{split} \Psi_{pi\sigma} &= (\Lambda/\tilde{\Lambda})^{1/2} \Psi_{pi\sigma} e^{i\sqrt{2\pi}\varphi_{pi\sigma}^{\varsigma}}, \\ \Psi_{pi\sigma} &= (1/2\tilde{\pi a})^{1/2} e^{i\sqrt{2\pi}\varphi_{pi\sigma}^{\varsigma}}. \end{split}$$

Поле $\Psi_{pi\sigma}$ - это фермионные квазичастицы, низколежащие возбуждения нашего гамильтониана H. Поле $\varphi_{pi\sigma}^{>}$ - это бозонные одномерные возбуждения с большим импульсом $k, \Lambda > |k| > \tilde{\Lambda}$. Наша вариационная функция может быть записана

где $|0^{>}\rangle$ - основное состояние "быстрых" бозонов, а

 $|\Psi\rangle$ - ферми-жидкость квазичастиц. Величина Λ разделяет бозонные и фермионные степени свободы.

Чтобы определить Λ , нужно минимизировать вариационную энергию:

 $E^{\mathrm{var}} = E^{\mathrm{1D}} + \left\langle \Psi \middle| H^{\mathrm{eff}} \middle| \Psi \right\rangle.$

Tak: $|var\rangle = |\Psi\rangle |0^{>}\rangle$,

В этой формуле вклад только бозонных степеней свободы $E^{1D} \propto \Lambda^2$. Кроме этого, бозонные возбуждения влияют на эффективный H^{eff} : vyet гамильтониан для квазичастиц бозонных степеней свободы приводит к перенормировке констант H^{eff} по сравнению с константами Н. Предполагая, что основное состояние H^{eff} - это ферми-жидкость квазичастиц Ψ, можно получить очень простую оценку на $\langle \Psi | H^{\text{eff}} | \Psi \rangle$, из которой следует $\tilde{t} \propto \tilde{\Lambda}$, где \tilde{t} характерный параметр однофермионного перескока $H^{\rm eff}$. в Таким образом, эффективный гамильтониан имеет незначительную анизотропию $t/\Lambda \sim 1$. Поэтому, он может быть исследован с помощью стандартных методов теории фермижидкости.

Исследуем его фазовую диаграмму в рамках теории среднего поля. Довольно просто убедиться в том, что в широком диапазоне параметров основное состояние H^{eff} может быть волной спиновой плотности с волновым вектором $2k_F$ вдоль цепочек. Оператор, пропорциональный g_2 , дает основной вклад в стабилизацию волны.

Однако, волны плотности весьма чувствительны к нестингу поверхности Ферми. При разрушении нестинга волна спиновой плотности теряет

устойчивость, и может быть замещена сверхпроводящим основным состоянием.

Чтобы обосновать это утверждение, перепишем оператор поперечного взаимодействия в виде \tilde{g}_{22} , Q_{24} , Q_{24} , $= -\tilde{g}_{24}$, $\tilde{\Lambda}_{=1}$, $\tilde{\Lambda}_{=1}^{+}$, $\tilde{\Lambda}_{=1}$

$$s_{2k_{r}\perp} p_{2k_{r}i} p_{-2k_{r}j} - s_{2k_{r}\perp} \Delta_{\pi ij} \Delta_{\pi j} + ...,$$

где $\vec{\Delta}_{\pi ij} = \sum_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} \Psi^{+}_{L\alpha i} \Psi^{+}_{R\beta j}$ - триплетный

параметр порядка. Аналогичное представление имеет место и для оператора $\tilde{J}_{2k_F\perp} \bar{S}_{2k_Fi} \bar{S}_{-2k_Fj}$. (Здесь переменные с тильдой обозначают перенормированные константы взаимодействия.) Поскольку сверхпроводящее состояние нечувствительно к нарушению нестинга, мы видим, что данные операторы поперечного взаимодействия могут индуцировать сверхпроводящий переход в случае, когда волна спиновой плотности подавлена.

Поскольку куперовская пара, соответствующая нашему параметру порядка, образована двумя электронами в триплетном состоянии, двигающимися навстречу друг другу по *i*-ой и *j*-ой

 $g_{0\perp} \rho_i \rho_j$ и $J_{0\perp} \vec{S}_i \vec{S}_i$ цепочкам, операторы препятствуют сверхпроводящему переходу. Однако, это не обязательно ведет к разрушению сверхпроводимости, т.к. под действием перенормировки, вызванной бозонными степенями свободы, $J_{2k_F\perp}$ $g_{2k_F\perp}$ И существенно увеличиваются по сравнению со своими "голыми" значениями: $\tilde{g}_{2k_{r}\perp} >> g_{2k_{r}\perp}$ и $J_{2k_{r}\perp} >> J_{2k_{r}\perp}$, в то время как $g_{0\perp} = g_{0\perp}$ и $J_{0\perp} = J_{0\perp}$. Из этого также следует, что доказать наличие сверхпроводящего основного состояния невозможно без адекватного учета бозонных степеней свободы: попытка применить теорию среднего поля к исходному гамильтониану Н не привела бы к обнаружению сверхпроводимости, поскольку в реалистичном $g_{0\perp} > g_{2k_F\perp}$ If $J_{0\perp} > J_{2k_F\perp}$, случае т.е. при отбрасывании многочастичных эффектов сверхпроводящее состояние нестабильно.

Таким образом, ΜЫ рассмотрели квазиодномерный металл, описываемый гамильтонианом Н. Было показано, что его фазовая диаграмма состоит из двух фаз: волны спиновой плотности И триплетного сверхпроводника. Сверхпроводимость возникает благодаря механизму, существенно опирающемуся на многочастичные эффекты.

1. A.V. Rozhkov, Phys. Rev. B 68, 115108 (2003).

Электронная структура многоквантовых вихрей в мезоскопических сверхпроводниках

Мельников А.С., Позднякова В.И., Рыжов Д.А., Шерешевский И.А. Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

Получено аналитическое выражение для спектра локализованных квазичастичных состояний в многоквантовых вихрях без какихлибо предположений о конкретной модели вихревого кора. Показано, что интерференция квазичастичных волн, возникающая за счет нормального отражения от поверхности сверхпроводника приводит к мезоскопическим осцилляциям энергетических уровней при изменении импульса и углового квантового числа. Амплитуда осцилляций может существенно превышать расстояние между андреевскими уровнями в объемных образцах.

Вихревые конфигурации в мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности $\xi_0 = \hbar V_F / \Delta_0 (V_F - фермиевская ско$ рость, Δ_0 – сверхпроводящая щель в однородном сверхпроводнике)) испытывают сильное влияние граничных эффектов. За счет баланса сил, действующих на вихри со стороны экранирующего тока, текущего вдоль границ образца, и сил отталкивания между отдельными вихрями в мезоскопическом сверхпроводнике могут существовать многоквантовые (гигантские) вихри (см., напр., [1]). Воловиком была доказана теорема [2] о том, что квазиклассический спектр локализованных квазичастиц в Мквантовых вихрях состоит из М веток, пересекающих энергию Ферми Е_F. Спектр квазичастиц в многоквантовых вихрях ранее исследовался в приближении модели прямоугольного кора [3] и при помощи численного моделирования [4].

Для анализа спектра квазичастиц мы используем уравнения Боголюбова-де Жена:

$$-\frac{\hbar^{2}}{2m} (\nabla^{2} + k_{r}^{2}) u + \Delta(\mathbf{r}) v = E u$$

$$\frac{\hbar^{2}}{2m} (\nabla^{2} + k_{r}^{2}) v + \Delta^{*}(\mathbf{r}) u = E v.$$
(1)

Здесь $k_r^{-}=k_F^{-}-k_z^{-}$, k_F — фермиевский волновой вектор, k_z — компонента волнового вектора вдоль оси вихря, $\Delta(\mathbf{r})=D_M(r)e^{iM\theta}$ — пространственная функция сверхпроводящей щели, $\mathbf{r}=(r,\theta)$ — полярные координаты, $D_M(r)$ пропорциональна r^M вблизи центра вихря и выходит на постоянное значение Δ_0 вдали от вихря. Волновые функции локализованных состояний обращаются на бесконечности в ноль.

Перейдём к квазиклассическому описанию вдоль прямолинейных траекторий, выделяя быстро осциллирующую зависимость от координат (u v) = (U V) exp(ik,r) и произведём фазовое преобразование огибающих волновых функций U и V к новым

функциям w_u и w_v , таким образом, чтобы в получившихся уравнениях завихренность сверхпроводящей щели была нечётной ($n \le M$). Учитывая, что при квазиклассическом описании $V=U^*$, будем искать волновые функции в виде $w_u = exp(\zeta + i\eta/2)$ и $w_v = exp(\zeta - i\eta/2)$. В результате получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\hbar^2 k_r}{2m} \frac{\partial \eta}{\partial s} + g_R^{(n)}(s) \cos \eta - g_I^{(n)}(s) \sin \eta$$
$$= E - \frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{b(M-n)}{s^2 + b^2}$$
$$\frac{\hbar^2 k_r}{m} \frac{\partial \varsigma}{\partial s} + g_R^{(n)}(s) \sin \eta + g_I^{(n)}(s) \cos \eta = 0,$$
 (2)

где *s* – координата вдоль траектории, $b=\mu/k_r$ – квазиклассический прицельный параметр, μ – угловое квантовое число, функции

$$g_{R}^{(n)}(s) = D_{M}(\sqrt{s^{2} + b^{2}}) \operatorname{Re}\left\{\left[\frac{s + ib}{\sqrt{s^{2} + b^{2}}}\right]^{n}\right\}$$

$$g_{I}^{(n)}(s) = D_{M}(\sqrt{s^{2} + b^{2}}) \operatorname{Im}\left\{\left[\frac{s + ib}{\sqrt{s^{2} + b^{2}}}\right]^{n}\right\}.$$
(3)

Граничное условие, соответствующее локализованным состояниям, имеет следующий вид: $\cos n(\pm \infty) = \pm E / \Delta$

$$\sin \eta (\pm \infty) = \sqrt{1 - E^2 / \Delta_0^2} .$$
⁽⁴⁾

Для энергий малых по сравнению с Δ_0 уравнения (2) можно линеаризовать по η вблизи $\pi/2$, используя как параметр малости отношение $|E|/\Delta_0 << 1$. Таким образом, уравнение для η становится линейным и, используя граничные условия (4), можно получить вид спектра низколежащих локализованных квазичастиц:

$$E_{\mu}(k_{z}) = \frac{\int_{0}^{\infty} \left(\frac{\hbar^{2}k_{r}}{2m} \frac{b(M-n)}{s^{2}+b^{2}} - g_{I}^{(n)}(s)\right) e^{-K(s)} ds}{\int_{0}^{\infty} e^{-K(s)} ds}$$
(5)

$$K(s) = \frac{2m}{\hbar^2 k_r} \int_0^s g_R^{(n)}(s') ds'$$

Характерные зависимости $E(\mu)$ приведены на графиках (Рис. 1 и Рис. 2а) для случаев M=3 и M=2, соответственно. Использовалась модель кора вихря вида: $D_M(r) = \Delta_0 r^{M}/(r^2 + {\xi_M}^2)^{M/2}$, где характерный размер кора ${\xi_M} = M{\xi_0}$. Заметим, что выражение для спектра (5) получено без каких-либо специальных предположений о модели вихревого кора. Разрывы веток вблизи $\mu=0$ (b=0) есть следствие приближения $E << \Delta_0$. Значения прицельного параметра, при которых ветки спектра пересекают ноль энергии

 $|b^*| \sim \xi_M$ являются радиальными координатами максимумов локальной плотности состояний [3]. В случае нечетной завихренности существует ветка спектра, пересекающая уровень Ферми при b=0, что приводит к появлению пика локальной плотности состояний в центре вихря.



Рис. 1 Спектр квазичастиц в трехквантовом вихре (M=3) в массивном сверхпроводнике. Параметры $k_F\xi_0=200$, $\Delta_0/E_F=0.01$, $k_z=0$.

Естественным масштабом локализации волновых функций в коре оказывается длина когерентности, поэтому электронная структура мезоскопических сверхпроводников с размерами порядка нескольких длин когерентности может существенно модифицироваться под влиянием граничных эффектов. В таких системах необходимо учитывать нормальное отражение квазичастичных волн от границ образца. Методом диагонализации оператора Боголюбова – де Жена (1) были найдены спектры многоквантовых вихрей и показано, что интерференция падающих и отраженных от границ образца волн приводит к появлению осцилляционного вклада в зависимость энергии квазичастиц и от k_z, и от µ (Рис. 2b), в соответствии с общими результатами работы [6]. Амплитуда таких осцилляции может существенно превышать разность энергий для состояний с различными значениями μ.

В отличие от массивного сверхпроводника в мезоскопических образцах локализованные состояния существуют не при всех значениях прицельного параметра. Действительно, когда прицельный папревышает раметр радиус сверхпроводника $(b > R = b^*)$, квазиклассическая траектория целиком лежит вне сверхпроводящего цилиндра и, следовательно, на ней не могут существовать квазичастичные состояния. Наличие предельного значения b приводит к исчезновению локализованных состояний (с определенным значением µ) с продольным импульсом k_z близким к импульсу Ферми k_F , то есть с $k_z > k_z^* \approx [k_F^2 - (\mu/R)^2]^{1/2}$. Также не существует локализованных состояний с определенным k_z для $\mu > \mu^* \approx k_r R$ (Рис. 2b).



Рис. 2 Спектр квазичастиц в двухквантовом вихре (M=2) в массивном (a) и мезоскопическом (b) сверхпроводнике ($R=3\xi_0$). Параметры $k_F\xi_0=200, \Delta_0/E_F=0.01, k_z=0.$

Экспериментальное исследование особенностей электронной структуры вихрей может быть осуществлено, например, с использованием сканирующей туннельной спектроскопии или при измерениях теплового транспорта.

Работа выполнена при частичной поддержки РФФИ, Программы РАН «Квантовая макрофизика», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

1. H.J.Fink, A.G.Presson, Phys.Rev. 151, 219 (1966); A.K.Geim et al., Nature 390, 259 (1997); P.S.Deo et al., Phys.Rev.Lett. 79, 4653 (1997); V.A.Schweigert et al., Phys.Rev.Lett. 81, 2783 (1998); A.K.Geim, et al., Phys.Rev.Lett., 85, 1528 (2000).

2. Г.Е.Воловик, Письма в ЖЭТФ 57, 233 (1993).

3. A.S.Mel'nikov and V.Vinokur, Nature 415, 60 (2002); Phys.Rev.B 65, 224514 (2002).

4. Y.Tanaka, S.Kashiwaya, and H.Takayanagi, Jpn.J.Appl.Phys. 34, 4566 (1995); S.M.M.Virtanen, M.M.Salomaa, Phys.Rev.B, 60, 14581 (1999).

5. C.Caroli, de P.G.Gennes, J.Matricon, Phys.Lett., 9, 307 (1964).

6. N.B.Kopnin, et al., Phys. Rev. Lett., 95, 197002 (2005).
Лавинообразная динамика магнитного потока в двумерном дискретном сверхпроводнике

Гинзбург С.Л., Накин А.В., Савицкая Н.Е.

Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова, 188300, Гатчина, Россия

В работе изучено критическое состояние двумерного дискретного сверхпроводника, помещенного во внешнее магнитное поле. Мы обнаружили, что критическое состояние такой системы является самоорганизованным в обобщенном смысле, то есть представляет собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством лавин. Лавина характеризуется вхождением в систему магнитного потока. Размеры возникающих лавин, то есть величины изменений магнитного потока, демонстрируют степенное распределение.

В последние годы в ряде экспериментов по изучению критического состояния жестких сверхпроводников второго рода, а также дискретных сверхпроводников (многоконтактных СКВИДов), была обнаружена лавинообразная динамика магнитного потока [1-3]. Это означает, что при равномерном изменении внешнего магнитного поля, магнитный поток в образце менялся скачкообразно, причем скачки эти были случайны во времени и имели различную величину. Изучение статистики данных скачков показало, что функция распределения их размеров является степенной, с показателем степени близким к единице. Полученные данные позволили провести параллели между критическим состоянием сверхпроводников и явлением самоорганизованной критичности (СОК)[4].

