

Волны зарядовой плотности в частично диэлектризованных сверхпроводниках с d -спариванием

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики НАН Украины,
Киев, Украина

E-mail: collphen@iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 30 марта 2009 г.)

Построена самосогласованная теория, описывающая $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник с волной зарядовой плотности, возникающей из-за появления диэлектрической щели на антинодальных участках двумерной поверхности Ферми. Теория объясняет некоторые ключевые особенности высокотемпературных оксидов. В частности, показано, что большие наблюдаемые значения отношения $2\Delta(T=0)/T_c$ связаны с более сильным подавлением критической температуры сверхпроводящего перехода T_c , чем сверхпроводящей щели Δ , при низких температурах T под действием волн зарядовой плотности. Предсказана возможность существования двух критических температур появления и исчезновения диэлектрического параметра порядка $\Sigma(T)$ в определенном диапазоне затравочных параметров модели.

Авторы благодарны Kasa im. Józefa Mianowskiego, Polski Koncern Naftowy ORLEN и Fundacja Zygmunta Zaleskiego, а также проекту N 23 в рамках соглашения о научном сотрудничестве между Польшей и Украиной на 2009–2011 гг. за финансовую поддержку.

1. Введение

Проблема сосуществования сверхпроводимости и волн зарядовой плотности (ВЗП) интенсивно изучается как экспериментально, так и теоретически [1–9]. Тем не менее ряд аспектов остается невыясненным из-за сложного, многочастичного характера систем с электронным спектром, перестроенным в области низких температур T в результате комбинированного действия куперовского и электрон-дырочного спариваний. Большой круг вопросов, связанных с проблемой совмещения двух параметров порядка в одном объекте и в одной температурной области, приобрел еще большую актуальность, когда выяснилось, что наличие псевдощели в купратах тоже, скорее всего, представляет собой проявление ВЗП как ниже, так и выше критической температуры T_c сверхпроводника [4,6,7,10–13]. Есть, однако, и противники этой точки зрения, основывающие свое понимание, по существу, на тех же экспериментах [14]. Такие разночтения делают исследования в данном направлении весьма интригующими. Псевдощель может проявляться в купратах по-разному: как понижение исходной квазичастичной плотности состояний ниже и выше T_c , как наблюдаемая при малых $T \ll T_c$ структура горбик–ямка в фотоэмиссионных или туннельных спектрах или как различные сверхструктуры с модуляцией зарядовой плотности, обнаруживаемые с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) [15], рентгеновской [16,17] или нейтронной спектроскопии [18].

Следует иметь в виду, что спектральные особенности, характерные для фазы ВЗП сверхпроводника, могут быть смазаны вследствие пространственной неоднородности, которая может быть внутренне присущей высокотемпературным оксидам и (или) вызываться особенностями изготовления образца и распределением

кислорода в объеме и на поверхности [4,6,19–22]. При этом связанная с распределением кислорода пространственная неоднородность может проявляться не только на микроуровне, но и приводить к фазовому расслоению [23,24].

Как однородные, так и пространственно неоднородные сверхпроводники с ВЗП изучались нами подробно в случае s -симметрии сверхпроводящего параметра порядка [4,6,7,25,26]. Некоторые из полученных там результатов могут быть применены к купратам только с определенными оговорками, поскольку сверхпроводящий параметр порядка Δ в этих материалах обычно рассматривают как имеющий $d_{x^2-y^2}$ -симметрию [27,28]. В настоящей работе мы расширили нашу предыдущую теорию на случай, когда сверхпроводимость, сосуществующая с ВЗП, обладает параметром порядка с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией. На основе недавних туннельных и фотоэмиссионных экспериментальных данных построена модель ВЗП сверхпроводника и получена система двух уравнений для параметров порядка $\Sigma(T)$ и $\Delta(T)$, которая решена численно. Выводы теории согласуются с давно известными и до сих пор необъясненными данными для отношения $\Delta(T=0)/T_c$, аномально большого у многих купратов (постоянная Больцмана $k_B = 1$). Предсказаны новые свойства сверхпроводника с ВЗП, а именно в определенном диапазоне значений параметров модели величина $\Sigma(T)$ имеет две критические температуры, т. е. в некотором температурном интервале существует так называемое reentrant behavior, далее реентранс.

2. Теория

Предлагаемая здесь теория — это нетривиальное с физической и вычислительной точек зрения расширение на случай d -спаривания подхода Билбро и Мак-

