

Волны зарядовой плотности в d -волновых сверхпроводниках

А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики, Национальная академия наук Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03680, Украина

E-mail: collphen@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 31 марта 2010 г., после переработки 13 мая 2010 г.

Предложена самосогласованная теория, описывающая волны зарядовой плотности в частично диэлектризованном сверхпроводнике с d -спариванием. Рассмотрены зависимости диэлектрического (Σ) и сверхпроводящего (Δ) параметров порядка от температуры и других параметров задачи. Впервые построены соответствующие угловые диаграммы распределения щелей на поверхности Ферми. Разработанная теория применяется для объяснения свойств высокотемпературных оксидов. Проанализировано влияние угла рассогласования между лепестками параметров порядка Σ и Δ на распределение щелей в импульсном пространстве и на явление реентранса Σ по температуре.

Запропоновано самоузгоджену теорію, що описує хвилі зарядової щільності в частково діелектризованому надпровіднику з d -спарюванням. Розглянуто залежності діелектричного (Σ) і надпровідного (Δ) параметрів порядку від температури й інших параметрів задачі. Уперше побудовано відповідні кутові діаграми розподілу щілин на поверхні Фермі. Розроблена теорія застосовується для пояснення властивостей високотемпературних оксидів. Проаналізовано вплив кута неузгодженості між пелюстками параметрів порядку Σ і Δ на розподіл щілин в імпульсному просторі й на явище реентранса Σ по температурі.

PACS: **74.20.-z** Теории и модели сверхпроводящего состояния;
74.20.Rp Симметрии спаривания (отличные от s -волновой);
71.45.Lg Системы с волнами зарядовой плотности;
74.72.-h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: волны зарядовой плотности, d -сверхпроводимость, частичная диэлектризация, реентранс параметра порядка, высокотемпературные сверхпроводники.

1. Введение

Взаимовлияние сверхпроводимости и статических волн зарядовой плотности (ВЗП) в различных материалах [1–4] — интересная и важная проблема физики твердого тела. Действительно, во-первых, используемые в приложениях сверхпроводники с наиболее высокой критической температурой T_c в некоторой области фазовой диаграммы практически всегда подвержены совместной неустойчивости электронного спектра и кристаллической решетки (пайерлсовский переход или родственные структурные переходы [5–7]), во-вторых, сосуществование двух или более параметров порядка различного типа зачастую приводит к возникновению особых свойств таких материалов, никак не сводясь к простому наложению характеристик исходных «чистых» (родительских) фаз [8–11]. Высокотемпературные сверхпроводящие медьсодержащие нестехиометрические оксиды — типичный класс материалов, в

которых сосуществуют сверхпроводимость и ВЗП. Волны зарядовой плотности наблюдаются более-менее непосредственно (тогда их в некоторых случаях именуют stripes — полосы, часто подразумевая при этом фазовое расслоение на зарядово- и спиново-упорядоченные микрообласти [12–14]) или распознаются на основании косвенных свидетельств. К последним можно отнести проявление так называемых псевдощелей в измерениях на основе существенно различающихся методов [15–19], а также возникновение структур горбик-ямка в фотоэмиссионных (ARPES) и туннельных спектрах (в разломных контактах (break junctions) или в конфигурациях, используемых в сканирующей туннельной микроскопии — STM) [19–24].

Как показали данные по ARPES, которые, в частности, позволяют определять угловую зависимость энергетических щелей, электронный спектр различных дырочных купратов почти двумерен, пространственная симметрия сверхпроводящего параметра порядка но-

сит $d_{x^2-y^2}$ -характер, а псевдощель образуется на конгруэнтных (nesting) участках поверхности Ферми (ПФ) в антиузловой (antinode) области двумерной зоны Бриллюэна [4,16,18,25–30]. Ширина участков, где наблюдается псевдощель, зависит от величины нестехиометрии по кислороду, увеличиваясь в сторону недолегированных (underdoped) составов [27,28,31]. Эти данные позволяют нам развить подход, предложенный в предыдущих публикациях на эту тему, где оба параметра порядка считались s -типа [32,33], и построить модель сосуществования куперовского d -спаривания и диэлектрической ВЗП неустойчивости в купратах. В данной работе в рамках этой модели рассчитаны нетривиальные температурные и угловые зависимости сверхпроводящего и диэлектрического параметров порядка, а также совокупных энергетических щелей. При этом впервые учтена возможность углового рассогласования β между обоими параметрами порядка в импульсном пространстве. Показано, что угол β существенно влияет на предсказанное ранее [4] явление температурного реентранса диэлектрического параметра порядка и отношение сверхпроводящей щели при нулевой температуре к T_c .

2. Теория

Рассматриваемая в настоящей работе модель представляет собой обобщение модели, предложенной Билбро и Макмилланом [32] для описания сосуществования изотропной s -сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) в приближении слабой связи и ВЗП, на случай сверхпроводящего $d_{x^2-y^2}$ -спаривания. Самосогласованная теория термодинамических свойств в рамках указанной модели была построена нами ранее [4,33,34]. Общей чертой этих моделей — как для изотропной, так и для рассматриваемой здесь анизотропной сверхпроводимости — является антагонизм между сверхпроводимостью и ВЗП, поскольку соответствующие спаривания конкурируют за квазичастичные состояния на одной и той же исходной поверхности Ферми. Это отличает данный подход от более экзотического, по нашему мнению, рассмотрения, согласно которому сверхпроводимость усиливается за счет возрастания плотности состояний вблизи образовавшейся диэлектрической щели, связанной с ВЗП или волной спиновой плотности (ВСП) [35]. Поскольку электронный спектр высокотемпературных оксидов является квазидвумерным вследствие их слоистой кристаллической структуры, при построении модели дисперсией квазичастиц вдоль c -оси [36] пренебрегаем.

Родительскими (затравочными) фазами для ВЗП d -сверхпроводника являются нормальный частично диэлектризованный ВЗП металл и БКШ d -сверхпроводник (см. рис. 1). Как видим, имеется четыре лепестка сверхпроводящего параметра порядка и четыре секто-

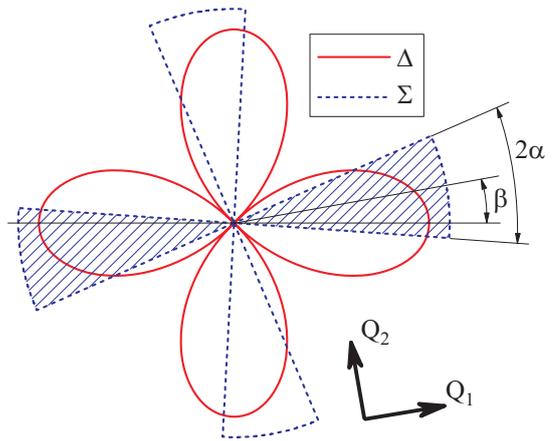


Рис. 1. Профили сверхпроводящего Δ (сплошная кривая) и диэлектрического Σ (штриховая кривая) параметров порядка в двумерном импульсном пространстве для материнских фаз $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводника и частично диэлектризованного металла с волнами зарядовой плотности соответственно, т.е. когда конкурирующий канал спаривания выключен.