В настоящей работе мы изучили критическое состояние в модели двумерного дискретного сверхпроводника, помещенного во внешнее магнитное поле H_{ed} (см. рисунок 1). Изучаемый СКВИД можно представить как сечение плоскостью (x,y) полой сверхпроводящей системы, бесконечной по оси z. Сечение имеет вид решетки из сверхпроводящих ребер с поперечным размером l, на которых расположены джозефсоновские контакты. Изменение внешнего поля индуцирует в системе токи, которые имеют две составляющие, направленные по соответствующим ребрам решетки. Мы рассматривали деформированную решетку размером $N \times N$, каждый узел которой сдвинут по сравнению со случаем квадратной решетки на вектор (a_i, b_j) , где

 $a, b \in [-0.4, 0.4]$

Такая система описывается следующими уравнениями для калибровочно-инвариантвых разностей фаз на контактах $\varphi_{ij}, \theta_{ij}$:

$$V \sin \theta_{ij} + \tau \frac{d\theta_{ij}}{dt} = s_{ij} (\varphi_{ij} + \theta_{ij+1} - \varphi_{i+1j} - \theta_{ij}) - s_{ij-1} (\varphi_{ij-1} + \theta_{ij} - \varphi_{i+1j-1} - \theta_{ij-1});$$

$$V \sin \varphi_{ij} + \tau \frac{d\varphi_{ij}}{dt} = s_{i-1j} (\varphi_{i-1j} + \theta_{i-1j+1} - \varphi_{ij} - \theta_{i-1j}) - s_{ij} (\varphi_{ij} + \theta_{ij+1} - \varphi_{i+1j} - \theta_{ij});$$

$$V = \frac{8\pi^2 a^2 l}{\Phi_0}; \tau = \frac{4\pi a^2 l}{\rho};$$

$$s_{ij} = \frac{a^2}{S_{ij}}; a^2 = \langle S_{ij} \rangle$$

$$V \sin \theta_{i1} + \tau \frac{d\theta_{i1}}{dt} = s_{i1} (\varphi_{i1} + \theta_{i2} - \varphi_{i+11} - \theta_{i1}) - 2\pi h_{ext}$$

$$V \sin \varphi_{1j} + \tau \frac{d\varphi_{1j}}{dt} = 2\pi h_{ext} - s_{1j} (\varphi_{1j} + \theta_{1j+1} - \varphi_{2j} - \theta_{1j});$$

10

Мы исследовали критическое состояние системы методом компьютерного моделирования данных уравнений, в режиме, обычно применяемом для систем с самооганизацией. Мы изменяли обезразмеренное внешнее магнитное поле на величину $\delta h = 10^{-4}$ после чего в СКВИДе происходил релаксационный процесс, в течение которого внешнее магнитное поле не менялось. Затем мы вновь увеличивали поле. Мы обнаружили, что критическое состояние такой системы является самоорганизованным в обобщенном смысле, то есть представляет собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством релаксационного процесса, в результате которого в систему входит магнитный поток. Мы рассчитывали изменение магнитного потока по формуле

$$\frac{2\pi}{\Phi_0} \Delta \Phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} \{ \sum_{i=1}^{N-1} (\theta_{iN}(t_{em}) - \theta_{i1}(t_{em}) - \theta_{iN}(t_{bm}) + \theta_{i1}(t_{bm})) + \sum_{i=1}^{N-1} (\varphi_{1j}(t_{em}) - \varphi_{Nj}(t_{em}) - \varphi_{1j}(t_{bm}) + \varphi_{Nj}(t_{bm})) \}$$

где t_{bm}, t_{em} — моменты начала и конца релаксационных процессов, вызванных *m*-ым изменением внешнего поля на δh .



Рисунок 1. Модель двумерного дискретного сверхпроводника.

Если величина магнитного потока, проникнувшего в систему после очередного увеличения внешнего магнитного поля на δh была меньше фиксированного значения $\Delta \Phi_{\min} = 0.5 \Phi_0$, то мы считали, что лавины не произошло. Далеее мы вновь увеличивали внешнее поле на δh и дожидались окончания релаксации, и так до тех пор, пока изменение магнитного потока после очередного увеличения поля не оказывалось больше $\Delta \Phi_{\min}$. Тогда мы считали, что произошла *n*-ая лавина

Далее мы рассмотрели плотность вероятности для размеров лавин $f_2(\Delta \Phi)$. Из рисунка 2 видно, что функция плотности вероятности имеет участок степенного поведения, он не очень велик, что связано с небольшим размером системы. Наличие участка со степенным поведением говорит о том, что в исследуемой системе реализуется самоорганизованное критическое состояние в обобщенном смысле [5], то есть, помимо классических признаков самоорганизованного критического состояния, таких, как наличие у системы большого числа метастабильных состояний и лавинообразной динамики, имеется степенное поведение плотности вероятности скачков магнитного потока.

Такое поведение в случае дискретных сверхпроводников является более общим, чем наличие степенного участка в плотности вероятности интегральных напряжений, которые являются аналогом размеров лавин для классических моделей систем с СОК. Дело в том, что, как было показано в работе [6], при переходных и малых значениях основного параметра V, характеризующего магнитные свойства дискретных сверхпроводников, плотность вероятности напряжений перестает вести себя степенным образом, однако, скачки магнитного потока продолжают демонстрировать степенное распределение.



Рисунок 2. Плотность вероятности размеров лавин

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17626), ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», ОФН РАН «Макрофизика».

[1] S. Field, J. Witt, F.-Nori, X.-Ling, Phys. Rev. Lett. 74, 1206 (1995).

[2] C.M. Aegerter, M.S. Welling, R.J.Wijngaarden, Europhys. Lett. 65, 753 (2004).

[3] S.M. Ishikaev, E.V. Matizen, V.V.Ryazanov,

V.A.Oboznov, A.A.Veretennikov, JETP Lett. **72**, 39 (2000).

[4] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).

[5] Ginzburg S.L., Nakin A.V., Savitskaya N.E., Physica C, **436**/1, 17(2006).

[6] Гинзбург С.Л., Савицкая Н.Е., Сборник расширенных тезисов Первой международной конференции "Фундаментальные проблем высокотемпературной сверхпроводимости" ФПС'04 18-22 октября 2004,Звенигород, 172-173.

Эффекты соизмеримости в джозефсоновском контакте в поле магнитных наночастиц

Вдовичев С.Н., Гусев С.А., Ноздрин Ю.Н., Самохвалов А.В., Фраерман А.А. Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия Ильичев E., Fritzsch L., Stolz R. Institute for Physical High Technology, P.O. Box 100239, 07702, Jena, Germany

Приведены результаты исследований гибридных структур ферромагнетик/сверхпроводник (FS), состоящих из планарного джозефсоновского перехода и массива магнитных наночастиц. Изучено влияние неоднородного магнитного поля частиц на транспортные свойства джозефсоновского контакта. Обнаружены эффекты соизмеримости – появление дополнительных максимумов на зависимости критического тока контакта от внешнего магнитного поля. Показано, что качественные изменения фраунгоферовой картины вызваны формированием в электродах контакта вихрей Абрикосова, индуцированных полем магнитных наночастиц.

В последнее время большой интерес вызывает изучение джозефсоновских контактов с неоднородностями распределения разности фаз на масштабах меньших джозефсоновской глубины проникновения λ_I . Подобная модуляция джозефсоновской фазы возникает, например, в переходах из чередующихся 0 – и π – контактов [1-4]. Исследования таких переходов показали, что зависимость критического тока I_c от внешнего магнитного поля Н отличается от традиционного фраунгоферова вида заметным подавлением центрального дифракционного пика и появлением доминирующих боковых максимумов, положение которых определяется периодом изменения разности фаз [2]. Для переходов с фазовой модуляцией характерны также особенности соотношения между плотностью джозефсоновского тока j_c и разностью фаз φ [3], и возможность спонтанного формирования вихревых структур с магнитным потоком равным доле кванта потока $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ [1,4].

Принципиально иной способ создания мелкомасштабной фазовой модуляции был реализован в гибридной структуре ферромагнетик/сверхпроводник (FS), состоящей из цепочки ферромагнитных наночастиц, расположенных в непосредственной близости от торцевого джозефсоновского перехода [5]. Создаваемое частицами магнитное поле с амплитудой порядка момента наферромагнитного сыщения материала $(M \sim 1000 \ \tilde{A}\tilde{n})$ и масштабом изменения, определяемым периодом магнитной структуры ($a \sim 1 i \hat{e} i$), частично проникает в сверхпроводник и область перехода, вызывая пространственную модуляцию джозефсоновской разности фаз $\varphi(\mathbf{r})$. Исследования показали сильную зависимость критического тока контакта от магнитного состояния частиц. Обнаруженные в экспериментах эффекты соизмеримости - проявление дополнительных максимумов на зависимости максимального джозефсоновского тока от внешнего магнитного поля $I_c(H)$ - свидетельствуют о формировании в области контакта периодического распределения разности фаз между электродами [6].

В докладе приведены результаты экспериментального и теоретического исследования транспортных свойств планарного джозефсоновского перехода на верхнем сверхпроводящем электроде которого сформирован массив ферромагнитных наночастиц (см. рис.1). Частицы отделялись от электрода контакта тонким изолирующим слоем, что исключало эффект близости между ферромагнетиком и сверхпроводником. На рис. 2 приведены измеренные зависимости критического тока контакта І_с от внешнего магнитного поля Н, когда частицы однородно намагничены в плоскости перехода [7]. Зависимость $I_c(H)$ качественно отличается от обычного фраунгоферова вида: в области больших полей $|H_{\pm}| \sim H_a = \Phi_0 / a\Lambda >> H_W =$ $\Phi_o/W\Lambda$ наблюдаются дополнительные максимумы, величина которых превышает основной пик при H = 0. Относительное положение боковых пи-





Рис.1 (а) Схематическое изображение джозефсоновского контакта с массивом ферромагнитных наночастиц. (b) SEM изображение контакта. Область перехода выделена пунктиром. На вставке показана элементарная ячейка массива магнитных частиц. ков H_{\pm} соответствует добавлению или удалению кванта магнитного потока через сечение $S_a = a \times \Lambda$:

 $\Phi_a(H_+) - \Phi_a(H_-) \approx \Phi_0, \quad \Phi_a(H) = H S_a.$

Поскольку поля рассеяния магнитных наночастиц не проникают в область барьера через границы контакта, сильное влияние магнитных частиц на $I_c(H)$ можно объяснить формированием в верхнем электроде упорядоченного массива пар вихрей Абрикосова противоположного знака. Вихрь (антивихрь) располагается у соответствующего полюса микромагнита, а размер пары (т.е. расстояние вихрь-антивихрь) определяется главным образом латеральными размерами магнитной частицы 2d [8]. Определяющим при такой геометрии оказывается электродинамический механизм влияния вихрей на свойства контакта [9], возникающий из-за "захваченного" в области перехода магнитного потока, создаваемого парой вихрь-антивихрь. Считая, что переход обладает малой прозрачностью, и пренебрегая эффектами на границах контакта, можно найти распределение разности фаз $\phi^M(\mathbf{r})$ в переходе с решеткой пар вихрей:

$$\varphi^{M} = -\frac{4\pi d}{a^{2}}y - \frac{4d}{a}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{\sin(lq_{a}y)}{l}$$
$$-\frac{4}{\pi}\sum_{j,l=1}^{\infty}\frac{l\sin(jq_{a}d)}{j(j^{2}+l^{2})}\cos(jq_{a}x)\sin(lq_{a}y)$$

Легко видеть, что средний градиент разности фаз в направлении, перпендикулярном намагниченности частицы **M**, отличен от нуля $\langle \partial_y \varphi^M \rangle = -q_a (2d/a)$, и соответствует встроенному магнитному полю $\mathbf{H}_{in} = H_{in} \mathbf{x}_0 = -H_a (2d/a) \mathbf{x}_0$. Здесь $q_a = 2\pi/a$, а $H_a = \Phi_0/S_a$ - поле, обеспечивающее квант потока Φ_0 через элементарную ячейку S_a . Критический ток через переход

$$I_c = j_c \left\| \int d\mathbf{r} \exp[i\varphi(\mathbf{r})] \right\|,$$

где $\varphi(x, y) = \varphi^M(x, y) + 2\pi \Lambda H y / \Phi_0$ будет достигать максимальной величины при таких значениях магнитного поля **H** = H**x**₀, для которых выполнены условия резонанса пространственной волны джозефсоновского тока

$$j \sim \sin(qy)$$
, $q = \frac{2\pi\Lambda}{\Phi_0}(H - H_{in})$

и периодического распределения разности фаз φ^M : $q = q_a n, n = 0,\pm 1...$ Откуда можно получить, что *n*-максимум I_c возникает, когда величина внеш-



Рис.2 Зависимость $I_c(H)$ для контакта с однородно намагниченными частицами. На вставке показан фрагмент МFM изображения решетки диполей $a = 1,4 \, i \hat{e} i$, $2d = 0.65 \, i \hat{e} i$.

него поля H удовлетворяет условию соизмеримости: $H = n H_a - H_{in}$, что хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Таким образом, экспериментально обнаружены эффекты соизмеримости в гибридной FS системе, состоящей из джозефсоновского перехода и массива магнитных частиц. Предложена модель, объясняющая указанные явления образованием в электроде контакта массива пар вихрей Абрикосова противоположного знака.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№05-02-19810-МФ, №06-02-16448) и программы РАН «Квантовая макрофизика».

1. H. Hilgenkamp, J. Mannhart, Rev. Mod. Phys. 74, 485 (2002).

2. H. Hilgenkamp, et al., Phys. Rev. B 53, 14586 (1996); H. J. H. Smilde et al., Phys. Rev. Lett. 88, 057004 (2002); R.

G. Mints, V. G. Kogan, Phys. Rev. B 55, R8682 (1997).

3. R. G. Mints, Phys. Rev. B 57, R3221 (1998); A. Buzdin, A. E. Koshelev, Phys. Rev. B 67, 220504(R) (2003).

4. R. G. Mints, et al., Phys. Rev. Lett. 89, 067004 (2002); H. Hilgenkamp et al., Nature 422, 50 (2003). E. Goldobin, et

al., Phys. Rev. Lett. 92, 057005 (2004). 5. A. Y. Aladyshkin, et al., JMMM 258-259, 406 (2003);

С. Н. Вдовичев и др., П. ЖЭТФ 80, 651 (2004).

6. R.G.Mints, V.G.Kogan, Phys. Rev. B 55, R8682 (1997); А.В. Самохвалов, П. ЖЭТФ 78, 822 (2003).

7. A. A. Fraerman, et al., Phys. Rev. B 73, 100503(R) (2006); S.N. Vdovichev, et al., JMMM, 300, 202 (2006).

8. M. J. Van Bael et al., Phys. Rev. Lett. 86, 155 (2001); M. V. Milosevic, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B, 69, 104522 (2004).

9. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ 92, 1512, (1987).

Электронная структура вихревых кластеров в сверхпроводниках второго рода.

Мельников А.С., Силаев М.А.

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.

Исследована электронная структура многовихревых конфигураций в сверхпроводниках второго рода с учетом туннелирования квазичастиц между вихрями. Туннелирование приводит к гибридизации состояний, локализованных на соседних вихрях, когда расстояние между ними а<ас, где критическое расстояние ас порядка нескольких длин когерентности. Для вихревых кластеров, связанных квазичастичным туннелированием, мы нашли сценарий перехода от вырожденного Caroli-de Gennes-Matricon спектра к спектру многоквантовых вихрей. Трансформация спектра приводит к появлению плотности состояний на уровне Ферми, которая состоит из периодической последовательности пиков как функция расстояния а. Обсуждаемые эффекты могут наблюдаться в мезоскопических сверхпроводниках, а также в неупорядоченных вихревых конфигурациях в макроскопических системах.

