

УДК: 29.19.37; 47.03.08

Л. А. Боярский

Институт неорганической химии СО РАН
пр. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия,
Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: boy@che.nsk.su

ПСЕВДОЩЕЛЕВЫЕ АНОМАЛИИ В СПЕКТРАХ СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ (МАГНЕТИКИ И СВЕРХПРОВОДНИКИ)

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

Введение

Вскоре после открытия высокотемпературной сверхпроводимости изучение свойств купратов выше температуры перехода привело к обнаружению особенностей электронного спектра. В образцах с пониженной относительно оптимальной концентрацией кислорода плотность электронных состояний оказывалась меньше номинальной, что трактовалось как наличие псевдощели. Объяснение этому факту, казалось бы, лежало на поверхности. Подобно тому, как в ферромагнетиках выше точки Кюри остаются области ближнего порядка, так и здесь выше T_c сохраняется некоторое количество некоррелированных куперовских пар, что и приводит к появлению псевдощели. Однако в рамках этой концепции трудно объяснить отсутствие псевдощели в передо-пирированных купратах. К тому же прямых экспериментальных доказательств существования некоррелированных пар существенно выше T_c нет.

Существует и другой подход к объяснению природы псевдощели, основанный на учете магнитных взаимодействий в редкоземельных купратах. Однако мы вернемся к этому вопросу несколько позже. Сейчас же следует обратиться к рассмотрению псевдощелевых особенностей в веществах, никак не связанных с явлением сверхпроводимости. Сразу отметим, что практически во всех случаях мы имеем дело с неоднородными объектами, для которых характерны различные метастабильные состояния заря-

довой подсистемы, описываемые в рамках концепции виртуальных электронных уровней Фриделя.

В последние десятилетия классическая теория твердого тела, основанная на квантово-механическом рассмотрении свободных электронов, движущихся в периодическом потенциале решетки, встретила со значительными трудностями при описании различных новых веществ, в частности редкоземельных соединений, окислов переходных металлов, а также высокотемпературных сверхпроводников. Не в последнюю очередь это связано с такими «неприятностями», как неоднородное распределение зарядовой и спиновой плотности в веществе, гетерофазностью состава, флуктуациями и т. п. В работе [1] мы привели ряд примеров аномального поведения различных свойств электронных подсистем как в сложных, так и в относительно простых веществах. В частности, речь шла о возникновении псевдощели на кривой плотности электронных состояний. По-видимому, поскольку псевдощель впервые была обнаружена в высокотемпературных сверхпроводниках, ее возникновение связывали с явлением сверхпроводимости. В частности любопытно название одной из последних работ группы профессора Пайнса [2]: «Псевдощель: друг или враг сверхпроводимости?». К этой работе мы обратимся позже, а сейчас следует заметить, что подобная аномалия плотности электронных состояний наблюдается не только в сверхпроводниках, но и в других веществах,

* Работа поддержана Интеграционной программой СО РАН (грант 81).

в частности в магнетиках. Далее будет предпринята попытка описать общие черты указанных аномалий (или просто особенностей?) электронного хозяйства в различных твердых телах.

Магнетики и проводники

Ранее [1] мы упоминали о псевдощелевых явлениях в антиферромагнитном хrome, допированном атомами ванадия. Однако цитированная работа [3] была посвящена лишь теоретической интерпретации наблюдаемых эффектов. Очевидно, что есть резон обратиться к оригинальной экспериментальной работе [4]. Авторы исследовали монокристаллические образцы чистого хрома и его сплавов с ванадием в пределах до 10 ат. %. Измерялись 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) волн 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 применить известную двухжидкостную модель к фермиевской системе свободных электронов. В рамках этих представлений можно утверждать, 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 существен-

ного вклада в электропроводность. Эту функцию выполняет другой компонент нашей двухжидкостной системы. Казалось бы, скачок плотности состояний в точке квантового фазового перехода связан с разрушением стоячих волн спиновой плотности. Однако экспериментальные данные свидетельствовали о том, что плотность состояний при концентрации ванадия выше критической остается несколько пониженной, что свидетельствует о наличии псевдощели. Этот результат легко связать 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, высказанное нами ранее [1].

