

Фононный и магнитный механизмы спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках в режиме сильных корреляций

Е. И. Шнейдер¹⁾, С. Г. Овчинников

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

Красноярский государственный университет, 660062 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 16 марта 2006 г.

Рассмотрена $t - t' - t'' - J^*$ -модель электронов, взаимодействующих с тремя модами фононов: дыхательной, апической дыхательной и изгибной. Зависимость матричных элементов электрон-фононного взаимодействия от волновых векторов приводит к противоположным вкладам в потенциал спаривания с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией: изгибная мода способствует спариванию электронов, дыхательная разрушает. В результате, учет фононов понижает критическую температуру в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, полученную за счет магнитного механизма.

PACS: 71.27.+a, 74.20.Fg, 74.72.Dn

1. Магнитный и фононный механизмы спаривания являются доминирующими при рассмотрении природы высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратах [1]. Для описания магнитного механизма, как правило, используется $t - t' - t'' - J$ -модель. Анализ электронной структуры ВТСП купратов в рамках многозонной pd -модели в режиме сильных электронных корреляций (СЭК) показал, что эффективная низкоэнергетическая модель для купратов дается $t - t' - t'' - J^*$ -моделью, отличающейся от $t - t' - t'' - J$ добавкой трехцентровых коррелированных перескоков; влияние последних на величину T_c было отмечено в работе [2]. Параметры $t - t' - t'' - J^*$ -гамильтониана получены недавно для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ из первопринципных расчетов с учетом СЭК в схеме LDA+GTV (метод локального функционала плотности + обобщенный метод сильной связи) [3]. Также с учетом СЭК был выведен гамильтониан электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) и получены явные зависимости матричных элементов ЭФВ от переданного и входящего волновых векторов для трех наиболее сильно взаимодействующих с электронами мод [4]. В настоящей работе в приближении среднего поля для сверхпроводника с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией вычисляется критическая температура в зависимости от допирования. Показано, что магнитный механизм дает слишком большие значения T_c для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, фононный вклад понижает критическую температуру. Подавление T_c фононами связано с преобладающим вкладом дыхательной мо-

ды, для которой ЭФВ максимально при больших переданных импульсах и меняет знак параметра порядка $d_{x^2-y^2}$ -симметрии.

2. Электрон-фононное взаимодействие в режиме сильных корреляций может быть описано в представлении X -операторов эффективным низкоэнергетическим гамильтонианом [4] следующего вида: $H_{\text{tot}} = H_{el} + H_{el-ph-el}$, где H_{el} – гамильтониан $t - t' - t'' - J^*$ -модели, а $H_{el-ph-el}$ учитывает взаимодействие электронов посредством испускания и поглощения фононов:

$$H_{el-ph-el} = \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}} \sum_{\sigma\sigma'} V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}} X_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\sigma 0} X_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\sigma' 0} X_{\mathbf{k}'}^{0\sigma'} X_{\mathbf{k}}^{0\sigma}, \quad (1)$$

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 взаимодействия, который имеет такую же структуру, как и в стандартной теории Фрелиха [5]. В отличие от теории слабокоррелированных электронов $V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}}$ зависит от $F_{(0\sigma)}$ – фактора заполнения зоны и, следовательно, через него от допирования, температуры и магнитного поля:

$$V_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}} = \sum_{\nu} \frac{g_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) g_{\nu}(\mathbf{k}', -\mathbf{q}) \omega_{\mathbf{q}, \nu}}{(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})^2 F_{(0\sigma)}^2 - \omega_{\mathbf{q}, \nu}^2}. \quad (2)$$

Здесь $g_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ – матричный элемент взаимодействия электрона с исходным импульсом \mathbf{k} и фонона с импульсом \mathbf{q} , $\omega_{\mathbf{q}, \nu}$ – частота колебаний моды ν , $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ – фурье-образ интеграла перескока. Отметим, что при выводе эффективного ЭФВ в низкоэнергетической

¹⁾e-mail: shneyder@iph.krasn.ru

tJ^* -модели мы пренебрегли межзонными возбуждениями через щель E_{ct} с переносом заряда, связанными с колебаниями решетки. Полученный гамильтониан соответствует нижней хаббардовской подзоне дырок для систем с электронным допированием. Для дырочно-допированных купратов с носителями в верхней хаббардовской подзоне гамильтониан имеет аналогичную структуру [3].