Спектр квазичастиц в смешанном состоянии сверхпроводников второго рода является объектом активных исследований начиная с классической работы Caroli-de Gennes- Matricon (CdGM) [1]. Особенный интерес вызывает исследование подщелевых квазичастичных состояний, локализованных вблизи вихревых коров, поскольку именно они определяют низкотемпературное поведение термодинамических и транспортных характеристик сверхпроводников в магнитном поле. На сегодняшний день спектр подщелевых квазичастичных состояний хорошо исследован в двух предельных случаях: в случае изолированной вихревой линии и в случае плотной регулярной вихревой решетки, когда магнитное поле близко к верхнему критическому. В то же время, представляется интересным изучить, как при увеличении магнитного поля происходит переход от изолированных квазичастичных уровней CdGM к делокализованным состояниям в плотной вихревой решетке, а также рассмотреть неупорядоченные вихревые массивы. Аналогичная задача о трансформации квазичастичного спектра за счет интерференции состояний, локализованных в корах соседних вихрей, возникает при рассмотрении термодинамических и транспортных свойств экзотических вихревых конфигураций в мезоскопических сверхпроводниках (см. [2] и приведенные там ссылки). Наша работа посвящена анализу электронного спектра многовихревых конфигураций в мезоскопических сверхпроводниках в низких магнитных полях, когда расстояние между вихрями существенно больше длины когерентности ξ. Целью нашей работы является исследование трансформации квазичастичного спектра при возникновении вихревых кластеров, связанных туннелированием квазичастиц.

набор вихрей с центрами в точ-Рассмотрим ках **r**_i. Без учета туннелирования квазичастиц между вихрями, спектр состоит из вырожденных уровней CdGM: $E_i(k_z) = -\omega(\mu - [\mathbf{r}_i, \mathbf{k}_{\perp}] \cdot \mathbf{z}_0)$, где \mathbf{z}_0 вектор вдоль оси z, параллельной вихревым линиям, µ- угловой момент относительно оси z, k₁проекция импульса квазичастиц на плоскость (ху), $\mathbf{k}_{\perp} = k_{\perp} \left(\cos(\theta_n), \sin(\theta_n) \right), \qquad \omega = \Delta_0 / (k_{\perp} \xi),$ Δ_0 величина сверхпроводящей щели. Каждому значению энергии соответствует набор пересекающихся термов $\mu_i(\theta_p) = -E/\omega + [\mathbf{r}_i, \mathbf{k}_{\perp}] \cdot \mathbf{z}_0$ на плоскости $(\mu, \theta_{\scriptscriptstyle D})$. На Рис.1 изображены термы для двух вихрей в точках $\mathbf{r}_1 = (-a/2,0)$, $\mathbf{r}_2 = (a/2,0)$ и трех вихрей в вершинах равностороннего треугольника $\mathbf{r}_1 = (0, a/\sqrt{3}), \qquad \mathbf{r}_2 = (a/2, -a/(2\sqrt{3}))$ И $\mathbf{r}_3 = (-a/2, -a/(2\sqrt{3}))$. Каждая точка пересечения термов $\mu_i(\theta)$ и $\mu_i(\theta)$ соответствует траектории, проходящей через центры вихрей і и ј. Учет туннелирования квазичастиц между вихрями снимает вырождение в этих точках и приводит к расщеплению термов $\delta \mu(a_{ij}) = k_{\perp} \xi \exp(-k_F a_{ij}/k_{\perp} \xi)$, где $a_{ii} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$. Получающиеся в результате модифицированные термы $\mu^*_k(\theta)$ могут рассматриваться независимо, пока расщепление велико по сравнению с квантовой неопределенностью углового момента $\delta \mu >> \Delta \mu \approx \sqrt{k_{\perp} a_{ij}}$. Таким образом, существует критическое расстояние $a_c \approx (\xi/2) \ln(k_F \xi)$, начиная с которого спектр существенно модифицируется за счет туннелирования квазичастиц между вихрями і и і . Используя терминологию теории протекания, квазичастичные состояния на вихрях і и ј можно называть связанными, если $a_{ii} < a_c$. Совокупность вихрей, любые два из которых связанных либо непосредственно, либо через другие вихри, естественно называть кластером. Дискретные уровни энергии определяются правилом квантования Бора-Зоммерфельда (БЗ) для канонически сопряженных импульса и координаты (μ , θ_n). В зависимости от величины отношения $\delta \mu(a_{ii})/\Delta \mu$ правило БЗ надо применять к термам $\mu_k(\theta)$ или $\mu^*_k(\theta)$. В интервале импульсов

$$|k_z| \ll k_F \sqrt{1 - (\min(a_{ij}) / a_c)} < k_F$$

туннелирование квазичастиц приводит к формированию вихревого кластера, спектр которого существенно отличается от вырожденного спектра CdGM:

$$E_{ni}(k_z) \approx \frac{\Delta_0}{\xi} \left(\frac{n+\beta}{k_\perp} + b_i(\mathbf{r}_1, ... \mathbf{r}_M) \right)$$
(1)

где i = 1..M, *М*-число вихрей в кластере. Геометрия и размеры L_v вихревого кластера определяют эффективные прицельные параметры $b_i(\mathbf{r}_1,..\mathbf{r}_M)$ в интервале $-L_v \leq b_i \leq L_v$. В пределе $a_{ij} \rightarrow 0$ получаем спектр M - квантового вихря[3]. В отличие от спектра CdGM, ветки спектра (1) могут пересекать уровень Ферми. Плотность состояний состоит из M серий особенностей ван-Хова, соответствующих экстремумам веток $E_{ni}(k_z)$. На заданном уровне энергии, плотность состояний как функция *а* осциллирует с периодом порядка длины волны Ферми $\delta a \approx \lambda_F$.



Рис.1. Угловой момент μ как функция θ_p при нулевой энергии для двух (а) и трех вихрей (b).

В эксперименте межвихревое расстояние можно контролировать внешним магнитным полем. Для типичной зависимости $a \approx \sqrt{\phi_0/H}$, получаем относительный период осцилляций по магнитному полю: $\delta H/H \approx \sqrt{\hbar \omega_H/\varepsilon_F}$, где $\omega_H = |e|H/mc$ - циклотронная частота, ε_F - энергия Ферми. Для типичных значений $k_F \xi = 10^2 - 10^3$ критическое расстояние $a_c/\xi \approx 2-3$ превышает размер кора, поэтому трансформация спектра начинается в магнитных полях $H \sim H_{c2} [\ln(k_F \xi)]^{-2}$, существенно меньших верхнего критического поля H_{c2} .

Количественный анализ спектра был проделан для случая двух вихрей, расположенных в точках $\mathbf{r}_{l} = (-a/2,0)$, $\mathbf{r}_{2} = (a/2,0)$. Обобщение результатов на случай большего количества вихрей является тривиальным. Мы решали уравнения Боголюбоваде Жена, используя метод сильной связи, то есть искали волновые функции квазичастиц в виде: $\hat{\psi} = c_{+}(\theta_{p})\hat{\psi}_{+} + c_{-}(\theta_{p})\hat{\psi}_{-}$, где функции $\hat{\psi}_{+}(\hat{\psi}_{-})$ соответствуют квазичастицам, локализованным на изолированном правом (левом) вихре, функции $c_{+}, c_{-}(\theta_{p}) = -c_{+}, c_{-}(\theta_{p} + 2\pi)$.

В результате, выражение для спектра выглядит следующим образом:

$$\cos(\pi E/\omega_0) = \pm e^{-\pi\alpha/2} \sqrt{2\sinh(\pi\alpha)} \sin(\pi\chi) \qquad (2)$$

где $\pi \chi = k_{\perp} a + \alpha \ln(k_{\perp} \xi^2 / a) + \arg(\Gamma(1 - i\alpha)) + \pi/4$, $\alpha = (\delta \mu / \Delta \mu)^2$, $\omega = \Delta_0 / (k_F \xi)$, $\Gamma(x)$ -гамма функция. Спектр, вычисленный с помощью (2) показан на Рис.2а для типичного значения $k_F \xi = 200$ и для расстояния $a < a_c$. Легко видеть, что трансформация спектра происходит в соответствии со сценарием, предложенным выше: при уменьшении расстояния *a* меньше a_c в области малых k_z спектр переходит в спектр двухквантового вихря. Сценарий возникновения плотности состояний на уровне Ферми при уменьшении расстояния $a < a_c$ показан на Рис.2b.



Рис.2. Двухвихревая молекула (k_F\xi=200): (a) Спектр для $a = 2.1\xi < a_c$; (b) Плотность состояний на одну проекцию спина, усредненная по интервалу $0.05\omega_0$ в окрестности E=0. Спектр CdGM показан пунктирной линией, $v_0 = 4k_F/\omega_0$ - усредненная плотность состояний CdGM.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

1. C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. 9, 307 (1964)

2. A. S. Melnikov, V. M. Vinokur, Phys. Rev. B, 65, 224514 (2002)

3. G. E. Volovik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 57, 233 (1993) [JETP Lett. 57, 244 (1993).

Фазовый переход в вихревой жидкости: генерация замкнутых вихрей Абрикосова

Тихомиров И.В., Югай К.Н.

Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск 644077, Россия

В данной работе показано, что фазовый переход вихревой структуры связан с появлением дополнительной степени свободы – генерацией в системе замкнутых (кольцевых) вихрей Абрикосова. Рассматриваются два механизма образования кольцевых вихрей: из-за тепловой флуктуации тока в системе и из флуктуирующих прямолинейных вихрей. В первом случае число образующихся кольцевых вихрей не зависит от внешнего магнитного поля, а во втором существенно определяется им. Рассмотрены физические свойства кольцевых вихрей Абрикосова, вычислена температура фазового перехода во внешнем магнитном поле.

В последнее время при изучении фазового перехода в сверхпроводящее состояние, часто возникает проблема точного учета всех флуктуационных эффектов. Наиболее известной теорией, описывающей поведение сверхпроводника вблизи T_c в магнитном поле, является теория плавления решетки вихрей Абрикосова. Кроме того, в сверхпроводнике даже в отсутствие внешнего поля могут появляться более сложные вихревые структуры, такие как кольцевые вихри Абрикосова. Такие вихри могут образовываться в результате достаточно сильных токовых флуктуаций. Однако расчет показывает, что токи, достаточные для образования кольцевого вихря, значительно меньше критического тока. Это говорит о том, что кольцевые вихри начинают влиять на сверхпроводящие свойства при значительно меньших температурах, чем температуры, при которых сверхпроводимость разрушается чисто флуктуационным образом [1-5].

Структура кольцевого вихря представляет собой магнитное поле, силовые линии которого замкнуты в кольцо. С магнитным полем взаимнооднозначно связаны круговые сверхпроводящие токи (рис. 1).



Рис. 1. Магнитное поле H, плотность тока j_S и радиус кольцевого вихря R_S .

Радиус нормальной сердцевины, как и в случае прямолинейных вихрей, порядка ξ - длины коге-

рентности теории Гинзбурга-Ландау. Распределение магнитного поля кольцевого вихря определяется из решения стационарного уравнения Гинзбурга-Ландау и в общей форме может быть записано как

$$H(\rho,\zeta) = \frac{\Phi_0 \rho_s}{2\lambda^2} \int_0^\infty \frac{q J_1(\rho q) J_1(\rho_s q) \exp\left(-|\zeta| \sqrt{1+q^2}\right)}{\sqrt{1+q^2}} dq$$
(1)
3 десь $\rho = r/\lambda$, $\zeta = z/\lambda$, $\rho_s = \frac{R_s}{\lambda}$, г. z - цилиндриче-
ские координаты, плоскость $z = 0$ совпадает с плос-

ские координаты, плоскость z = 0 совпадает с плоскостью кольца, магнитное поле имеет только азимутальную компоненту H, λ - глубина проникновения магнитного поля, $\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{e}$ - квант потока маг-

нитного поля, J₁ - функция Бесселя первого рода.

Проинтегрировав распределение (1) по полуплоскости (ρ, ζ), можно вычислить величину магнитного потока Φ_V , содержащегося в кольцевом вихре

$$\Phi_V = \Phi_0 (1 - \rho_s K_1(\rho_s)), \qquad (2)$$

где К₁ - модифицированная функция Ганкеля. График этой зависимости показан на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость магнитного потока от радиуса кольцевого вихря.

Заметим, что вихрь содержит в себе квант потока только при достаточно больших радиусах ($\rho_s > 4$). Это связано с тем, что структура кольцевого вихря с большим радиусом близка к структуре прямолинейного вихря. Вихри с $\rho_s < 3$ существенно отличаются от остальных вихрей, для них собственный поток вихря значительно меньше кванта потока. У таких вихрей магнитное поле нормальной сердцевины может достигать области нормальной сердцевины, находящейся с противоположной стороны кольца. Такие структуры быстро разрушаются и не могут существенно повлиять на свойства сверхпроводника, поэтому мы их рассматривать не будем. Энергия вихря, согласно модели Лондонов, равна

$$W_{V} = \frac{\Phi_{0}H(\rho_{s},0)}{8\pi}L,$$
(3)

где $L = 2\pi R_s$, $H(\rho_s, 0)$ – поле в сердцевине вихря. Численное интегрирование выражения (1) показывает, что при больших радиусах вихря оно стремится к полю в центре прямолинейного вихря, которое определяется как

$$H(0) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \kappa$$
(4)

где $\kappa = \xi/\lambda$ - параметр Гинзбурга-Ландау. Поскольку мы не рассматриваем вихри с малыми радиусами, то будем полагать, что поле в сердцевине кольцевого вихря равно полю в центре прямолинейного.

При достаточно сильном внешнем магнитном поле, в сверхпроводнике одновременно могут присутствовать и кольцевые и прямолинейные вихри. Прямолинейные вихри поддерживаться внешним магнитным полем, а кольцевые вихри разрушаются и появляются снова, так что их среднее число остается постоянным при заданной температуре [6]. Механизм образования кольцевых вихрей в результате наличия сильных токовых флуктуаций не является единственным, кроме этого существует механизм образования кольцевых вихрей из прямолинейных. Действительно, при ненулевой температуре прямолинейный вихрь может отклонятся от своего положения равновесия в решетке, кроме того тепловые флуктуации приводят к искажению его прямолинейной формы. Вероятность появления изгиба с радиусом закругления r₀ можно оценить как

$$p \sim \exp(-\frac{\pi r_0 \varepsilon_0}{kT}),\tag{5}$$

где ε_0 – энергия прямолинейного вихря, приходящаяся на единицу длины. Увеличение длины вихря энергетически не выгодно, поэтому вихрь стремится сжаться до первоначального размера, определяемого толщиной образца. Однако если такой 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. Кольцевой вихрь, образовавшийся таким образом, будет абсолютно идентичен кольцевому вихрю, образовавшемуся в результате сильной токовой флуктуации. Вероятность такого образования можно оценить как

$$p_{V} \sim \exp(-\frac{\pi r_{0}\varepsilon_{0} - U(r_{0})}{kT}), \qquad (6)$$

где U(r₀) – энергия взаимодействия. Она определяется выражением

$$U(r_0) = \frac{2\varepsilon_0}{\ln \kappa} K_0 \left(\frac{2r_0}{\lambda}\right) r_0, \qquad (7)$$

где K_0 - модифицированная функция Ганкеля. Таким образом, вероятность образования кольцевого вихря будет определятся радиусом закругления первоначального изгиба, она будет резко возрастать при достижении равенства энергий изгиба и взаимодействия. Такое равенство возникает при определенном, критическом радиусе r_0^* , который можно определить численно для известных параметров сверхпроводника и температуры. В результате этого при определенной температуре данный механизм будет приводить к образованию вихрей преимущественно с радиусом r_0^* .

Введение кольцевых вихрей приводит к тому, что свободная энергия сверхпроводника возрастает на величину

 $\Delta F_V(T, H_0) = 2\pi r_0^* \varepsilon_0 (N_P(T, H_0) r_0^* + N_T(T) r_T)$, (8) где N_P определяет число вихрей, образованных из прямолинейных, а N_T образованных в результате токовых флуктуаций, причем r_T – средний радиус таких вихрей.