Коль скоро речь зашла о примесных эффектах в хrome, то любопытно вспомнить, что еще в конце 1950-х гг. в Харькове, в лаборатории Бориса Георгиевича Лазарева в хrome и в празеодиме при низких температурах было обнаружено явление, ранее наблюдавшееся только в немагнитных металлах. Речь идет о возникновении минимума электросопротивления при допировании металла малыми примесями железа (эффект Кондо). Ранее этот эффект наблюдался только в нормальных (немагнитных) металлах, содержавших малые примеси переходных элементов. Однако как в хrome, так и в празеодиме, все основные черты аномалии электросопротивления также имели место. Иными словами, и в этом случае, согласно Фриделю, примесные атомы провоцировали возбуждение виртуальных электронных уровней, что приводило к образованию сильно рассеивающих парамагнитных центров.

Ранее [1] мы указывали на некоторые случаи наличия псевдощели в сильно коррелированных несверхпроводящих системах. В последнее время появились сообщения о новых наблюдениях псевдощели в твердых телах. В частности, на конференции 2005 г. по свойствам сильно коррелированных систем SCES'05 в Вене были представлены работы, касающиеся изучения скуттерудитов MFe_4Sb_{12} ($M = Na, K, Ca, Ba, Yb$) [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 упоря-

дочением, 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. В ряде работ (см., например, [9; 10]) используется термин «анизотропная щель» для описания состояния, трактуемого рядом авторов как наличие орбитального магнитного упорядочения выше точки сверхпроводящего перехода. Мы вернемся к этому вопросу несколько позже.

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 – $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. В работах [11; 12] 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 [13] в рамках теории эффективного поля получили фазовую диаграмму селенита в широком интервале температур (рис. 1).

На диаграмме, кроме областей нормального металлического состояния и фазы ВЗП, существует обширная область необычной волны зарядовой плотности (НВЗП), а также, что наиболее любопытно, области сосуществования ВЗП и НВЗП. Под НВЗП авторы понимают волну зарядовой плотности, щель в спектре которой зависит от волнового вектора. В гамильтониане, используемом авторами, находятся члены, содержащие параметр порядка волны зарядовой плотности. Этот параметр, в свою очередь, содержит коэффициент $P(\mathbf{k}, \mathbf{l})$, представляющий собой линейную комбинацию взаимодействия матричных элементов между ближайшими соседями.

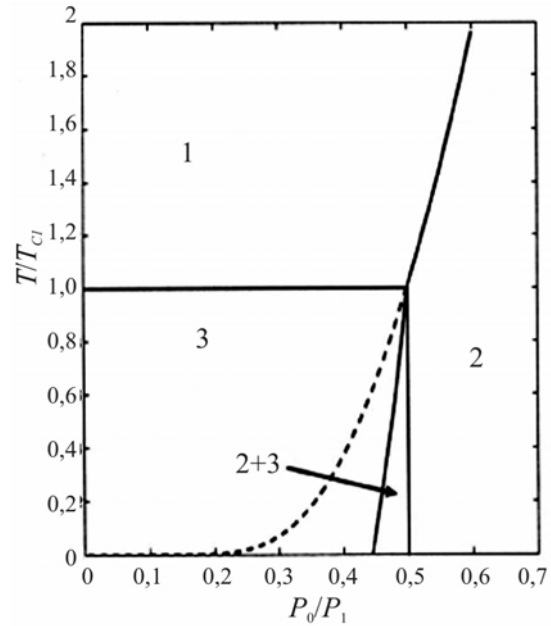


Рис. 1. Расчетная фазовая диаграмма [13]: 1 – область нормального металла; 2 – область ВЗП; 3 – область НВЗП; 2+3 – область расслоения ВЗП + НВЗП; T_{cl} – температура перехода; P/P_1 – отношение концентрационных коэффициентов для ВЗП и НВЗП. Пунктирная линия – расчетное положение границы ВЗП – нормальный металл при отсутствии фазы НВЗП

С точки зрения решаемой задачи этот коэффициент следует записать в виде

$$P(\mathbf{k}, \mathbf{l}) = -P_0 - P_1 \text{Sin}(bk_y) \text{Sin}(bl_y),$$

где $P_0, P_1 > 0$, b – параметр решетки, а k_y, l_y – компоненты 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 цитируемыми выше экспериментальными данными. Таким образом, в описываемом случае происхождение псевдощели связывается с неполным исчезновением 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 [14], в которой измерялась теплоемкость недодопированных купратов. Если же фазовый переход имеет место, то наблюдаемая 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.