ра импульсного пространства, где проявляются ВЗП (электрон-дырочные) корреляции. Рассмотрим нормальный ВЗП металл. Диэлектризация (dielectric gapping) ПФ происходит в результате синглетного электрон-дырочного спаривания квазичастиц с попарно конгруэнтных (nested, d) участков ПФ (j_1 и j_2). Здесь спектр квазичастиц $\xi(\mathbf{p})$ является вырожденным:

$$\xi_{j_1}(\mathbf{p}) = -\xi_{j_2}(\mathbf{p} + \mathbf{Q}_j), \quad (1)$$

где \mathbf{Q}_j — ВЗП волновой вектор, соединяющий j -ю пару участков. Часть ПФ (nd) остается недиэлектризованной, и соответствующий квазичастичный спектр $\xi_{nd}(\mathbf{p})$ здесь невырожден. Модельный гамильтониан в приближении среднего поля, приводящий к возникновению ВЗП, имеет вид

$$\mathcal{H}_{CDW} = -\frac{1}{2} \sum_{j=(j_1, j_2)} \Sigma_j(T) \sum_{\mathbf{p}; \alpha=\uparrow, \downarrow} a_{j_1 \mathbf{p} \alpha}^\dagger a_{j_2 \mathbf{p} + \mathbf{Q}_j \alpha} + \text{c.c.} \quad (2)$$

Здесь постоянная Планка $\hbar = 1$; $a_{j \mathbf{p} \alpha}^\dagger$ ($a_{j \mathbf{p} \alpha}$) — оператор рождения (уничтожения) квазичастицы с квазиимпульсом \mathbf{p} в j -й ветке спектра и проекцией спина $\alpha = \pm 1/2$; $\Sigma_j(T)$ — зависящий от температуры параметр порядка j -й ВЗП, изотропный в пределах соответствующих конгруэнтных участков (j_1 и j_2); суммирование проводится только по диэлектризованным участкам ПФ (по парам $j = (j_1, j_2)$). В рамках предлагаемого феноменологического подхода как пайерлсовское, так и экситонное состояние с образованием диэлектрической щели на ПФ описывается одинаково. Существующие же на самом деле отличия между двумя механизмами диэлектризации электронного спектра проявляются в величинах и зависимостях от микро-

скопических параметров матричных элементов электрон-дырочного притяжения, которые в принятой модели среднего поля свелись к феноменологическим константам $\Sigma_{j0} = \Sigma_j(T=0)$. Естественно, что, кроме члена, ответственного за взаимодействие, в гамильтониан входит слагаемое, описывающее кинетическую энергию квазичастиц. Оно имеет стандартный вид:

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{i=j_1, j_2, nd} \sum_{\mathbf{p}; \alpha=\uparrow, \downarrow} \xi_i(\mathbf{p}) a_{i\mathbf{p}\alpha}^\dagger a_{i\mathbf{p}\alpha}. \quad (3)$$

Сделаем дальнейшее упрощение и предположим, что все параметры порядка Σ_j в секторах с конгруэнтными участками ПФ равны между собой, $\Sigma_j(T) = \Sigma(T)$. Тогда одним из исходных параметров ВЗП металла может быть выбрано значение $\Sigma_0 = \Sigma(T=0)$. Если бы рассматривался ВЗП s -сверхпроводник, то для полного описания было бы достаточно ввести еще один параметр, описывающий степень диэлектризации ПФ при температурах ниже критической температуры структурного (диэлектрического) перехода T_s :

$$\mu = \frac{N_d(0)}{N_d(0) + N_{nd}(0)}, \quad (4)$$

где $N_{d(nd)}(0)$ — плотность квазичастичных состояний на диэлектризованных (d) и недиэлектризованном (nd) участках ПФ [33]. Поскольку в работе рассматривается ВЗП d -сверхпроводник, необходимы соответствующие уточнения, которые будут сделаны ниже.

Рассмотрим теперь родительский $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник [37]. Его сверхпроводимость описывается в приближении слабой электрон-бозонной связи (например, электрон-фононной, как в оригинальной БКШ теории) и в приближении сильного перемешивания различных состояний на ПФ [38]. В силу последнего обстоятельства мы вправе ввести единый сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(T)$ для всей ПФ (всех ее участков). Предполагая, в согласии с большинством экспериментов, по крайней мере, для купратов с дырочным типом проводимости [39], что куперовское спаривание электронов имеет $d_{x^2-y^2}$ -симметрию, запишем гамильтониан взаимодействия в виде

$$\mathcal{H}_{d-BCS} = - \sum_{\mathbf{p}} \Delta(T) f(\mathbf{p}) \times \left[\sum_{j=j_1, j_2} a_{j\mathbf{p}\uparrow}^\dagger a_{j2-\mathbf{p}\downarrow}^\dagger + a_{nd, \mathbf{p}\uparrow}^\dagger a_{nd, -\mathbf{p}\downarrow}^\dagger \right] + \text{c.c.} \quad (5)$$

Множитель $f(\mathbf{p}) = \cos 2\theta$ отображает $d_{x^2-y^2}$ -симметрию сверхпроводящего параметра порядка Δ , где угол θ отсчитывается в пространстве обратной решетки кристалла от оси абсцисс, вдоль которой направлен один из лепестков параметра порядка Δ . При $f(\mathbf{p}) = 1$

получаем гамильтониан изотропного спаривания БКШ. Суммирование производится по всей ПФ (по парам диэлектризованных участков j и по недиэлектризованному участку nd). Во избежание неправильного понимания реального положения вещей отметим, что действительная симметрия параметра порядка для высокотемпературных оксидов может существенно отличаться от простых s или $d_{x^2-y^2}$ и быть различной для различных материалов [40], так что все расчеты с использованием какого бы то ни было параметра порядка по необходимости носят модельный, феноменологический характер. Исходный БКШ d -сверхпроводник характеризуется параметром $\Delta_0 = \Delta(T=0)$, т.е. максимальным значением сверхпроводящей щели при $T=0$, а само распределение щели по ПФ имеет вид, представленный на рис. 1 сплошной линией.

Уточним теперь набор имеющихся возможностей для ВЗП системы. Рассмотрим два варианта диэлектризации ПФ, наблюдаемые в случае сверхпроводящих купратов. Один из них соответствует существованию однонаправленной ВЗП с волновым вектором \mathbf{Q}_1 , т.е. имеется лишь два сектора диэлектризованных участков на ПФ (рис. 1, заштрихованные секторы) [41–43]. При этом надо иметь в виду, что каждый сектор образуется в результате спаривания двух конгруэнтных участков ПФ (в наших обозначениях, j_1 и j_2). В этом случае реализуется распределение избыточных зарядов типа «гребенка» (comb). В сценариях с чередующимися полосами ВЗП и ВСП эту картину называют «полосковая фаза» («stripe phase») [13,44–46]. Упомянем также измерения коэффициента Нернста в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [47], свидетельствующие об утрате четырехкратной симметрии вращения в плоскости CuO_2 в псевдощелевой фазе, что указывает на образование однонаправленных ВЗП или нематического порядка.

Имеется, и чаще всего реализуется, другая возможность: ВЗП векторов \mathbf{Q}_i , а следовательно, и самих ВЗП может быть несколько. Согласно экспериментальным данным, наиболее обычна в высокотемпературных оксидах ВЗП структура типа «шахматной доски» (checkerboard), характеризуемая двумя взаимно перпендикулярными \mathbf{Q} -векторами [25,48–50].

Какая из двух ВЗП структур реализуется на самом деле, зависит от микроскопических параметров задачи. Например, в рамках модели Хаббарда переход от однонаправленных полос к взаимно перпендикулярной системе двух полос происходит при изменении относительной роли ближайших соседей и следующих за ближайшими [51].

Если по какой-либо причине не происходит самопроизвольной потери симметрии, то двумерная система ВЗП инвариантна относительно поворотов на углы кратные $\pi/2$, что и наблюдается, например, в случае $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, где измерения свидетельствуют о равенстве модулей ВЗП волновых векторов структуры

типа «шахматной доски» с точностью до 15% [50]. Поэтому для упрощения рассмотрения и сокращения количества параметров модели полагаем в этом случае, что обе пары диэлектризованных участков термодинамически тождественны. Таким образом, расположение щелей в двумерной зоне Бриллюэна становится инвариантным относительно угла поворота $\Omega = \pi$ для однонаправленных ВЗП и $\pi/2$ для системы из двух ВЗП (рис. 1). Для рассматриваемой конфигурации долю диэлектризации ПФ имеет смысл характеризовать не параметром μ (см. уравнение (4)), а углом 2α , охватывающим каждую пару конгруэнтных участков. Связь между параметрами μ и α , как легко видеть, дается соотношением

$$\mu\Omega = 2\alpha. \quad (6)$$

До сих пор, в согласии с экспериментальными данными для купратов, по крайней мере с дырочным типом проводимости [4,16,18,25–29], мы считали, что середины секторов с ненулевой щелью Σ совпадают с центрами лепестков сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(T)f(\mathbf{p})$. Однако это не обязательно, можно представить иную конфигурацию щелей, когда относительное расположение лепестков Δ и секторов Σ рассогласовано на некий угол β .

