

## Флуктуации и неоднородности в сильно коррелированных электронных системах

Л.А. Боярский<sup>1,2</sup>, С.П. Габуда<sup>1,2</sup>, С.Г. Козлова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт неорганической химии СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 3, г. Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, г. Новосибирск, 630090, Россия  
E-mail: boy@che.nsk.su

Статья поступила в редакцию 9 июня 2004 г., после переработки 11 августа 2004 г.

Рассмотрен общий подход к описанию ряда явлений в сильно коррелированных электронных системах. Эти явления объединяет флуктуационная природа эффектов и наличие (или возникновение) неоднородных зарядовых и/или спиновых плотностей. Обсуждаются следующие проблемы: природа ферромагнетизма в  $d$ -металлах; причины появления металлоподобной проводимости в окислах тяжелых  $p$ -металлов; природа псевдощелевого состояния в высокотемпературных сверхпроводниках.

Розглянуто загальний підхід до опису ряду явищ у сильно корелірованих електронних системах. Ці явища поєднує флуктуаційна природа ефектів та наявність (або виникнення) неоднорідних зарядових і/або спинових густин. Обговорюються такі проблеми: природа ферромагнетизму у  $d$ -металах; причини появи металоподібної провідності в окисах тяжких  $p$ -металів; природа псевдощільного стану у високотемпературних надпровідниках.

### Введение

Цель настоящей работы — попытаться сформулировать общий подход к описанию, на первый взгляд, разнородных явлений в сильно коррелированных электронных системах. Эти явления объединяет, с одной стороны, флуктуационная природа эффектов, с другой — наличие (или возникновение) неоднородной зарядовой и/или спиновой плотности.

Прежде всего, обозначим круг явлений, призванных иллюстрировать дальнейшие рассуждения.

На протяжении нескольких десятков лет в литературе обсуждался парадокс, связанный с противоречащими друг другу данными магнитных измерений ферромагнитных металлов выше точки Кюри и рентгеноспектральных опытов. В первом случае магнитная восприимчивость описывалась законом Кюри–Вейсса, что свидетельствовало о локализованных моментах незаполненных оболочек, а во втором — рентгеновские спектры указывали на наличие зоны проводимости, содержащей эти же электроны. Это, прежде всего, относилось к  $3d$ -металлам, однако подобное же расхождение, хотя и не столь ярко выраженное, наблюдалось и для редкоземельных элементов.

Известно, что многие окислы переходных элементов обладают проводимостью металлического типа. В то же время окислы тяжелых  $p$ -металлов оказываются диэлектриками, что не противоречит представлениям об их зонной структуре. Однако проводимость диоксида свинца оказывается достаточно высокой, по сути, «металлической» [1]. По-видимому, это не единичный случай (есть данные, указывающие на возможную «металличность»  $Tl_2O_3$  и  $Bi_2O_5$ ).

Еще несколько примеров влияния неоднородных электронных состояний на свойства вещества. В известной работе Р.О. Зайцева [2] рассчитана фазовая диаграмма системы титан–бор и показано, что сверхпроводящее состояние в этой системе может возникать только в нестехиометрических составах, а отнюдь не в дибориде. Неоднородное распределение плотности  $5f$ -электронов приводит к любопытным эффектам в соединениях урана (системы с тяжелыми фермионами) [3,4].

И, наконец, еще один, далеко не последний пример. В высокотемпературных сверхпроводниках, как следует из фазовой диаграммы, при изменении кислородного индекса диэлектрическая антиферромагнитная фаза сменяется металлической, а затем и сверхпроводящей, не обладающей упорядоченной

магнитной структурой. Выше точки сверхпроводящего перехода при содержании кислорода менее оптимального было обнаружено возникновение псевдощелевой фазы (значительное уменьшение плотности электронных состояний). Это явление многими исследователями трактуется как «предвестник» сверхпроводимости — появление нескоррелированных куперовских пар. Однако существуют и иные точки зрения на природу этого феномена.