Высокотемпературные сверхпроводники

Вернемся, однако, к проблеме псевдощели в сверхпроводящих купратах. Следует отметить, что концепция некоррелированных электронных пар (спаренных кластеров) как причины возникновения псевдощели в ВТСП также достаточно широко обсуждается в научной литературе. Наиболее последовательно эту точку зрения отстаивает Сривастава [15]. Утверждается, что в рамках модели спаренных кластеров можно объяснить целый ряд свойств высокотемпературных сверхпроводников, включая всю совокупность псевдощелевых явлений. Теоретические расчеты при этом базируются на тех же измерениях электронных спектров, которые используют авторы, придерживающиеся другой точки зрения. Прямых же доказательств справедливости предложенной модели, насколько нам известно, не существует. В связи с затронутым подходом нельзя не упомянуть еще одну, совершенно новую работу [16]. Авторы подробно излагают свою точку зрения на природу псевдощели в купратах, базирующуюся на представлении на некоррелированных парах,

а в конце статьи прямо пишут, что в своем рассмотрении они пренебрегают влиянием антиферромагнитных спиновых флуктуаций.

Однако даже при беглом анализе работ в рамках одной – «магнитной» – концепции природы псевдощели в купратах также можно увидеть разнообразие точек зрения. В предыдущей работе [1] мы вкратце изложили один из подходов, основанный на определенных экспериментальных фактах. Речь шла о том, что в недодопированных купратах выше точки сверхпроводящего перехода в металлической фазе сохраняются флуктуирующие антиферромагнитные кластеры. Эта модель в последние годы успешно развивается в теоретических работах М. В. Садовского с соавторами [17; 18]. В последней из цитируемых работ авторы обобщили динамическую теорию среднего поля, включив в соответствующие уравнения члены, зависящие от корреляционной длины псевдощелевых флуктуаций, выражаемые при помощи дополнительной, зависящей от импульса, собственной энергии. Эта собственная энергия описывает нелокальные динамические корреляции, индуцируемые короткодействующими коллективными флуктуациями типа антиферромагнитных волн спиновой плотности (или же подобных волн зарядовой плотности). Любопытно, что теоретические выводы опираются на результаты ARPES-исследований подобно используемым для обоснования других моделей псевдощели в ВТСП [19]. Заметим вслед за многими авторами, что фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) играет заметную роль в установлении микроскопических электронных свойств ВТСП. Эта техника позволяет напрямую получить вид обратной решетки твердого тела.

Несколько иной подход не так давно был развит Варма [9] в рамках приближения эффективного поля. Представленная авторами фазовая диаграмма (рис. 2) не содержит кривой «верхней» границы псевдощели – так называемого перехода в фазу слабой псевдощели. Основной вывод работы [9] заключается в том, что спин-спиновые флуктуации, приводящие к псевдощелевым эффектам, образуются не на локализованных моментах, а в зоне проводимости.

Данный подход напоминает рассмотренную выше модель псевдощели в хромованадиевых сплавах. Автор приводит ссылки на экспериментальные работы, результа-

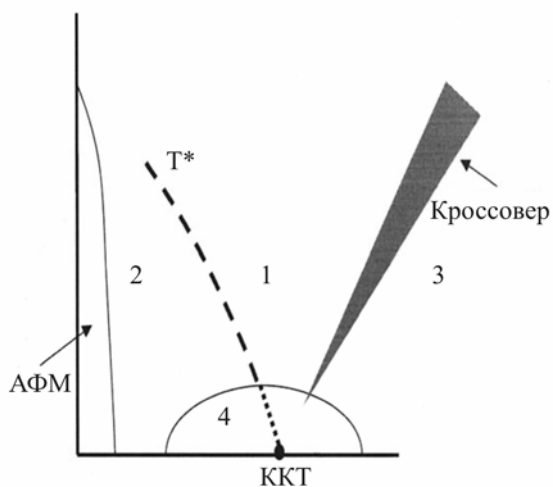


Рис. 2. Фазовая диаграмма системы YBCO согласно [9].