Увеличение внешнего магнитного поля H_0 приводит к возрастанию числа прямолинейных вихрей в решетке, а значит и к увеличению общей длины L_0 , на которой могут образовываться кольцевые вихри. Вычисления показывают, что

$$N_P \sim L_0^2 = \frac{H_0 S d^2}{\Phi_0},$$
(9)

где S, d – площадь и толщина образца в соответствии с направлением внешнего магнитного поля.

Поскольку r_0^* определяется температурой сверхпроводника, то существует температура, при которой число кольцевых вихрей резко возрастет. Это приведет к скачку теплоемкости сверхпроводника, причем скачек будет происходить при температуре, отличающейся от температуры, предсказываемой теорией плавления решетки вихрей Абрикосова и основанной на критерии Линдеманна. Таким образом, введение нового механизма образования кольцевых вихрей существенно влияет на температурные зависимости, при фазовом переходе во внешнем магнитном поле.

- 1. M. Charalambous, J. Chaussy, and Pascal Lejay, Phys. Rev. B 45, 5091 (1992).
- W. K. Kwok, M. M. Miller et al., Phys. Rev. Lett. 69, 3370 (1992).
- 3. H. Safar et al., Phys. Rev. Lett. 69, 824 (1992).
- 4. W. K. Kwok, U. Welp et al., Phys. Rev. Lett. 72, 1092 (1994).
- 5. J. A. Fendrich, U. Welp et al., Phys. Rev. Lett. 77, 2073 (1996).
- 6. Z. Tešanović, Phys. Rev. B 59, 6449 (1999).

Поведение длинного джозефсоновского перехода цилиндрической формы во внешнем магнитном поле

Захаров Ю.В., Уваев И.В.

Сибирский государственный технологический университет, Красноярск 660049, Россия

Рассмотрено поведение длинного джозефсоновского перехода цилиндрической формы во внешнем магнитном поле. Показано пороговое поведение такого перехода. Получены выражения для пороговых полей. Найдены выражения для распределения плотности тока и магнитного поля в длинном джозефсоновском переходе цилиндрической формы

Джозефсоновский переход, являясь слоистой структурой, проявляет размерные и частотные эффекты [1, 2]. Одним из проявлений таких размерных эффектов является пороговое поведение магнитного поля перехода [3, 4]. Полученные выражения для распределений магнитного поля вдоль перехода показали, что пороговое поведение связанно с проникновением в переход вихрей магнитного поля [5].

Как ранее было показано [6], в одномерном случае, такое пороговое поведение аналогично поведению упругого стержня при поперечном изгибе.

По аналогии с упругим стержнем, состояние, когда при достижении магнитным полем перехода критического значения в переход проникает квант магнитного потока, называется потерей устойчивости переходом, а поле – пороговым полем перехода.

Кроме того, также были рассмотрены малые колебания поля перехода после потери им устойчивости, с точным учетом граничных условий [7, 8].

Проведенная аналогия между поведением одномерного длинного джозефсоновского перехода в магнитном поле и упругой, магнитной системой показала, что переход испытывает потерю устойчивости связанную с нарушением симметрии в системе. Магнитное поле переходит из Мейснеровского в смешанное распределение. При этом в зависимости от соотношения собственного и внешнего магнитного поля, полученные распределения имеют симметричный и антисимметричный вид, что было связано с ферромагнитным и антиферромагнитным состоянием или «динамической доменной структурой».

Однако одномерный переход является модельной системой, в свою очередь, реальный джозефсоновский переход представляет собой сложную двухмерную пространственную структуру. Распределение разности фаз вдоль такого перехода, описывается уравнением синус-Гордона [9].

Известно, что общее решение уравнения синус-Гордона с граничными условиями не существует, поэтому представляется интересным рассмотреть конфигурации перехода обладающие определенной, пространственной симметрией. Одним из таких случаев, является случай перехода цилиндрической формы, имеющий симметрию одной из пространственных координат.

Изучение поведения длинного джозефсоновского перехода цилиндрической формы в магнитном поле показало, что, как и в одномерном случае, переход цилиндрической формы испытывает потерю устойчивости. Найдены выражения для статических и динамических порогов потери устойчивости перехода. Получены точные выражения, описывающие распределения полей и плотностей токов для статических и динамических мод через эллиптические функции и интегралы. В отличие от одномерного случая, в двухмерном, цилиндрическом случае распределение поля вдоль перехода определяется двумя собственными значениями, между которыми существует нелинейная связь. Можно отметить, что, как и в одномерном случае, в силу симметрии определяемой геометрией перехода, распределение магнитного поля для цилиндрического перехода обладает круговой симметрией.

Рассмотрены бегущие волны вдоль каждой из координат. Показано, что если бегущая волна распространяется вдоль периметра перехода, то вдоль оси перехода возникают бризерные колебания. В случае если бегущая волна распространяется вдоль оси перехода, то ее распространение происходит синхронно вдоль оси по каждой координате.

Полученный вид распределений магнитного поля вдоль перехода может быть сопоставлен с формами цилиндрических оболочек при продольном сжатии.

1 C. S. Owen, D. J. Scalapino, Phys. Rev. 164, 538 (1967).

2 С. А. Васенко, Г. Ф. Жарков. ЖЭТФ. 75, 180 (1978).

3 K. N. Yugay, N. V. Blinov, and I. V. Shirokov. Phys. Rev. B49, 12036 (1994).

4 K. N. Yugay, N. V. Blinov, and I. V. Shirokov. Fizika Nizkikh Temperatur. 26, 1068 (2000).

5 Ю. В. Захаров, И. В. Уваев. Вестник КГУ. №3, 17 (2003).

6 Ю. В. Захаров, И. В. Уваев. Электронный журнал «Исследовано в России». 156, 1754 (2002).

7 Ю. В. Захаров, И. В. Уваев. Труды III междун. конф. «Симметрия и дифференциальные уравнения». Красноярск: ИВМ СО РАН, С 110- 114 (2002).

8 Ю. В. Захаров, И. В. Уваев, К. Г. Охоткин, А. Ю. Власов. Евро-Азиатский симпозиум "Прогресс в магнетизме». Красноярск: Инст-т физики СО РАН, Р. 209 (2004).

9 А. Бароне, Дж. Патерно, Эффект Джозефсона. Физика и применения. М.: Мир, 1984.

О резком увеличении черенковских потерь вихрей, движущихся под действием транспортного тока

Успенский С.Г., Малишевский А.С., Силин В.П., Урюпин С.А. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Показано, что в системе джозефсоновский переход – волновод при приближении скорости вихрей к верхним границам разрешенных областей, относительный вклад черенковских потерь в плотность транспортного тока резко возрастает.

Свойства вихрей в джозефсоновском переходе (ДП), магнитосвязанном с волноводом, существенно отличаются от свойств, вихрей в уединенном джозефсоновском переходе (см., например, [1,2]). Одна из причин отличий обусловлена возможностью распространения волн Свихарта как в ДП, так и волноводе. Связанная с конечной величиной глубины проникновения полей в сверхпроводники λ , пространственная дисперсия приводит к возможности черенковского взаимодействия волн Свихарта с 2π -кинком. Черенковский эффект приводит к потерям энергии, которые могут быть главными при сравнительно малой диссипации энергии из-за омических потерь в слоистой структуре.

В работе [3], следуя предложенному в [4] аналитическому описанию вынужденного движения вихрей в изолированном ДП, приведена асимптотическая формула, дающая связь плотности тока, необходимого для поддержания равномерного движения вихря, с его скоростью. Эта формула пригодна в условиях, когда черенковские потери сравнительно малы и могут учитываться аддитивно, наряду с малыми потерями в ДП, волноводе и сверхпроводниках. Аналитическое рассмотрение работы [3] применимо при скоростях вихрей не слишком близких к v_1 и v_2 определяющих верхние границы областей разрешенного движения. Именно, в [3] считалось, что основной параметр теории

$$\varepsilon = \sqrt{\pi} \lambda \lambda_j k_j^2 \left(\mathbf{v} \right) \left(1 + e^{-2L/\lambda} \frac{V_{sw}^4}{\left(V_{sw}^2 - \mathbf{v}^2\right)^2} - 2e^{-2L/\lambda} \left(1 + L/\lambda \right) \frac{V_{sw}^2}{V_{sw}^2 - \mathbf{v}^2} \right)^{1/2}$$

достаточно мал $\varepsilon \le 0.3$. Здесь L – расстояние между ДП и волноводом,

$$k_{j}^{2}(\mathbf{v}) = \frac{2}{\pi} \frac{V_{sw}^{2} - \mathbf{v}^{2}}{(\mathbf{v}_{1}^{2} - \mathbf{v}^{2})(\mathbf{v}_{2}^{2} - \mathbf{v}^{2})} \omega_{j}^{2}$$

а скорости $v_1 < V_{sw}$ и $v_2 > V_{sw}$ определяются скоростями Свихарта V_s и V_{sw} ДП и волновода, соответственно

Как следует из приведенных в [3] аналитических зависимостей, вклад в j(v) от черенковских потерь резко возрастает по мере приближения скорости вихря к v_1 или v_2 , когда ϵ приближается к единице. Область скоростей, в которой $0.3 \le \varepsilon \le 1$, может быть изучена численно. Результаты соответствующего численного рассмотрения приводятся в настоящем докладе. Показано, что в интервалах скоростей близких к v₁ и v₂, когда $0.3 \le \varepsilon \le 1$, вклад в ток из-за черенковских потерь возрастает на два порядка. Столь сильное увеличение влияния черенковских потерь позволяет снизить требования к величине омических потерь, при которых определяющий вклад в транспортный ток, поддерживающий равномерное движения вихря, обусловлен эффектом Черенкова. Расчеты зависимости j(v) выполнены как для быстрых, так и для медленных вихрей и для различных значений константы связи ДП и волновода. Примеры численных расчетов функции j(v) приведены на рис. 1 и 2.



Рис. 1. Зависимость плотности транспортного тока от скорости медленного вихря при $V_{sw} = 5 V_s$, $\lambda / \lambda_j = 5 \cdot 10^{-3}$, $L / \lambda = 1/3$. Тонкая кривая описывает омические потери в несверхпроводящих слоях: $\alpha / \omega_j = 10^{-5}$, $\alpha_w = \alpha$, пунктирная – омические потери в сверхпроводниках: $\beta = \alpha / 10$, а жирная линия представляет собой аддитивный учет всех потерь.



Рис. 2. Зависимость плотности транспортного тока от скорости быстрого вихря при $\lambda / \lambda_j = 5 \cdot 10^{-2}$. Остальные параметры те же, что на рис. 1. Штриховая кривая описывает потери вследствие омической диссипации в несверхпроводящих слоях, а жирная кривая – аддитивный учет всех потерь. Вклад от диссипации в сверхпроводниках в этой

области скоростей сравнительно мал и не виден в масштабе этого графика.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17547), Роснауки (госконтракт 02.442.11.7514 и 02.442.11.7331, НИР в рамках соглашения по теме «Теоретические и экспериментальные проблемы прикладной высокотемпературной сверхпроводимости»), Фонда поддержки отечественной науки, УНК ФИАН и Фонда «Династия».

1. A. S. Malishevskii, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Phys. Lett. A 306, 153 (2002).

2. А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, ЖЭТФ 125, 673 (2004).

3. А. С. Малишевский, В. П. Силин, С. А. Урюпин, С. Г. Успенский, ФТТ 47, 1737 (2005).

4. В. П. Силин, А. В. Студенов, ЖЭТФ 117, 1230 (2000).

Линейная и нелинейная восприимчивости гранулированной сверхпроводящей пленки в СВЧ диапазоне

Курин В.В., Уткин А.А.

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, Россия

В рамках теории Максвелла-Гарнетта найдены средние линейная и нелинейная восприимчивости гранулированной сверхпроводящей пленки. Показано, что в случае больших по сравнению с лондоновской глубиной проникновения ток концентрируется вблизи границ гранул, что ведет к существенному возрастанию линейной, а особенно нелинейной восприимчивостей.

Все известные к настоящему моменту сверхпроводящие соединения с критической температурой, превышающей температуру кипения азота, склонны образовывать сильно неоднородные структуры. Как правило, вещество представляет собой набор гранул, "вмороженных" в некую основу. Гранулы отличаются от основы по стехеометрическому составу, а значит и по физическим свойствам. Такое гранулированное вещество может вести себя весьма интересно и необычно, поэтому как с прикладной, так и с теоретической точки зрения важной представляется задача об изучении таких сверхпроводниковых структур. Нас будут интересовать взаимодействие гранулированных сверхпроводников с электромагнитными полями СВЧ диапазона. В этом случае длина волны поля (порядка миллиметра и более) будет много больше размеров гранул (порядка микрона и менее). Тогда можно рассматривать некие усредненные по большим (по сравнению с размером гранул) масштабам характеристики сверхпроводника, зная которые возможно решать задачи о взаимодействии поля с гранулированным сверхпроводником, не задумываясь о мелкомасштабной структуре. Нахождение таких характеристик и явилось нашей задачей.

Общий ход решения таков. При падении электромагнитной волны на неоднородный сверхпроводник по нему начинают течь экранирующие токи, которые распределены также неоднородно. Зная зависимость между током и полем в гранулах и в основе, можно найти распределение этих токов и полей. Затем, усредняя токи и поля по масштабам, много большим размеров гранул, можно найти связь между средними током и полем

Мы рассмотрели модельную задачу о падении электромагнитной волны СВЧ диапазона на тонкую гранулированную сверхпроводящую пленку. Предполагалось, что толщина пленки много меньше размеров гранул, а также характерных масштабов изменения поля в пленке. Тогда можно полагать экранирующие токи текущими только в плоскости пленки. В качестве источника электромагнитного излучения рассматривался провод, натянутый на некоторой высоте над пленкой. Предполагалось, что эта высота много больше размеров гранул и толщины пленки. Для решения такой задачи необходимо прежде всего записать уравнения Максвелла. В них входит плотность тока в пленке. Чтобы замкнуть систему уравнений Максвелла, необходимо связать экранирующий ток с полем. Это было сделано в рамках теории Гинзбурга-Ландау. Получились выражения для тока в гранулах и в основе вида

$$\vec{j}_{i,e} = -\frac{c}{4\pi} \frac{1}{\lambda_{i,e}^2} \left(\vec{A} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta \right) - g_{i,e} \left(\vec{A} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta \right)^3,$$

где индекс *i* означает гранулу, а индекс *e* означает основу. Здесь \vec{A} —векторный потенциал, $\nabla \theta$ — градиент фазы параметра порядка, $\lambda_{i,e}^2$ — лондоновские глубины проникновения в гранулы и основу, $g_{i,e}$ —коэффициенты нелинейности в гранулах и основе. Далее, используя решение задачи с точечным источником на однородной линейной пленке с глубиной проникновения λ_e (перловскую функцию Грина), трехмерные уравнения Максвелла были преобразованы к двумерному интегральному уравнению для векторного потенциала и фазы параметра порядка:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \vec{A}_{ext}(\vec{r}) + \int G(\vec{r},\vec{r}') \left\{ \frac{1}{\lambda_e^2} - \frac{1}{\lambda^2}(\vec{r}') \right\} \vec{A}(\vec{r}') + \frac{1}{\lambda^2}(\vec{r}') \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \Theta(\vec{r}') + \frac{4\pi}{c} g(\vec{r}') \left(\vec{A}(\vec{r}') - \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \Theta(\vec{r}') \right)^3 \right\} d^2\vec{r}',$$

где $G(\vec{r}, \vec{r}')$ —перловская функция Грина,

 $\dot{A}_{ext}(\vec{r})$ —решение уравнений Максвелла для задачи о внешнем проводе, натянутом над однородной пленкой, интегрирование ведется по всей плоскости пленки. Это нелинейное неоднородное уравнение с переменными коэффициентами решалось следующим образом. Предполагалось, что нелинейные члены малы, и решение строилось по теории возмущений. Тогда нулевой порядок теории возмущений соответствует линейному приближению. В линейном приближении получалось линейное неоднородное уравнение с переменными коэффициентами. Оно решалось в духе теории Максвелла-Гарнетта, то есть предполагая малость размеров гранул по сравнению с расстояниями между ними.