Суммарный модельный гамильтониан для ВЗП диэлектризованного d -сверхпроводника в приближении среднего поля имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{d-BCS} + \mathcal{H}_{CDW}, \quad (7)$$

где \mathcal{H}_0 , \mathcal{H}_{d-BCS} и \mathcal{H}_{CDW} — вклады, определенные формулами (3), (5) и (2). Полный набор параметров, характеризующих ВЗП $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник, включает параметры родительских фаз Σ_0 , Δ_0 , μ , Ω (что определяет число ВЗП) и угол рассогласования β . Понятно, что частично диэлектризованный $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник характеризуется двумя параметрами порядка, которые в дальнейшем будем называть сверхпроводящим (Δ) и диэлектрическим (Σ). Отметим, что предлагаемая феноменологическая теория учитывает многочастичные корреляции как явно (электрон-фононное и электрон-дырочное спаривания), так и неявно, через перенормировку параметра μ . Последний, естественно, также является феноменологическим, поскольку его значения не рассчитываются из первых принципов, а там, где это возможно [27,28], берутся из эксперимента, учитывая таким образом перенормировку за счет межэлектронных корреляций.

Решения уравнений Дайсона–Горькова для гриновских функций системы, описываемой гамильтонианом (7), находятся стандартным путем. Они оказываются такими же, как и в случае s -сверхпроводимости [3,33], с точностью до замены $\Delta(T)$ на $\Delta(T)\cos 2\theta$:

$$\int_{\beta-\alpha}^{\beta+\alpha} I_M(\sqrt{\Sigma^2 + \Delta^2 \cos^2 2\theta}, k_B T, \Sigma_0) d\theta = 0, \quad (8)$$

$$\int_{\beta-\alpha}^{\beta+\alpha} I_M(\sqrt{\Sigma^2 + \Delta^2 \cos^2 2\theta}, k_B T, \Delta_0 \cos 2\theta) \cos^2 2\theta d\theta + \int_{\beta+\alpha}^{\Omega+\beta+\alpha} I_M(\Delta \cos 2\theta, k_B T, \Delta_0 \cos 2\theta) \cos^2 2\theta d\theta = 0, \quad (9)$$

где k_B — постоянная Больцмана, а обозначение

$$I_M(\Delta, T, \Delta_0) = \int_0^\infty \left(\frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}} \operatorname{th} \frac{\sqrt{\xi^2 + \Delta^2}}{2T} - \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + \Delta_0^2}} \right) d\xi \quad (10)$$

— так называемый интеграл Мюльшлегеля.

Количество параметров задачи можно уменьшить, введя безразмерную температуру $t = k_B T / \Delta_0$ и безразмерные параметры порядка $\sigma(t) = \Sigma(T) / \Delta_0$ ($\sigma_0 = \Sigma_0 / \Delta_0$) и $\delta(t) = \Delta(T) / \Delta_0$ ($\delta_0 \equiv 1$). Уравнения (8) и (9) удобно переписать в виде

$$\int_{\beta-\alpha}^{\beta+\alpha} I_M(\sqrt{\sigma^2 + \delta^2 \cos^2 2\theta}, t, \sigma_0) d\theta = 0, \quad (11)$$

$$\int_0^\Omega I_M(\delta \cos 2\theta, t, \cos 2\theta) \cos^2 2\theta d\theta + \int_{\beta-\alpha}^{\beta+\alpha} \left[I_M(\sqrt{\sigma^2 + \delta^2 \cos^2 2\theta}, t, \cos 2\theta) - I_M(\delta \cos 2\theta, t, \cos 2\theta) \right] \cos^2 2\theta d\theta = 0. \quad (12)$$

Как и следовало ожидать, уравнение (11) в отсутствие сверхпроводимости ($\delta = 0$) сводится к щелевому уравнению для «родительского» ВЗП металла

$$I_M(\sigma, t, \sigma_0) = 0, \quad (13)$$

а уравнение (12) в отсутствие диэлектризации ($\sigma = 0$ или $\alpha = 0$) — к щелевому уравнению для «родительского» БКШ d -сверхпроводника

$$\int_0^{\pi/4} I_M(\delta \cos 2\theta, t, \cos 2\theta) \cos^2 2\theta d\theta = 0, \quad (14)$$

решения которых — $\sigma = \text{Mü}_s(\sigma_0, t)$ и $\delta = \text{Mü}_d(1, t)$ соответственно — хорошо известны [37,52,53] (см. рис. 2).

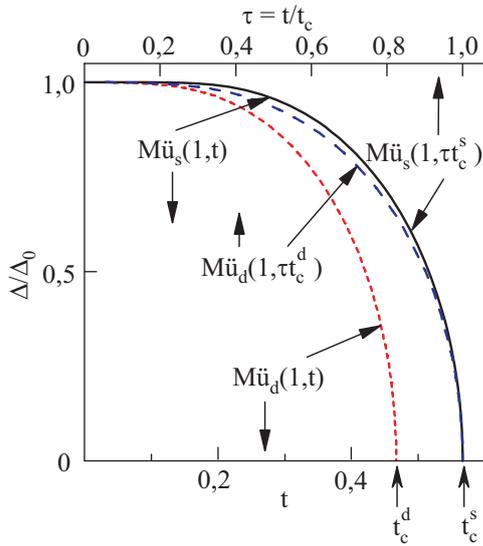


Рис. 2. Нормированные зависимости сверхпроводящих щелей Δ с различной симметрией от нормированной температуры. Щели нормированы на значение затравочного параметра Δ_0 . Нижняя ось абсцисс соответствует нормировке T на Δ_0 , верхняя — на соответствующую критическую температуру T_c . Индексы s и d обозначают тип спаривания. Другие обозначения см. в тексте.

3. Численные результаты и их анализ

В данной работе ограничимся моделью двух ВЗП (checkerboard) в соответствии с более часто встречающейся для оксидов ситуацией [25,48–50]. В отличие от ВЗП s -сверхпроводников [33] каких-либо универсальных соотношений между параметрами порядка $\delta(t)$ и $\sigma(t)$, справедливых во всем температурном диапазоне их сосуществования, не существует, поэтому все расчеты выполнялись численно. Напомним, что для ВЗП s -сверхпроводников зависимость $\Delta(T)$ всегда монотонна, а $\Sigma(T)$ характеризуется изломом при $T = T_c$ и вогнутым участком, соответствующим уменьшению Σ

с понижением T при $T < T_c$. Однако ниже температуры T_s значение Σ нигде не обращается в нуль. Единственными условиями сосуществования ВЗП и изотропной сверхпроводимости являются неравенство $\Sigma_0 > \Delta_0$ и неполная диэлектризация ПФ ($\mu < 1$) [33]. В случае ВЗП d -сверхпроводников картина становится более богатой. Например, из-за наличия узлов сверхпроводящего параметра порядка на ПФ расширяется диапазон параметров, где могут сосуществовать сверхпроводимость и ВЗП. В частности, оказывается, что сосуществование может иметь место и при полной диэлектризации ПФ (см. Приложение).

Наиболее интересна, с нашей точки зрения, возможность температурного реентранса (reentrance) диэлектрического параметра порядка Σ (немонотонное поведение $\Sigma(T)$ с двумя критическими температурами, верхней T_s и нижней T_r) в некотором диапазоне исходных параметров задачи. На рис. 3 продемонстрирован именно такой сценарий. Более детальный анализ [54] свидетельствует, что такое явление следует из кажущейся на первый взгляд незначительной разницы в поведении зависимостей $M̈ü_s(1,t)$ и $M̈ü_d(1,t)$ (рис. 2), а именно зависимость $M̈ü_d(1,t)$ более крутая. В частности, при одинаковой единичной амплитуде при $t = 0$ зависимость $M̈ü_s(1,t)$ обнуляется при $t_c^s = \pi/\gamma \approx 0,567$, где $\gamma \approx 1,781\dots$ — постоянная Эйлера, а $M̈ü_d(1,t)$ — при $t_c^d = (\sqrt{e}/2)(\pi/\gamma) \approx 0,467$, где $e \approx 2,718\dots$ — основание натуральных логарифмов.