1 – маргинальная ферми-жидкость (слабая псевдощель); 2 – область псевдощели; 3 – ферми-жидкость; 4 – область сверхпроводимости; АФМ – антиферромагнитная фаза; ККТ – квантовая критическая точка

ты которых подтверждают (во всяком случае не противоречат) выдвинутой гипотезе. Этот же вывод сделан на основе опытов по дифракции поляризованных нейтронов французскими исследователями [10]. Были исследованы четыре образца иттриевого купрата с содержанием кислорода ниже оптимального. Во всех случаях выше точки сверхпроводящего перехода вплоть до некоторой граничной температуры были обнаружены сверхструктурные рефлексы, интенсивность которых достаточно мала. Характерно, что при использовании неполяризованного нейтронного пучка никакие особенности в спектрах рассеяния не наблюдались. Слабость сигнала еще раз подчеркивает то обстоятельство, что в рассматриваемых процессах принимает участие лишь некоторая часть электронной подсистемы. Граничную температуру, при которой псевдощелевой эффект исчезал, следует интерпретировать как точку магнитного превращения. Авторы цитируемой работы пришли к выводу, что в псевдощелевой области имеет место своеобразное антиферромагнитное упорядочение орбитальных моментов, что соответствует модели [9]. Однако, на наш взгляд, нейтронные эксперименты не противоречат и модели, развиваемой в группе М. В. Садовского. Кстати, «магнитная» концепция псевдощели вполне укладывается в представление о высокотемпературной сверхпроводимости, основанное на использовании группы $SO(5)$ [20].

В связи с обсуждаемой проблемой следует упомянуть работу китайских исследователей [21], посвященную магнитному анализу купратов. В этой работе внимание уделено верхней границе так называемой «слабой» псевдощели, выпавшей из рассмотрения в модели [9]. Все рассмотрение ведется в рамках представлений о резонирующей валентной зоне (RVB), предложенной П. В. Андерсоном [22]. Это представление, однако, претерпело некоторое видоизменение. Постулируется наличие зон двух типов b-RVB (бозевская) и f-RVB (фермиевская). Первая ответственна за «сильную» псевдощель, а вторая – за «слабую». В соответствии с этими представлениями между кривой сверхпроводящего перехода $T_c(x)$ и кривой $T^*(x)$ располагается область «сильной» псевдощели, в которой пониженная плотность состояний связывается с существованием некоррелированных куперовских пар.

В области же «слабой» псевдощели между кривыми $T^*(x)$ и $T_0(x)$ существует орбитальное магнитоупорядоченное состояние. Разрушение магнитного порядка происходит при еще более высоких температурах, что соответствует измерениям температурной зависимости магнитной восприимчивости. Вдоль кривой $T_0(x)$ наблюдается достаточно острый максимум восприимчивости. Несмотря на явный признак фазового перехода, авторы утверждают, что здесь имеет место кроссовер. Восприимчивость выше перехода подчиняется закону Кюри–Вейсса, что, вообще говоря, соответствует парамагнетизму локализованных магнитных моментов.

Вся совокупность приведенных авторами статьи [21] соображений и фактов вызывает определенное недоумение, поскольку содержит в себе внутренние противоречия. Можно, конечно, выстроить следующую цепочку событий. Выше температуры сверхпроводящего перехода в веществе сохраняются некоррелированные пары, регистрируемые как псевдощель. По мере удаления от T_c увеличивается количество свободных носителей благодаря обменному взаимодействию образует магнитоупорядоченные состояния (это уже область «слабой» псевдощели). А при дальнейшем повышении температуры магнитный порядок разрушается.