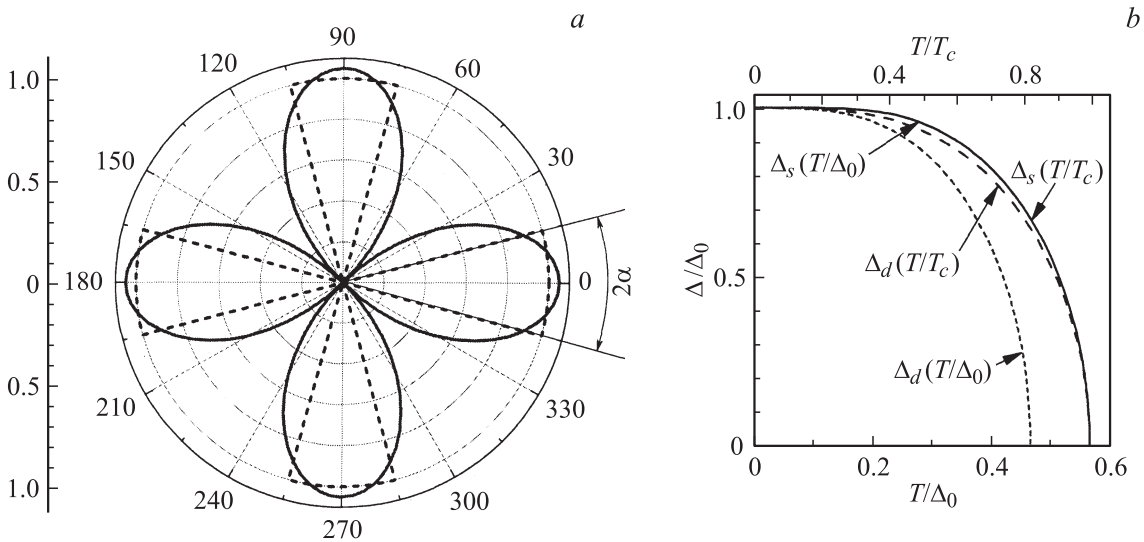


Рис. 1. *a*) Профили сверхпроводящей Δ (сплошная кривая) и диэлектрической Σ (штриховая кривая) щелей в двумерном импульсном пространстве для материнских фаз $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводника и частично диэлектризованного металла с ВЗП соответственно, т.е. когда конкурирующий канал спаривания выключен. *b*) Нормализованные (в единицах значения щели Δ_0 при нулевой температуре $T = 0$) зависимости сверхпроводящих щелей с различной симметрией от T , нормированной на Δ_0 и на соответствующую критическую температуру T_c , для материнских фаз.

Миллана, разработанного для s - (БКШ) сверхпроводимости [25,29]. Мы проводим вычисления в рамках двумерной модели для зоны Бриллюэна и поверхности Ферми (ПФ). При этом мы пренебрегаем дисперсией квазичастиц вдоль c -оси, которая в принципе, конечно, должна учитываться при более строгом рассмотрении [30]. Сверхпроводимость описывается в рамках модели со слабой электрон-фононной связью. Соответствующий гамильтониан приведен, например, в работах [31,32]. В соответствии с фотоэмиссионными [33–36] и СТМ-данными [15,37–42] ВЗП-гамильтониан, рассматриваемый нами в приближении среднего поля, ограничен областью импульсов вблизи плоских участков ПФ, антинодальных с точки зрения четырехлепесткового сверхпроводящего параметра порядка с симметрией $d_{x^2-y^2}$ -типа: $\Delta(T) \cos^2 2\theta$ [27]. На этих участках выполняются условия конгруэнтности для квазичастичного спектра: $\xi_{1i}(p) = -\xi_{2i}(p + Q_i)$, где $i = 1, 2$ нумерует пару противоположных конгруэнтных участков ПФ, так что возникают две ВЗП с волновыми векторами Q_i (постоянная Планка $\hbar = 1$). Например, СТМ-измерения свидетельствуют о наличии двух волновых векторов модуляции плотности электрического заряда в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [15]; с точностью до 15% это $Q = (\pm 2\pi/4.2a_0, 0)$ и $(0, \pm 2\pi/4.2a_0)$, где a_0 — постоянная решетки в CuO_2 -плоскости. Причем направления этих вопросов совпадают с направлениями лепестков d -параметра порядка. Поэтому в соответствии с экспериментальными данными рассмотрим ВЗП-модуляцию заряда „шахматного“ типа (симметричную относительно ее поворотов на угол, кратный $\pi/2$). Тем самым мы полагаем, что обе ВЗП характеризуются единым параметром порядка Σ .

Наш d -сверхпроводник с ВЗП является фазой с двумя взаимодействующими параметрами порядка, происходящими из исходных („затравочных“) состояний. Первое — это „чистый“ $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник, свойства которого определяются значением сверхпроводящего параметра порядка Δ_0 при $T = 0$. В этом состоянии, т.е. в отсутствие ВЗП-щели на ПФ, энергетическая щель имела бы такое угловое распределение в импульсном пространстве, которое показано на рис. 1, *a* сплошной кривой. В то же время зависимость параметра порядка Δ от T описывалась бы кривой $\Delta_d(T/\Delta_0)$ на рис. 1, *b*. Второе состояние — это рассмотренный выше „чистый“ ВЗП-металл с частичной диэлектризацией ПФ в четырех секторах, центрированных вокруг направлений, совпадающих с максимумами лепестков щели $\Delta(T, \theta)$ и характеризующихся углом раскрытия 2α каждый ($\alpha < \pi/4$). Диэлектризация является следствием электрон-дырочного спаривания квазичастиц с противоположных конгруэнтных участков ПФ. В пределах каждого сектора диэлектрическая щель Σ является постоянной и равной модулю диэлектрического параметра порядка; вне секторов диэлектрическая щель отсутствует (штриховая кривая на рис. 1, *a*). Температурная зависимость $\Sigma(T)$ „чистого“ ВЗП-металла в точности совпадает с БКШ-зависимостью для щели s -сверхпроводника (кривая $\Delta_s(T/\Delta_0)$ на рис. 1, *b*) [43]. Именно это обстоятельство и позволяет нам условно приписать диэлектрическому параметру порядка s -тип. Следует, однако, иметь в виду, что $\Sigma(T)$ отнюдь не изотропен в импульсном пространстве (рис. 1, *a*).

Уравнения Дайсона–Горькова для нормальной и сверхпроводящей гриновских функций для системы с куперовским d - и электрон-дырочным s -спариванием решаются стандартно, как и в случае s -сверхпроводника с

ВЗП [7,25]. В результате мы получаем систему связанных уравнений для определения $\Delta(T)$ и $\Sigma(T)$ (здесь и далее для экономии места там, где это не приведет к неясностям, опущен индекс d у величин, относящихся к d -спариванию)

$$\int_0^{\mu\pi/4} I_M \left(\sqrt{\Sigma^2 + \Delta^2 \cos^2 2\theta}, T, \Sigma_0 \right) d\theta = 0, \quad (1)$$

$$\int_0^{\mu\pi/4} I_M \left(\sqrt{\Sigma^2 + \Delta^2 \cos^2 2\theta}, T, \Delta_0 \right) \cos^2 2\theta d\theta + \int_{\mu\pi/4}^{\pi/4} I_M(\Delta \cos 2\theta, T, \Delta_0) \cos^2 2\theta d\theta = 0. \quad (2)$$

Здесь $\mu = 4\alpha/\pi$ — параметр диэлектризации, показывающий, какая часть ПФ диэлектризована, и изменяющийся в пределах $0 < \mu < 1$, Δ_0 и Σ_0 — „затравочные“ значения параметров порядка для исходных d -сверхпроводника и ВЗП-металла соответственно (каждый из них определяет величину соответствующей щели при отсутствии конкурента),

$$I_M(\Delta, T, \Delta_0) = \int_0^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}}{2T} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_0^2}} \right) d\xi \quad (3)$$

— интервал Мюльшлегеля. Корень $\Delta = sM\ddot{u}(\Delta_0, T)$ уравнения (3) как раз и есть хорошо известная зависимость БКШ для щели s -сверхпроводника (кривая $\Delta_s(T/T_c)$ на рис. 1, *b*). Еще раз подчеркнем, что областью существования d -щели Δ есть вся ПФ, тогда как щель Σ существует только на вырожденных конгруэнтных участках ПФ, ограниченных конусами с растворами 2α , определенными выше (рис. 1, *a*).