Численно была решена задача для одной аксиально симметричной гранулы, затем было построено решение для хаотично разбросанных гранул. После усреднения получившихся тока и векторного потенциала возможно записать среднюю лондоновскую глубину проникновения в гранулированный сверхпроводник. Она имеет вид

$$\left\langle \frac{1}{\lambda^2} \right\rangle = \frac{1}{\lambda_e^2} + p(\frac{1}{\lambda_i^2} - \frac{1}{\lambda_e^2})(1+f),$$

где *р*—объемная доля гранул, *f*—формфактор, зависящий от соотношения между размерами гранул и лондоновскими глубинами проникновения в гранулы и основу. В случае, когда размеры гранул малы по сравнению с лондоновскими глубинами проникновения, решение стремится к обычной формуле Максвелла-Гарнетта, которая получается в задаче токостатики для мелкодисперсной проводящей пленки. Это связано с тем, что обтекание током маленьких гранул носит потенциальный характер, вполне сходный с обтеканием в задаче токостатики. В случае же, когда гранулы велики по сравнению с лондоновскими глубинами, формфактор достигает больших значений, что связано с концентрацией тока вблизи краев гранул.

Далее были найдены поправки первого приближения к решению интегрального уравнения, которые дают нелинейные восприимчивости. Получающиеся формулы демонстрируют, что неоднородность существенно влияет на среднюю нелинейную восприимчивость. Именно, когда размеры гранул велики по сравнению с лондоновскими глубинами и ток сильно концентрируется вблизи границ гранул, возможно существенное усиление нелинейности по сравнению со случаем однородной пленки. Это связано с тем, что источником в уравнении для поправок первого приближения является плотность тока, возведенная в куб. Поэтому источник в уравнениях будет резкой функцией вблизи границ гранулы, что влечет за собой большую среднюю нелинейную восприимчивость.

Таким образом, найдены средние линейная и нелинейная восприимчивости для мелкодисперсной сверхпроводящей пленки. Показано, что в случае маленьких по сравнению с лондоновской глубиной проникновения гранул обтекание их сходно с токостатической задачей. В случае же больших гранул обтекание таково, что ток концентрируется вблизи границ гранулы, что ведет к росту линейной, и особенно нелинейной средних восприимчивостей.

Аномальные угловые зависимости критического тока слоистых структур Nb/Pd

Вишняков Ю.В., Гаврилкин С.Ю., Лыков А.Н., Цветков А.Ю. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия Аттанасио К., Кирилло К. Университет г. Салерно, Италия Прищепа С.Л.

Белорусский государственный Университет информатики и радиоэлектроники, Минск

В данной работе исследованы зависимости критического тока многослойных сверхпроводящих структур Nb/Pd от угловой ориентации внешнего магнитного поля $I_c(\theta)$. Показано, что важную роль в определении $I_c(\theta)$ играет способ измерения. Установлено, что максимум $I_c(\theta)$ достигается раньше, чем направление внешнего магнитного поля становится параллельным плоскости образца. Результаты могут быть объяснены подавлением магнитным полем критических токов в сети слабых связей, образующих сверхпроводящие слои.

Последние исследования слоистых структур на основе Nb, в которых в качестве эффективных центров пиннинга выступали изолирующие слои NbO, показали аномальные угловые зависимости критического тока [1]. Позже, подобный эффект наблюдался на пленках Nb [2] и на ВТСП-лентах [3]. Суть явления в том, что в слабых внешних магнитных полях критический ток достигает максимума при наличии некоторого угла между направлением поля и плоскостью образца. Для выяснения природы этого явления были проведены прецизионные угловые измерения критического тока многослойных структур Nb/Pd. Выбор Pd обусловлен его высокой спиновой восприимчивостью.

Образцы Nb/Pd с 10-ю двойными слоями были выращены на подложке Si(100) при комнатной температуре. Они имели одинаковую толщину слоев Nb ($d_{Nb} = 20$ нм), а толщина слоев Pd (d_{Pd}) была в диапазоне от 1,7 до 20 нм. Из этих пленок с помощью фотолитографии были получены мостики шириной 10 мкм. Образец находился на поворотном устройстве в центре сверхпроводящего соленоида так, что плоскость пленки могла образовывать различные углы с направлением магнитного поля. При этом направление транспортного тока всегда перпендикулярно полю. Угловое разрешение при вращении образца – 0,04⁰. Соленоид и образец находились в жидком гелии при температуре 4,2 К.

На рис. 1 показан пример угловой зависимости критического тока I_c для образца с d_{Pd} =18 нм. Прямоугольниками обозначены значения I_c при вращении образца по часовой стрелке, крестами – против часовой стрелки. Видно, что максимум I_c достигается раньше, чем направление магнитного поля станет параллельным плоскости образца. Положения максимумов при вращении образца по часовой стрелке и против часовой стрелки зависят от на-

чальных условий, в которых находился образец перед измерением (эффект памяти). Это явление качественно аналогично полученным в работах [1-3]. Угловое расхождение пиков $\Delta \theta$ увеличивается с уменьшением напряженности внешнего магнитного поля и с увеличением толщины слоев Pd. На рис. 2 показаны зависимости углового расхождения от H^1 для трех образцов с разным значением d_{Pd} .

В данной работе обнаружена взаимосвязь: чем больше толщина слоев Pd, тем сильнее пик-эффект на зависимости $I_c(H)$ и тем больше угловое расхождение пиков. Пик-эффект и расхождение пиков объяснены подавлением критических токов в сети слабых связей магнитным полем, захваченным центрами пиннинга. Мы полагаем, что слои Nb сильно гранулированы, а границы гранул образуют сеть слабых связей. В этом случае критический ток образца определяется системой джозефсоновских переходов.



Рис. 1. Пример зависимости критического тока образца *I*_c от угла *θ* между направлением поля и плоскостью образца.



Рис. 2 Зависимости углового расхождения пиков $\Delta \theta$ от H^1 для образцов с $d_{\rm Pd}$ 20 нм (•), 18 нм (*) и 1,7 нм (+).

1. A.N. Lykov and Yu.V. Vishnyakov, Europhys. Lett. 36, 625 (1996).

2. Ю.В. Вишняков, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, ЖЭТФ, т. 125, вып. 5 (2004).

3. F. Warmont, H. Jones, Supercond. Sci. Technol. 14, 145 (2001).

Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности регистрации состояния одного отдельно взятого спина с помощью SQUID'a

Головашкин А.И., Кулешова Г.В., Цховребов А.М. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва 119991, Россия

Привезенцев В.В.

Физико-технологическиий институт РАН, Москва 117218, Россия

Рассматривается схема эксперимента, позволяющая фиксировать изменения состояния отдельного спина. Работоспособность предложенной схемы основана с одной стороны на высокой чувствительности современных сверхпроводящих квантовых интерферометров (SQUID`ов), а с другой стороны на эффекте усиления магнитного отклика, возникающего в системе сообщающихся парамагнитных подсистем, одна из которых асимптотически упорядочена, а другая асимптотически разупорядочена.

Разработанные в последней четверти прошедшего века сверхвысокочувствительные SQUID`ы уже в то время позволили достигнуть в отдельных экспериментах [1,2] разрешающие способности сопоставимые с квантовым пределом $(48 \pm 3)/(140 \pm 2)$

 $\frac{\left(\left\langle \delta \Phi \right\rangle / \sqrt{\Delta f} \right)^2}{2L} \approx \hbar$ (ћ – постоянная Планка), при

этом по магнитному потоку разрешение у таких интерферометров составляло значение на уровне $\langle \delta \Phi \rangle_{/\sqrt{\Gamma \mu}} = 5 \times 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma \mu}$ [3-6], где квант

потока $\Phi_o = 2\pi\hbar/2e = 2,07 \times 10^{-15} B \tilde{o},$ L –

входного индуктивность сверхпроводящего контура SQUID`а, включающего один (в случае RF-SQUID'a) или два (в случае DC-SQUID'a) джозефсоновских туннельных перехода. Достижение столь высоких технических параметров у квантовых интерферометров связано с разработкой RF-SQUID'ов (SQUID'ов переменного тока) с СВЧ накачкой [7], а также двухступенчатых DC-SQUID`ов, в которых второй SQUID постоянного тока играет роль интегрированного малошумящего усилителя электрических сигналов, поступающих с первого DC-SQUID`а. Создавались эти приборы для регистрации сигналов в гравитационных антеннах веберовского типа [8,9]. Однако, в каких-либо иных исследованиях, не только прикладного чисто фундаментального характера, но и направления, потенциальные возможности этих уникальных приборов до сих пор практически не используются.

Одной из важнейших фундаментальных проблем физики и метрологии является проблема измерения магнитного отклика системы на уровне, позволяющем зафиксировать поворот одного электронного спина. В последнее десятилетие эта проблема приобрела определенный практический и даже прикладной аспект. Дело в том, что наиболее «продвинутая» схема квантового компьютера [10] «строится» на основе именно спиновых систем [11]. При этом проблема съема результатов работы квантовых алгоритмов является самым незавершенным местом этой самой «продвинутой» схемы.

Рассчитаем изменение энтропии ΔS при перевертывании одного спина, если до этого момента система из N спинов была полностью поляризована. Достигнуть состояния практически полной поляризации можно в результате известного температур физике низких метода в адиабатического размагничивания [12]. Для этого на старте размагничивания система из N спинов вводится В насыщение магнитным полем достаточной величины и затем адиабатически изолируется (например, откачивается теплообменный газ), а поле при этом выводится в ноль. После такого размагничивания система спинов остается поляризованной даже в отсутствии внешнего поля [13]. В регистрах квантового компьтера такое состояние яявлялось бы аналогом устанавливаемого состояния, на обычном компьторе командой RESET.

Очевидно, что состояния «спин вверх»/«спин вниз» для каждого электрона в отсутствии поля равновероятны т.е. Р₁=Р₁=1/2, при этом вероятность $W_N(m)$, того что *m* спинов из общего числа *N* направлены вверх, остальные N-m а соответственно «смотрят» описывается вниз известной независимых испытаний схемой

Бернулли [14]:
$$W_N(m) = C_N^m P_{\uparrow}^m P_{\downarrow}^{N-m} = \frac{N!}{m!(N-m)!}.$$

Статистическое определение энтропии, восходящее к H-теореме Больцмана задается выражением: $S = k (\ln W)$, где k – постоянная Больцмана. Тогда $\Delta S_{N \to N-1} = k \ln W (m = N - 1) - k \ln W (m = N) =$ = $k \ln \frac{W_N (m = N - 1)}{W_N (m = N)} = k \ln \frac{C_N^{N-1}}{C_N^N} = k \ln N$.

Таким образом в условиях близких к полному упорядоточению спиновой системы уменьшению магнитного момента на один магнетон Бора отвечает рост энтропии на $\Delta S_{N \to N-1} = k \ln N$. Далее оценим аналогичное изменение энтропии при повороте одного спина в условиях близких к полному разупорядочиванию спиновой системы,

когда примерно половина спинов «смотрит» вверх, а другая половина вниз $m \approx N/2$. Тогда $\Delta S_{N/2+1 \to N/2} = k \ln W (m = N/2) - k \ln W (m = N/2+1) =$ $= k \ln \frac{W_N (m = N/2)}{W_N (m = N/2+1)} = k \ln \frac{(N/2+1)!(N/2-1)!}{(N/2)!(N/2)!} =$ $= k \ln \frac{N/2+1}{N/2} \cong \frac{2k}{N}$. Таким образом поворот одного спина в упорядоченной системе отвечает такому

изменению энтропии, которое соответствовало бы повороту $\frac{\Delta S_{N \to N-1}}{\Delta S_{N/2 \to N/2-1}}$ спинов в неупорядоченной

системе,

где

$$\frac{\Delta S_{N \to N-1}}{\Delta S_{N/2 \to N/2-1}} \approx \frac{N \ln N}{2}.$$

Приготовим две подсистемы: пусть 1-ая «измеряемая» подсистема результате в предварительного адиабатического размагничиупорядочена: вания полностью 2-ая «измерительная» подсистема наоборот полностью разупорядочена и связана с входной катушкой трансформатора потока чувствительного DC-SQUID`а. Приведем обе подсистемы в тепловой контакт, таким образом, чтобы от «внешнего мира» они остались бы адиабатически изолированы. Последнее условие означает что $\Delta S_{1+2}=0$ и, следова- $\Delta S_1 = -\Delta S_2$ т.е. обе подсистемы тельно, «сообщаются энтропийно». При этом переворот разупорядочивающий одного спина, 1-ую подсистему, приведет к такому увеличению порядка во 2-ой подсистеме, когда в ней в общей сложности должно повернутся количество спинов, сопоставимое с их числом во всей подсистеме

 $\frac{N \ln N}{2} \sim N$. Оценим минимальное количество

спинов, которое должно содержаться в «измерительной» подсистеме, чтобы SQUID по магнитному отклику 2-ой подсистемы смог зафиксировать переворот одного спина в 1-ой подсистеме. Практически «измерительная» подсистема может представлять собой пармагнитный цилиндр высотой h, размещенный коаксиально внутри входной приемной катушки сверхпроводящего трансформатора потока SQUID`a. Тогда переворот во 2-ой подсистеме ΔN_2 спинов вызовет изменение потока в приемной ка-

тушке
$$\Delta \Phi = \frac{2\mu_0\mu_B\Delta N_2}{h}$$
, где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\Gamma/M$ –

магнитная проницаемость вакуума, а $\mu_{\rm B}=0.927 \times 10^{-23}$ Дж/Тл – магнетон Бора. Выбирая отнюдь не рекордное для современных SQUID`ов разрешение по потоку $\Delta \Phi = 10^{-5} \Phi_0 \approx 2 \times 10^{-20}$ Вб в полосе 1Гц, получим при h=1см $\Delta N_2 = \frac{h\Delta \Phi}{2\mu_0\mu_B} \approx 10^7 \, cnuhob$, что соответствует

парамагнетику с относительно низкой концентрацией спинов, что в свою очередь позволит в такой системе избежать ферромагнитного перехода даже при температуре в несколько единиц миликельвин [12].

Таким образом предложенная схема, использующая эффект усиления магнитного отклика, возникающий при контакте первоначально упорядоченного и разупорядоченного парамагнетиков, а также SQUID в качестве регистратора уже усиленного магнитного отклика, указывает реализуемый путь постановки эксперимента, в котором может быть зафиксировано изменение спинового состояния одного электрона.

Работа выполнена при поддержке Программы «Развитие ведущих научных школ» (НШ-3070.2006.2, Госконтракт №02.445.11.3259).

1. J.Clarke. Physics Today, March 1986, p.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. К.А. Валиев. Вестник РАН, (2000), **т.70**, N.8, с.688-705.

11. B.E.Kane. Silicon-based Nuclear Spin Quantum Computer. Nature, 1998, v.393, pp.133-137

12. O.V.Lounasmaa. Experimental principles and methods below 1K. Academic Press London and New York (1974)

13. А.И.Головашкин, Л.Н.Жерихина,

В.М.Мишачев, В.Ф.Троицкий, А.М.Цховребов,

Г.Н.Измайлов. Прикладная физика (ЖПФ), № 6, стр. 27-34 (2003).

14. Колмогоров А.Н., Журбенко И.Г., Прохоров А.В. Введение в теорию вероятностей Москва: Наука (1982).

ФПС'06. Секция IS. Разное.