Влияние ЭФВ на сверхпроводящий параметр порядка рассматривается в обобщенном приближении Хартри–Фока (ОПХВ) методом неприводимых функций Грина для операторов Хаббарда [6, 7]. Возникающие при этом средние вида $\langle X_f^{\sigma\sigma} X_g^{\sigma'\sigma'} \rangle$ расписываются с учетом статических спиновых корреляторов $c_{\mathbf{q}} = \langle X_{\mathbf{q}}^{\sigma\sigma} X_{\mathbf{q}}^{\sigma\sigma} \rangle = \langle S_{\mathbf{q}}^+ S_{\mathbf{q}}^- \rangle$ [8], что позволяет выйти за рамки приближения ОПХФ. Кинематические корреляторы $\langle X_{\mathbf{q}}^{\sigma 0} X_{\mathbf{q}}^{0\sigma} \rangle$ были отброшены, что не приводит к качественным изменениям картины: в области, где корреляции электронов играют существенную роль (от слабо допированных до оптимально допированных составов), кинематические корреляторы на порядок меньше спиновых [9]. Наконец, учитывая, что для синглетных спариваний (s, d -типа) аномальные средние $B_{\mathbf{q}} = \langle X_{-\mathbf{q}}^{0,-\sigma} X_{\mathbf{q}}^{0,\sigma} \rangle$ обладают следующей симметрией: $B_{\mathbf{q}} = B_{-\mathbf{q}}$, запишем выражение для параметра порядка $\Delta_{\mathbf{k}}^{\text{tot}} = \Delta_{\mathbf{k}}^{tJ^*} + \Delta_{\mathbf{k}}^{el-ph}$. $\Delta_{\mathbf{k}}^{tJ^*}$ имеет стандартный вид для щели в tJ^* - модели [9]:

$$\Delta_{\mathbf{k}}^{tJ^*} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \left(-\frac{4}{1+x} t_{\mathbf{q}} - \frac{1-x}{1+x} (J_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + J_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}) - 4t_{\mathbf{k}} t_{\mathbf{q}} + \frac{1-x}{1+x} \frac{t_{\mathbf{q}}^2}{E_{ct}} \right) B_{\mathbf{q}}, \quad (3)$$

где первое слагаемое, как известно, обусловлено кинематическим механизмом [10], второе соответствует обменному спариванию, перенормированному трехцентровыми взаимодействиями [2, 11], учет трехцентровых взаимодействий приводит также к появлению третьего и четвертого слагаемых. Далее проанализируем структуру $\Delta_{\mathbf{k}}^{el-ph}$:

$$\Delta_{\mathbf{k}}^{el-ph} = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1+x}{4} \{V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{q}+\mathbf{k}} + V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{q}-\mathbf{k}}\} B_{\mathbf{q}} - \frac{1}{N^2} \sum_{\mathbf{q},\mathbf{p}} \frac{3}{2(1+x)} \{V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{p}+\mathbf{k}} + V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{p}-\mathbf{k}}\} B_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{q}-\mathbf{p}}. \quad (4)$$

Первое выражение описывает фононный механизм спаривания в теории среднего поля, второе обусловлено интерференцией магнитного и фононного механизмов спаривания. Важно отметить, что появление вклада, пропорционального произведению констан-

ты ЭФВ $V_{-\mathbf{q},\mathbf{q},\mathbf{p}+\mathbf{k}}$ и спиновой корреляционной функции $c_{\mathbf{q}-\mathbf{p}}$, является проявлением эффектов спиновой жидкости. В области сильного допирования, где спиновыми корреляциями можно пренебречь, спинжидкостный вклад пропадает, в области слабого допирования спин-жидкостный эффект усиливает ЭФВ.