Наличие реентранса диэлектрического параметра порядка, конечно же, не означает, что исчезает суммарная энергетическая щель на ПФ. На недиелектризованном участке она определяется только сверхпроводящим параметром порядка: $\delta(t) \cos 2\theta$, а на диэлектризованном — обоими: $\sqrt{\sigma^2(t) + \delta^2(t) \cos^2 2\theta}$. На рис. 4 показаны примеры температурной эволюции щелей на ПФ для двух характерных режимов (с реентрансом и без), изображенных на рис. 3 для разных σ_0 .

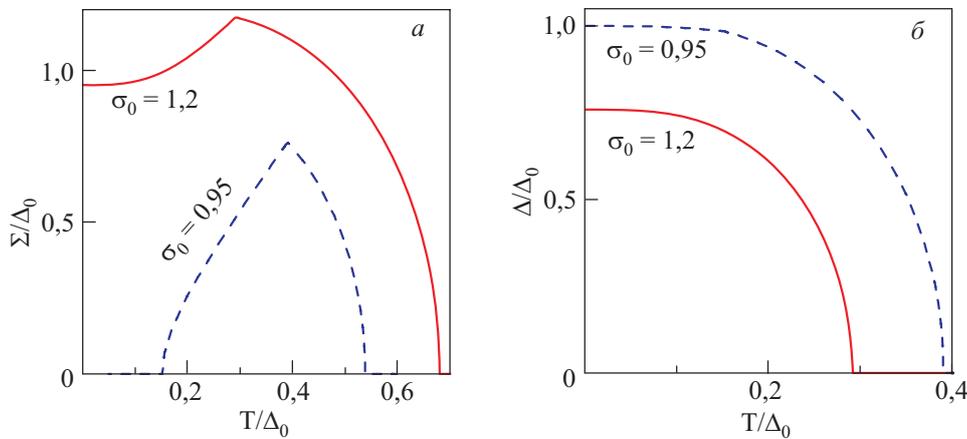


Рис. 3. Нормированные на Δ_0 зависимости от T диэлектрического Σ (а) и сверхпроводящего Δ (б) параметров порядка в $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводнике с ВЗП для случая без реентранса ($\sigma_0 = \Sigma_0 / \Delta_0 = 1,2$) и с реентрансом ($\sigma_0 = 0,95$) Σ . Диэлектризация ПФ $\mu = 0,3$.

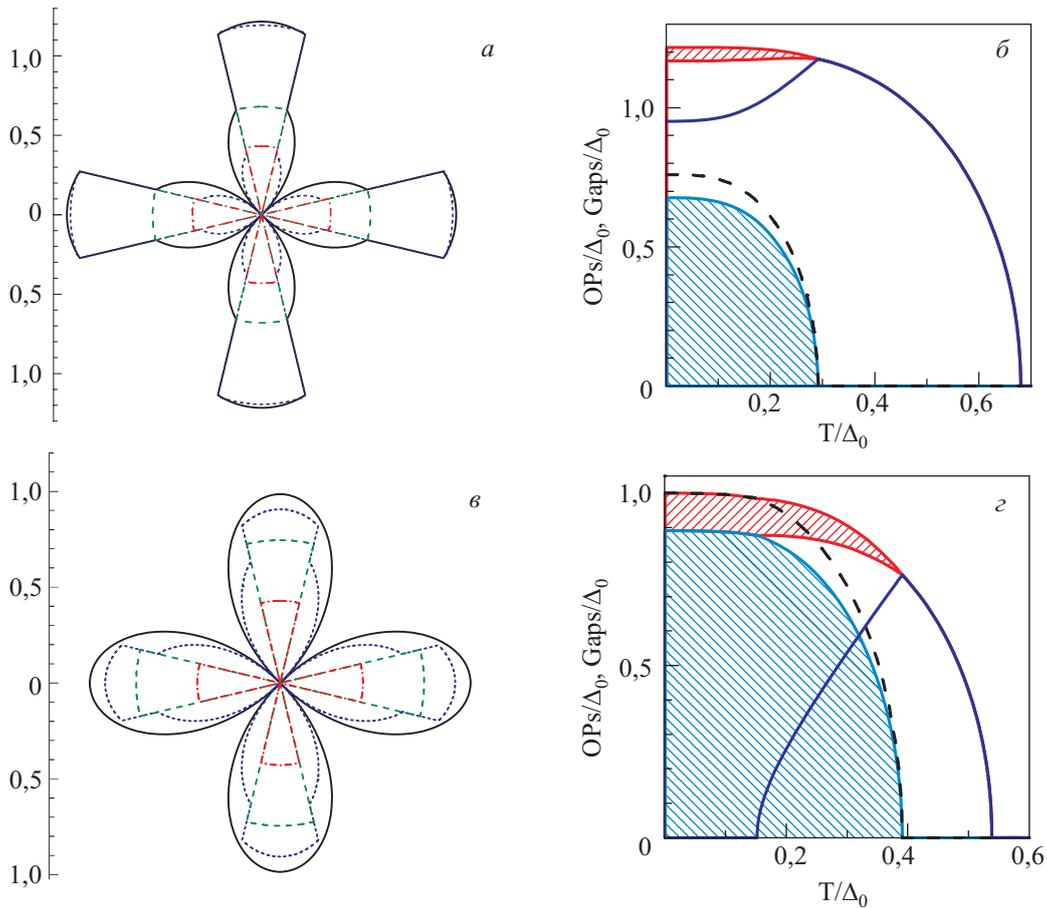


Рис. 4. *a, в* — Зависимость «розы щелей» в импульсном пространстве от нормированной температуры $t = T/\Delta_0$. *б, з* — Зависимости от T диэлектрического (Σ , сплошная кривая) и сверхпроводящего (Δ , штриховая кривая) параметров порядка (OPs), а также щелевых (Gaps) полос (при сканировании по углу в импульсном пространстве) на диэлектризованных (правая штриховка) и недиелектризованных (левая штриховка) участках поверхности Ферми. Значения параметров: $\mu = 0,3$, $\beta = 0^\circ$, (*a, б*) $\sigma_0 = 1,2$, (*a*) $t = 0$ (сплошная), 0,25 (пунктир), 0,6 (штрих), 0,65 (штрих-пунктир); (*в, з*) $\sigma_0 = 0,95$, (*в*) $t = 0,15$ (сплошная), 0,3 (пунктир), 0,4 (штрих), 0,5 (штрих-пунктир).

Диаграмма, которую мы называем «розой щелей», позволяет понять, какую сложную картину можно извлечь в виде срезов из ARPES измерений. В целом же, как видно на рисунке (заштрихованные области), и сверхпроводящая, и комбинированная щели при развертке по углам занимают целые зоны, ширина и положение которых будут меняться с температурой. Как было показано ранее [4,54,55], температурным реентрансом Σ можно управлять, варьируя параметр μ . Он, в свою очередь, может быть изменен с помощью легирования [27,28] либо приложенного внешнего давления, что следует из экспериментов для других классов ВЗП сверхпроводников [56–59]. В случае купратов в пользу последнего предположения говорит, например, сильное анизотропное влияние одноосного давления на T_c оксида $\text{La}_{1,64}\text{Eu}_{0,2}\text{Sr}_{0,16}\text{CuO}_4$ вблизи порога ВЗП (stripe) неустойчивости [60].

Как отмечено выше, дополнительным параметром задачи, который отсутствовал в случае изотропных ВЗП сверхпроводников, является угол рассогласования

β (см. рис. 1). Очевидно, что характер кривых $\Sigma(T)$ и $\Delta(T)$ должен существенно зависеть от этого параметра. Это продемонстрировано на рис. 5 для $\sigma_0 = 0,9$ и $\mu = 0,3$. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых (впрочем, этого и следовало ожидать из общих соображений), меньшее перекрытие лепестков Δ и секторов Σ приводит к меньшей взаимозависимости обоих параметров порядка. При больших β , даже для достаточно широких секторов существования Σ (большом μ), зависимость $\sigma(t)$ становится весьма близкой к кривой $\text{M}\ddot{\text{u}}_s(\sigma_0, t)$, присущей нормальному ВЗП металлу. Во-вторых, стоит отметить существенно различную чувствительность поведения $\delta(t)$ и $\sigma(t)$ к изменению угла β .