Авторский указатель

Alexandrov A. S10)
Annett J.F)
Baklanov M.R	1
Bentner J	
Bernhard C)
Boris A.V. 100)
Borisenko S.V)
Bozovic I	,
Combescot R	
Daghero D)
Dolgov O.V)
Eremin I)
Fritzsch L	
Galzolari A)
Golubov A.A	
Gonnelli K.S	
Keimer B)
Keller H	
Kordyuk A.A	
Kovaleva N.N. 100	
Leyronas X	
Logvenov G	
Lolal A	
Mali M	
Mail M	
Manifinetti P	
Masin II	
Mazin I.I	
Nallo M	
Delenzone A	,
Palelizolia A	,
Plillenov A	
FIOIIII A. V	
Poor I 122	
N005 J	
Salla A	
Saviasov S. I	
Sheikii 1	,
StolZ K	
Taiima S	
Tajina S	,
Tsukada A 158	
$I = \frac{1}{200}$)
Volovik G E 312	,
Vamanaka Δ 135	
атапалака А	
Апеев А А 48 109)
Алексеев М П 219, 257, 276	
Анлеев А И 36	
Андреев Е.Н. 221 235 307	,
Антоненко С В 230 241	
Аншукова Н В 110 184	
Апсенов А А 205	
Аттанасио К 342 374	
Афанасьев М С 309)
Балаев Л.А	í
=	

Балакирев В.Ф	162
Барковский Н.В	193
Барыгин И.А.	
Барышев С.В.	150
Батурина Т.И	
Баянкина А.Ю.	174
Белозерова И.Л.	152
Белявский В.И	
Блинова Ю.В.	225, 286
Бобин П.В	
Бобылев И.Б	299.301
Бобыль А.В.	150
Боголюбов Н.А.	227, 229
Бойко Я.В.	
Бонларенко С.И.	231
Борисенко И В	233 253
Боярский Л А	40
Бранлт Э Х	251
Бролский И В	15
Бурлин Л А	309
Бурдин Д. К.	141 154
Бухараев А Н	159
Булириев И.П.	201
	159
Вашков В В	12 16 51
Baumor H IO	2, 10, 31
Варданикин А.В.	
Варлашкин А.В.	152
Васильев А.Д	121 204
Васюгин М.А 111,	262
Ранацаар С И	101
Веденеев С.И.	101
Верховский С.В.	
Бинников Л.Л.	
Винокур В.М.	141 154
Вишнев А.А.	141, 154
Вишняков Ю.В.	
Владимирова Н.М.	
Воитенко А.И.	
Волков Д.А.	
Волошин И.Ф.	213, 251
Волынкин И.В.	
Вяткин В.С.	261, 330
Габович А.М.	
Гаврилкин С.Ю.	
Гавричков В.А.	44, 79
Гаспаров В.А.	
Гасумянц В.Э.	117, 145
Геращенко О.В.	
Гинзбург С.Л.	321, 361
1 оловашкин А.И. 111, 119, 121, 125, 127,	131, 143,
170, 184, 259, 294, 295, 340, 376	
Головня А.А.	
Горина Ю.И.	305
Горлова И.Г.	
Горьков Л.П.	
Горячев М.А.	239, 241

Гохфельд Д.М	
Гохфельд Ю.С.	
Гощицкий Б.Н.	
Гриненко В А	188
Губанков В Н	267 309
Γ younked D.H.	
Гумаров Г.Г.	
Гуртовой Б.Л.	
I yceb C.A.	
І утлянский Е.Д.	
Гутлянский С.Е.	
Демихов Е.И.	
Денисов Д.В	
Дзебисашвили Д.М.	46
Дивин Ю.Я	
Дорофеев Г.Л.	
Лрекслер ШЛ.	
Дробин В М	330
Лубонос С В	374 338
Дубровочий А А	222 242 245
Дуоровский А.А.	
Дуглав А.В.	
Егоров А.В.	
Еремин М.В.	36, 48, 65, 109, 123
Еремина Р.М.	
Ермолаев Ю.С.	
Жерихина Л.Н.	
Заскалько В.В.	
Захаров А.А.	147
Захаров Ю.В.	
Захарова Е В	79
Зыонев С. Г	332
Зыоцев С.1	
Зыоцев С.1 Зюзева Н.А Ивашенко О.М.	
Зыбцев С.Г Зюзева Н.А Иваненко О.М	
Зыоцев С.Г	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И.	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А.	
Зыбцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е.	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е.	
Зыоцев С.1 Зюзева Н.А Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П.	
Зыоцев С.1. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М.	
Зыоцев С.1 Зюзева Н.А Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю.	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р.	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В.	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванова Л.И. Изанова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калиюв А.В. Калюжная Г.А.	
Зыоцев С.1	
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А И	332
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калиюв А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И.	332
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е.	332
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 224\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильича Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карий С.В.	332
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карий С.В. Карузский А.Л.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 30, 71$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карузский А.Л. Карькин А.Е.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 323\\ 323\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 324\\ 323\\ 323$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф. Карий С.В. Карузский А.Л. Карькин А.Е. Кашурников В.А.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 288\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карузский А.Л. Карькин А.Е. Кашурников В.А. Кирилло К.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 30, 71$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Кариакозов А.Е. Кариакозов А.Е. Карий С.В. Карузский А.Л. Карыкин А.Е. Кашурников В.А. Кирилло К. Килинов А.В.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 253\\ 15\end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карузский А.Л. Карузский А.Л. Карузский А.Л. Кашурников В.А. Кирилло К. Килинский Ю.В. Клапцов А.В.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 253\\ 15\\ 255\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Каложная Г.А. Каложная А.В. Калюжная Г.А. Каменцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф. Карпий С.В. Карузский А.Л. Карыкин А.Е. Кашурников В.А. Кислинский Ю.В. Клапцов А.В. Клименко Е.Ю. Клинкова Л.А.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 253\\ 15\\ 255\\ 166, 193\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изюмов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Каложная Г.А. Каложная Г.А. Каложная Г.А. Каложная Г.А. Каложная К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф. Карпий С.В. Карузский А.Л. Карькин А.Е. Кашурников В.А. Кислинский Ю.В. Клапцов А.В. Клименко Е.Ю. Клинкова Л.А. Коверя В.П.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 50, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 52\\ 24\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 253\\ 15\\ 255\\ 166, 193\\ 231\\ \end{array}$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изомов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калинов А.В. Калиожная Г.А. Каленцев К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф. Карпий С.В. Карузский А.Л. Карькин А.Е. Кашурников В.А. Килинский Ю.В. Клапцов А.В. Кланцов А.В. Кирилло К. Кислинский Ю.В. Клапцов А.В. Клименко Е.Ю. Клинкова Л.А. Коверя В.П. Кожевников В.Л.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 30, 71$
Зыоцев С.Г. Зюзева Н.А. Иваненко О.М. Иванов А.А. Иванова Л.И. Изомов Ю.А. Ильина Е. Ильичев Е. Ичкитидзе Л.П. Ишикаев С.М. Каган М.Ю. Каган М.Ю. Кадырбаев А.Р. Калинов А.В. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная Г.А. Калюжная К.Е. Капустин А.И. Каракозов А.Е. Карманенко С.Ф. Карпий С.В. Карузский А.Л. Карькин А.Е. Кашурников В.А. Кирилло К. Кислинский Ю.В. Клапцов А.В. Клименко Е.Ю. Клинкова Л.А. Коверя В.П. Козеева Л.П.	$\begin{array}{c} 332\\ 332\\ 286, 299, 301\\ 50, 71\\ 30, 71\\ 147, 161, 172, 174\\ 119, 184\\ 355\\ 343\\ 363\\ 247, 249\\ 334\\ 15\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 290\\ 213, 251\\ 305\\ 201\\ 213\\ 251\\ 305\\ 201\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 324\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 323\\ 288\\ 374\\ 129, 336\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 323\\ 288\\ 374\\ 150\\ 323\\ 288\\ 374\\ 323\\ 323\\ 323\\ 323\\ 323\\ 323\\ 323\\ 32$

Комиссинский Ф.В.	233,	253
Константинян К.И.	233,	253
Контуганов Д.Н.		168
Копаев Ю. В.		17
Копнин Н.Б		345
Коровушкин М.М.		54
Коротков Д.А.		221
Коршунов М.М.	56	, 79
Костров Е.А 219,	257,	276
Котелянский И.М.	263,	309
Кочелаев Б.И.		58
Кравченко В.Б.		263
Крапф А		275
Красинькова М.В.	59,	191
Красноперов Е.П		188
Краснополин И.Я		210
Красносвободцев С.И		237
Кревсун А.В.		231
Криницина Т.П.	225,	286
Крынецкий И.Б.	119,	184
Кузнецов В.И.		338
Кузнецова Е.И	225,	286
Кузьмичёв Н.Д111, 131, 143, 170, 259,	294,	295
Кулешова Г.В.	340,	376
Курин В.В150, 176,	353,	372
Куроедов Ю.Д.	261,	330
Кучинский Э.З.	31	, 77
Кушнир В.Н.	342,	343
Лавров А.Н.	·····	133
Ларионов И.А		61
Лимонов М.Ф.		135
Линдау И.		147
Локтев В.М.		81
Лузанов В.А.		263
Луцив Р.В.		137
Лучкин Р.Г.		355
Лыках В.А.		63
Лыков А.Н.	265,	374
Любин И.Е	48	, 65
Лятти М.В.		267
Мазов Л.С	67,	139
Максимов Е.Г		24
Максимов И.Л	271,	273
Максимова Г.М		217
Малишевский А.С.	344,	370
Мальгинов В.А.	219,	257
Мамсурова Л.Г	141,	154
Манзук М.В.		307
Мартовицкий В.П.		275
Мартынец В.Г.		334
Мартынов Ю.А.		143
Мартынова О.А	117	145
Марченко В.М	11/,	145
. пр		303
Мастеров Д.В.	278,	303 280
Мастеров Д.В Матвеев В.А.	278,	303 280 284
Мастеров Д.В. Матвеев В.А. Матизен Э.В.	278,	303 280 284 334
Мастеров Д.В. Матвеев В.А. Матизен Э.В. Медведев М.В.	278,	303 280 284 334 174
Мастеров Д.В. Матвеев В.А. Матизен Э.В. Медведев М.В. Мезенцева Л.П.	278,	303 280 284 334 174 145

Менушенков А.П.	147
Миргородская Е.Н.	
Миронов А.Ю	
Митин А.В	69
Михайлов Б.П18	38, 290, 303
Михайлова А.Б.	
Михайлова Г.Н.	
МихайловВ.С	
Михеева М.Н.	147
Мицен К.В.	
Москвин А.С.	
Муковский Я.М.	
Мурзин В.Н.	
Мясникова А.Э.	
Накин А.В.	321, 361
Нгуен Н.Т	
Некрасов И.А.	
Нестеров М.Л.	
Нефедов Ю.А.	
Нижельский Н.А.	284, 292
Николаев С.В.	
Николайчик В.И.	
Никулов А.В.	148, 324
Ноздрин Ю.Н.	150, 363
Овсянников Г.А	233, 253
Овчинников С.Г	4, 56, 79, 94
Оглобличев В.В.	197
Одинцов Д.С	
Павлов С.А.	278, 280
Панарина Н.Ю	159
Панкратов А.Л.	351
Панов Ю.Д	75
Парафин А.Е.	278, 280
Парфенов О.Е.	195
Пересторонин А.В	129, 336
Пестов Е.Е.	
Пестун А.Н.	
Петров М.И 152, 178, 22	23, 243, 245
Петухов В.Ю.	
Пигальский К.С.	141, 154
Пименов И.В.	
Пискунов Ю.В.	
Плакида н.м.	
Платонова М.Ю.	221, 307
Позднякова Б.И.	
Покровский С.В.	282 200
Покровский С.В.	282,290
Полущенко О.Л	
Пономарев А.И.	104
Попиарся Л.1	78 223 245
Попов Б П	\$3, 223, 2 4 3 88
Поппе V	
Привезениев В В	376
Пришела С Л	342 374
Прокофьев Л Л	156
Протогенов А.П.	
Прошин Ю.Н.	355
r · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	

Пряничников С.В	• • • • • • •	162
Пудов В.И	•••••	297
Пчелкина З.В		77
Родин В.В.		305
Рожков А.В		357
Романов Е.П	299,	301
Руднев И.А	290.	292
Русаков А.П.,	21.	184
Рыжов Л А	,	359
Савицкая Н Е	321	361
Саловский М В	31	77
Саксеев ЛА	51	150
Самохрапов А В		363
Сантули М С	•••••	81
Сантуш М.С	•••••	3/7
Селютин А.В.	•••••	205
Сентюрина п.п.	•••••	265
Силаев М.А.		270
Силин В.П	⁹⁴⁴ ,	370
Славкин В.В	:94,	295
Соболев А.С.	•••••	297
Соболев А.Т.		263
Степанов В.А 1	.99,	305
Сударева С.В225, 286, 2	:99,	301
Сулейманов Н.М	•••••	203
Сурис Р.А.		150
Сыркин Е.С		63
Галанов Ю.И		159
Ташлыков А.О161, 164, 172, 1	.74,	299
Гейтельбаум Г.Б.		34
Тимофеев С.С.		235
Титова С.Г.		162
Тихомиров И.В.		367
 Гишенко Э А		201
Гкач А В 1	64	172
Тогулев П Н	01,	203
Тогунова Ю.Н	•••••	86
Тогушова 10.11. Гогарев В Н	•••••	303
Токарся Б.П.		241
ГОЛКАЧСВА С.IVI 2 Грониций А. В	.59,	241
Гроицкии А.D Голиции М D	•••••	106
Трунин М.Р Турунан М.Р		100
Грусевич Н.І.	41,	154
Тулин В.А	•••••	324
Гулина Н.А	•••••	166
Уваев И.В.	•••••	369
Удовенко В.С.	•••••	28
Урбан К	•••••	267
Урюпин С.А 3	44,	370
Успенская Л.С 1	27,	168
Успенский С.Г.		370
Уткин А.А		372
Федоров К.Г.		351
Федорова О.М.		162
Федотов В.К.		193
Филь Д.В		90
Фирсов А.А.		338
Фишер Л.М	213	251
Фраерман А А	,	363
Харус ГИ 1	61	172
Хасанов Р И	<u>,</u>	150
(10001100 1 .11	•••••	159

Хусаинов М.Г.	
Царев В.А	
Цветков А.Ю.	
Цетлин М.Б.	147
Цондер К	
Цховребов А.М 125, 127, 170), 219, 257, 276, 340,
376	
Цэндин К.Д.	
Чан В.Л.	
Чарикова Т.Б	161, 164, 172, 174
Черноок С.Г.	
Черноплеков Н.А.	
Черняев А.П	
Чигинев А.В	
Чубраева Л.И.	
Шабанова Н.П.	237
Шабло А.А	231

Шавкин С.В	
Шайхутдинов К.А1	52, 178, 223, 243, 245
Шакирзянов М.М	
Шахунов В.А	
Шевченко С.И.	
Шевчун А.Ф.	
Шелушинина Н.Г	
Шерешевский И.А.	
Шерматов Э.Н.	
Шклярук Ф.А.	
Шнейдер Е.И.	
Шуваев А.М.	
Шулятев Д.А.	
Щурова Л.Ю.	
Югай К.Н.	
Ямпольский В.А.	
Яцык И.В.	