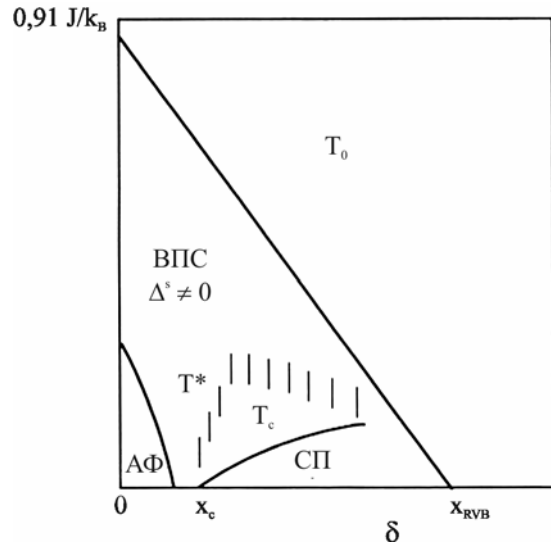


Рис. 3. Фазовая диаграмма системы YBCO [21]: АФ – антиферромагнитная фаза; СП – область сверхпроводимости; ВПС – область верхней (слабой) псевдощели; T^* – точки перехода из области нижней (сильной) псевдощели в верхнюю область; T_0 – линия перехода в область нормального металла; δ – уровень допирования (содержание кислорода); X_c – точка перехода в СП-состояние при $T = 0$; X_{RVB} – концентрация для резонирующей валентной зоны

Наблюдаемая «кюри-вейссовская» восприимчивость связана с парамагнетизмом ионных остатков, которые при низкой концентрации кислорода участвовали в организации антиферромагнетизма купрата.

Вся эта конструкция представляется, в общем-то, искусственной. Во всяком случае никакие серьезные доказательства ее справедливости нам не известны. Более того, эти самые «ионные остатки», согласно данным, приведенным в [1], образуют флуктуирующие антиферромагнитные кластеры в области «сильной» псевдощели.

Мы привели точку зрения авторов работы [21] исключительно для того, чтобы подчеркнуть разнообразие подходов, включая попытки примирить альтернативные точки зрения на генезис псевдощелевых явлений. Речь, в конечном счете, идет о том, какой вид упорядочения – пространства или скоростей [1] – энергетически более предпочтителен.

Еще один вид фазовой диаграммы купратов предложен в работе [23] (рис. 4). Наряду с ранее известными областями антиферромагнетизма, сверхпроводимости и нормального металла мы сталкиваемся с новациями. Это и область, в которой конкурируют различные неоднородные состояния – страйпы, спин-стеклянные фазы и трехмерный антиферромагнетизм, область псевдощели, трактуемая как существование волн зарядовой

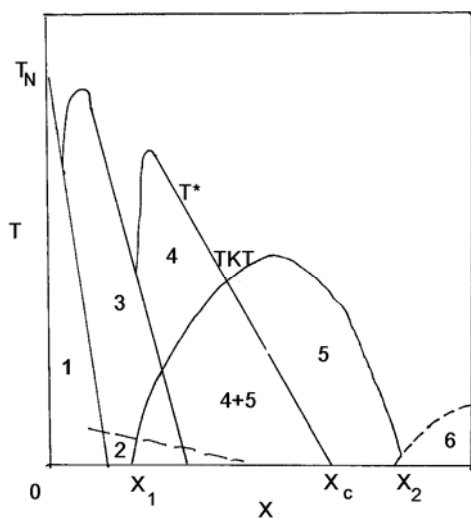


Рис. 4. Фазовая диаграмма температура – кислородный индекс [23]: X_1 , X_c , X_2 – точки квантовых фазовых переходов; ТКТ – тетракритическая точка; 1 – трехмерный антиферромагнетик; 2 – фаза спинового стекла; 3 – конкурирующие фазы; 4 – псевдощелевая фаза (d -волна спиновой плотности); 5 – сверхпроводящая d -фаза; 6 – фаза ферромагнитных корреляций

(спиновой) плотности d -электронов, кстати, успешно сосуществующей со сверхпроводящей фазой, связанной с d -плотностью вполне в духе сформулированной нами выше двухжидкостной модели, и, самое любопытное, область ферромагнитных корреляций при предельных концентрациях кислорода. На наш взгляд, это обстоятельство еще раз подчеркивает тесную связь между явлениями сверхпроводимости и магнитными корреляциями в купратах и родственных веществах. Вид фазовой диаграммы предполагает существование целого ряда фазовых переходов, а также наличие тетракритической точки. Как было отмечено выше, подобного рода особенности находят лишь частичное экспериментальное подтверждение.