Естественно, что система уравнений (1) и (2) описывает не только состояние d -сверхпроводника с ВЗП ($\Delta \neq 0$, $\Sigma \neq 0$), но и случаи, когда один из параметров порядка зануляется. В отсутствие сверхпроводимости — например, выше T_c , но ниже температуры ВЗП-перехода T_{CDW} — уравнение (1) формально перестает зависеть от μ , и $\Sigma(T) = sM\ddot{u}(\Sigma_0, T)$ с $\Sigma_0 = \frac{\pi}{\gamma} T_{CDW} = 2W \exp[-1/V_{CDW}\mu N(0)]$, где $\gamma = 1.78 \dots$ — постоянная Эйлера, V_{CDW} — матричный элемент электрон-дырочного взаимодействия, W — энергия обрезания для электрон-дырочного спаривания, N_0 — полная плотность электронных состояний на ПФ в нормальной фазе. Таким образом, в этом случае система представляет собой „чистую“ исходную ВЗП-фазу.

С другой стороны, при отсутствии ВЗП уравнение (2) превращается в

$$\int_0^{\pi/4} I_M(\Delta \cos 2\theta, T, \Delta_0) \cos^2 2\theta d\theta = 0 \quad (4)$$

и описывает стандартный сверхпроводник с d -спариванием. Решение этого уравнения $\Delta = dM\ddot{u}(\Delta_0, T)$ также хорошо известно (кривая $\Delta_d(T/T_c)$ на рис. 1, *b*) [31,32]. В частности, критическая температура $T_{c0} = \frac{2\Omega\gamma}{\pi} \exp[-1/V_{BCS}N(0)]$, где Ω и V_{BCS} — энергия обрезания и матричный элемент для куперовского спаривания соответственно. Уравнение (4) приводит к измененному по сравнению со случаем s -спаривания значению отношения щели к критической температуре

$$\left(\frac{\Delta_0}{T_{c0}} \right)_d = \frac{2}{\sqrt{e}} \frac{\pi}{\gamma} = \frac{2}{\sqrt{e}} \left(\frac{\Delta_0}{T_{c0}} \right)_s, \quad (5)$$

что согласуется с результатами работы [31] (e — основание натуральных логарифмов). Таким образом, уравнение (4) играет ту же роль для d -сверхпроводника, что и уравнение (3) для его s -аналога.

Собственно говоря, и сама система уравнений (1) и (2) для d -сверхпроводника с ВЗП может быть легко преобразована в соответствующую систему для s -сверхпроводника с ВЗП простой заменой $\cos^2 2\theta$ на единицу. То же самое справедливо и для уравнений (4) и (3). Тем не менее наличие фактора $\cos^2 2\theta$ в одном из двух взаимосвязанных уравнений для параметров порядка является принципиальным и определяющим для свойств фазы d -сверхпроводника с ВЗП. Это обстоятельство связано с тем, что симметрии обоих параметров различаются в этом случае. Данная физическая причина приводит к интересным математическим следствиям.

Действительно, как показано в нашей работе [25], в случае s -сверхпроводников с ВЗП между $\Delta_s(T)$ и $\Sigma_s(T)$ во всем диапазоне, где $\Delta \neq 0$ и $\Sigma \neq 0$, выполняется простое соотношение $\Delta_s^2(T) + \Sigma_s^2(T) = [sM\ddot{u}(\Sigma_0, T)]^2$; т.е. кроме температуры T определяющим параметром является Σ_0 , а параметры Δ_0 и μ в это соотношение не входят. При этом оба параметра порядка сохраняют ненулевые значения при понижении T вплоть до $T = 0$ [25]. Само же сосуществование ВЗП и изотропной сверхпроводимости возможно только при выполнении неравенства $\Delta_0 < \Sigma_0$. В противном случае, принимая во внимание одинаковые функциональные зависимости $\Sigma_s(T)$ и $\Delta_s(T)$ при одинаковом (s) типе спаривания, для любой T соблюдалось бы неравенство $\Sigma_s(T) < \Delta_s(T)$, и диэлектрическая щель не могла бы возникнуть на ПФ, равномерно „покрытой“ сверхпроводящей щелью (в то же время возникновение сверхпроводящей s -щели на частично диэлектризованной ПФ возможно всегда [25,29,44,45]). В случае же d -сверхпроводников с ВЗП ситуация кардинально меняется. Сверхпроводящая $d_{x^2-y^2}$ -щель изменяется в импульсном пространстве от максимального значения до нуля, и область