3. Оценим влияние ЭФВ на температуру сверхпроводящего перехода в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Для анализа константы ЭФВ рассмотрим оптические моды, наиболее сильно взаимодействующие с электронами CuO_2 -плоскости [12–17], а именно, продольную дыхательную моду (колебания ионов кислорода в CuO_2 -плоскости, деформирующие Cu-O -связь, breathing), апическую дыхательную (колебания апических ионов кислорода, деформирующие Cu-O -связь вдоль c -оси) и изгибную (колебания ионов кислорода в CuO_2 -слое поперек Cu-O -связи, buckling). В общем случае матричный элемент взаимодействия $g_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ можно представить как сумму диагонального и недиагонального по узлам ячейки вкладов, при этом зависимость $g_{\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ от исходного импульса электрона \mathbf{k} возникает только для недиагональной части ЭФВ. Для всех перечисленных мод зависимость матричных элементов от волновых векторов найдена в явном виде. Так, для дыхательной моды $\nu = 1$

$$g_{\text{dia}}^{(1)}(\mathbf{q}) = \frac{2iv_{\text{dia}}^{(1)}}{\sqrt{2M_O\omega_{\mathbf{q},1}}} \left[\mathbf{e}_x^{(O_a)} \sin \frac{q_x a}{2} + \mathbf{e}_x^{(O_y)} \sin \frac{q_y a}{2} \right], \quad (5)$$

$$g_{\text{off}}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \frac{8iv_{\text{off}}^{(1)}}{\sqrt{2M_O\omega_{\mathbf{q},1}}} \left[\mathbf{e}_x^{(O_a)} \sin \frac{q_x a}{2} + \mathbf{e}_x^{(O_y)} \sin \frac{q_y a}{2} \right] [\gamma(\mathbf{k}) + \gamma(\mathbf{k} + \mathbf{q})],$$

где $v_{\text{dia}}^{(1)}$, $v_{\text{off}}^{(1)}$ – параметры диагонального и недиагонального ЭФВ, M_O – масса атома кислорода, $\mathbf{e}_{\alpha,\nu}$ – вектор поляризации и $\gamma(\mathbf{q}) = (\cos q_x a + \cos q_y a)/2$; для изгибной моды $\nu = 2$:

$$g_{\text{dia}}^{(2)}(\mathbf{q}) = \frac{2v_{\text{dia}}^{(2)}}{\sqrt{2M_O\omega_{\mathbf{q},2}}} \left[\mathbf{e}_z^{(O_a)} \cos \frac{q_x a}{2} + \mathbf{e}_z^{(O_y)} \cos \frac{q_y a}{2} \right], \quad (6)$$

$$g_{\text{off}}^{(2)}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \frac{2v_{\text{off}}^{(2)}}{\sqrt{2M_O\omega_{\mathbf{q},2}}} \left[\mathbf{e}_z^{(O_a)} \cos(k_x + \frac{q_x}{2})a + \mathbf{e}_z^{(O_y)} \cos(k_y + \frac{q_y}{2})a \right].$$

И для апической дыхательной моды $\nu = 3$:

$$g_{\text{dia}}^{(3)}(\mathbf{q}) = \frac{v_{\text{dia}}^{(3)}}{\sqrt{2M_O\omega_{\mathbf{q},3}}} \mathbf{e}_z^{(O_{ap})}, \quad g_{\text{off}}^{(3)}(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = 0. \quad (7)$$

Аналогичная зависимость ЭФВ от волновых векторов была получена для $g_{\text{dia}}^{(1)}(\mathbf{q})$, $g_{\text{off}}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{q})$ и $g_{\text{dia}}^{(2)}(\mathbf{q})$ (см., например, [17, 18]).