Следует заметить, что эти явления до сих пор не получили достаточно простого и, главное, общего объяснения. С нашей точки зрения, может быть развит общий подход в рамках хорошо известной модели Ж. Фриделя виртуальных электронных уровней [5], разработанной автором, вообще говоря, при построении модели ферромагнетизма свободных электронов, а также магнитных свойств спиновых стекол. В свете рассматриваемых нами задач в модели Фриделя следует лишь учесть возможность динамической картины возникновения и диссипации виртуальных уровней. Эти соображения в той или иной форме неоднократно обсуждались в научной литературе, однако общий подход к описываемым ниже явлениям, насколько нам известно, развит не был.

### Ферромагнитные металлы

В переходных металлах группы железа, как уже упоминалось выше, в соответствии с рентгеноспектральными измерениями, электроны частично заполненной  $3d$ -оболочки делокализованы и образуют узкую зону. Магнитные измерения, однако, показывают, что восприимчивость элементов триады железа выше точки Кюри подчиняется закону Кюри–Вейсса, что свидетельствует о локализации соответствующих групп электронов. Эффективный магнитный момент, приходящийся на атом металла, оказывается отличным от номинального. Обычно этот факт связывают с влиянием  $s$ - $d$ -обменного взаимодействия (известная модель Вонсовского–Турова). На наш взгляд, можно предположить, что мы имеем дело с динамической, усредненной по времени локализацией электронов. При этом на  $d$ -уровни могут захватываться делокализованные  $d$ - и  $s$ -электроны. Предлагаемая гипотеза вполне укладывается в концепцию Фриделя о виртуальных электронных уровнях.

Хорошо известны вошедшие во все монографии по ферромагнетизму различные модели обменного взаимодействия электронов проводимости, допускающие возникновение кюри-вейссовского поведения парамагнитной восприимчивости. Модели эти исходят из стационарного «распределения»  $d$ -электронов (зона — уровень). Представляется, однако,

что изложенные нами соображения также имеют право на существование.

Нелишне заметить, что чувствительности магнитных и спектроскопических методов по отношению к разным состояниям электронов различны. Действительно, «кюри-вейссовская» восприимчивость локализованных  $3d$ -электронов существенно превосходит паулиевский вклад. В то же время спектроскопические методы хорошо «чувствуют» делокализованные электроны.

Концепция частичной делокализации перекликается с недавно опубликованными результатами исследования состояний  $5f$ -электронов в урановых соединениях типа  $UPt_3$  [6]. Фульде [3] пришел к выводу, что два электрона указанной оболочки остаются локализованными, а один уходит в зону проводимости. Более строгий анализ ранее опубликован Звягиным [4], изучавшим влияние анизотропии гибридизации  $5f$ -электронов с зонными электронами.

### Оксиды тяжелых металлов

В качестве иллюстрации влияния неоднородностей на поведение сильно коррелированной системы приведем следующий пример. На рис. 1 представлен расчетный энергетический спектр стехиометрического диоксида свинца [1]. Видно, что уровень Ферми расположен вблизи верхней границы заполненной зоны. На наш взгляд, отклонения от стехиометрии приводят к туннелированию электронов в валентную зону, т.е. образованию виртуальных уровней, и, как следствие, появлению металлической проводимости. Эта гипотеза хорошо согласуется с тем обстоятельством, что при синтезе диоксида свинца всегда получается целый набор окислов, числом до 15-ти, отличных от стехиометрического состава.

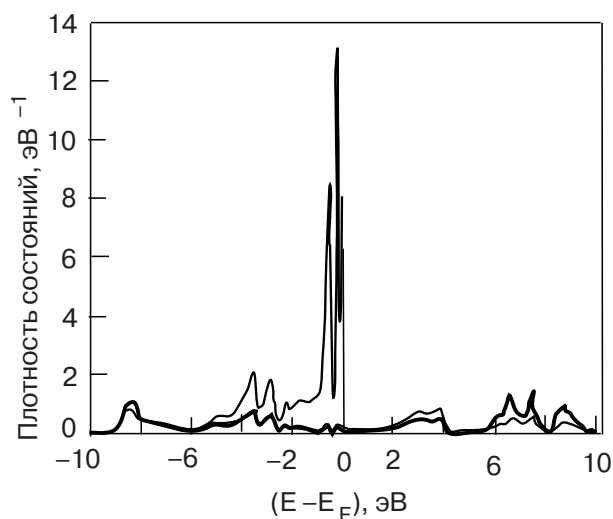


Рис. 1. Расчетная плотность электронных состояний в диоксиде свинца стехиометрического состава: жирная линия — Pb; тонкая линия — O [1].