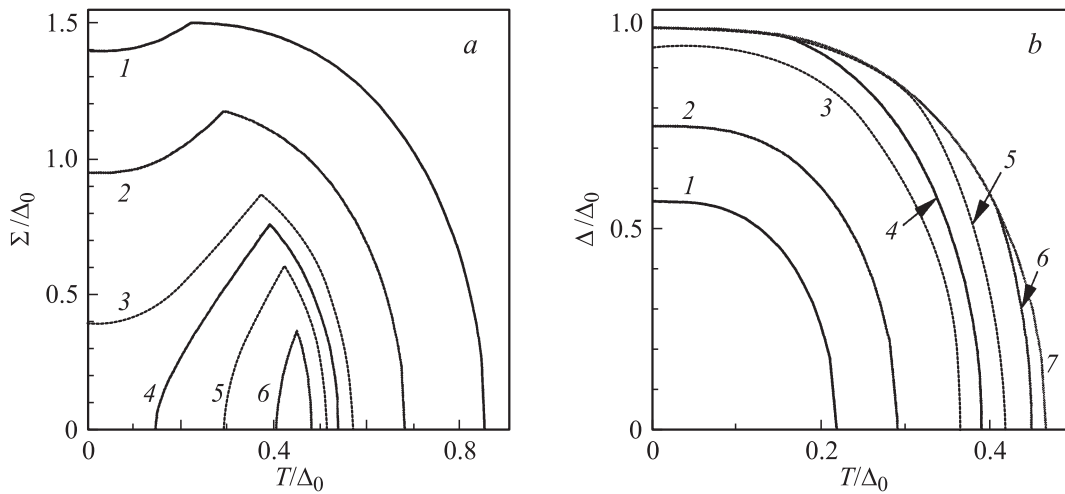


Рис. 2. Температурные зависимости диэлектрического Σ (a) и сверхпроводящего Δ (b) параметров порядка в $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводнике с ВЗП для различных отношений затравочных щелевых параметров $\Sigma_0/\Delta_0 = 1.5$ (1), 1.2 (2), 1 (3), 0.95 (4), 0.9 (5), 0.85 (6), 0.8 (7). Степень диэлектризации поверхности Ферми $\mu = 0.3$.

параметров системы, когда сосуществование ВЗП и d -сверхпроводимости возможно, значительно расширяется. Из уравнения (1) видно, что соотношение между $\Delta(T)$ и $\Sigma(T)$ становится более сложным, чем для изотропных сверхпроводников, и зависит уже не только от Σ_0 и T , но и от μ . Решающим обстоятельством является то, что при одинаковых критических температурах $T_c = T_{CDW0}$ температурный ход d -щели Δ круче, чем зависимость $\Sigma(T)$. Более того, соответствующее нулевое значение Δ_0 превышает Σ_0 . Это небольшое количественное различие приводит, однако, к заметным качественным следствиям.

3. Численные результаты и их анализ

Рис. 2, a показывает, что уменьшение затравочной ВЗП-щели Σ_0 при сохранении Δ_0 и μ постоянными приводит к преобразованию $\Sigma(T)$ от формы с острым изломом при $T = T_c$ и вогнутой областью при $T < T_c$ (эта форма подобна таковой для s -сверхпроводников с ВЗП, которая имеет место при любых допустимых затравочных параметрах [25]) к форме, характеризующей принципиально новое, реентрантное поведение диэлектрического параметра порядка. На рис. 2, b представлены соответствующие зависимости $\Delta(T)$. При всех соотношениях параметров задачи они сохраняют свою монотонность.

Рассмотрим взаимовлияние двух параметров порядка более подробно (приведенные на рис. 3 зависимости соответствуют кривым 4 рис. 2). С физической точки зрения сверхпроводимость (безразлично s или d) и ВЗП являются антагонистами, поскольку спаривающие взаимодействия квазичастиц и в куперовском, и в электрон-дырочном каналах стремятся понизить энергию электронной подсистемы путем образования соответствующих щелей на одной и той же ПФ [7,46].

При $T_{CDW0} > T_{c0}$ с понижением T первым возникает диэлектрический параметр порядка Σ , который изменяется так, как это должно происходить в „чистой“ ВЗП-фазе. Так как возникшая ВЗП стремится подавить сверхпроводимость, а сам параметр Σ очень быстро ($\propto \sqrt{T_{CDW0} - T}$) растет вблизи T_{CDW0} , при приближении T к T_{c0} он уже достаточно велик, чтобы подавить возникновение сверхпроводимости в некотором интервале ниже T_{c0} , сместив ее появление к некоторой реальной критической температуре T_c . При этом „затравочная“ зависимость $\Delta = dM\ddot{u}(\Delta_0, T)$ как бы поджимается со стороны высоких температур и становится еще круче (ср. штриховую и сплошную кривые Δ на рис. 3).

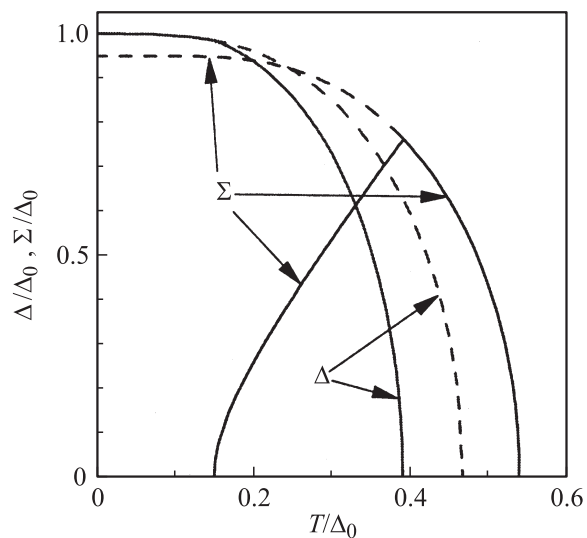


Рис. 3. Сравнение температурных зависимостей параметров порядка Δ и Σ для материнских фаз (штриховые кривые) и для фазы с конкурирующими куперовским ($d_{x^2-y^2}$) и электрон-дырочным спариваниями (сплошные кривые). $\Sigma_0/\Delta_0 = 0.95$, $\mu = 0.3$.