Разумно предположить, что, прикладывая к образцу одноосное давление, которое влияет на микроскопические параметры, ответственные и за куперовское, и за электрон-дырочное спаривание, можно изменять угол рассогласования β . На рис. 4 и 6 представлены «розы

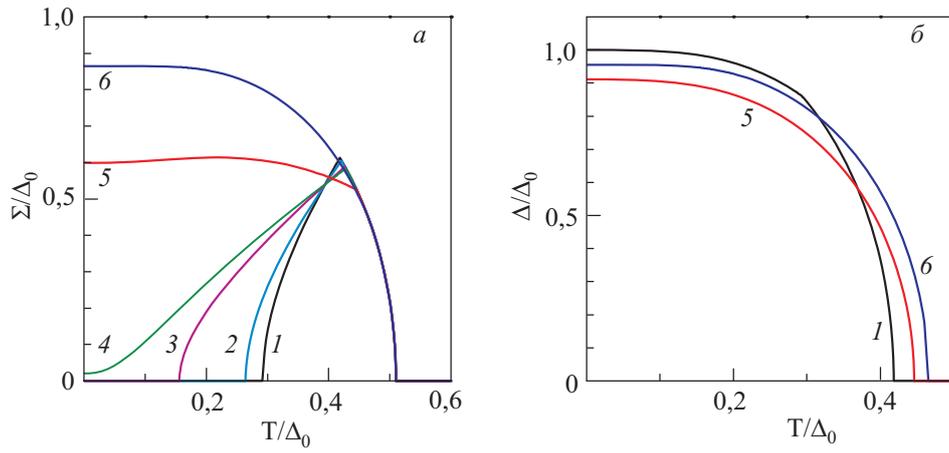


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для различных углов рассогласования между лепестками Δ и секторами Σ : $\beta = 0^\circ, 5^\circ, 9^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 45^\circ$ (кривые 1–6 соответственно). $\sigma_0 = 0,9, \mu = 0,3$.

щелей» и щелевые зоны для разных β . Приведенные кривые показывают, какое разнообразие поведения параметров порядка и щелей, в принципе, возможно получить в эксперименте. Хотим обратить внимание, что, согласно рис. 6, при некоторых сочетаниях параметров на ПФ могут существовать такие участки, где

суммарная энергетическая щель увеличивается, пусть и ненамного, с ростом температуры в некотором интервале T . Это соответствует увеличению свободной энергии участка с уменьшением T [52]. Свободная энергия всей электронной подсистемы ВЗП сверхпроводника при этом, конечно же, уменьшается с охлажде-

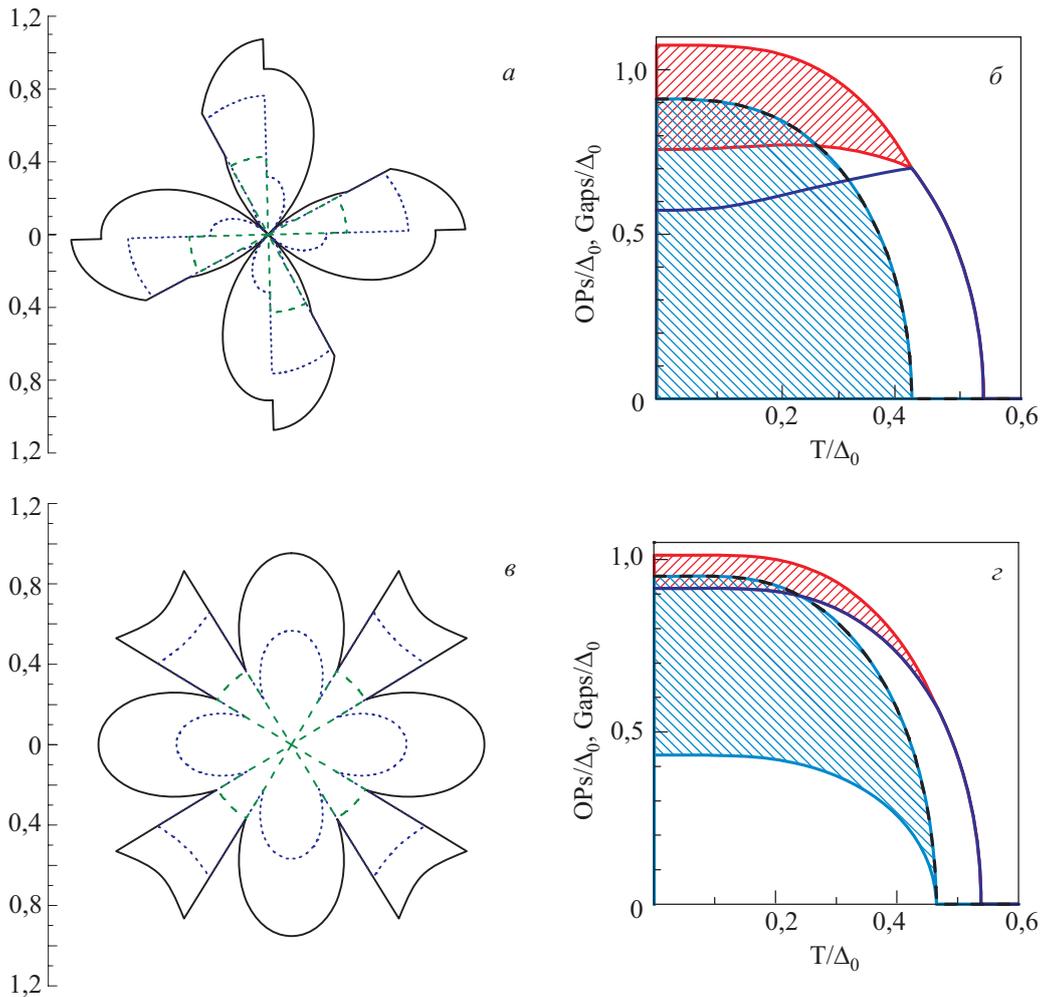


Рис. 6. То же, что на рис. 4, для параметров $\sigma_0 = 0,95, \mu = 0,3$ и $t = 0$ (сплошная), $0,4$ (пунктир), $0,5$ (штрих); (а, б) $\beta = 15^\circ$; (в, з) $\beta = 45^\circ$.

нием за счет увеличения щели на остальных участках при понижении T , что и обеспечивает энергетическую выгоду перехода в смешанное состояние с двумя параметрами порядка.

Существуют такие сочетания параметров (σ_0, μ) , при которых в стандартной экспериментальной ситуации для купратов ($\beta = 0$) ВЗП полностью подавляется конкурирующей сверхпроводящей неустойчивостью, т.е. реализуется «чистый» $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник, в то время как при перемещении секторов диэлектрического параметра порядка в узловую область ($\beta = \pi/4$) сосуществование ВЗП и $d_{x^2-y^2}$ -куперовского спаривания становится возможным (рис. 7). Отметим, что на панели рис. 7, z для преемственности сохранены различные обозначения штриховки для диэлектризованных и недиэлектризованных участков ПФ, хотя это разделение в отсутствие ВЗП становится формальным.

Как показано нами ранее [54,55], наличие ВЗП может существенно повысить значение отношения $2\Delta(0)/T_c$ по сравнению со значением d -BCS $\approx 4,28$ для случая чистого $d_{x^2-y^2}$ -БКШ сверхпроводника [37]. Такое повышение согласуется с многочисленными экспериментальными данными для высокотемпературных оксидов [61]. Оказывается, что геометрическое рассогласование максимумов параметров порядка

импульсном пространстве ($\beta \neq 0$) сильно влияет на эффект воздействия ВЗП (рис. 8 и 9). При этом при увеличении β параллельно с ожидаемым увеличением T_c (взаимодействие сверхпроводящего и диэлектрического параметров порядка уменьшается при $\beta \rightarrow \pi/4$, поскольку перекрытие «лепестков» и «секторов» уменьшается) отношение $2\Delta(0)/T_c$ сначала падает до своего «канонического» значения, а потом становится меньше его, достигая в некоторой области параметров системы величины порядка 3,9, т.е. вполне входя в диапазон этого отношения для s -сверхпроводника с учетом эффектов сильной связи [62].

