

УДК 537.362

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОГО ТЕПЛОВОГО РАСШИРЕНИЯ ВТСП СИСТЕМ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. И. Головашкин, Л. И. Иванова, А. П. Русаков

Предложена физическая модель, объясняющая аномальное (отрицательное) тепловое расширение в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) при низких температурах и аномально сильное влияние магнитного поля на коэффициент теплового расширения в этой области температур. Модель основана на стабилизирующей роли волны зарядовой плотности (ВЗП) в кислородной подрешетке в дополнение к антиферромагнитному и спин-пайерсовскому упорядочению в подрешетке ионов меди в ВТСП системах. Рассмотрено влияние температуры, магнитного поля и легирования на характер взаимодействия такой ВЗП с ионной решеткой ВТСП системы. Выводы модели согласуются с экспериментальными результатами.

Несмотря на многочисленные исследования электронных, фононных и других свойств оксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), остается еще много нерешенных проблем, касающихся механизма сверхпроводимости, природы основного состояния в этом классе необычных соединений. В диэлектрической фазе ВТСП систем, как известно [1], в электронном спектре наблюдается энергетической щель E_{ct} , которая возникает в них из-за переноса заряда $Cu3d - O2p$ (так называемая “charge transfer gap”), причём E_{ct} меньше U – величины мотт-халлбардовского межэлектронного $Cu3d - Cu3d$ отталкивания. Это состояние диэлектрика с переносом заряда сохраняется и в некотором интервале составов при легировании (“doped charge transfer insulators”).

По-видимому, ВТСП системы – это неустойчивые кристаллохимические системы. Эта неустойчивость проявляется, в частности, в температурных зависимостях их низкоэнергетической фононной моды в направлении [110] [2], аномального коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах [3], скоростей ультразвука [4], упругих модулей [5], структурных параметров [6] и других характеристик. На неустойчивость таких систем указывает также неожиданно сильное влияние умеренных магнитных полей на эти аномалии [4, 5, 7].

Возникновение энергетической щели E_{ct} может проявляться в структурных особенностях диэлектрической фазы ВТСП систем и аномальности ряда их свойств. Для выяснения этого вопроса необходимо рассмотреть природу основного состояния ВТСП систем с учетом последних экспериментальных и теоретических результатов.

Ниже мы рассматриваем модель ВТСП систем, приводящую к возникновению в них аномального теплового расширения при низких температурах, к аномально сильному влиянию магнитного поля на тепловое расширение, а также обсуждаем влияние легирования на эти свойства. Выводы модели согласуются с известными экспериментальными результатами.

Модель. 1. Выполненные в последнее время нейтронографические исследования на высококачественных монокристаллах системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ подтвердили, что в образцах без легирования (т.е. при $x = 0$) магнитный момент ионов меди равен половине магнетона Бора: $\mu_{Cu} = 0.5\mu_B$ [8]. Эта величина меньше, чем теоретическое значение $\mu_{Cu, теор} = g\langle S_j^Z \rangle \approx 0.67\mu_B$ (при типичном для Cu^{+2} значении фактора Ланде $g \approx 2.2$). Здесь $\langle S_j^Z \rangle$ – ожидаемое среднее значение спина иона меди, находящегося на j -том месте, в двумерной модели антиферромагнетика Гейзенберга при спине $S = 1/2$. Из-за учёта нулевых колебаний величина $\langle S_j^Z \rangle$ уменьшается от $1/2$ до 0.3034 [9]. Результаты теории и эксперимента можно согласовать, если считать, что заряд (валентность) ионов меди в диэлектрике не Cu^{+2} , а $Cu^{+1.75}$. То есть из-за гибридизации с $2p$ -состояниями ионов кислорода (ковалентность связи $Cu-O$) на ионе меди в $3d$ -оболочке локализована не одна дырка, как в Cu^{+2} , а 0.75 дырки, как в $Cu^{+1.75}$. Тогда магнитный момент ионов меди по теории должен быть равен $\mu_{Cu} = 0.75 \cdot \mu_{Cu, теор} \approx 0.75 \cdot 0.67\mu_B \approx 0.5\mu_B$, что согласуется с экспериментом. На ковалентность связи $Cu-O$ в плоскости CuO_2 также указывают экспериментальные данные по ядерному магнитному резонансу [10]. Таким образом, результаты данных экспериментов приводят нас к заключению, что заряд ионов меди в плоскости CuO_2 диэлектрической фазы ВТСП системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ равен $Cu^{+1.75}$.