Проблема, связанная со стехиометричностью синтезируемого соединения, возникает достаточно часто. Хрестоматийный пример — станнид ниобия  $Nb_3Sn$  при любой технологии синтеза всегда стехиометричен, а  $Nb_3Ge$  получается соответствующим приведенной формуле лишь при допировании алюминием. Указанная проблема, однако, несмотря на ее важность (и нерешенность) выходит за рамки настоящей статьи. Можно, конечно, предположить, что в этом вопросе важную роль играют флуктуации электронной структуры. В этой связи следует упомянуть работу [7], посвященную анализу экспериментального парадокса: два близких по структуре и электронным характеристикам соединения  $Ni_3Al$  и  $Ni_3Ga$ , согласно расчетам, должны обладать ферромагнитными свойствами. Однако первое из них характеризуется как слабый ферромагнетик, а второе — как парамагнетик. Авторы цитируемой работы связывают этот парадокс именно с сильными флуктуациями в  $Ni_3Ga$ .

Еще два хрестоматийных примера особенностей физических свойств веществ, связанных с пространственными неоднородностями. Хорошо известно, что металлический самарий кристаллизуется в модифицированной гексагональной структуре (так называемая «решетка самария»), что приводит к наличию двух типов узлов, по разному координированных между собой. Сверхобменное взаимодействие в этих двух подсистемах настолько различно, что в металле имеются две точки Нееля, отличающиеся примерно в 10 раз.

Второй пример — при фазовом переходе металл–диэлектрик во вполне однородной и стехиометричной двуокиси ванадия происходит расщепление четырехвалентных ионов ванадия на две группы — трех- и пятивалентную [8].

### Псевдощелевые состояния

Обратимся к проблеме высокотемпературной сверхпроводимости. Напомним, что типичные представители ВТСП — перовскитоподобные купраты — представляют собой соединения отнюдь не стехиометрического состава. Даже самые совершенные, не содержащие двойников монокристаллы, не могут считаться однородными относительно концентраций компонентов, что не может не сказаться на поведении их зарядовой подсистемы.

В последние годы внимание исследователей привлекла одна специфическая область на фазовой диаграмме купратных ВТСП (типичная формула  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ ). При содержании кислорода меньше оптимального (с точки зрения сверхпроводящих свойств) выше температуры сверхпроводящего пере-

хода вплоть до некоторого значения  $T^*(x)$ , где  $x$  — кислородный индекс, экспериментально наблюдается пониженная плотность электронных состояний. Были использованы спектроскопические и резонансные методы исследования. Принято считать, что при высоких (примерно от  $T_c$  до  $2T_c$ ) температурах имеет место псевдощелевое состояние, как бы «предвестник» сверхпроводимости. В ряде публикаций априорно предполагалось, что в этой области существуют некогерентные куперовские пары. Несколько забегаю вперед, заметим, что на многих диаграммах существуют две фазовые границы — «верхняя» псевдощель (температура  $T^{cr}(x)$  — там начинаются отклонения сопротивления от линейного закона) и «нижняя» псевдощель (температура  $T^*(x)$ ). Однако этот вопрос мы рассмотрим ниже.

Публикации по рассматриваемой проблеме появились около десяти лет назад. Именно тогда возникло представление об уменьшении плотности состояний в нормальной фазе сверхпроводника. С тех пор опубликованы десятки, если не сотни, работ, однако вопрос о природе псевдощелевого состояния до сих пор не закрыт. Один из первых обзоров экспериментальных работ опубликован в 1999 году [9]. Посвящен он, главным образом, вопросу о величине псевдощели. В частности, рассматривалась независимость ее значения от температуры, что не коррелировало с известным фактом подобной зависимости для сверхпроводящей щели. В то же время утверждалось, что обе эти характеристики имеют сходную  $d$ -природу. Выводы авторов базировались на опубликованных экспериментах по фотоэмиссии с угловым разрешением (ARPES), туннельной спектроскопии, ядерному магнитному резонансу, транспортным свойствам и теплоемкости. Эксперименты производились в основном на иттриевых и висмутовых купратах. Значения псевдощели, в частности для купратов  $Bi-2221$ , составляли по разным данным от 20 до 40 мэВ в зависимости от уровня допирования. Заметим, что в совсем недавно опубликованной работе [10] приведены примерно такие же значения для псевдощели в системе натрий–кобальтовых оксидов  $Na_{0,35}CoO_{2,1} \cdot 3H_2O$  и  $Na_{0,35}CoO_{2,0} \cdot 7H_2O$ .