Отметим еще раз, что отношение $2\Delta(0)/T_c$ меняется в ВЗП $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводнике по сравнению с родительским $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводником [37]. Однако для подтверждения этого обстоятельства необходимо помнить о составной природе щели на диэлектризованных участках ПФ, а также различать Δ и Σ . Кроме того, надо иметь в виду, что при фотоэмиссионных, туннельных и иных измерениях энергетических щелей диэлектрический параметр порядка подвержен значительному пространственному разбросу по амплитуде [4,22,50,63,64]. Избавиться от этих осложнений можно, учитывая соображения работы [65], в которой показано, что для различных оксидов необходимо рас-

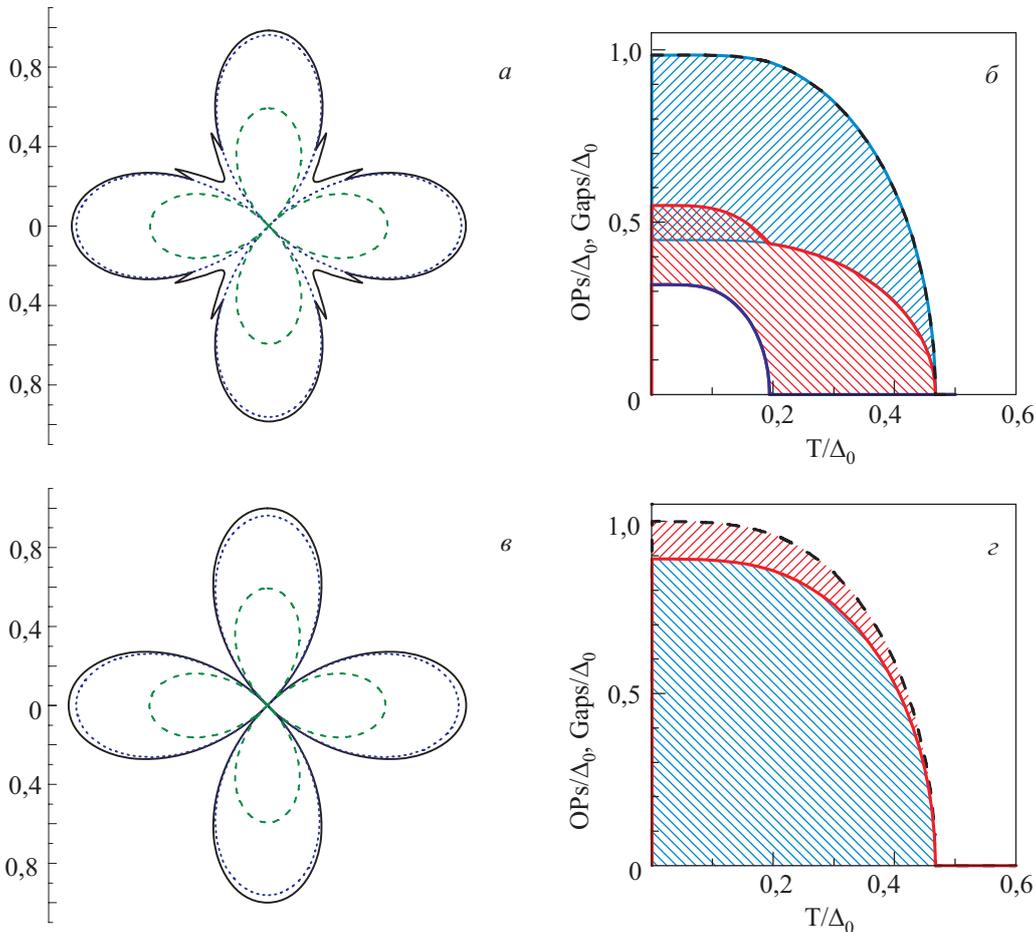


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для параметров $\sigma_0 = 0,4$, $\mu = 0,3$ и $t = 0$ (сплошная), 0,2 (пунктир), 0,4 (штрих); (а, б) $\beta = 45^\circ$; (в, z) $\beta = 0^\circ$.

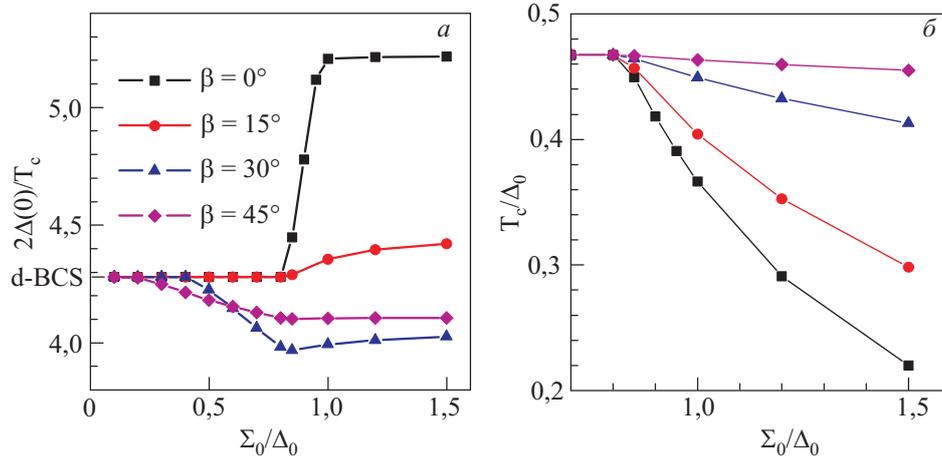


Рис. 8. Зависимости от σ_0 отношения $2\Delta_0/T_c$ (а) и нормированной критической температуры T_c/Δ_0 (б) для разных β . $\mu = 0,3$.

смагивать сверхпроводящий параметр порядка $\Delta(T=0)f(\mathbf{p})$ лишь вблизи узлов $\theta = \pi/4$ угловой функции $f(\mathbf{p})$.

4. Выводы

В настоящей работе показано, что в высокотемпературных сверхпроводящих оксидах сверхпроводящий Δ (с преимущественным вкладом компоненты с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией) и диэлектрический (ВЗП) Σ параметры порядка, возникающие на различных участках ПФ, приводят к сложной анизотропной структуре совокупных энергетических щелей. Только чувствительные к направлению фотоэмиссионные измерения, дополненные туннельной спектроскопией, могут восстановить эту сложную картину. Управлять «розами щелей» на ПФ можно с помощью легирования и приложенного в плоскости CuO_2 одноосного давления. Показано, что существенным фактором, влияющим на наблюдаемые свойства ВЗП сверхпроводника, является угол рассогласования между ориентациями параметров порядка в импульсном пространстве. Одно из

таких свойств — отношение $2\Delta(0)/T_c$, которое существенно зависит от всех параметров системы и может значительно отличаться от значения, присущего родительской фазе «чистого» $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводника.

Авторы благодарны за поддержку их визитов в Варшаву в рамках Проекта № 23 на 2009–2011 годы по научному сотрудничеству между Польшей и Украиной, а также Kasa Mianowskiego, Polski Koncern Naftowy ORLEN и Fundacja Zygmunta Zaleskiego. Один из авторов (А.М.Г.) благодарен за помощь в рамках научной стажировки в 2009 и 2010 годах в Институте физики сложных систем Общества Макса Планка (Дрезден, Германия).