Используя уравнения (5)–(7), исследуем сверхпроводящее состояние с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией. В этом случае выражение для щели имеет следующий вид:

$$\Delta_{\mathbf{k}}^{(d_{x^2-y^2})} = -\frac{1}{N}\varphi(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \frac{1-x}{1+x} J + \left(\frac{3(-c_{01}) + 0.5(1+x)^2}{2(1+x)} \right) \times \theta(|\xi_{\mathbf{q}} - \mu| - \omega_D) G \right\} \times B_{\mathbf{q}}\varphi(\mathbf{q}), \quad (8)$$

где

$$G = \left(\frac{v_{\text{dia}, \nu=2}^2}{\omega_{\nu=2}} - \frac{v_{\text{dia}, \nu=1}^2}{\omega_{\nu=1}} \right)$$

и $\varphi(\mathbf{k}) = (\cos(k_x) - \cos(k_y))$, $\theta(x) = 0$ при $x > 0$, $\theta(x) = 1$ при $x < 0$. Появление θ -функции связано с ограничением фононного вклада узким слоем $\sim \omega_D$ вблизи поверхности Ферми. Константа связи $\alpha_{\text{tot}} = \alpha_{tJ^*} + \alpha_{el-ph}$, стоящая в фигурных скобках (8), описывает магнитный механизм спаривания в tJ^* -модели, перенормированный ЭФВ (рис.1a,b). С ростом x – числа носителей магнитный и спин-

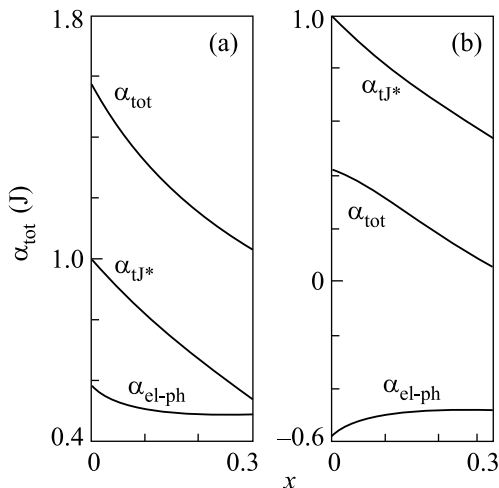


Рис.1. Эффективная константа связи сверхпроводящего спаривания α_{tot} , обусловленного суммой магнитного α_{tJ^*} и фононного α_{el-ph} механизмов для двух значений параметра ЭФВ G : $G/J = 1$ (a) и $G/J = -1$, (b)

жидкостный вклады уменьшаются, в то время как фононный растет. Конкуренция спин-жидкостного и фононного вкладов приводит к увеличению ЭФВ в области малого допирования. Обратим внимание на то, что матричные элементы ЭФВ входят в уравнение (8) в виде комбинированного параметра G , знак которого определяет, увеличивает или уменьшает ЭФВ полную константу связи (рис.1). При этом, как видно из выражения (8), вклад апической дыхательной мо-

ды в $d_{x^2-y^2}$ -канале обращается в нуль; изгибная мода способствует спариванию электронов; дыхательная мода понижает потенциал спаривания. Уравнение (8) было получено с учетом явной зависимости матричных элементов от волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{q} . Происхождение вкладов различных колебаний в ЭФВ можно пояснить следующим образом. Очевидно, что для s -типа параметра порядка спариванию электронов способствуют все колебательные моды: ЭФВ максимально в том случае, когда электрон, находящийся вблизи поверхности Ферми, после взаимодействия с фононом, передающим импульс \mathbf{q} , вновь возвращается на поверхность Ферми; при этом в случае щели s -типа взаимодействие электронов с фононами с любым переданным импульсом не меняет знак параметра порядка (рис.2a). Для сверхпроводящего со-

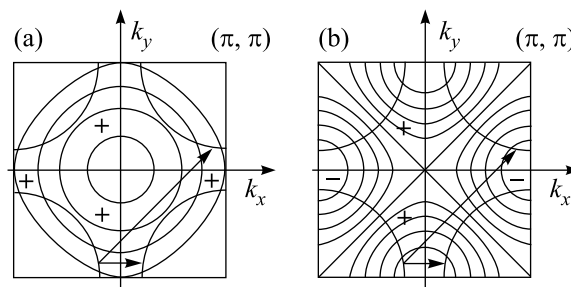


Рис.2. Взаимодействие электронов с фононами не меняет знака параметра порядка для s -спаривания (a) и меняет для $d_{x^2-y^2}$ -спаривания (b)