Анализ электронной структуры ВТСП систем методом квантового Монте-Карло в приближении динамического кластера [11], когда в кластере размером $(2a \cdot 2a)$ (a – расстояние между ближайшими ионами меди) точно учитывается корреляционное взаимодействие, а взаимодействие периодически расположенных таких кластеров учитывается в приближении среднего поля, показал, что в плоскости CuO_2 связь ионов меди и кислорода $Cu-O$ в значительной доле является ковалентной. Cu проявляет в обратном переносе части заряда, равной 0.27 заряда электрона, с ближайших ионов кислорода O^{-2} на ион меди Cu^{+2} . В результате в соединении La_2CuO_4 заряд на ионе меди (валентность) вместо Cu^{+2} становится $Cu^{+1.73}$.

Таким образом как детальные нейтронографические эксперименты на качественных монокристаллах [8], так и расчеты методом [11], являющимся дальнейшим развитием современной динамической теории среднего поля [12], приводят к одному и тому же выводу о существовании заметной доли ковалентности в связи $Cu-O$ в плоскости CuO_2 ВТСП систем. Причем и в эксперименте, и в теории получены близкие величины заряда иона меди, равные +1.75 и +1.73, соответственно. Это происходит за счёт перетекания 0.25 или 0.27 заряда электрона к иону меди от ближайших ионов кислорода в плоскости CuO_2 диэлектрической фазы ВТСП систем.

Важным выводом из этих результатов является вывод о том, что ионы кислорода в элементарной ячейке ВТСП систем имеют разную валентность (заряд): O^{-2} и $O^{-\alpha}$, где $\alpha < 2$. В принципе, такая неоднородная электронная система в подрешетке кислорода диэлектрика должна упорядочиваться при достаточно низких температурах (если концентрация дефектов не превышает определенного минимума) из-за уменьшения при этом энергии системы.

2. Теоретические исследования показали (см., например, обзор [13]), что в двумерной квадратной решётке CuO_2 с учётом хаббардовского отталкивания U и магнитного взаимодействия спинов электронов $3d_{x^2-y^2}$ состояний ионов Cu^{+2} происходит образование синглетных валентных связей $Cu-Cu$, которые упорядочиваются при понижении температуры. Такое упорядочение синглетных валентных связей в диэлектрике называют спин-пайерлсовским или упорядочением зарядов на связях [13, 14]. Пример такого упорядочения валентных связей $Cu-Cu$ показан на рис. 1, где дополнительно показаны ионы кислорода в плоскости CuO_2 . Валентные связи на рис. 1 обозначены пунктиром, и их упорядочение приводит к удвоению периода решётки типа $(2a \cdot a)$.

3. Упорядочение синглетных валентных связей $Cu-Cu$ с удвоением периода решётки типа $(2a \cdot a)$ приводит к тому, что из четырёх ионов кислорода, окружающих каждый

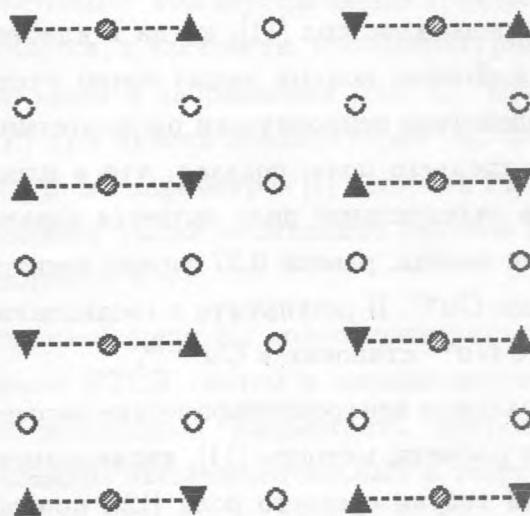


Рис. 1. Спин-пайерлсовское упорядочение, т.е. упорядочение валентных связей $Cu-Cu$ (обозначены пунктиром) в плоскости CuO_2 диэлектрической фазы ВТСП систем [13, 14]. Треугольниками обозначены ионы меди (эти ионы имеют разное направление спинов). Незаштрихованные кружки – ионы кислорода O^{-2} , заштрихованные кружки – ионы кислорода $O^{-\alpha}$, где $\alpha < 2$. Ковалентные связи $Cu-O^{-\alpha}-Cu$ также обозначены пунктиром, т.е. упорядочение валентных связей $Cu-Cu$ приводит к упорядочению ковалентных связей $Cu-O^{-\alpha}-Cu$.

