

Влияние немагнитной примеси на температуру сверхпроводящего перехода в слоистых структурах с нефононным механизмом сверхпроводимости

М. Е. Палистрант, Ф. Г. Кочорбэ

Институт прикладной физики АНМ, Молдова, 2028, г. Кишинев, ул. Академическая, 5
E-mail: statphys@asm.md

Статья поступила в редакцию 21 марта 2000 г., после переработки 26 июня 2000 г.

Исследовано влияние немагнитных примесей на температуру сверхпроводящего перехода T_c в сверхпроводниках с нефононным механизмом сверхпроводимости. При этом учитываются две особенности, присущие высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП): перекрытие энергетических зон и переменная плотность носителей заряда. Рассмотрены случаи s - и $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка. Доказано нарушение теоремы Андерсона в случае s -симметрии параметров порядка как за счет межзонного рассеяния электронов на примесях, так и за счет внутризонного благодаря электрон-дырочной асимметрии в системе с нефононным механизмом сверхпроводимости. Получены аналитические выражения для величины T_c в области малых и больших концентраций примеси, а также найдены численные решения самосогласованной системы уравнений. Проанализировано влияния различных механизмов (изменение химического потенциала, внутризонных и межзонных времен релаксации на примеси) на T_c при указанных выше типах симметрии. Показана возможность объяснения ряда особенностей, присущих ВТСП, и, в частности, возможность полного подавления сверхпроводимости немагнитной примесью, получения высоких значений T_c при допировании диэлектрика. Показано также, что с ростом межзонного рассеяния на примесном потенциале происходит изменение зависимости T_c от концентрации примеси. Получено качественное согласие предложенной теории с экспериментальными данными по зависимости T_c от концентрации примесей Zn, Al и Ga в иттриевых и лантановых керамиках.

Досліджено вплив немагнітних домішок на температуру надпровідного переходу T_c в надпровідниках з нефононним механізмом надпровідності. При цьому враховуються дві особливості, притаманні високотемпературним надпровідникам (ВТНП): перекриття енергетичних зон та змінна густина носіїв заряду. Розглянуто випадки s - та $d_{x^2-y^2}$ -симетрії параметра порядку. Доказано порушення теорему Андерсона у випадку s -симетрії параметрів порядку як за рахунок міжзонного розсіювання електронів на домішках, так і за рахунок внутрішньозонного завдяки електрон-дірковій асиметрії в системі з нефононним механізмом надпровідності. Одержано аналітичні вирази для величини T_c в області малих та великих концентрацій домішки, а також знайдено чисельні рішення самоузгодженої системи рівнянь. Проаналізовано вплив різних механізмів (змінення хімічного потенціалу, внутрішньозонних та міжзонних часів релаксації на домішці) на T_c при вказаних вище типах симетрії. Показано можливість пояснення ряду особливостей, притаманних ВТНП, та, зокрема, можливість повного подавлення надпровідності немагнітною домішкою, отримання високих значень T_c при допуванні діелектрика. Показано також, що із зростанням міжзонного розсіювання на домішковому потенціалі відбувається змінення залежності T_c від концентрації домішки. Отримано якісну згоду запропонованої теорії з експериментальними даними по залежності T_c від концентрації домішок Zn, Al та Ga в ітрієвих та лантанових кераміках.

PACS: 74.62.Bf

1. Введение

В настоящее время проблема влияния немагнитных примесей (Zn, Al, Ga) на температуру сверхпроводящего перехода является одним из важных направлений в исследовании свойств материалов ВТСП. Этому вопросу посвящено много экспериментальных исследований [1–8] (см. также обзор [9]).

Решение этой проблемы может пролить свет на механизмы высокотемпературной сверхпроводимости. Дело в том, что различные немагнитные примеси по-разному влияют на критическую температуру T_c в купратных соединениях. Замещение атомов Cu атомами Al или Ga слабо разрушает сверхпроводимость [1].

Атомы же цинка, замещая атомы меди, ведут себя как магнитная примесь, подавляя сверхпроводимость [2–4]. Однако экспериментальные исследования [10] показывают, что в соединении $YBa_2Cu_3O_7$, допированном цинком, отсутствует магнитное разрушение электронных пар. Следовательно, теория Абрикосова и Горькова [11] по влиянию парамагнитной примеси на сверхпроводимость не может быть применена для объяснения подавления сверхпроводимости в таких системах.