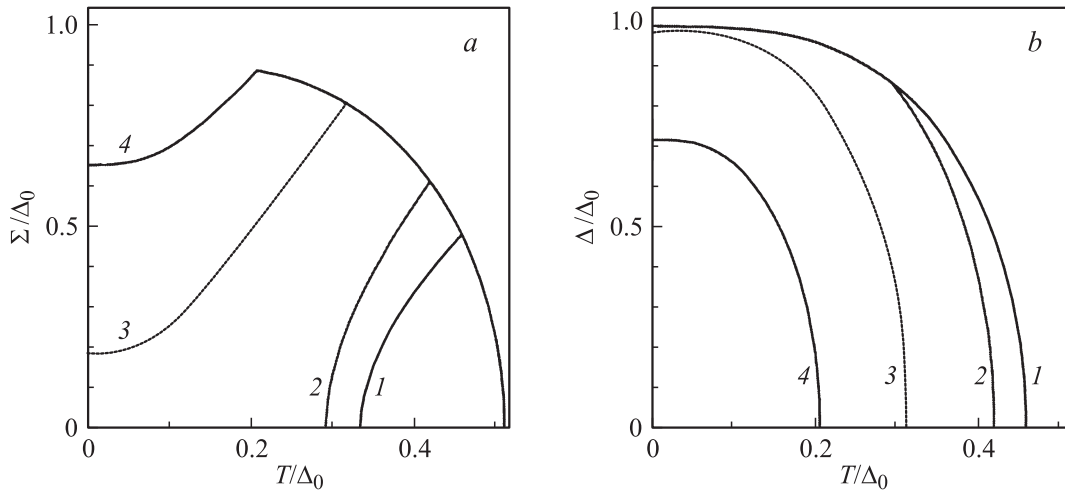


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для $\Sigma_0/\Delta_0 = 0.9$ и $\mu = 0.1$ (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.6 (4).

Напомним, что появление сверхпроводящего параметра порядка неизбежно из-за того, что диэлектризация ПФ является лишь частичной. В то же время сверхпроводящий параметр порядка распространяется по всей ПФ, в том числе и на диэлектризованных участках за счет сильного перемешивания состояний с разных участков ПФ [29]. При этом начинается „обратное“ угнетающее действие Δ на Σ . И тут возможные сценарии зависят от крутизны и амплитуды щелевой функции $\Delta(T)$. Если T_c достаточно далеко отстоит от T_{CDW0} , то „мощности“ сверхпроводящего параметра порядка, уже и так „подавленного“ за счет ВЗП, хватает лишь на то, чтобы при $T < T_c$ отклонить $\Sigma(T_c)$ от затравочной зависимости $sM\ddot{u}(\Sigma_0, T)$. При этом будут наблюдаться зависимости $\Delta(T)$ и $\Sigma(T)$ (кривые 1–3 на рис. 2), подобные тем, которые характерны для s -сверхпроводника с ВЗП. Если же параметры модели таковы, что „остаточная мощность“ сверхпроводящего параметра порядка с понижением T продолжает расти достаточно быстро, то возможно полное подавление Σ при низких T (кривые 4–6 на рис. 2, а), а сам сверхпроводящий параметр порядка в этой области T будет определяться „затравочной“ зависимостью $\Delta = dM\ddot{u}(\Delta_0, T)$ (кривые 4–6 на рис. 2, б). Показательно, что явление реентранса получается в рамках чрезвычайно простой модели с двумя конкурирующими параметрами порядка с разными зависимостями от передаваемого импульса. В то же самое время ВЗП-структуры в реальных системах могут быть намного более сложными, с немонотонными T -зависимостями даже в отсутствие сверхпроводимости [11].

Сформулируем условия, необходимые для возникновения явления реентранса в исследуемых объектах. Исходя из изложенного выше механизма взаимодействия обоих параметров порядка и соотношения (5) для того, чтобы ВЗП-фаза могла возникнуть при температурах ниже некоторой T_{CDW}^u , необходимо, чтобы выполнялось неравенство $T_{CDW}^u = \frac{\gamma}{\pi} \Sigma_0 > T_{c0} = \frac{\sqrt{\epsilon}\gamma}{2\pi} \Delta_0$. Иными словами, должно быть $\Sigma_0 > \frac{\sqrt{\epsilon}}{2} \Delta_0 \approx 0.824 \Delta_0$ (ср. с условием

$\Sigma_0 > \Delta_0$ для сверхпроводника с ВЗП). Соображения о сосуществовании ВЗП и сверхпроводимости при этом не привлекались, так что полученное неравенство не включает управляющий параметр μ . Очевидно, что полученная таким образом T_{CDW}^u совпадает с T_{CDW0} .

С другой стороны, если существует нижняя ненулевая критическая температура T_{CDW}^l области существования диэлектрического параметра порядка, т.е. область ненулевых значений Σ ограничена температурным интервалом $T_{CDW}^l < T < T_{CDW}^u$, то $\Sigma(T) = 0$ и $\Delta(T) = dM\ddot{u}(\Delta_0, T)$ при $T \leq T_{CDW}^l$. Так как оба параметра порядка изменяются непрерывно, для нахождения $T_{CDW}^l(\Delta_0, \Sigma_0, \mu)$ мы должны использовать уравнение (1), в котором сделаны подстановки $T = T_{CDW}^l$ и $\Delta(T_{CDW}^l) = dM\ddot{u}(\Delta_0, T_{CDW}^l)$. Получаемое уравнение допускает только численное решение. Однако характеристическое значение параметра Σ_0^{cr} , соответствующее сепаратрисе, разделяющей зависимости $\Sigma(T)$ на два типа — с реентрансом и без, можно получить в аналитическом виде, поскольку это случай, когда $T_{CDW}^l = 0$. Тогда из уравнения (1) с помощью элементарных выкладок получается

$$\Sigma_0^{cr} = \Delta_0 \exp \left[\frac{4}{\mu\pi} \int_0^{\mu\pi/4} \ln(\cos 2\theta) d\theta \right]. \quad (6)$$

В частности, кривые на рис. 2 рассчитывались для $\mu = 0.3$, так что сценарий с реентрансом Σ реализуется в следующем диапазоне значений затравочной интенсивности электрон-дырочного спаривания: $0.824\Delta_0 < \Sigma_0 < 0.963\Delta_0$. Это согласуется с численными решениями. Еще раз подчеркнем, что область сосуществования обоих параметров порядка для d -сверхпроводников с ВЗП шире (оно возможно для соотношений $\Sigma_0/\Delta_0 \geq 1$ при определенных ограничениях на μ), чем в s -сверхпроводниках с ВЗП, для которых должно выполняться жесткое условие $\Sigma_0/\Delta_0 > 1$ [25].