ион меди, только один ион кислорода находится на валентной связи $Cu-Cu$ и поэтому является выделенным (на рис. 1 обозначен заштрихованным кружком). В результате происходит гибридизация $2p$ состояний этого выделенного иона кислорода с $3d_{x^2-y^2}$ состояниями двух ионов меди, образующих данную валентную связь, более сильная 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 O^{-2} на ионы Cu^{+2} , образующих валентную связь. То есть связь $Cu-O-Cu$ на валентной связи $Cu-Cu$ становится ковалентной. Как отмечалось выше [8, 11], в диэлектрической фазе валентность ионов меди не Cu^{+2} , а $Cu^{+1.75}$. Такое уменьшение заряда иона меди до $+1.75$ происходит за счёт переноса 0.25 электрона с ближайшего выделенного иона кислорода на валентной связи. Следовательно, выделенный на рис. 1 ион кислорода отдаёт 0.25 электрона иону меди слева от него и 0.25 электрона иону меди справа от него. В результате, ион кислорода на валентной связи имеет заряд $O^{-1.5}$. Таким образом, упорядочение валентных связей $Cu^{+1.75}-Cu^{+1.75}$ приводит к упорядочению ковалентных связей $Cu^{+1.75}-O^{-1.5}-Cu^{+1.75}$, как показано на

рис. 1, где $\alpha = -1.5$. Ковалентные связи, т.е. ионы кислорода $O^{-1.5}$, упорядочиваются, и вместе с ионами O^{-2} образуют волну зарядовой плотности (ВЗП) [15] в подрешетке кислорода. Сверхструктурное зарядовое упорядочение в направлении $[100]$ является дополнительным к антиферромагнитному упорядочению ионов меди в направлении $[110]$. Удвоение периодов решётки приводит к появлению нового вектора обратной решётки $\mathbf{G}_2 = \mathbf{G}/2 = (\pi/a)[100]$, где $\mathbf{G} = (2\pi/a)[100]$ – вектор обратной решётки без удвоения периода, т.е. для прямой решётки с периодом $(a \cdot a)$.

4. В соседних плоскостях CuO_2 ковалентные связи упорядочиваются в перпендикулярном направлении. Таким образом, период решетки ВТСП системы удваивается по всем трем направлениям a , b и c .

5. Из теоретических расчетов [11] и из экспериментов [16 – 18] следует, что у потолка валентной зоны в диапазоне примерно 0.4 – 0.5 эВ находятся, в основном, состояния $2p$ ионов кислорода плоскости CuO_2 . Ионы $O^{-1.5}$ слабее связаны с решеткой по сравнению с ионами O^{-2} , поэтому именно состояния $2p$ ионов $O^{-1.5}$ находятся у потолка валентной зоны в диапазоне 0.4 – 0.5 эВ.

В такой ячейке с удвоенным периодом по трём направлениям имеется 4 иона $O^{-1.5}$. Следовательно, на ячейку приходится $4 \cdot 1.5 = 6$ кислородных электронов, которые заполняют три зоны Бриллюэна (рассматривается случай отсутствия легирования). Отметим, что границы третьей зоны Бриллюэна для прямой ячейки с удвоенными периодами параллельны направлениям $[100]$ и $[010]$ в обратной решетке кристалла [15].

Теоретические оценки показывают [1, 11], что у ВТСП систем потолок валентной зоны находится в окрестности точек $(\pi/a)(\pm 1/2, \pm 1/2)$ исходной зоны Бриллюэна для исходной прямой решётки без удвоения периодов (т.е. для ячейки размером $(a \cdot a)$). Этот теоретический вывод согласуется с экспериментальными результатами, полученными методом ARPES [1]. При дырочном легировании вначале заполняются состояния в окрестности точек $(\pi/a)(\pm 1/2, \pm 1/2)$.