В связи с проблемой псевдощелевого состояния в настоящее время продолжают обсуждаться два вопроса. Один из них — является ли кривая  $T^*(x)$  линией фазового перехода, а второй, более общий, — в чем заключается природа этого состояния. Напомним, что характерные значения температуры сверхпроводящего перехода для иттриевых купратов не превышают 98 К, а псевдощель «открывается» вблизи 220 К.

По поводу первого вопроса можно сказать следующее. Исследование недодопированных тулие-

вых купратов [11] привело к обнаружению характерной для фазового перехода особенности электронного вклада в теплоемкость. Были проведены измерения четырех образцов с различным кислородным индексом. Настораживает то обстоятельство, что искомая аномалия была обнаружена лишь для двух образцов с пониженным содержанием кислорода. В то же время соответствующая особенность, исходя из общих соображений, должна была выявиться для всех образцов. Добавим, что авторы работы [12] аномалии электронного вклада в теплоемкость вообще не наблюдали. Следует обратить внимание на то, что переход в новое состояние испытывает отнюдь не вся зарядовая подсистема, а лишь ее небольшая часть. В этой связи трудно ожидать обычных при фазовых переходах величин аномалий. Однако независимо от конкретного различия высоко- и низкотемпературной фаз можно лишь, вслед за многими исследователями, прийти к выводу о флуктуационном характере перехода. Теоретически флуктуационная природа псевдощелевого феномена, кстати, была рассмотрена недавно в рамках модели Хаббарда [13].

Еще достаточно давно, при описании перехода жидкого гелия в сверхтекучее состояние, было высказано соображение, что в природе существуют два вида упорядочения: упорядочение пространства (например, кристаллизация) и упорядочение скоростей (бозе-конденсация). Этот общий подход, как очевидно, может быть применен и при анализе генезиса псевдощелевого состояния, если рассматривать его (состояния) возникновение как фазовый переход. Действительно, в литературе главенствуют две точки зрения относительно механизма, приводящего к уменьшению плотности электронных состояний. Согласно одной из них, как отмечено выше, в рассматриваемой особой области фазовой диаграммы часть носителей заряда образует нескоррелированные пары (иными словами, частичное упорядочение скоростей), не приводящие к возникновению макроскопической сверхпроводящей фазы. Другая версия исходит из предположения, что в псевдощелевой области происходит частичная локализация носителей заряда, сопровождающаяся образованием сравнительно долгоживущих антиферромагнитных кластеров (магнитный порядок — упорядочение пространства). Какое упорядочение осуществляется? Для систем со многими степенями свободы ответ не может быть однозначным, поскольку разные механизмы могут обладать близкими энергетическими характеристиками.

В обзоре Садовского [14] содержатся многочисленные ссылки на экспериментальные и теоретические работы, касающиеся проблемы псевдощели в

ВТСП. Наиболее подробные сведения получены в экспериментах по фотоэмиссии с угловым разрешением. Следует заметить, что эксперименты лишь подтверждают наличие указанного состояния выше точки сверхпроводящего перехода, однако «генетический» вопрос остается нерешенным, т.е. выводы касаются лишь существенного уменьшения плотности электронных состояний при понижении температуры ниже  $T^*$ . Вопрос же о природе псевдощелевого состояния остается открытым.