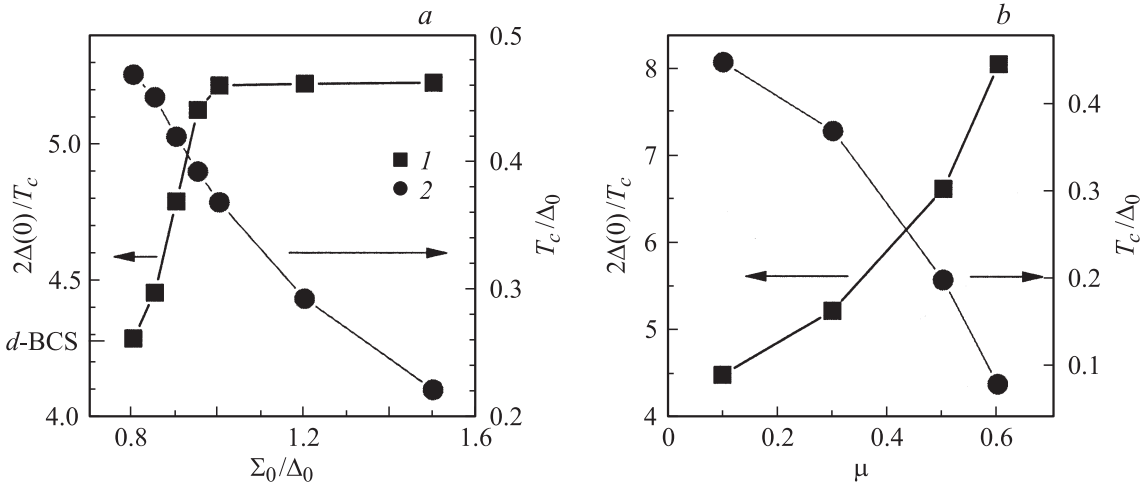


Рис. 5. Зависимости $2\Delta(0)/T_c$ (1) и T_c/Δ_0 (2) от Σ_0/Δ_0 ($\Delta_0 = 1$ и $\mu = 0.3$) (a) и μ ($\Delta_0 = 1$ и $\Sigma_0 = 1$) (b). T_c — критическая температура фазы *d*-сверхпроводника с ВЗП. Указано значение $2\Delta(0)/T_c \approx 4.28$ для „чистого“ $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводника БКШ (*d*-BCS).

Из изложенного выше вытекает, что в зависимости от соотношений между затравочными параметрами Δ_0 , Σ_0 и μ ВЗП в *d*-сверхпроводниках могут проявляться по-разному, а именно ВЗП, скорее всего, ответственны за псевдощелевое понижение плотности электронных состояний выше T_c и ниже T_c [4,6,47]. А структура горбик–ямка при низких T в туннельных, микроконтактных и фотоэмиссионных спектрах в согласии с нашей концепцией может либо наблюдаться, либо нет (экспериментальные данные приведены в обзорах [48,49]) в зависимости от того, имеет ли место явление реентранса для Σ . Проверка следствий из предложенной теории может быть проведена экспериментально путем изменения соотношений между управляющими параметрами. Например, внешнее всестороннее сжатие позволяет в некоторых пределах изменять степень диэлектризации ПФ μ . К изменениям всех параметров сверхпроводника с ВЗП приводит его легирование, в том числе и кислородом.

На рис. 4 представлены зависимости $\Sigma(T)$ и $\Delta(T)$ для $\Delta_0 = 1$, $\Sigma_0 = 0.9$ и различных μ . Легко видеть, насколько сильно подавление диэлектрической щели Σ сверхпроводимостью при низких T , если степень диэлектризации ПФ мала. Такая ситуация может наблюдаться, например, в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [50] и $(\text{Bi,Pb})_2(\text{Sr,L a})_2\text{CuO}_{6+\delta}$ [51], где легирование кислородом приводит к резкому уменьшению параметра μ . Заметим также, что сами зависимости $\Delta(T)$ искажены воздействием ВЗП и не совпадают с нормированной канонической кривой $dM\ddot{u}(T)$ в отличие от того, что имеет место для *s*-сверхпроводника с ВЗП [25]. Поэтому различные формы зависимости $\Delta(T)$, наблюдаемые экспериментально, не могут однозначно свидетельствовать об истинной симметрии сверхпроводящего спаривания. Более того, проблема симметрии параметров порядка в купратах далека от окончательного разрешения [52]; в частности, там может быть реализо-

вана, скажем, фаза с параметром порядка, имеющим *s*- и *d*-составляющие [53].

Очевидно, что влияние ВЗП на *d*-сверхпроводимость должно изменить значение отношения $2\Delta(0)/T_c$, являющееся характерной величиной, свидетельствующей о силе сверхпроводящего спаривания (для слабой связи справедливо выражение (5)). Модификацию $2\Delta(0)/T_c$ под действием ВЗП легко понять, если вспомнить, как зависимость $\Delta(T)$ „поджимается“ со стороны высоких температур (рис. 3). В то же время это отношение в *s*-сверхпроводниках с ВЗП остается таким же, как и в обычных БКШ-сверхпроводниках [25]. На рис. 5, a представлены зависимости отношений $2\Delta(0)/T_c$ и T_c/Δ_0 от Σ_0 . Значение $2\Delta(0)/T_c$ резко растет с увеличением Σ_0 при $\Sigma_0 \leq 1$ и стремится к насыщению при больших Σ_0 , тогда как T_c/Δ_0 уменьшается почти равномерно. В частности, при $\mu = 0.3$ уровень насыщения $2\Delta(0)/T_c$ равен 5.2. Такой значительный рост хорошо согласуется с экспериментальными данными для купратов [54–56]. Подчеркнем, что такого согласия нельзя достигнуть в рамках модели сильного электрон-бозонного взаимодействия для разумных отношений между T_c и эффективной бозонной частотой ω_E [57,58] (вряд ли значение $T_c/\omega_E \approx 0.3$ [57] можно считать оправданным с практической точки зрения).