6. При слабом легировании, как показывают результаты ARPES [1], в ВТСП системах возникают и сосуществуют две фазы: фаза с большой запрещенной энергетической щелью и фаза с малой энергетической щелью в окрестности точек $(\pi/a)(1, 0)$ и $(\pi/a)(0, 1)$ исходной зоны Бриллюэна. Одна из этих фаз (с большой щелью) соответствует нелегированной фазе, а вторая (с малой щелью) – это новая фаза, возникающая при легировании. При этом относительная доля новой фазы увеличивается с ростом уровня легирования. Эту ситуацию описывает страйповая модель неоднородного распределения дырок в кристалле. При легировании вместо равномерного распределения дыроч-

ных носителей по образцу происходит фазовое расслоение на области без дырочных носителей и области с сильным легированием. Например, для случая $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с $0.055 < x < 0.125$ для области кристалла с сильным легированием граница Ферми пересекает границы исходной зоны Бриллюэна вблизи точек $(\pi/a)(\pm 1/4, \pm 1)$ и $(\pi/a)(\pm 1, \pm 1/4)$. В результате, для параллельных участков границы Ферми возникает новый вектор обратной решетки, равный $G_4 = G_2/2 = G/4$, который является вектором нестинга. Как известно, нестинг приводит к пайерлсовской неустойчивости с образованием диэлектрической щели Δ^* и дополнительным удвоением периода решетки, т.е. в области с сильным легированием происходит учетверение периода исходной решетки. Такие области с учетверенным периодом решетки принято называть “страйпами” [6]. Эти области, – пересекающиеся полосы в двух направлениях [100] и [010] – расположены в виде шахматной доски. Расстояния между такими полосами (“страйпами”) тем меньше, чем выше уровень легирования. Такая картина в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ соответствует концентрации стронция $x \geq 0.05$. При меньших концентрациях стронция становятся существенными некоторые детали [6], такие как соотношение фазовых областей для рассеяния носителей заряда от границ второй и третьей зон Бриллюэна в окрестности точек $(\pi/a)(\pm 1/2, \pm 1/2)$. В результате, направления “страйпов” при достаточно малых концентрациях стронция ($x < 0.05$) изменяются на [110].

Если обозначить через L период зарядового упорядочения в плоскости CuO_2 (т.е. расстояние между центрами “страйпов”), то легко показать, что величина L связана с уровнем легирования соотношением $L = a/2x$, где x меняется от $x = 0$ до некоторого значения $x = x_0 = 0.125$. Поскольку зарядовое упорядочение происходит в плоскостях CuO_2 , где спины ионов меди упорядочены антиферромагнитно, то “страйпы” играют роль границ антиферромагнитных доменов с разной фазой антиферромагнитного упорядочения. Отсюда следует, что периоду зарядовой модуляции L будет соответствовать период антиферромагнитной сверхструктурной модуляции, равный $2L$.

При $x = x_0 = 0.125$ величина L становится равной $L = L_0 = 4a$, т.е. четырем периодам исходной решетки. Таким образом, на всей плоскости CuO_2 при таком уровне легирования должно наблюдаться сверхструктурное зарядовое упорядочение. Такая картина наблюдается в эксперименте [6].

7. Рассмотрим случай нелегированной ВТСП системы ($x = 0$). Наличие ВЗП в плоскости CuO_2 означает чередование областей с повышенной и пониженной плотностью зарядов в подрешетке кислорода. Это явление аналогично появлению зарядов на связях в тетраэдрических полупроводниках [19]. Эти соединения имеют довольно “рыхлую”

структуру с координационным числом 4. Такие рыхлые структуры нестабильны в приближении равномерного распределения электронной плотности [19 – 21]. Нестабильность проявляется в том, что для этих соединений частота поперечных акустических колебаний ω_{TA} (наиболее низкочастотная мода) на границе зоны Бриллюэна $\omega_{TA} = \omega_{TA}^*$ стремится к нулю. Однако учёт в вычислениях влияния ковалентных зарядов на связях обеспечивает стабильность таких решеток [19]. Эти заряды играют роль как бы дополнительных атомов, увеличивающих координационное число. 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. $\omega_{TA}^* = \omega_{TA}^i + \omega_{TA}^e$. При низких температурах $kT \sim \hbar\omega_{TA}^*$ величина ω_{TA}^* на границе зоны Бриллюэна обусловлена в основном вкладом ω_{TA}^e .