Автор обзора [14] считает, что при указанной температуре нет фазового перехода, а величина  $T^*$  лишь определяет масштаб энергии, ниже которой проявляются псевдощелевые особенности в свойствах вещества. На наш взгляд, этот вывод может быть оспорен, поскольку, как отмечалось выше, флуктуационный характер явления может быть сопряжен с неким «частичным» фазовым переходом электронной подсистемы. К тому же аномалия электронного вклада в теплоемкость была обнаружена экспериментально [11].

Возвращаясь к вопросу о магнитном происхождении псевдощели, следует отметить, что существование антиферромагнитных кластеров доказано в опытах по неупругому рассеянию нейтронов [15]. Эти результаты нашли и более позднее подтверждение [16]. При участии одного из авторов, равно как и автора работы [11], исследовано магнитосопротивление недодопированных монокристаллов YBCO [17] и показано, что в промежуточной области концентраций кислорода — между границей антиферромагнитного диэлектрического состояния и оптимально допированного купрата — магнитосопротивление содержит, наряду с квадратичным, линейный по напряженности магнитного поля вклад. Это соответствует поведению указанной характеристики в антиферромагнитных металлах [18]. Характерно, что коэффициент при линейном члене магнитосопротивления зависит от концентрации кислорода — он уменьшается по мере ее увеличения, становясь пренебрежимо малым при оптимальном допировании. Можно заключить, что проведенные опыты подтверждают выводы работы [15] о существовании антиферромагнитных динамических кластеров.

Опираясь на цитированные выше экспериментальные факты [15–17], можно предположить, что при пересечении границы рассматриваемой области со стороны высоких температур происходит не частичная бозе-конденсация, а частичная локализация носителей, приводящая, с одной стороны, к уменьшению плотности состояний, а с другой — к возникновению флуктуирующих антиферромагнитных фрагментов. В ряде работ (см., например, [19–21]) псевдощелевые явления обсуждаются именно с «магнитной» точки зрения.

Таким образом, можно считать вполне возможным, что существует отличная от нуля вероятность магнитного механизма появления псевдощели (флуктуационное упорядочение пространства). Противоречит ли это концепции фазового перехода при  $T^*$ ? На наш взгляд, нет. Важен сам факт наличия упорядочения (пусть частичного), а не конкретный его вид. Исключает ли это механизм образования нескоррелированных пар (флуктуационное упорядочение скоростей)? На наш взгляд, тоже нет. Как указывалось выше, энергетика обоих процессов, по-видимому, близка, и однозначный вывод на сегодняшний день вряд ли возможен. Для полноты картины отметим, что в работах [22,23] отдается дань «сверхпроводящей» модели возникновения псевдощели. Следует заметить, что объяснение наблюдаемых аномалий различных свойств ВТСП в нормальной фазе в рамках модели нескоррелированных куперовских пар основано, как правило, не на однозначных экспериментальных фактах, а на тех или иных теоретических построениях. В этой связи отметим недавно появившуюся работу [24], в которой описано аномальное поведение магнитного момента лантан-стронциевого купрата существенно выше температуры сверхпроводящего перехода. Было отмечено изменение момента на несколько процентов, причем существенное влияние на эффект оказывала магнитная предыстория. Результаты очень напоминают поведение спинового стекла, что, по-видимому, нетрудно объяснить магнитным происхождением аномалии (локализация). Однако авторы [24] считают, что все дело в появлении нескоррелированных куперовских пар. Прямых доказательств этого утверждения, однако, не приводится. В то же время опубликованный результат свидетельствует, на наш взгляд, о том, что частичная локализация носителей не обязательно должна генерировать антиферромагнитное упорядочение. В неоднородных системах вполне вероятны фрустрации, приводящие к спин-стеклянному замораживанию магнитных моментов. Если же соответствующее обменное взаимодействие мало, то мы получим некий дополнительный парамагнитный компонент момента.