Зависимости этих же отношений от μ представлены на рис. 5, b. Видно, что $2\Delta(0)/T_c$ может достигать довольно больших значений, если степень диэлектризации ПФ достаточно велика. Однако этот рост происходит при значительном снижении T_c , что в конце концов приводит к быстрому исчезновению сверхпроводимости. Повидимому, именно это происходит в недолегированных купратах, когда уменьшение T_c сопровождается заметным расширением сверхпроводящей щели. Например, такое явление наблюдалось в экспериментах с контактами для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ в широком диапазоне концентраций кислорода [59].

В работе [54] было отмечено, что фотоэмиссионные и туннельные эксперименты для различных семейств высокотемпературных оксидов свидетельствуют о характерном значении отношения $2\Delta(0)/T_c \approx 5.5$. Согласно рис. 5, *b*, такая величина соответствует $\mu \approx 0.35$ при $\Sigma_0 = 1$. Тогда другая кривая на этом же рисунке дает $T_c/\Delta_0 \approx 0.35$. Поскольку $(\Delta_0/T_{c0})_d \approx 2.14$ (см. (5)), получаем $T_c/T_{c0} \approx 0.75$ — это весьма разумная оценка влияния ВЗП, приводящего к понижению T_c .

4. Заключение

В настоящей работе построена теория сосуществования $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводимости и ВЗП, которое следует из совокупности имеющихся экспериментов. Показано, что взаимовлияние соответствующих параметров порядка Δ и Σ отличается от такового в случае *s*-сверхпроводников. В частности, для определенных значений параметров задачи ВЗП параметр порядка $\Sigma(T)$ существует в температурной области, ограниченной как сверху, так и снизу. С другой стороны, результирующая зависимость $\Delta(T)$ также сильно искажена под влиянием ВЗП, так что отношение $2\Delta(T=0)/T_c$ может принимать большие значения, существенно превышающая БКШ-значение для *d*-сверхпроводников. Этим, по-видимому, можно объяснить экспериментальные значения $2\Delta(0)/T_c \approx 5-8$, найденные для высокотемпературных оксидов [54–56].

Авторы благодарны А. Bianconi, Т. Ekino, И. Еремину, Mai Suan Li, D. Manske, М. Pękała, К. Scharnberg и Н. Szymczak за плодотворные обсуждения. Один из авторов (А.М.Г.) благодарен за помощь в рамках Визит-программ 2008 и 2009 Института физики сложных систем Общества Макса Планка (Дрезден, Германия).

Список литературы

- [1] М.-Н. Bae, J.-H. Park, J.-H. Choi, H.-J. Lee, K.-S. Park. *Phys. Rev. B* **77**, 094 519 (2008).
- [2] A.D. Beyer, C.-T. Chen, M.S. Grinolds, M.L. Teague, N.-C. Yeh. *Physica C* **468**, 471 (2008).
- [3] O. Degtyareva, M.V. Magnitskaya, J. Kohanoff, G. Profeta, S. Scandolo, M. Hanfland, M.I. McMahon, E. Gregoryanz. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 155 505 (2007).
- [4] Т. Ekino, А.М. Gabovich, M.S. Li, М. Pękała, Н. Szymczak, А.И. Voitenko. *J. Phys.: Cond. Matter* **20**, 425 218 (2008).
- [5] А.М. Gabovich. In: *High- T_c superconductivity, experiment and theory* / Eds A.S. Davydov, V.M. Loktev. Springer Verlag, Berlin (1992). P. 161.
- [6] А.М. Gabovich, А.И. Voitenko. *Phys. Rev. B* **75**, 064 516 (2007).
- [7] А.М. Gabovich, А.И. Voitenko, M. Ausloos. *Phys. Rep.* **367**, 583 (2002).
- [8] A. Lanzara, N.L. Saini, M. Brunelli, A. Valletta, A. Bianconi. *J. Supercond.* **10**, 319 (1997).
- [9] J.-H. Ma, Z.-H. Pan, F.C. Niestemski, M. Neupane, Y.-M. Xu, P. Richard, K. Nakayama, T. Sato, T. Takahashi, H.-Q. Luo, L. Fang, H.-H. Wen, Z. Wang, H. Ding, V. Madhavan. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 207 002 (2008).
- [10] R.A. Klemm. In: *Nonequilibrium physics at short time scales. Formation of correlations* / Ed. K. Morawetz. Springer Verlag, Berlin (2004). P. 381.
- [11] A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, V.B. Zabolotnyy, R. Schuster, D.S. Inosov, D.V. Evtushinsky, A.I. Plyushchay, R. Follath, A. Varykhalov, L. Patthey, H. Berger. *Phys. Rev. B* **79**, 020 504 (2009).
- [12] W.D. Wise, M.C. Boyer, K. Chatterjee, T. Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, Y. Wang, E.W. Hudson. *Nature Phys.* **4**, 696 (2008).
- [13] B.L. Yu, J.C.F. Wang, A.D. Beyer, M.L. Teague, G.P. Lockhart, J.S.A. Horng, S.-P. Lee, N.-C. Yeh. *Solid State Commun.* **149**, 261 (2009).
- [14] R.-H. He, K. Tanaka, S.-K. Mo, T. Sasagawa, M. Fujita, T. Adachi, N. Mannelle, K. Yamada, Y. Koike, Z. Hussain, Z.-H. Shen. *Nature Phys.* **5**, 119 (2009).
- [15] K. McElroy, F.-H. Lee, J.E. Hoffman, K.M. Lang, J. Lee, E.W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197 005 (2005).
- [16] J.P. Castellan, B.D. Gaulin, H.A. Dabkowska, A. Nabialek, G. Gu, X. Liu, Z. Islam. *Phys. Rev. B* **73**, 174 505 (2006).
- [17] X. Liu, Z. Islam, S.K. Sinha, S.C. Moss, R.J. McQueeney, J.C. Lang, U. Welp. *Phys. Rev. B* **78**, 134 526 (2008).
- [18] J.M. Tranquada, J.D. Axe, N. Ichikawa, A.R. Moodenbaugh, Y. Nakamura, S. Uchida. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 338 (1997).
- [19] M.C. Boyer, W.D. Wise, K. Chatterjee, M. Yi, T. Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, E.W. Hudson. *Nature Phys.* **3**, 802 (2007).
- [20] Y. He, T.S. Nunner, P.J. Hirschfeld, H.-P. Cheng. *Phys. Lett.* **96**, 197 002 (2006).
- [21] Z. Henkie, T. Cichorek, A. Wojakowski, R. Horyń, W. Iwasieczko. *Physica C* **202**, 97 (1992).
- [22] P. Richard, Z.-H. Pan, M. Neupane, A.V. Fedorov, T. Valla, P.D. Johnson, G.D. Gu, W. Ku, Z. Wang, H. Ding. *Phys. Rev. B* **74**, 094 512 (2006).
- [23] H.E. Mohottala, B.O. Wells, J.I. Budnick, W.A. Hines, C. Niedermayer, L. Udby, C. Bernhard, A.R. Moodenbaugh, F.-C. Chou. *Nature Mater.* **5**, 377 (2006).
- [24] J.L. Tallon. In: *Frontiers in superconducting materials* / Ed. A.V. Narlikar. Springer Verlag, N. Y. (2005). P. 295.
- [25] А.М. Gabovich, M.S. Li, H. Szymczak, А.И. Voitenko. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, 2745 (2003).
- [26] А.М. Gabovich, А.И. Voitenko, J.F. Annett, M. Ausloos. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R 1 (2001).
- [27] J.F. Annett, N.D. Goldenfeld, A.J. Leggett. In: *Physical properties of high temperature superconductors V* / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, River Ridge, N.J. (1996). P. 375.
- [28] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 182 (2000).
- [29] G. Bilbro, W.L. McMillan. *Phys. Rev. B* **14**, 1887 (1976).
- [30] N.E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Garrington, A.P. Mackenzie, L. Balicas. *Nature* **426**, 814 (2003).
- [31] H. Won, K. Maki. *Phys. Rev. B* **49**, 1397 (1994).
- [32] K. Yang, S.L. Sondhi. *Phys. Rev. B* **57**, 8566 (1998).
- [33] M. Hashimoto, T. Yoshida, K. Tanaka, A. Fujimori, M. Okusawa, S. Wakimoto, K. Yamada, T. Kakeshita, H. Eisaki, S. Uchida. *Phys. Rev. B* **75**, 140 503 (2007).
- [34] A. Kanigel, M.R. Norman, M. Randeria, U. Chatterjee, S. Souma, A. Kaminski, H.M. Fretwell, S. Rosenkranz, M. Shi, T. Sato, T. Takahashi, Z.Z. Li, H. Raffy, K. Kadowaki, D. Hinks, L. Ozyuzer, J.C. Campuzano. *Nature Phys.* **2**, 447 (2006).
- [35] K. McElroy. *Nature Phys.* **2**, 441 (2006).
- [36] K.M. Shen, F. Ronning, D.H. Lu, F. Baumberger, N.J.C. Ingle, W.S. Lee, W. Meevasana, Y. Kohsaka, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, Z.-X. Shen. *Science* **307**, 901 (2005).