Похожая картина наблюдается и в ВТСП системах, где роль зарядов на связях играют ВЗП. Устойчивость структур типа K_2NiF_4 (структура, в которой кристаллизуется ВТСП система La_2CuO_4) обусловлена именно взаимодействием ВЗП с ионной решеткой.

8. Ситуация, рассмотренная в предыдущем разделе, должна сопровождаться целым рядом аномальных свойств соединений, в которых она осуществляется. В частности, должно наблюдаться аномальное поведение скоростей ультразвука, тепловых характеристик, фононных свойств. Например, тепловое расширение в области температур $kT \sim \hbar\omega_{TA}^*$ должно быть аномальным (отрицательным). Действительно, ВЗП в системе возникает из-за нестинга. Известно [20, 21], что при наличии конгруэнтных участков поверхности Ферми с энергией $E(\mathbf{k})$ и нестинга для волновых векторов \mathbf{Q} , когда $E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k} + \mathbf{Q})$, низкочастотная электронная магнитная восприимчивость $\chi(\mathbf{Q})$

$$\chi(\mathbf{Q}) = \frac{1}{\Omega} \cdot \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(\mathbf{k}) - f(\mathbf{k} + \mathbf{Q})}{E(\mathbf{k} + \mathbf{Q}) - E(\mathbf{k})} \quad (1)$$

расходится. Здесь f – функция распределения, Ω – объём элементарной ячейки.

Расходимость электронной восприимчивости приводит к отрицательной диэлектрической проницаемости электронной подсистемы $\epsilon(\mathbf{Q})$ [20, 21] для соответствующих волновых векторов:

$$\epsilon(\mathbf{Q}) = 1 + \frac{(4\pi e^2/Q^2) \cdot \chi(\mathbf{Q})}{1 - (4\pi e^2/Q^2) \cdot L(\mathbf{Q}) \cdot \chi(\mathbf{Q})} + \Delta\epsilon. \quad (2)$$

Здесь e – заряд электрона, $\Delta\epsilon$ – неособый вклад в диэлектрическую проницаемость, $L(\mathbf{Q})$ – поправка на локальное поле в кристалле ($0 < L(\mathbf{Q}) < 1$).

Таким образом, при нагревании в области низких температур, когда начинают возбуждаться низкочастотные фононы с волновым вектором \mathbf{Q} и высокой плотностью состояний вблизи границы зоны Бриллюэна, будет наблюдаться сжатие решетки.

В тетраэдрических полупроводниках заряды на связях, т.е. ВЗП, соответствуют нестингу между плоскостями типа $\{110\}$ (вектор нестинга $\mathbf{G} = (2\pi/a)[220]$, а также во втором порядке теории возмущений вектор нестинга $(2\pi/a)[111]$). Поэтому в них диэлектрическая проницаемость для волновых векторов \mathbf{Q} и низких частот, соответствующих ω_{TA}^* на границе зоны Бриллюэна, отрицательна. Это и приводит к сжатию их решеток и аномальному (отрицательному) тепловому расширению в соответствующей области температур [22]. Аналогичная картина должна наблюдаться и в ВТСП системах.

При дальнейшем нагреве, т.е. при $kT \gg \hbar\omega_{TA}^*$, возбуждаются высокочастотные ветви фононного спектра $\omega(\mathbf{k})$, определяемые в основном вкладом $\omega^i(\mathbf{k})$, для которых $\epsilon(\omega, \mathbf{Q}) > 0$. 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 [22]. Роль ВЗП в этой области температур в тепловом расширении становится пренебрежимо малой.

9. Вышесказанное можно проиллюстрировать следующей упрощенной схемой. Рассмотрим ионную решетку, в которой между ионами расположены электронные заряды на связях, имитирующие возможные сложные ВЗП. Решетка при этом электронейтральна и дипольный момент в статике отсутствует. При частотах $\omega \sim \omega_{TA}^*$ при смещении зарядов на связях из положений равновесия возникают дипольные моменты. Это приводит к смещению положительных ионов к зарядам на связях и, следовательно, друг к другу. Время релаксации для ионов больше, чем для электронов, поэтому возникающая поляризация решетки релаксирует медленнее. Соседние электронные заряды на связях начинают притягиваться к возникшей области с избыточным положительным зарядом. А это соответствует общему сжатию решетки, т.е. $\alpha < 0$ (и отрицательности диэлектрической проницаемости $\epsilon < 0$).