Рассматривая теоретические модели генезиса псевдощели, нельзя не обратиться к работам Пайнса. Эти работы, по сути, являются развитием идей, сформулированных Фриделем. Еще в 1998 году Пайнсом с соавторами [25] была предложена спин-фермионная модель развития процессов в нормальной фазе ВТСП. Были использованы данные о температурных и концентрационных (кислород) зависимостях одночастичной спектральной плотности. Результирующая сильная анизотропия указанной плотности приводит к качественно различному поведению «горячих» (вблизи  $k = (\pi, 0)$ ) и «холод-

ных» (вблизи  $k = (\pi/2, \pi/2)$ ) квазичастиц в импульсном пространстве. Широкий высокоэнергетический максимум в спектре авторы связывают с сильными антиферромагнитными корреляциями. Эти корреляции существенно понижают константу электрон-фононного взаимодействия в купратных ВТСП, с чем могут быть связаны более низкие, по сравнению с оптимально допированными купратами, температуры сверхпроводящего перехода. В то же время именно «горячие» электроны генерируют возникновение псевдощелевых состояний — как «слабого», так и «сильного». На рис. 2 представлена модельная фазовая диаграмма купратных ВТСП [25]. С точки зрения авторов, возникновение нижней псевдощели невозможно без существования верхней.

Соотношение между концентрациями «горячих» и «холодных» электронов зависит от концентрации кислорода. При оптимальном допировании количество «горячих» электронов становится пренебрежимо малым, что приводит к исчезновению псевдощели. Логическим продолжением этих идей явилась построенная Пайнсом двухжидкостная модель.

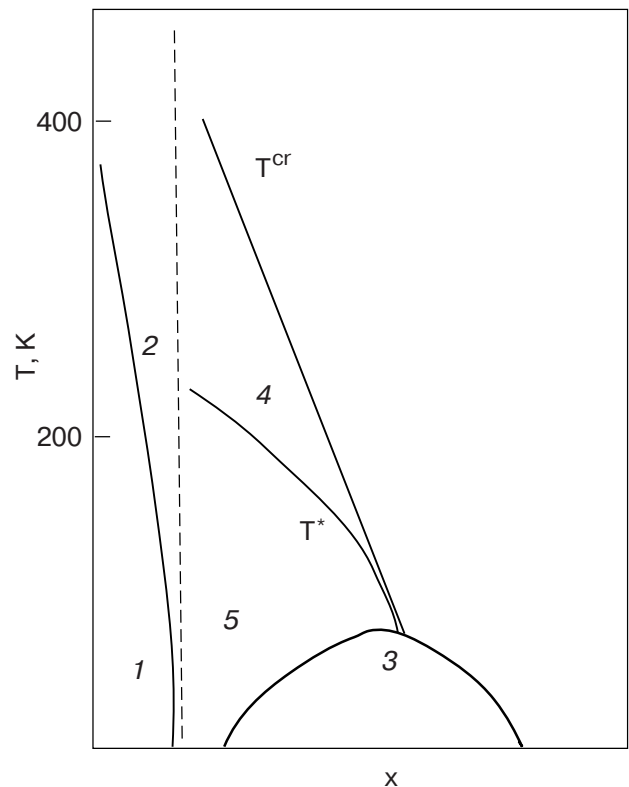


Рис. 2. Качественное изображение фазовой диаграммы купратных ВТСП [25]. 1 — антиферромагнитная область (диэлектрик); 2 — диэлектрическая область; 3 — область сверхпроводника; 4 — область слабой псевдощели; 5 — область сильной псевдощели;  $T^{cr}$  и  $T^*$  — фазовые границы.

В обзорной работе [26] Пайнс на основе анализа многочисленных экспериментальных данных сформулировал идею, что псевдощелевое состояние следует считать новой формой существования вещества, сосуществующей с когерентным электронным состоянием в нормальной фазе и со сверхпроводящим состоянием ниже температуры перехода. Им была развита феноменологическая двухжидкостная модель, позволяющая объяснить простое скейлинговое поведение магнитной восприимчивости в недодопированных купратах. Утверждается, что псевдощелевое состояние конкурирует со сверхпроводящим, что, вообще говоря, может приводить к возникновению квантовой критической точки. Как указывалось выше, еще ранее эксперименты по ЯМР и ARPES привели авторов [25] к выводу, что псевдощель порождается «горячими» (или, иначе, пучностными) квазичастицами вблизи  $k = (\pi, 0)$  в импульсном пространстве. В то же время анализ данных по спин-решеточной релаксации и затуханию спин-эхо привел к выводу [27], что  $T^*$  — это температура, при которой антиферромагнитная длина корреляции, связанная с горячими квазичастицами, на один-два порядка превосходит параметр решетки  $a$ . Иными словами, здесь перебрасывается мостик к идее о частичной локализации свободных носителей заряда. Высказано также мнение, что во всех описанных процессах существенную роль должны играть неоднородности состава и структуры. К сожалению, в цитированных работах не обсуждаются термодинамические характеристики купратов выше точки сверхпроводящего перехода, в частности, имеет ли место вдоль кривых  $T^{CT}$  и  $T^*$  фазовый переход. Относительно первой из этих кривых в работе [25] говорится, что здесь происходит кроссовер, характеризуемый появлением заметных антиферромагнитных корреляций, а ниже второй кривой спин-флуктуационная энергия уменьшается в связи с уменьшением спектрального веса квазичастиц.