- [37] T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka, D.-H. Lee, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, J.C. Davis. *Nature* **430**, 1001 (2004).
- [38] A. Hashimoto, N. Momono, M. Oda, M. Ido. *Phys. Rev. B* **74**, 064 508 (2006).
- [39] J.E. Hoffman, E.W. Hudson, K.M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis. *Science* **295**, 466 (2002).
- [40] J.E. Hoffman, K. McElroy, D.-H. Lee, K.M. Lang, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis. *Science* **297**, 1148 (2002).
- [41] C. Howald, H. Eisaki, N. Kaneko, M. Greven, A. Kapitulnik. *Phys. Rev. B* **67**, 014 533 (2003).
- [42] Y.H. Liu, K. Takeyama, T. Kurosawa, N. Momono, M. Oda, M. Ido. *Phys. Rev. B* **75**, 212 507 (2007).
- [43] А.А. Абрикосов. Основы физики металлов. Наука, М. (1987).
- [44] A.M. Gabovich, A.S. Gerber, A.S. Shpigel. *Phys. Status Solidi B* **141**, 575 (1987).
- [45] A.M. Gabovich, A.S. Shpigel. *J. Phys. F* **14**, 3031 (1984).
- [46] Ю.В. Копаев. Тр. ФИАН **86**, 3 (1975).
- [47] T. Ekino, A.M. Gabovich, M.S. Li, M. Pękała, H. Szymczak, A.I. Voitenko. *Phys. Rev. B* **76**, 180 503 (2007).
- [48] O. Fisher, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod. *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
- [49] J.F. Zasadzinski. In: *The physics of superconductors. V. 1. Conventional and High- T_c superconductors* / Eds K.H. Bennemann, J.B. Ketterson. Springer Verlag, Berlin (2003). P. 591.
- [50] W.S. Lee, I.M. Vishik, K. Tanaka, D.H. Lu, T. Sasagawa, N. Nagaosa, T.P. Devereaux, Z. Hussain, Z.-H. Shen. *Nature* **450**, 81 (2007).
- [51] T. Kondo, R. Khasanov, T. Takeuchi, J. Schmalian, A. Kaminski. *Nature* **457**, 296 (2009).
- [52] R.A. Klemm. *Phil. Mag.* **85**, 801 (2005).
- [53] A. Furrer. *J. Supercond.* **21**, 1 (2008).
- [54] A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-H. Shen. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
- [55] K.K. Gomes, A.N. Pasupathy, A. Pushp, S. Ono, Y. Ando, A. Yazdani. *Nature* **447**, 569 (2007).
- [56] T. Hasegawa, H. Ikuta, K. Kitazawa. In: *Physical properties of high temperature superconductors III* / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1992). P. 525.
- [57] J.P. Carbotte, C. Jiang. *Phys. Rev. B* **48**, 4231 (1993).
- [58] B.T. Geilikman, V.Z. Kresin, N.F. Masharov. *J. Low Temp. Phys.* **18**, 241 (1975).
- [59] N. Miyakawa, P. Guptasarma, J.F. Zasadzinski, D.G. Hinks, K.E. Gray. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 157 (1998).