стояния с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией взаимодействие электронов с фононами при больших \mathbf{q} меняет знак параметра порядка и потому понижает потенциал спаривания (рис.2b). Таким образом, дыхательная мода, имеющая максимум взаимодействия при больших переданных импульсах \mathbf{q} , дает отрицательный вклад в константу связи $d_{x^2-y^2}$ -типа. Взаимодействие с изгибной модой, максимальное при малых \mathbf{q} , увеличивает α_{tot} . (В случае спаривания s -типа константа связи пропорциональна сумме матричных элементов всех мод, и ЭФВ повышает T_c .)

Далее рассмотрим уравнение самосогласования, определяющее температуру сверхпроводящего перехода

$$1 = \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \frac{1-x}{2} J + \left(\frac{3(-c_{01})}{4(1+x)} + \frac{(1+x)^2}{8} \right) \times \theta(|\xi_{\mathbf{q}} - \mu| - \omega_D) G \right\} \times \frac{(\cos(\mathbf{q}_x) - \cos(\mathbf{q}_y))^2}{\xi_{\mathbf{q}} - \mu} \tanh \left(\frac{\xi_{\mathbf{q}} - \mu}{2T_c} \right), \quad (9)$$

где ξ_q – дисперсия нормальной фазы с учетом спиновых корреляторов и трехцентровых взаимодействий [9], μ – химический потенциал. Уравнение (9) решалось совместно с уравнением на химический потенциал для концентрации дырок $1+x$, что соответствует $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Результаты численного решения представлены на рис.3. При этом для описания

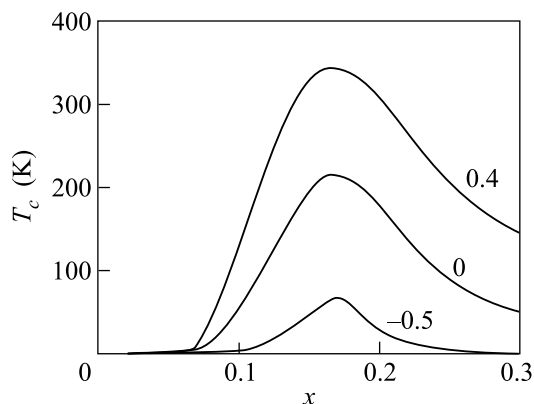


Рис.3. Концентрационная зависимость критической температуры при различных значениях эффективного параметра ЭФВ. Около кривых указано значение параметра G/J

спектра квазичастиц в нормальной фазе мы не используем подгоночных параметров: все параметры $t - t' - t'' - J^*$ -модели получены для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в схеме LDA+GTV, объединяющей первопринципный и модельный подходы [3], спиновые корреляторы были самосогласованно вычислены в работе [19]. Единственным свободным параметром в данном подходе является эффективная константа ЭФВ G . При этом положение x_{opt} , соответствующего данным параметрам, практически не зависит от G и хорошо согласуется с экспериментом.

Как видно из рис.3, магнитный механизм спаривания (кривая 1) дает слишком большие значения T_c по сравнению с экспериментальными. Влияние ЭФВ определяется комбинированным параметром G : в случае $G > 0$ ЭФВ приводит к повышению критической температуры (кривая 2); при $G < 0$ ЭФВ понижает T_c (кривая 3), обусловленную магнитным механизмом. Отметим также, что учет перескоков во вторую и третью координационные сферы при выводе уравнений (8), (9), а также недиагональная часть ЭФВ приводят к появлению высших гармоник параметра порядка $\varphi_m(\mathbf{k}) = \cos(mk_x) - \cos(mk_y)$. Для фиксированных отношений t/t' и t/t'' высшие гармоники не меняют положения максимума на концентрационной зависимости $T_c(x)$ [20].