В поддержку модели магнитной природы псевдощели приведем примеры веществ, в которых нет сверхпроводимости, а псевдощелевая фаза наблюдается. Например, анализ инфракрасных спектров поглощения и рамановского рассеяния в квантовом магнетике ( $S = 1/2$ )  $TiOCl$  привел к выводу, что при температурах ниже 135 К в веществе происходит размерный кроссовер, приводящий к димеризации основного состояния и возникновению псевдощели [28].

Наиболее интересный пример — хром, допированный ванадием [29]. Хорошо известно, что ниже комнатной температуры хром характеризуется антиферромагнитным упорядочением. Магнитная

структура описывается волной спиновой плотности, «организованной» моментами делокализованных  $3d$ -электронов. Допирование ванадием приводит к частичной локализации свободных электронов (процесс, обратный возбуждению виртуальных фриделевских уровней) и, стало быть, возникновению псевдощели.

Отметим работы группы Пайнса [30,31], в которых аномалии в сдвиге Найта, обнаруженные в спектрах ЯМР соединений церия, иттербия и урана и связанные с образованием псевдощелевых состояний, нашли свое объяснение в рамках двухжидкостной модели.

И, наконец, в последние дни появились еще две публикации [32,33], посвященные псевдощелевой проблеме. В первой из них обобщенным методом Хартри–Фока изучены корреляции в областях слабой и сильной псевдощели. Вторая работа, выполненная канадскими теоретиками, также посвящена проблемам слабой и сильной псевдощели. Здесь, однако, расчет проведен для несколько иной системы — купрата  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$  — ВТСП электронного типа. Здесь «горячие» электроны размещаются в других «углах» импульсного пространства, однако выводы авторов коррелируют с изложенной выше флуктуационной моделью частичной локализации носителей, приводящей к возникновению псевдощели.

## Заключение

Мы привели лишь несколько эффектов, в которых существенную роль играют неоднородности пространственной и электронной структуры, флуктуации и связанные с ними процессы генерации и диссипации динамических виртуальных уровней. В рамках развитых Фриделем представлений оказалось возможным предложить объяснение известного парадокса, связанного с противоречивыми данными о природе ферромагнетизма переходных металлов, описать механизм появления проводимости металлического типа в окислах тяжелых металлов, высказать ряд аргументов в пользу локализационного механизма образования псевдощелевого состояния в высокотемпературных сверхпроводниках. Естественно, что давно известный и подробно описанный в литературе круг явлений, связанных с физическими свойствами разбавленных сплавов (эффект Кондо и спиновые стекла), нашел отражение в обширной научной литературе и не нуждается в новом рассмотрении.

Один из авторов (Л.А.Б.) с чувством глубокого уважения и признательности обращается к светлой памяти своего Учителя — Евгения Станиславовича Боровика.

Авторы благодарны Е.Б. Амитину за полезные дискуссии.

Работа поддержана грантом РФФИ № 02-03-32319.