Вернемся теперь к работе [2]. Подводя итоги более чем 15-летнего изучения псевдощелевого состояния, авторы формулируют несколько проблем, которые, на их взгляд, должны решаться как теоретиками, так и экспериментаторами. Вкратце, эти вопросы таковы.

Главный вопрос: псевдощель – «друг» или «враг» сверхпроводимости? Если враг, то можно ли избежать ее образования и, тем самым, повысить температуру сверхпроводящего перехода?

Существует ли дальний порядок, связанный с T^* ? Можно ли определить для псевдощелевой фазы некий параметр порядка (например, типа коррелятора, вводимого для спинового стекла) так, чтобы стало возможным описание этой фазы в рамках модели среднего поля?

Псевдощелевая фаза представляет собой спиновую жидкость с топологическими возбуждениями или, в более общем виде, нефермиевую жидкость?

Если кривая $T^*(x)$ на фазовой диаграмме пересекает кривую сверхпроводящего перехода, то отличаются ли сверхпроводящие состояния слева и справа от кривой $T^*(x)$?

Зарядовое упорядочение – это вторичное явление или же это главная часть псевдощелевого феномена?

Действительно ли недопированный купрат представляет собой моттовский диэлектрик? Состояния, наблюдаемые внутри диэлектрической щели, есть влияние беспорядка или же это внутреннее (врожденное) свойство системы?

Какова роль кристаллической решетки? Нужно ли рассматривать роль фононов и поляронных эффектов?

По мнению авторов, решение этих, а также других возникающих в процессе исследова-

ний вопросов, должны дать в неопределенном будущем адекватное описание всего комплекса псевдощелевых явлений в высокотемпературных сверхпроводниках. Это, в свою очередь, откроет путь к построению теории высокотемпературной сверхпроводимости. Возможно, это и так, однако, по нашему мнению, псевдощель в купратах – это лишь частный случай более широкой проблемы возникновения особенностей электронного хозяйства в твердых телах.

Заключение

Мы рассмотрели лишь небольшую, хотя, на наш взгляд, 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. Вне нашего внимания оставлен вопрос о поведении электронных ВТСП (лантановая система). Нам представляется, что здесь нет принципиальных различий со случаем дырочных (иттриевых) сверхпроводников. Главное – мы постарались акцентировать внимание на общности подходов к описанию зарядовых подсистем в сверхпроводниках, магнетиках, системах с волнами зарядовой плотности, структур пониженной размерности. В любом случае явно прослеживается тесная связь с флуктуационным характером аномалий, описываемым в модели Фриделя, рассмотренной в нашей предыдущей работе [1].

Подытоживая наше рассмотрение, можно сказать, что в науке о ВТСП в каком-то смысле повторяется ситуация пятнадцатилетней давности. Тогда на конференции LT-19 в Англии в ключевых обзорных докладах была высказана точка зрения на состояние науки о высокотемпературной сверхпроводимости. Речь шла о том, что в массиве работ можно найти эксперименты, объясняющие любую теоретическую модель, равно как можно найти теорию, объясняющую любые эксперименты. Нечто похожее мы наблюдаем в ситуации с псевдощелью.

Список литературы

1. Боярский Л. А., Габуда С. П., Козлова С. Г. Флуктуации и неоднородности в сильно коррелированных электронных системах // ФНТ. 2005. Т. 1, № 3/4. С. 405–411.