Ситуация напоминает куперовское притяжение двух электронов в сверхпроводниках из-за поляризации решетки (возникновения области избыточного положительного заряда), создаваемой этими электронами. Кстати, эта ситуация тоже соответствует случаю $\epsilon < 0$ для соответствующей области частот и волновых векторов.

Итак, в нелегированных или слабо легированных ВТСП системах с заметной долей ковалентности связей $Cu-O$ в плоскости CuO_2 в дополнение к антиферромагнитному и спин-пайерлсовскому упорядочению в подрешетке ионов меди имеется ВЗП в

подрешётке ионов кислорода, стабилизирующая решетку. Наличие такой ВЗП должно проявляться в аномальном (отрицательном) тепловом расширении при низких температурах.

10. Важным является вопрос о роли магнитного поля. Как известно [20], ВЗП возникает из-за электрон-дырочного спаривания. Магнитное поле рвет эти синглетные пары, т.е. уменьшает их плотность n . Уменьшение плотности синглетных пар соответствует уменьшению амплитуды ВЗП $A_{ВЗП}$. В эксперименте это обстоятельство должно проявляться в аномально сильном влиянии магнитного поля на тепловое расширение в области низких температур $kT \sim \hbar\omega_{TA}^*$. Величина ω_{TA}^* пропорциональна амплитуде ВЗП, которая в свою очередь пропорциональна плотности электрон-дырочных пар, т.е. $\omega_{TA}^* \sim A_{ВЗП} \sim n$. Поэтому с ростом магнитного поля величина ω_{TA}^* должна уменьшаться, что должно приводить к уменьшению максимальной температуры, при которой наблюдается аномалия теплового расширения.

11. Легирование, т.е. увеличение концентрации свободных носителей, также должно приводить к уменьшению амплитуды ВЗП $A_{ВЗП}$ из-за увеличения кулоновского экранирования. Даже при наличии страйповой структуры легирование приводит к увеличению диэлектрической проницаемости ϵ и уменьшению вклада ВЗП. 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.

Заключение.

1. Физическая модель, изложенная в настоящей работе и связывающая наличие аномалий теплового расширения в ВТСП системах с их неустойчивостью, является развитием модели сверхструктурной модуляции ВТСП систем, предложенной нами ранее [15]. Настоящая модель качественно объясняет наблюдавшиеся ранее аномалии теплового расширения в ряде ВТСП систем [7, 23 – 30]. Полученные нами новые экспериментальные результаты по тепловому расширению монокристаллов системы $Bi_2Sr_{2-x}La_xCuO_6$ также согласуются с этой моделью.

2. Наблюдение аномалии теплового расширения при низких температурах и влияния на нее умеренных магнитных полей в ряде ВТСП систем приводит к выводу, что эти аномалии являются фундаментальным свойством всех этих систем. Это свойство связано с нестабильностью, присущей этим системам. Возникновение сверхструктурного упорядочения (волны зарядовой плотности) позволяет стабилизировать решетку

и делает ее устойчивой. Возможно, что аномалии теплового расширения вообще являются общим свойством существующих неустойчивых систем. Однако весьма вероятно, что в ВТСП системах эти аномалии тесно связаны с механизмом высокотемпературной сверхпроводимости. Конечно, не только наличие неустойчивости определяет аномально высокие температуры перехода в сверхпроводящее состояние в этих ВТСП, однако в качестве благоприятствующего фактора это вполне можно рассматривать. Мы считаем, что аномалии теплового расширения при низких температурах нужно исследовать и в других ВТСП системах, в которых это не было сделано.