Приложение

Если ВЗП неустойчивость и БКШ сверхпроводимость с s -симметрией параметра порядка соперничают в электронной подсистеме родительского металла с конгруэнтными участками, распространяющимися на всю ПФ (полная диэлектризация — $\mu = 1$), то в приближении молекулярного поля побеждает тот тип спа-

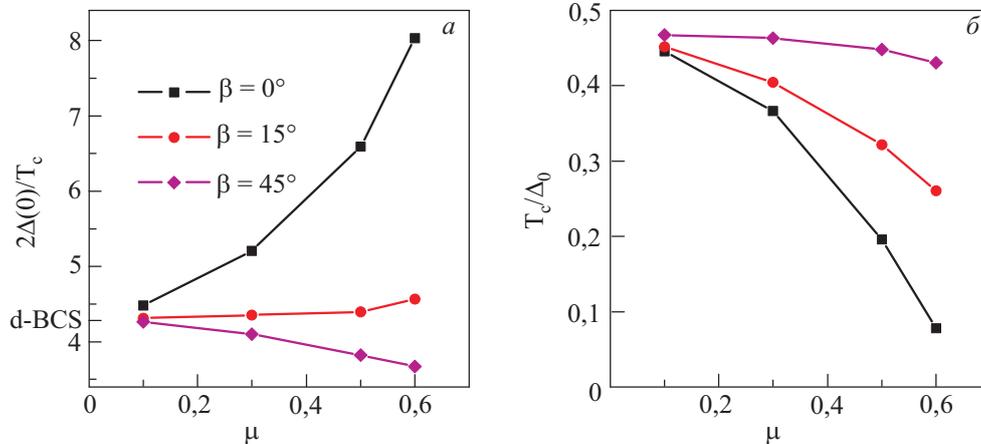


Рис. 9. То же, что на рис. 8, в зависимости от μ для $\sigma_0 = 1$ и различных β .

ривания, у которого критическая температура перехода в родительской фазе выше. Таким образом, полноценное сосуществование обоих параметров порядка возможно лишь за счет различающихся по величине энергий обрезания соответствующих взаимодействий при больших энергиях [66,67]. Учет флуктуаций не меняет результата [68], так что смешанная фаза должна наблюдаться лишь при $\mu < 1$, т.е. при частичной диэлектризации электронного спектра, и $\Sigma_0 > \Delta_0$ [32,33]. Интересно рассмотреть этот же вопрос в нашем случае, когда сверхпроводящий параметр порядка обладает $d_{x^2-y^2}$ -симметрией. Оказывается, что при $T = 0$ и $\mu = 1$ (т.е. $\alpha = \pi/4$; угол рассогласования β оказывается при этом несуществен) задача решается аналитически.

Первое уравнение (11) системы уравнений для щелей интегрируется в указанном случае и дает

$$\Sigma(0) + \sqrt{\Sigma^2(0) + \Delta^2(0)} = 2\Sigma_0. \quad (15)$$

Данное уравнение свидетельствует, что при любом $\Delta(0) \neq 0$ значение $\Sigma(0)$ должно быть меньше, чем затравочное значение Σ_0 . Это вполне естественно, так как куперовское спаривание должно частично подавлять амплитуду конкурирующего параметра порядка Σ .

Второе уравнение (12) этой же системы с учетом (15) приводит к соотношению

$$2 \ln 2\sigma_0 = 1 - \left(\frac{\Delta(0)}{\Sigma(0) + \sqrt{\Sigma^2(0) + \Delta^2(0)}} \right)^2. \quad (16)$$

Комбинация ($\Delta(0) \neq 0, \Sigma(0) = 0$) определяет нижнюю границу $\sigma_0 = 1/2$ сосуществования ненулевых параметров порядка $\Delta(0)$ и $\Sigma(0)$; это означает, что в случае $\Sigma_0 \leq \Delta_0/2$ сверхпроводящий механизм превалирует над ВЗП механизмом спаривания и полностью его подавляет. (Этот же результат получается из уравнения (15). Здесь, в случае $\Sigma(0) = 0$, т.е. при формальном отсутствии диэлектризации, должно быть $\Delta(0) = \Delta_0$, что и определяет нижнюю границу $\Sigma_0 = \Delta_0/2$.) Противоположная комбинация ($\Delta(0) = 0, \Sigma(0) \neq 0$) определяет другую границу сосуществования ненулевых $\Delta(0)$ и $\Sigma(0)$, а именно $\sigma_0 = \sqrt{e}/2$, т.е. при $\Sigma_0 \geq (\sqrt{e}/2)\Delta_0$ уже ВЗП спаривание захватывает все состояния на ПФ (напомним, что управляющий параметр $\mu = 1$, т.е. ПФ полностью диэлектризована) и препятствует развитию сверхпроводящего параметра порядка Δ .

Объединяя оба неравенства в одно, получаем следующую область сосуществования обоих параметров порядка при полной диэлектризации ПФ:

$$\frac{1}{2} < \sigma_0 < \frac{\sqrt{e}}{2}. \quad (17)$$

В этом диапазоне σ_0 решение обезразмеренной системы уравнений (15) и (16) имеет вид

$$\begin{aligned} \delta(0) &= 2\sigma_0 \sqrt{1 - 2 \ln(2\sigma_0)}, \\ \sigma(0) &= 2\sigma_0 \ln(2\sigma_0). \end{aligned} \quad (18)$$

Кроме того, следует также учесть возможность реентранса Σ . В работе [54] было показано, что соответствующий диапазон σ_0 ограничен интервалом

$$\frac{\sqrt{e}}{2} < \sigma_0 < \exp \left[\frac{4}{\mu\pi} \int_0^{\mu\pi/4} \ln \cos 2\theta \, d\theta \right]. \quad (19)$$

Левая оценка не зависит от μ , а правая получена при угле рассогласования $\beta = 0$. Правая оценка является монотонно-спадающей функцией переменной μ , изменяющейся от 1 при $\mu \rightarrow 0$ до 1/2 при $\mu = 1$. Так что уже при $\mu \approx 0,645$, σ_0 -интервал вырождается в точку $\sigma_0 = \sqrt{e}/2$, а при дальнейшем увеличении μ попросту исчезает. Таким образом, оказывается, что при полной диэлектризации ПФ ($\mu = 1$) реентранса Σ не существует.

Условия (17) — единственные ограничения, налагаемые на затравочные параметры смешанной фазы ВЗП- $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводник для того, чтобы оба типа спаривания (диэлектрическое и сверхпроводящее) сосуществовали при полной диэлектризации электронного спектра. Следовательно, в отличие от изотропного случая [33,67], $d_{x^2-y^2}$ -сверхпроводимость и пайерлсовский или экситонный диэлектрик могут сосуществовать даже при полной диэлектризации ПФ.

1. A.M. Gabovich and A.I. Voitenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **26**, 419 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 305 (2000)].
2. A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, J.F. Annett, and M. Ausloos, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R1 (2001).
3. A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, and M. Ausloos, *Phys. Rep.* **367**, 583 (2002).
4. A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, T. Ekino, M.S. Li, H. Szymczak, and M. Pękała, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2010**, Article ID 681070 (2010).
5. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1040 (1998).
6. K.S. Aleksandrov and J. Bartolomé, *Phase Transitions* **74**, 255 (2001).
7. P.C. Snijders and H.H. Weitering, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 307 (2010).
8. D. Jérôme and H.J. Schulz, *Adv. Phys.* **51**, 293 (2002).
9. L.N. Bulaevskii, A.I. Buzdin, M.-L. Kulić, and S.V. Panjukov, *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985).
10. J.L. Birman and M. Weger, *Phys. Rev.* **B64**, 174503 (2001).
11. M. Georgiou, G. Varelogiannis, and P. Thalmeier, *Europhys. Lett.* **82**, 67007 (2008).
12. J.M. Tranquada, G.D. Gu, M. Hücker, Q. Jie, H.-J. Kang, R. Klingeler, Q. Li, N. Tristan, J.S. Wen, G.Y. Xu, Z.J. Xu, J. Zhou, and M. v Zimmermann, *Phys. Rev.* **B78**, 174529 (2008).
13. M. Vojta, *Adv. Phys.* **58**, 699 (2009).