Проанализируем знак эффективной константы G в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Большинство моделей, исследующих ЭФВ в купратах p -типа, рассматривают только CuO_2 -плоскости. В таком подходе взаимодействие электронов с изгибной модой, в силу симметрии колебаний, возникает лишь за счет ангармонизма [15]. Линейный по смещениям кислорода, но также малый вклад появляется в гофрированном CuO_2 -слое благодаря орторомбическим искажениям. В более реалистичных моделях учет апического атома кислорода приводит к линейному вкладу в ЭФВ, малому по параметру гибридизации [4]. Расчеты матричных элементов ЭФВ (см., например, [15]) также показывают, что взаимодействие электронов с дыхательной модой больше, чем с изгибной. На основании сказанного приходим к выводу о том, что в купратах p -типа эффективная константа G отрицательна. Отрицательное значение константы G подтверждается и анализом кинков. Согласно данным ARPES (фотоэмиссия с угловым разрешением), проявление кинка вблизи нодальной точки $(\pi/2; \pi/2)$ гораздо сильнее, чем в антинодальной $(\pi; 0)$ [21, 22]. В работах [22, 4] сделано заключение, что кинк в нодальной точке обусловлен взаимодействием электронов с дыхательной модой, а в антинодальной – с изгибной. Таким образом, в зависимости от симметрии параметра порядка ЭФВ приводит к следующим результатам: для s -типа ЭФВ благоприятствует спариванию, для $d_{x^2-y^2}$ -типа при различных соотношениях между матричными элементами ЭФВ с теми или иными модами возможно как повышение, так и понижение T_c . Так, для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ЭФВ понижает критическую температуру, полученную за счет магнитного механизма спаривания.

Авторы благодарят В.И. Зиненко В.В. Валькова, Д.М. Дзедзисашвили, М.М. Коршунова и Ю.А. Изюмова, Н.М. Плакиду за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН “Квантовая макрофизика”, Комплексного интеграционного проекта СО РАН N3.4 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, Т. А. Валькова, Д. М. Дзедзисашвили, С. Г. Овчинников, Письма в ЖЭТФ **75**, 450 (2002).

3. M. M. Korshunov, V. A. Gavrichkov, S. G. Ovchinnikov et al., *Phys. Rev. B* **72**, 165104 (2005).
4. С. Г. Овчинников, Е. И. Шнейдер, *ЖЭТФ* **128**, 974 (2005).
5. H. Fröhlich, *Phys. Rev.* **79**, 845 (1950).
6. С. В. Тябликов, *Методы квантовой теории магнетизма*, М.: Наука, 1975.
7. N. M. Plakida, V. Yu. Yushankhay, and I. V. Stasyuk, *Physica C* **162**, 787 (1989).
8. N. M. Plakida and V. S. Oudovenkko, *Phys. Rev. B* **59**, 11949 (1999).
9. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, *ЖЭТФ* **127**, 686 (2005).
10. Р. О. Зайцев, В. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 140 (1987).
11. V. Yu. Yushankhay, G. M. Vujicic, and R. B. Zakula, *Phys. Lett. A* **151**, 254 (1990).
12. L. Pintschovius and M. Braden, *Phys. Rev. B* **60**, 15039 (1999).
13. L. Pintschovius, *Phys. Stat. Sol. b* **242**, 30 (2005).
14. T. S. Nunner, J. Schmailian, and K. N. Bennemann, *Phys. Rev. B* **59**, 8859 (1999).
15. J. Song and J. F. Annett, *Phys. Rev. B* **51**, 3840 (1995).
16. M. L. Kubic and O. V. Dolgov, *Phys. Stat. Sol. b* **242**, 151 (2005).
17. N. Bulut and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* **54**, 14971 (1996).
18. S. Ishihara and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **69**, 144520 (2004).
19. A. Sherman and M. Schreiber, *Eur. Phys. J. B* **32**, 11 (2003).
20. В. В. Вальков, Д. М. Дзедзисашвили, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 450 (2003).
21. A. Lanzara, P. V. Bogdanov, X. J. Zhou et al., *Nature* **412**, 510 (2001).
22. T. Cuk, D. H. Lu, X. J. Zhou et al., *Phys. Stat. Sol. b* **242**, 11 (2005).