3. В настоящей работе предложена физическая модель электронной структуры ВТСП систем, предсказывающая наличие аномального (отрицательного) теплового расширения в них при низких температурах и сильное влияние магнитных полей на эту аномалию. Поскольку такие аномалии ранее наблюдались в ряде ВТСП систем, мы полагаем, что их наличие является фундаментальным свойством ВТСП систем. Наличие этих аномалий отражает существование волны зарядовой плотности в таких системах и ее стабилизирующую роль в неустойчивых решетках этих систем. Весьма вероятно, что эти структуры существуют только благодаря ВЗП. Возможно, что высокие критические температуры, наблюдаемые при некоторых составах этих систем, связаны с этим же явлением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 04-02-16455) и Минобрнауки.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Damascelli A., Hussain Z., Shen Z.-X. Rev. Mod. Phys., **75**, 473 (2003).
- [2] Baroni S., Gironcoli S., Dal Corso A., Giannozzi P. Rev. Mod. Phys., **73**, 515 (2001).
- [3] Golovashkin A. I., Anshukova N. V., Ivanova L. I., et al. Physica C, **341-348**, 1945 (2000).
- [4] Hanaguri T., Fukase T., Suzuki T., et al. Physica B, **194-196**, 1579 (1994).
- [5] Nohara M., Suzuki T., Maeno Y., et al. Phys. Rev. B, **52**, 570 (1995).
- [6] Kivelson S. A., Bindlos I. P., Fradkin E., et al. Rev. Mod. Phys., **75**, 1201 (2003).

- [7] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., и др. Письма в ЖЭТФ, **71**, N 9, 550 (2000).
- [8] Matsuda M., Fujita M., Yamada K., et al. Phys. Rev. B, **65**, 134515 (2002).
- [9] Xiao G., Cieplak M. Z., Chien C. L. Phys. Rev. B, **42**, 240 (1990).
- [10] Takigawa M., Hammel P. C., Heffner R. H., et al. Physica C, **162-164**, 853 (1989).
- [11] Mascridin A., Jarrell M., Maier Th., Sawatzky G. A. Phys. Rev. B, **71**, 134527 (2005).
- [12] Georges A., Kotliar G., Krauth W., Rosenberg M. J. Rev. Mod. Phys., **68**, 13 (1996).
- [13] Sachdev S. Rev. Mod. Phys., **75**, 913 (2003).
- [14] Vojta M. Phys. Rev. B, **66**, 104505 (2002).
- [15] Аншукова Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., Русаков А. П. ЖЭТФ, **123**, N 6, 1188 (2003).
- [16] Müller R., Schneider M., Mitdauk R., et al. Physica B, **312-313**, 94 (2002).
- [17] Ghiringhelli G., Brookes N. B., Tjeng L. H., et al. Physica B, **312-313**, 34 (2002).
- [18] Tjernberg O., Tjeng L. H., Steeneken P. G., et al. Phys. Rev., B **67**, 100501(R) (2003).
- [19] Wendel H., Martin R. M. Phys. Rev. B, **19**, 5251 (1979).
- [20] Булаевский Л. Н., Гинзбург В. Л., Жарков Г. Ф. и др. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. Гинзбурга В.Л., Киржница Д.А. М., Наука, (1977).
- [21] Гинзбург В. Л., Максимов Е. Г. СФХТ, **5**, 1543 (1992).
- [22] Varгера G. D., Bruno J. A. O., Varгрон Т. Н. К., Allan N. L. J. Phys.: Condens. Matter, **17**, R217 (2005).
- [23] Аншукова Н. В., Воробьев Г. П., Головашкин А. И. и др. Письма в ЖЭТФ, **46**, N 9, 373 (1987).
- [24] Lang M., Höhr A., Spille H., et al. Phys. B – Condens. Matter, **74**, 3 (1989).
- [25] You H., Welp U., Fang Y. Phys. Rev. B, **43**, 3660 (1991).
- [26] Ogasawara H., Matsukawa M., Noto K., Kimura H. Proc.

- Intern. Cryogenic Material Conf., Hawaii, Oct., 1994, p. 315.
- [27] Yang Z. J., Yewondwessen M., Lawther D. W., et al. *J. Supercond.*, **8**, N 2, 233 (1995).
- [28] Аншуква Н. В., Головашкин А. И., Иванова Л. И., и др. *ФТТ*, **46**, N 8, 1356 (2004); *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 8, 32 (2003).
- [29] Аншуква Н. В., Булычев Б. М., Головашкин А. И., и др. *ЖЭТФ*, **124**, 80 (2003).
- [30] Lortz R., Meingast C., Ernst D., et al. *Journal Low Temp. Phys.*, **131**, 1101 (2003).

Поступила в редакцию 8 сентября 2005 г.