14. M. Hücker, M. v Zimmermann, M. Debessai, J.S. Schilling, J.M. Tranquada, and G.D. Gu, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057004 (2010).
15. J. Demsar, B. Podobnik, V.V. Kabanov, Th. Wolf, and D. Mihailovic, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4918 (1999).
16. S. Hüfner, M.A. Hossain, A. Damascelli, and G.A. Sawatzky, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 062501 (2008).
17. 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, and H. Berger, *Phys. Rev.* **B79**, 020504 (2009).
18. W.S. Lee, I.M. Vishik, D.H. Lu, and Z.-X. Shen, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164217 (2009).
19. V.M. Krasnov, *Phys. Rev.* **B79**, 214510 (2009).
20. Z.-X. Shen and D.S. Dessau, *Phys. Rep.* **253**, 1 (1995).
21. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, T.K. Kim, K. Nenkov, M. Knupfer, M.S. Golden, J. Fink, H. Berger, and R. Follath, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 077003 (2002).
22. T. Ekino, A.M. Gabovich, M.S. Li, M Pękała, H. Szymczak, and A.I. Voitenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 425218 (2008).
23. A. Yazdani, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 164214 (2009).
24. S.I. Vedenev, B.A. Piot, and D.K. Maude, *Phys. Rev.* **B81**, 054501 (2010).
25. 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, and Z.-X. Shen, *Science* **307**, 901 (2005).
26. E.E.M. Chia, J.-X. Zhu, D. Talbayev, R.D. Averitt, A.J. Taylor, K.-H. Oh, I.-S. Jo, and S.-I. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 147008 (2007).
27. W.S. Lee, I.M. Vishik, K. Tanaka, D.H. Lu, T. Sasagawa, N. Nagaosa, T.P. Devereaux, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Nature* **450**, 81 (2007).
28. T. Kondo, R. Khasanov, T. Takeuchi, J. Schmalian, and A. Kaminski, *Nature* **457**, 296 (2009).
29. M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, D.H. Li, Z.-X. Shen, M. Kubota, K. Ono, M. Ishikado, K. Fujita, and S. Uchida, *Phys. Rev.* **B79**, 144517 (2009).
30. M. Guidry, Y. Sun, and C.-L. Wu, *New J. Phys.* **11**, 123023 (2009).
31. A.A. Kordyuk, S.V. Borisenko, M.S. Golden, S. Legner, K.A. Nenkov, M. Knupfer, J. Fink, H. Berger, L. Forró, and R. Follath, *Phys. Rev.* **B66**, 014502 (2002).
32. G. Bilbro and W.L. McMillan, *Phys. Rev.* **B14**, 1887 (1976).
33. A.M. Gabovich, M.S. Li, H. Szymczak, and A.I. Voitenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 2745 (2003).
34. T. Ekino, A.M. Gabovich, and A.I. Voitenko, *Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 55 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 41 (2005)].
35. Yu.V. Kopaev and A.I. Rusinov, *Phys. Lett.* **A121**, 300 (1987).
36. N.E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A.P. Mackenzie, and L. Balicas, *Nature* **425**, 814 (2003).
37. H. Won and K. Maki, *Phys. Rev.* **B49**, 1397 (1994).
38. А.М. Габович, Э.А. Пашицкий, А.С. Шпигель, *ЖЭТФ* **77**, 1157 (1979).
39. C.C. Tsuei and J.R. Kirtley, in: *Superconductivity*. Vol. 2: *Novel Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (eds.), Springer Verlag, Berlin (2008), p. 869.
40. R.A. Klemm, *Philos. Mag.* **85**, 801 (2005).
41. B. Grévin, Y. Berthier, and G. Collin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1310 (2000).
42. L.-M. Peng, M. Gao, Z.F. Dong, X.L. Dong, B.R. Zhao, and Z.X. Zhao, *Phys. Rev.* **B62**, 189 (2000).
43. D.J. Derro, E.W. Hudson, K.M. Lang, S.H. Pan, J.C. Davis, J.T. Markert, and A.L. de Lozanne, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 097002 (2002).
44. J.M. Tranquada, B.J. Sternlieb, J.D. Axe, Y. Nakamura, and S. Uchida, *Nature* **375**, 561 (1995).
45. O. Zachar, S.A. Kivelson, and V.J. Emery, *Phys. Rev.* **B57**, 1422 (1998).
46. S. Caprara, C. Castellani, C. Di Castro, M. Grilli, and A. Perali, *Physica* **B280**, 196 (2000).
47. R. Daou, J. Chang, D. LeBoeuf, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, N. Doiron-Leyraud, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, and L. Taillefer, *Nature* **463**, 519 (2010).
48. J.E. Hoffman, E.W. Hudson, K.M. Lang, V. Madhavan, H. Eisaki, S. Uchida, and J.C. Davis, *Science* **295**, 466 (2002).
49. T. Hanaguri, C. Lupien, Y. Kohsaka, D.-H. Lee, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi, and J.C. Davis, *Nature* **430**, 1001 (2004).
50. K. McElroy, D.-H. Lee, J.E. Hoffman, K.M. Lang, J. Lee, E.W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, and J.C. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197005 (2005).
51. G. Seibold, J. Lorenzana, and M. Grilli, *Phys. Rev.* **B75**, 100505 (2007).
52. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
53. K. Yang and S.L. Sondhi, *Phys. Rev.* **B57**, 8566 (1998).
54. А.И. Войтенко, А.М. Габович, *ФТТ* **52**, 20 (2010).
55. А.М. Габович and А.И. Voitenko, *Phys. Rev.* **B80**, 224501 (2009).
56. D. Jérôme, C. Berthier, P. Molinié, and J. Rouxel, *J. Phys. (Paris) Colloq.* **37**, C4, C125 (1976).
57. S.L. Bud'ko, P.C. Canfield, E. Morosan, R.J. Cava, and G.M. Schmiedeshoff, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 176230 (2007).
58. D. Graf, J.S. Brooks, M. Almeida, J.C. Dias, S. Uji, T. Terashima, and M. Kimata, *Europhys. Lett.* **85**, 27009 (2009).
59. J.J. Hamlin, D.A. Zocco, T.A. Sayles, M.B. Maple, J.-H. Chu, and I.R. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177002 (2009).
60. N. Takeshita, T. Sasagawa, T. Sugioka, Y. Tokura, and H. Takagi, *J. Phys. Soc. Jpn.* **73**, 1123 (2004).
61. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
62. F. Marsiglio and J.P. Carbotte, in: *Superconductivity*. Vol. 1: *Conventional and Unconventional Superconductors*, K.H. Bennemann and J.B. Ketterson (eds.), Springer Verlag, Berlin (2008), p. 73.

63. A.M. Gabovich and A.I. Voitenko, *Phys. Rev.* **B75**, 064516 (2007).
64. M.C. Boyer, W.D. Wise, K. Chatterjee, M. Yi, T. Kondo, T. Takeuchi, H. Ikuta, and E.W. Hudson, *Nature Phys.* **3**, 802 (2007).
65. C. Panagopoulos and T. Xiang, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2336 (1998).
66. K. Levin, D.L. Mills, and S.L. Cunningham, *Phys. Rev.* **B10**, 3821 (1974).
67. A.M. Габович, Э.А. Пашицкий, *ФТТ* **17**, 1584 (1975).
68. K. Levin, S.L. Cunningham, and D.L. Mills, *Phys. Rev.* **B10**, 3832 (1974).

Charge density waves in d -wave superconductors

A.I. Voitenko and A.M. Gabovich

A self-consistent theory that describes charge density waves in a partially dielectrically gapped superconductor with d -pairing is proposed. The dependences of dielectric, Σ , and superconducting, Δ , order parameters on temperature and other problem

parameters are considered. The corresponding angular diagrams for gap distribution over the Fermi surface are plotted for the first time. The theory is used to explain the properties of high-temperature oxides. The influence of mismatch angle between the lobes of order parameters Σ and Δ on gap distribution in the momentum space and on the reentrance phenomenon for Σ with respect to temperature is analyzed.

PACS: **74.20.-z** Theories and models of superconducting state;
74.20.Rp Pairing symmetries (other than s -wave);
71.45.Lr Charge-density-wave systems;
74.72.-h Cuprate superconductors.

Keywords: charge-density waves, d -superconductivity, partial dielectric gapping, order-parameter reentrance, high-temperature superconductors.