1. Л.А. Боярский, С.П. Габуда, С.Г. Козлова, Р.Н. Плетнев, *ФНТ* **28**, 958 (2002).
2. Р.О. Зайцев, *СФХТ* **2**, 36 (1989).
3. G. Zwicknagl and P. Fulde, *Cond-mat/0211706* (2002); G. Zwicknagl, A.N. Yaresko, and P. Fulde, *Phys. Rev.* **B65**, 081103(R) (2002).
4. A.A. Zvyagin, *Phys. Rev.* **B63**, 014503 (2001).
5. J. Friedel, *J. Phys. Rad.* **19**, 573 (1958).
6. J. Schoenes, O. Vogt, J. Lohle, F. Hulliger, and K. Mattenberger, *Phys. Rev.* **B53**, 14987 (1996).
7. A. Aguayo, I.I. Mazin, and D.J. Singh, *Cond-mat/0310629* (2003).
8. Л.А. Боярский, С.П. Габуда, С.Г. Козлова, *ФНТ* **26**, 197 (2000).
9. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
10. T. Shimojima, T. Yokoya, T. Kiss, A. Chainani, S. Shin, T. Togashi, C. Chen, S. Watanabe, K. Takada, T. Sasaki, H. Sakurai, and E. Takayama-Muromachi, *Cond-mat/0406632* (2004).
11. Е.Б. Амитин, К.Р. Жданов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков, А.Г. Блинов, *ФНТ* **28**, 926 (2002).
12. J.W. Loram and J.L. Tallon, *Physica* **C349**, 53 (2001).
13. G. Litak, *Cond-mat/0212337* (2002).
14. М.В. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
15. J. Rossat-Mignod, L.P. Regnault, C. Vettier, P. Bourges, P. Burllet, J. Bossy, J.Y. Henry, and G. Lapertot, *Physica* **C185-189**, 86 (1991).
16. H.A. Mook, Pengheng Dai, S.M. Hayden, A. Hiess, S-H. Lee, and F. Dogan, *Cond-mat/0402134* (2004).
17. Е.Б. Амитин, А.Г. Блинов, Л.А. Боярский, V. Ya. Dikovsky, K.R. Zhdanov, M.Yu. Kameneva, O.M. Kochergin, V.N. Naumov, and G.I. Frolova, *Phys. Rev.* **B51**, 15388 (1995).
18. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *Изв. АН СССР, Серия физич.* **27**, 1487 (1963).
19. В.Н. Самоваров, В.Л. Вакула, М.Ю. Либин, С.А. Уютнов, Г.Г. Сергеева, *ФНТ* **28**, 934 (2002).
20. P. Monthoux, *Cond-mat/0301228* (2003).
21. J. Friedel and M. Kohmoto, *Cond-mat/0204337* (2002).
22. T. Pereg-Barnea and M. Franz, *Cond-mat/0606712* (2003).
23. F.J. Ohkawa, *Cond-mat/0305422* (2003).
24. C. Panagopoulos, M. Majoros, and A.P. Petrovic, *Phys. Rev.* **B69**, 144508 (2004).
25. J. Schmalian, D. Pines, and B. Stojkovic, *Cond-mat/9804129* (1998).
26. D. Pines, *Cond-mat/0404151* (2004).
27. V. Barzykin and D. Pines, *Phys. Rev.* **B52**, 13585 (1995).
28. P. Lemmens, K.Y. Choi, G. Caimi, L. Degiorgi, N.N. Kovaleva, A. Seidel, and F.C. Chou, *Cond-mat/0307502* (2003).
29. C. Pepin and M.R. Norman, *Cond-mat/0309580* (2003).
30. N.J. Curro, B.-L. Young, J. Schmalian, and D. Pines, *Cond-mat/0402179* (2004).
31. S. Nakasuji, D. Pines, and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 016401 (2004).
32. Moshe Dayan, *Cond-mat/0407090* (2004).
33. V. Hankevych, B. Kyung, A.-M. Dare, D. Senechal, and A.-M.S. Tremblay, *Cond-mat/0407085* (2004).

#### Fluctuations and inhomogeneities in strong correlated electron systems

L.A. Boyarsky, S.P. Gabuda, and S.G. Kozlova

The general approach to description of different phenomena in strongly correlated electron systems is considered. Common to these effects are their fluctuation nature and the presence (or occurrence) of inhomogeneous charge and/or spin densities. The following problems are discussed: the nature of 3d-metal ferromagnetism; the reasons for metal-like conductivity of the heavy *p*-metal oxides; the nature of the pseudogap state in high  $T_c$  superconductors.