Содержание

Участникам конференции по сверхпроводимости	
К юбилею ВЛ	7
Секция М. Природа и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости	9
Strong-coupling theory of high-temperature superconductivity	10
Critical temperature and giant isotope effect in presence of paramagnons Dolgov O.V., Mazin I.I., Golubov A.A., Savrasov S.Y., Maksimov E.G	14
Связанные состояния трех и четырех частиц в ультрахолодных газах и высокотемператунь	ых 15
сверхпроводниках Каган М.Ю. Клапцов А.В. Бролский И.В. Combescot R. Levronas X	
Килин Инго., Голандов Гн.В., Вродонин Гн.В., Сотпососот Гн., Возгонко Гн. Кулоновский механизм сверхпроводимости Копаев Ю. В.	17
Experimental identification of HTSC pairing mechanism by unification of modern momentum re-	solving
techniques	
Kordyuk A.A., Borisenko S.V., Eremin I.	24
Максимов Е.Г., Каракозов А.Е.	
Электронный спектр купратных сверхпроводников в р-d модели Хаббарда Плакида Н.М., Удовенко В.С.	
"Разрушение" поверхности Ферми сильно кореллированных систем псевдощелевыми	
флуктуациями Содология М. В. Киницаний С. 2. Центовор И. А.	
Садовский М.В., Кучинский Ј.З., Некрасов И.А. Носители тока, разлициой природи в купратах и их продржение в даницу, рада	
посители тока различной природы в купратах и их проявление в данных ряда экспериментов	
Горьков Л.П., Тейтельбаум Г.Б.	
Спиновая динамика t-J модели. Взаимосвязь восприимчивостей коллективизированных и	
локализованных электронов	
Андреев А.И., Eremin I., Еремин М.В.	20
Феноменология сверхпроводимости отталкивающихся частиц	
ослявский о.и. Псервошень как общее арление в неознородных электронных системах	40
Боярский Л А	
Сверхпроводимость хаббардовских фермионов при учете спин-релаксационных процессов	И
дальних перескоков	42
Вальков В.В., Головня А.А.	
Внутрищелевые состояния в купратах	44
Гавричков В.А., Овчинников С.Г.	10
Сверхпроводимость в периодической модели Андерсона	
О происхождении высших гармоник в параметре порядка ВТСП Бремин М.В. Любин И.Е. Алеев А.А.	48
Механизм генерации носителей в ВТСП	50
Иваненко О.М.,. Мицен К.В.	
Особенности температурной зависимости концентрации носителей в нормальной фазе	
высокотемпературных сверхпроводников в модели U-минус центров Цэндин К.Д., Барыгин И.А.Капустин А.И.	52
О роли межузельного взаимодействия в формировании Мотт-Хаббардовского диэлектричес	ского
состояния модели Эмери	54
Вальков В.В., Коровушкин М.М.	
эволюция низкоэнергетических своиств в голг с допированием и квантовые фазовые перея эффективной молели купратов	юды в 56
Коршунов М.М., Овчинников С.Г.	

Спиновая кинетика, электрон-фононное взаимодействие и фазовое расслоение в ВТСП	70
материалах Кочепаев Б И	58
Высокотемпературная сверхпроводимость в купратах и вигнеровская решетка из электрон	ных
пар	59
Красинькова М.В.	
Элементарные возбуждения магнонного типа и спиновая кинетика в допированных слоист	ых
высокотемпературных сверхпроводящих оксидах меди	61
Ларионов И.А. Возанание собрато начато начато мисто инстриносто на начато на в ВТСП	63
Пыках В А. Сыркин Е С	
Энергия образования куперовских пар с ненулевым суммарным импульсом при d-типе	
спаривания. Слоистые купраты.	65
Любин И.Е., Еремин М.В.	
Природа ВТСП в купратах: модель с частичной диэлектризацией спектра Мазов Л.С.	67
Перспективы изучения сверхпроводящих корреляций при Т>300 К	69
Митин А.В.	
Об общей природе псевдощелевой и 60К-фаз в УВСО	71
Мицен К.В., Иваненко О.М.	72
Диэлектрическии сценарии купратов	
москвин А.С. Несвязывающие кислоролные лырки в купратах	75
Москвин А.С., Панов Ю.Д., Дрекслер ШЛ.	
Псевдощель в нормальной недодопированной фазе Bi2212: LDA+DMFT+ _{2k}	77
Кучинский Э.З., Некрасов И.А., Садовский М.В., Пчелкина З.В.	
Связь магнитного и фононного механизмов сверхпроводимости с особенностями электронн	ой
структуры ВТСП купратов	79
Овчинников С.І., І авричков В.А., Коршунов М.М., Шнеидер Е.И., Захарова Е.В.	01
Примесные кластеры и локализация нодальных квазичастиц в а-волновом сверхпроводник Погоредов Ю Г. Сантули М.С. Поктев В.М.	ie 01
Флуктуирующая сеть распрелений параметров порялка в нелолопированных фазовых	
состояниях моттовских диэлектриков	84
Протогенов А.П.	
Конкуренция спаривающих взаимодействий в ВТСП купратах	86
Тогушова Ю.Н., Нгуен Н.Т., Чан В.Л.	00
Вся фазовая диаграмма В I СП в модели U-минус центров	88
Цэндин К.Д., Денисов Д.D., Попов D.H. К возможности сверутекучести электрон-лырочных пар в двухслойных системах при налич	ии
к возможности сверхтеку тести электроп-дыро пых пар в двухелонных системах при нали п межслоевого туннелирования	
Шевченко С.И., Филь Д.В.	
Самосогласованное поле электронов и солитонный механизм сверхпроводимости	92
Шерматов Э.Н.	
Электрон-фононное взаимодействие в высокотемпературных сверхпроводниках в режиме	0.4
сильных электронных корреляции.	
шнеидер Е.н., Овчинников С.г. Сверхпроволимость в лвухмерной системе с сильным взаимолействием	
Югай К.Н.	
Секция Р. Физические свойства ВТСП	99
Superconductivity - induced transfer of in-plane spectral weight in cuprate superconductors Boris A.V., Kovaleva N.N., Dolgov O.V., Bernhard C., Keimer B.	100
Межслоевой транспорт и псевдощель в однослойном купрате Bi ₂ Sr ₂ CuO ₆₊₆ в высоких магни	тных
полях	101
Веденеев С.И.	
Протяженная сингулярность ван Хова, электрон-фононное взаимодействие и сверхпроводя	щая
щель в допированных висмутовых купратах	104

Пономарев Я.Г.	
Микроволновая проводимость кристаллов с разными уровнями допирования	. 106
Трунин М.Р., Нефедов Ю.А., Шевчун А.Ф., Шуваев А.М.	
К теории оптической проводимости ВТСП	. 109
Алеев А.А., Еремин М.В., Eremin I.	
Формирование фрактальной структуры каналов транспорта вихрей в высокотемпературном	
сверхпроводнике YBa ₂ Cu ₃ O _{7-х} слабым магнитным полем	. 111
Кузьмичев Н.Д., Васютин М.А., Головашкин А.И.	
Прямое наблюдение вихревой структуры в высокотемпературных и экзотических	
сверхпроводниках	. 113
Винников Л.Я., Вещунов И.С.	
Дополнительная структура "ямка-гороик" в туннельных спектрах неоднородных	115
высокотемпературных сверхпроводников как проявление диэлектрической щели	. 115
Воитенко А.И., I доович А.М. Очивалальные истичной исписатории исситалой запала в РТСП маториалов из основа	
Определение истинной концентрации носителей заряда в БТОП-материалах на основе совмостного колиностронного оно низа кооффиционтов тормозде и Холдо	117
Совместного количественного анализа коэффициентов термоэде и холла	, 11/
Λ намалин тандарага расширания в манасристаллах систами BiSr. I a CuO.	110
Голованикин А.И. Анникова Н.В. Иванова П.И. Русаков А.П. Крыненкий И.Б.	, 11)
Об аномальном тепловом расширении ВТСП систем	121
Головашкин А И Русаков А П	, 121
Релаксания ялер мели в YBa ₂ Cu ₄ O ₈ при сверхнизких температурах	. 123
Луглав А.В., Егоров А.В., Еремин М.В., Roos J., Mali M., Keller H.	
Переход из пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик в однородн	юе
сверхпроводящее под действием тока в ВаКВіО	. 125
Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М.	
Визуализация магнитооптическим методом пространственно-неоднородного состояния в BTCI	Π
системе Ва _{0,6} К _{0,4} ВіО ₃	. 127
Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Цховребов А.М., Успенская Л.С.	
Общие свойства зависимости подвижности от концентрации вблизи неустойчивости Мотта-	
Хаббарда и эффект Холла в металоксидных ВТСП	. 129
Карузский А.Л., Пересторонин А.В.	
Магнитополевые свойства нелинейности вольт-амперных характеристик поликристаллов	101
Y Ва ₂ Си ₃ О _{7-х} волизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние	. 131
Кузьмичев Н.Д., Васютин М.А., I оловашкин А.И. А инаатраниат в нарадного в констриктениет ВРа Си О $(0.20 < n < 0.04)$. нарадного и	
Анизотропная проводимость в монокристаллах Ква ₂ Cu ₃ O _{6+x} (0.29 $\leq x \leq$ 0.94) : псевдощель и поскализация наситалов в CuO и насичаетсях	133
Локализация носителей в СОО2 плоскостях Парров А.Н. Козеера П.П.	. 133
лавров А.н., Козова Л.н. Симметрия и эмплитула сверупроволящей шели и псерлошели в ВТСП, исследования методом	л
симметрия и амплитуда сверхпроводящей щели и пеевдощели в втетт. неследования методом комбинационного пассеяния света	.135
Лимонов M Ф Taiima S Masui T Yamanaka A	. 100
Электронная структура нестехиометрических На-солержащих ВТСПВТСП	. 137
Луцив Р.В., Бойко Я.В.	
Магнитный фазовый переход и аномальный вклад в явления переноса в ВТСП	. 139
Мазов Л.С.	
Влияние наномасштабного структурного разупорядочения на магнитную восприимчивость	
нормального состояния ВТСП YBa ₂ Cu ₃ O _v	. 141
Мамсурова Л.Г., Трусевич Н.Г., Пигальский К.С., Бутко Н.Б., Вишнев А.А.	
Эффект нелинейности намагниченности текстурированных поликристаллов YBa ₂ Cu ₃ O _{7-х} выш	e
температуры перехода в сверхпроводящее состояние	. 143
Кузьмичёв Н.Д., Мартынов Ю.А., Славкин В.В., Головашкин А.И.	
Динамика критической температуры и ее связь с особенностями строения зонного спектра в	
системе в Y _{0.85} Ca _{0.15} Ba _{2-x} La _x Cu ₃ O _y	. 145
Мартынова О.А., Гасумянц В.Э., Мезенцева Л.П.	
Эволюция электронной структуры Nd _{2-x} Ce _x CuO _{4-y} в зависимости от содержания кислорода:	
фотоэлектронная спектромикроскопия in situ	. 147
Цетлин М.Б., Захаров А.А., Менушенков А.П., Иванов А.А., Михеева М.Н., Линдау И.	
Почему представление о плавлении вихревой решетки является заблуждением	. 148

Никулов А.В.	
Влияние микроструктуры на электрофизические и нелинейные СВЧ свойства эпитаксиальны	JX
пленок YBa2Cu3O7	150
Пестов Е.Е., Ноздрин Ю.Н., Курин В.В., Барышев С.В., Бобыль А.В., Карманенко С.Ф., Саксеев Д Сурис Р.А.	Į.A.,
Магнитные свойства вспененных и текстурированных ВТСП на основе висмута	152
Петров М.И., Белозерова И.Л., Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Васильев А.Д.	
Природа ферро- и парамагнитного (Кюри типа) вкладов в магнитную восприимчивость	
нормального состояния ВТСП УВаСиО	154
Пигальский К.С., Мамсурова Л.Г., Трусевич Н.Г., Вишнев А.А., Бутко Н.Б.	
Разрушение транспортным током связи между слоями в плёнках YBCO Прокофьев Д.Д.	156
Terahertz and infrared spectroscopy of electron-doped superconductor La _{2-x} Ce _x CuO ₄	158
Исследование эффектов облучения тонких пленок BisSr ₂ CaCu ₂ O ₂ ионами Co ⁺ и Fe ⁺ с энергие	й 40
куВ	
Бухараев А.Н., Валидов А.А., Гумаров Г.Г., Панарина Н.Ю., Петухов В.Ю., Таланов Ю.И., Хасан Р и	0B
Верхнее критическое поле в NdCeCuO вблизи Тс	161
Ташлыков А.О., Пономарев А.И., Чарикова Т.Б., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И., Иванов А.А.	
Особенности кристаллической структуры ВТСП-купратов и родственных антиферромагнитн	ых
фаз в интервале температур 100-300 К	162
Титова С.Г., Пряничников С.В., Федорова О.М., Балакирев В.Ф.	
Прыжковый транспорт, магнетизм и сверхпроводимость керамик LSCO:Mn	164
Ткач А.В., Пономарев А.И., Чарикова Т.Б., Ташлыков А.О., Кожевников В.Л.	
Колоссальное электросопротивление в электронно-допированном Ва _{1-х} К _х ВіО ₃ . Инверсия эфф	екта
резистивного переключения	166
Существуют ли геликоидальные структуры вихрей в пластинах сверхпроводников Успенская Л.С., Контуганов Д.Н.	168
Псевдощель и нелинейный отклик в YBa ₂ Cu ₃ O _{7-х}	170
Головашкин А.И., Цховребов А.М., Кузмичев Н.Д., Славкин В.В.	
Квазидвумерные транспортные свойства в слоистых системах Nd2-x Cex CuO4+8 и Ca2-xSrxRuO	4 C
различной степенью разупорядочения	172
Чарикова Т.Б., Пономарев А.И., Ташлыков А.О., Шелушинина Н.Г., Харус Г.И., Ткач А.В., Иванс А.А.)B
Анизотропия плотности критического тока в слоистых монокристаллах Nd _{2-x} Ce _x CuO ₄₊₆	174
Чарикова Т.Б., Ташлыков А.О., Баянкина А.Ю., Иванов А.А., Медведев М.В.	
Влияние оптических фононов на динамику джозефсоновских вихревых решеток в слоистых	
сверхпроводниках	176
Курин В.В., Чигинев А.В.	
Транспортные свойства ВТСП Ві _{1.8} Рb _{0.3} Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _x низкой плотности	178
Шайхутдинов К.А., Балаев Д.А., Попков С.И., Петров М.И.	
Вихревые состояния в высокотемпературных сверхпроводниках при температуре выше	
критической	180
Щурова Л.Ю.	
секция N. Новые сверхпроводники и родственные материалы	183
Аномалия теплового расширения монокристаллов (Sr _{1-x} La _x) ₃ Ru ₂ O ₇ и влияние на нее магнитн	ого
поля	184
Аншукова Н.В., Головашкин А.И., Иванова Л.И., Русаков А.П., Шулятев Д.А., Крынецкий И.Б.	
Электронный транспорт и сверхпроводящие свойства ZrB ₁₂ и YB ₆	186
Гаспаров В.А., Sheikin I., Otani S.	
Сверхпроводимость ячеистого MgB2	188
Гриненко В.А., Красноперов Е.П., Михайлов Б.П.	

Magnetic field dependence of the superconducting gap node topology in non-centrosymmetric CePt₃Si190

Eremin I., Annett J.F. Об особенностях химической связи в манганитах. Механизмы АФ и ФМ-упорядочения
Критическая роль кислорода в возникновении сверхпроводимости в оксидах бария-
висмута(III,V)-калия
Клинкова Л.А., Николайчик В.И., Барковский Н.В., Федотов В.К.
Особенности переноса заряда вблизи температуры Нееля в монокристалле Nd ₂ CuO ₄ 195
Парфенов О.Е., Шклярук Ф.А.
⁶³ Cu, ¹⁷ О ЯМР исследование зарядовых флуктуаций в сверхпроводящем купрате Sr _{14-x} Ca _x Cu ₂₄ O ₄₁
Пискунов Ю.В., Оглобличев В.В., Верховский С.В.
Спектроскопия андреевского отражения облучённого нейтронами MgB ₂ 199
Степанов В.А., Gonnelli R.S., Daghero D., Ummarino G.A., Galzolari A., Tortello M., Putti M., Manfrinetti
P., Palenzona A.
Аномальные особенности зарядового транспорта и его динамики в медь – кислородных цепях
LICu ₂ O ₂ как проявление состояния пространственно-неоднородного зарядового порядка 201
Іищенко Э.А., Буш А.А., Каменцев К.Е.
Исследование эффектов пиннинга в сверхпроводящих композитах на основе диборида магния. 203 Тогудер П.Н. Судейманов Н.М. Пондер К
Тогулев 11.11., Сулеиманов 11.10., цондер К. Пораданиа ширина и лиции ЭПР в монокрыстаниех La Ca MaO 205
поведение ширины линии Эпп в монокристаллах La _{1-x} Ca _x vinO3 203 Яние И.В. Евемина Р.М. Шасираднов М.М. Муковский Я.М. Пестун А.Н. Авсенов А.А
лцык и.д., сремина г.м., шакирэянов м.м., муковский л.м., неступ А.п., арснов А.А.
Секция А. Технология ВТСП. Прикладная сверхпроводимость
Molecular Beam Epitaxy of Complex Oxides
Logvenov G., Bozovic I.
Джозефсоновские микросхемы для программируемых эталонов вольта
Краснополин И.Я.
Коллапс намагниченности и подавление релаксации захваченного магнитного потока в
сверхпроводниках II рода
Волошин И.Ф., Калинов А.В., Фишер Л.М., Ямпольский В.А.
Сильноточная сверхпроводимость: физика, техника, экономика
периоплеков П.А. Процикиовение вихрей Пирла-Абрикосова в магнитио-сверхироволянико гетероструктуру 217
Пропикновение визрен пирла-дорикосова в магиитно-сверзпроводящую гетероструктуру 217 Максимова Г.М. Айнбиндев Р.М. Максимов И.П.
Слабые флуктуации крит.тока в ВТСП кабеле 2 поколения на токах, близких к критическому. 219
Алексеев М П Лемихов Е И Костров Е А Мальгинов В А Иховребов А М
Теоретические и экспериментальные исследования сверхпроводниковых трансформаторов с
сердечниками из аморфной стали
Анлреев Е.Н., Волков Л.А., Коротков Л.А., Платонова М.Ю., Чубраева Л.И.
Исслелование гистерезиса магнитосопротивления гранулярных ВТСП 223
Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Дубровский А.А., Попков С.И., Шайхутдинов К.А., Петров М.И.
Распал нестехиометрического соелинения Y(Eu)Ba ₂ Cu ₃ O _{7 8} при 200 и 300°C. Естественное старение
и возврат
Блинова Ю.В., Суларева С.В., Кузнецова Е.И., Криницина Т.П., Романов Е.П., Бобылев И.Б.
Зависимость плотности критического тока в керамических высокотемпературных
сверхпроволниках от магнитного поля
Боголюбов Н.А.
Природа критического состояния в керамических сверхпроводниках
Замораживание магнитного поля в лжозефсоновской среде после возлействия покального
постоянного и переменного внешнего поля 231
Бонларенко С.И., Коверя В.П., Шабло А.А. Кревсун А.В.
Лобовой шум лжозефсоновских переходов из оксидных сверупроволников 233
Борисенко И В Константинян К И Комиссинский Ф В Оведиников Г А
Многолисковые криогенные синуронные лвигатели с ВТСП массивами и постоянными
магнитами
Андреев Е.Н., Вандюк Н.Ю., Тимофеев С.С., Чубраева Л.И.