2. Norman M. R., Pines D., Kallin C. The pseudogap: friend or foe of high T_c ? // Cond-mat. 2005. 0507031. 20 p.

3. Pepin C., Norman M. R. Pseudogaps in nested antiferromagnets // Cond-mat. 2003. 0309580. 5 p.

4. Yeh A., Soh Yeong-Ah, Brooke J. et al. Quantum phase transition in a common metal // Nature. 2002. Vol. 410. P. 459–462.

5. Amitin E. B., Blinov A. G., Boyarsky L. A. et al. Transverse magnetoresistance of $YBa_2Cu_3O^x$ single crystals with different oxygen content // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. P. 15388–15392.

6. Leithe-Jasper A., Schnelle W., Rosner H. et al. Weak itinerant ferromagnetism and half metallic state in filled skutterudites: MFe_4Sb_{12} ($M = Na, K, Ca, Ba$) // Int. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems. Vienna. 2005. Abstracts. # We-CS-34. P. 63.

7. Sichelshmidt J., Voevodin V., Kimura S. et al. Pseudogap in infrared optical properties of iron antimony skutterudites filled by non-magnetic ions // Int. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems. Vienna. 2005. Abstracts. # We-Cs-35. P. 63.

8. Kimura S., Nishi T., Mori Y. et al. Pseudogap formation and collapse in CeSb under multi-extreme conditions // Int. Conf. on Strongly Correlated Electron Systems. Vienna. 2005. Abstracts. # Fr-HFC-11. P. 230.

9. Varma C. M. A theory of the pseudogap state of the cuprates // Cond-mat. 2005. 0507214. 41 p.

10. Fauqué B., Sidis Y., Hinkov V. et al. Magnetic order in the pseudogap phase of high T_c superconductors // Cond-mat. 2005. 0509210. 4 p.

11. Johnston D. C., Maki M., Grüner G. Influence of charge density wave fluctuations on the magnetic susceptibility of the quasi one-dimensional conductor $(TaSe_4)_2I$ // Solid State Communs. 1985. Vol. 53. P. 5–8.

12. Johnson D. C. Thermodynamics of charge density waves in quasi one-dimensional conductors // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 2049–2052.

13. Dóra B., Ványolos A. The pseudogap phase in $(TaSe_4)_2I$ // Cond-mat. 2005. 0511576. 7 p.

14. Амитин Е. Б., Блинов А. Г., Жданов К. Р. и др. Аномалии электронной теплоемкости тулиевых купратов в области псевдощелевой фазы // ФНТ. 2002. Т. 28, № 8/9. С. 926–933.

15. *Srivastava J. K.* Origin of pseudogap and stripe phase in high T_c superconductors in two dimensional picture // *Cond-mat.* 2005. 0503711. 8 p.
16. *Eckl T., Hanke W.* Precursor effects of the superconducting state caused by d -wave phase fluctuations above T_c // *Cond-mat.* 2005. 0511541. 7 p.
17. *Садовский М. В.* Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках // *УФН.* 2001. Т. 171. С. 539–565.
18. *Kuchinskii E. Z., Nekrasov I. A., Sadovskii M. V.* Pseudogaps: introducing the length scale in the DMFT // *Cond-mat.* 2005. 0510376. 21 p.
19. *Damacscelli A., Hussain Z., Shen Z.-X.* Angle-resolved photoemission studies of the cuprate superconductors // *Rev. Mod. Phys.* 2003. Vol. 75. P. 473–542.
20. *Zhang S. C.* A unified theory on SO(5) symmetry of superconductivity and anti-ferromagnetism // *Science.* 1997. Vol. 275. P. 1089–1096.
21. *Gu Zheng-Cheng, Weng Zheng-Yu* Upper pseudogap phase: magnetic characterizations // *Cond-mat.* 2005. 0505608. 15 p.
22. *Anderson P. V.* Physics of the pseudogap phase of high T_c cuprates, or, RVB meets umklapp // *Cond-mat.* 2001. 0108522. 5 p.
23. *Kopp A., Ghosal A., Chakravarty S.* Competing ferromagnetism in high temperature copper oxide superconductor // *Cond-mat.* 2006. 0606431. 16 p.

Материал поступил в редколлегию 09.08. 2006