Пленки YBa ₂ Cu ₃ O ₇₋₈ , полученные с применением скоростной фильтрации Варлашкин А.В., Красносвоболиев С.И., Шабанова Н.П.	237
Изучение критических и топографических параметров облученных и отожженных пленок	
YBa ₂ Cu ₂ O ₇	239
Антоненко С.В., Горячев М.А., Толкачева С.М.	
Изучение топографии пленок Bi ₂ Sr ₂ Ca ₁ Cu ₂ O ₂	241
Антоненко С.В. Горячев М.А. Толкачева С.М.	
Пиннинг в лопированном церием УВа2Си2О7	243
Гохфельд Ю С Петров М И Балаев Л И Лубровский А А Шайхутлинов К А	
Исследование релаксации остаточного электросопротивления гранулярных ВТСП после	
возлействия магнитного поля на примере композитов У-Ва-Си-О + СиО	245
Балаев Л А Лубровский А А Попков С И Шайхутлинов К А Петров М И	
Магнитомолуляционный латчик слабого магнитного поля на основе ВТСП керамики	247
Ичкитилзе Л.П.	
Резистивный латчик слабого магнитного поля на основе толстых пленок ВТСП материалов	249
Ичкитилзе Л.П.	>
О применимости бесконтактного метола измерений параметров ВАХ в жестких сверхпроволн	иках
в перпенликулярном магнитном поле	251
Волошин И Ф Калинов А В Фишер Л М Нестеров М Л Ямпольский В А Бранлт Э Х	
Наблюление эффекта Лжозефсона в S/AF/D гетеропереходах	
Кислинский Ю В Борисенко И В Комиссинский Ф В Константинян К И Овсянников Г А	
О формализме теории пиннинга	
Клименко Е Ю Шавкин С В	200
Исследование возможности технического применения ВТСП ленты 2-го поколения ТНЕVA	257
Алексеев М.П. Лемихов F.И. Костров F.А. Мальгинов В.А. Пуовребов А.М.	201
	259
Кузьмицёв Н Л Славкин В В Головашкин А И	237
т сперация мощных микросскундных импульсов напряжения с помощые сверхпроводящих экранов	261
Кироедов Ю Л. Лорофеев Г. П. Ваткин В.С.	201
Rypoedos 10.4., dopowees 1.5., britain D.C. Ruenners a nuececus non normella delegation of the second second second second second second second second second	
опкристаллические подложки пленочных высокочастотных высокотемисратурных	263
Котелянский И М. Крарценко В.Б. Пузанов В.А. Миргоролская Е.Н. Соболев А.Т.	203
Распат извитического состояния сворупроволяния спонстых структур, основанный на инстан.	IIOM
пасчет критического состояния сверхпроводящих слоистых структур, основанный на числен.	пом 265
Пикор А.Н. Шреткор А.Ю	203
	av e
пизкочастотный шум и электрический транспорт в тваесизот-х оикристаллических перехода	ал с 267
Патти M В. Лирин Ю. Я. Поппе V. Урбан К. Губанков В.Н.	207
Улити W.D., Дибин Ю.Л., Поппс У., Уроан К., Губанков Б.П. Критинаский так в срарупроволниках: роди маханизмов наобратимости	260
Макенмов И П	207
максимов 11.11. И ритиноское состояние в сворунроводником, обласни и пинини и кросвой боргов	271
Макенмов И П	2/1
	273
Айибиштер D.M. Зоскоти но В.В. Моксимор И.П.	275
Айнойндер 1. М., Заскалько Б.Б., Максимов И.Л.	275
Материаловедческий аспект решения проолем втоп	213
Мартовицкий Б.П., Кранф А.	276
цифровой измерительный комплекс для испытании втоги каоеля.	270
Алексеев М.П., Демихов Е.И., Костров Е.А., Михаилов Б.С., Цховреоов А.М.	
Блияние циклических отжитов на статические и БЧ характеристики структур на основе плен VB.C.O	HUK 270
I Dau UU	4/ð
мастеров Д.Б., Павлов С.А, Парафин А.Е. Наличейни и арайстра РТСП изметрор РЦ лизистория	200
пелинсиные своиства в гол контуров в ч дианазона	200
мастрови д. D., Павлов С.А., Парафин А.Е. Матолица изоралогии сописати корицати и праводание и праводание и праводание и праводание и праводание и правод	- 101
истодика исследования однородности магнитных и транспортных характеристик В I СП лен-	1.282
гуднов и.А., ПОКРОВСКИИ С.D. Воот VBaCuO изволимонование в лининовских чем СДВаСиО застоящие	701
тост трасно квазимонокристаллов с длинномерными GudaCuO затравками	204
полущенко О.Л., Пижелдекии П.А., Waldeed D.A.	

Тонкая структура и механизм низкотемпературного распада монокристалла YBa ₂ Cu ₃ O _{6,8} ,
Романов Е.П., Сударева С.В., Блинова Ю.В., Криницина Т.П., Кузнецова Е.И., Бобылев И.Б., Зюзева
11.73. К вопросу о механизмах паления критического тока высокотемпературных сверупроволников
при увеличении концентрации дефектов
Руднев И.А., Одинцов Д.С., Кашурников В.А.
Структура и свойства композитов на основе Ві-содержащих ВТСП с наноразмерными добавками нитрилов
Михайлов Б.П., Калырбаев А.Р., Михайлова А.Б., Руднев И.А., Бобин П.В., Покровский С.В.
Левитационные свойства многослойного сверхпроводящего блока 292
Руднев И.А., Ермолаев Ю.С., Полущенко О.Л., Нижельский Н.А.
Прибор для измерения сверхслабых магнитных полей 294
Кузьмичёв Н.Д., Васютин М.А., Славкин В.В., Головашкин А.И.
Управление умножением частоты
Кузьмичёв Н.Д., Славкин В.В., Головашкин А.И.
Получение объемной текстурированной высокотемпературной сверхпроводящей керамики в
условиях воздеиствия постоянного магнитного поля 297
Сооолев А.С., Пудов D.И. В лидина низиотамиаратурного распала на разистири ја сройстра израмици Ва2VCu3O7 δ 200
Бобылев И Б. Зюзева Н.А. Ташлыков А.О. Пономарев А.И. Суларева С.В. Романов Е.П.
Кинетика низкотемпературного распала Ва2УСиЗО7-б в зависимости от парциального лавления
кислорода
Бобылев И.Б., Зюзева Н.А., Сударева С.В., Романов Е.П.
Взаимодействие лазерного излучения с ВТСП керамикой
Михайлова Г.Н., Марченко В.М., Токарев В.Н., Троицкий А.В., Михайлов Б.П.
Зависимость сверхпроводящих свойств недолегированных монокристаллов Ві 2201 от состава
шихты и условий выращивания в газовых кавернах
Горина Ю.И., Калюжная Г.А., Родин В.В., Сентюрина Н.Н., Степанов В.А., Черноок С.Г.
Разработка и создание синхронного генератора со сверхпроводниковой обмоткой якоря
Андреев Е.н., Волынкин И.В., Манзук М.В., Платонова М.Ю., Чуораева Л.И.
Афанасьев М.С. Бурлин Л.А. Губанков В.Н. Котепинский И.М. Шахунов В.А.
Афанасьсь м.с., Бурдин Д.А., Губанков Б.П., Котеллиский П.М., Шахунов Б.А.
Секция IS. Проблемы общего характера (межсекционные)
Quantum phase transitions and topology in momentum space
Сверхпроводимость на пороге локализации: Эволюция от перехода сверхпроводник-металл к
переходу сверхпроводник изолятор
Батурина Т.И., Миронов А.Ю., Bentner J., Strunk C., Baklanov M.R., Satta A.,
Изучение зависимости ВАХ гранулярных сверхпроводников от величины размагничивающего
фактора
Геращенко О.В. Модолипорацио роди т. смистри и королтористии одоби к ордор
Поделирование вольт-амперных характеристик слаоых связеи
т олушая д.м. Независимость размера давин магнитного потока в двумерном лискретном сверупроволнике, от
перависимоств размера навин магиптого потока в двумерном дискретном сверхпроводнике, от величины изменения внешнего поля
Гинзбург С.Л., Накин, А.В., Савишкая Н.Е.
Особенности электронных состояний соединений с сильными электронными корреляциями:
исследование методом радиационного разупорядочения
Карькин А.Е., Гощицкий Б.Н.
Зависимость сдвига по магнитному полю для критических токов с противоположными
направлениями от степени асимметрии сверхпроводящих алюминиевых колец и температуры 324
Гуртовой В.Л., Дубонос С.В., Карпий С.В., Никулов А.В., Тулин В.А.
Аномальное поведение поперечного акустоэлектрического эффекта в сверхпроводниках с
движущенся вихревои структурои и образование звуковихревых доменов

ФПС'06. Содержание

Взаимодействие поверхностных акустических волн с движущимися вихревыми структурами	
сверхпроводящих пленок.	328
Гутлянский Е.Д.	
Лавинообразное распространение нормальной фазы в сверхпроводнике	330
Дорофеев Г.Л., Куроедов Ю.Д., Вяткин В.С., Владимирова Н.М., Дробин В.М.	
Динамика строчек вихрь-антивихрь в суомикронных мостиках на основе В12212	222
монокристаллических вискеров	332
зыоцев С.1., Покровскии В.Л., Горлова И.1. Врамания статистика сканков малитного момента в крановтной иколофоновской рашатка	
Бременная статистика скачков магнитного момента в квадратной джозефсоновской решетке 100х100 дноог	334
Ишикаев С.М. Мартынен В.Г. Матизен Э.В.	554
Эффект сильного замелления в микрополосковом резонаторе и СВЧ регистрация явлений	
пространственной лисперсии в сверхпроволниках	336
Карузский А.Л., Мурзин В.Н., Пересторонин А.В.	
Выпрямление переменного напряжения в слабо асимметричном сверхпроводящем кольце,	
смещенном внешним переменным током, пронизанном магнитным потоком	338
Кузнецов В.И., Фирсов А.А., Дубонос С.В.	
Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности измерения слабой	
киральности среды с помощью SQUID'а	340
Головашкин А.И., Жерихина Л.Н., Кулешова Г.В., Царев В.А., Цховребов А.М.	
Критические характеристики $T_c(d_S)$ и $T_c(d_N)$ трехслойных структур типа	
сверхпроводник/нормальный металл	342
Кушнир В.Н., Прищепа С.Л., Аттанасио К.	
Критическая температура S/N структур с произвольным количеством бислоев	343
Кушнир В.Н., Ильина Е.	244
О влиянии волновода на вынужденное движение цепочки джозефсоновских вихреи	344
Малишевский А.С., Силин Б.П., Урюпин С.А. Ликорафионораний изителят SINIS изи опонтронны ий нассо	215
ажозефсоновский контакт электронный насос	545
Dunokyp D.W., Kolinun H.D., Weibhukob A.C.	
Mid-IR полоса в спектре оптической проволимости, обусловленная фотолиссопианией полярон.	0B
Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно Ланлау-Пекара	ов 347
Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярон Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В.	ов 347
Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В. Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический	ов 347 і
Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В. Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический режимы	ов 347 i 349
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В. Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический режимы	ов 347 i 349
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В. Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический режимы	ов 347 í 349 351
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	ов 347 і 349 351 351
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара Мясникова А.Э., Селютин А.В. Разрушение сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током: регулярный и хаотический режимы Николаев С.В., Югай К.Н. Флуктуационная устойчивость длинных джозефсоновских переходов Панкратов А.Л., Федоров К.Г. Квантовое описание электромагнитных флуктуаций в распределенных джозефсоновских	ов 347 і 349 351 351
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	ов 347 і 349 351 351 353
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	ов 347 i 349 351 351 353
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно Ландау-Пекара	ов 347 і 349 351 351 353 355
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	ов 347 i 349 351 351 353 355
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	0B 347 i 349 351 351 353 355 355
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	0B 347 i 349 351 351 353 355 355 357
Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярон- Ландау-Пекара	 0B 347 i 349 351 353 355 357 359
 Міd-ІК полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	0B 347 i 349 351 351 353 355 355 357 359
 Міd-ІК полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	0B 347 i 349 351 353 355 355 357 359 361
 Міd-ІК полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	 0B 347 1 349 351 353 355 357 359 361 363
 Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией поляроно. Ландау-Пекара	ов 347 1 349 351 353 353 355 357 359 361 363
 Міd-ІR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярона. Ландау-Пекара	0B 347 i 349 351 353 355 355 357 359 361 363
Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярон. Ландау-Пекара	 0B 347 1 349 351 353 355 357 359 361 363 , 365
 Міd-ІR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярона. Ландау-Пекара	ов 347 ¹ 349 351 353 355 357 359 361 363 365
 Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярона. Ландау-Пекара	ов 347 ¹ 349 351 353 355 357 359 361 363 365 367
 Mid-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярона. Ландау-Пекара	ов 347 ¹ 349 351 353 355 357 359 361 363 365 367
 Міd-ІR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярон. Ландау-Пекара	ов 347 i 349 351 353 355 355 357 359 361 363 , 365 367 Эм
 Міd-IR полоса в спектре оптической проводимости, обусловленная фотодиссоциацией полярона. Ландау-Пекара	ов 347 i 349 351 353 355 357 359 361 363 365 367 Эм 369

О резком увеличении черенковских потерь вихрей, движущихся под действием транспортного
тока
Успенский С.Г., Малишевский А.С., Силин В.П., Урюпин С.А.
Линейная и нелинейная восприимчивости гранулированной сверхпроводящей пленки в СВЧ
диапазоне
Курин В.В., Уткин А.А.
Аномальные угловые зависимости критического тока слоистых структур Nb/Pd
С.Л.
Фундаментальные применения сверхпроводимости: о возможности регистрации состояния одного
отдельно взятого спина с помощью SQUID'а
Головашкин А.И., Кулешова Г.В., Цховребов А.М., Привезенцев В.В.
торский указатель
держание