Согласно теореме Андерсона [12], в изотропных сверхпроводниках немагнитная примесь не влияет на температуру сверхпроводящего перехода T_c . Материалы ВТСП являются анизотропными системами и учет их различного рода особенностей приводит к зависимости величины T_c от концентрации немагнитной примеси. Так, например, исследования [13–15], основанные на двухзонной модели, позволяют объяснить довольно быстрое убывание величины T_c с ростом концентрации немагнитной примеси благодаря межзонному каналу рассеяния электронов на немагнитной примеси. Однако в этой модели в предположении фононного механизма сверхпроводимости критическая концентрация примеси отсутствует, т.е. немагнитная примесь не может полностью подавить сверхпроводимость.

В работе [16] рассмотрено влияние немагнитной примеси на сверхпроводимость для случая s -спаривания в однозонной системе с анизотропным электрон-электронным взаимодействием, а также для сверхпроводника с параметром порядка симметрии $d_{x^2-y^2}$. В случае анизотропного s -спаривания с ростом концентрации примеси T_c убывает. Однако, как и в случае двухзонных сверхпроводников [13–15], отсутствует критическая концентрация примеси ($T_c \neq 0$). В случае $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка T_c убывает с

ростом концентрации примеси и возможно подавление сверхпроводимости. Зависимость T_c от концентрации имеет вид кривой с отрицательной кривизной (выпуклостью вверх).

В работе [17] исследовано влияние немагнитной примеси на сверхпроводящее состояние с s -спариванием на основе так называемого механизма парного туннелирования, предложенного в [18]. Установлена возможность более быстрого убывания температуры сверхпроводящего перехода T_c с ростом концентрации примеси, чем в случае анизотропной модели [16]. Однако характер зависимости T_c от концентрации примеси аналогичен найденному в работе [14], основанной на двухзонной модели [19,20].

В приведенных выше теоретических работах при учете влияния хаотически распределенной примеси в сверхпроводниках используется стандартная теория Абрикосова–Горькова. Имеются работы, в которых сделаны попытки выйти за рамки этого подхода (см., например, [21,22]). В работе [21] утверждается, что корректное описание высокотемпературных купратов (с малой длиной когерентности) можно получить на основе учета пространственного изменения параметра порядка, который сильно подавляется вблизи примеси. В случае $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка получено более слабое подавление сверхпроводимости, чем в подходе Абрикосова–Горькова [17, 23]. В работе [22] исследуются всевозможные фазовые переходы в двумерных неупорядоченных системах с примесью на основе однозонной модели с s -симметрией параметра порядка, в которой плотность носителей заряда равна концентрации хаотически распределенных примесей. Показано, что фазовые состояния (изолятор, металл, сверхпроводник) определяются значениями плотности носителей заряда и параметра примесного рассеяния.

В случае нефоннонного механизма сверхпроводимости величина T_c и другие характеристики чистых однозонных и многозонных сверхпроводников зависят от положения химического потенциала (плотности носителей заряда) [24–29].

Данная работа посвящена исследованию температуры сверхпроводящего перехода в двухзонных сверхпроводниках с немагнитной примесью при нефоннонном механизме сверхпроводимости.

Двухзонная модель в различных вариантах широко применяется для описания свойств высокотемпературных сверхпроводников (см., например, обзоры [14,30], а также [31,32] и др.). Рассматриваемый в данной работе вариант двухзонной модели с немагнитной примесью включает

в себя основные особенности, присущие материалам ВТСП, а именно, слоистую структуру и переменную плотность носителей заряда. Мы исходим из гамильтониана двухзонной системы, основываясь на эквивалентности рассмотрения многослойной и многозонной систем и возможности сведения многослойной системы к многозонной [33–35]. Для этого достаточно выполнить некоторые канонические преобразования. В результате константы внутризонного и межзонного взаимодействий электронов выражаются через константы внутрислоевого и межслоевого взаимодействий [35]. Таким образом, модель рассматривает слоистую структуру и учитывает наличие внутрислоевых и межслоевых электрон-электронных взаимодействий, а также соответствующие рассеяния электронов на примеси. Двухзонная модель применима как для фоновонного, так и для нефоновонного механизма сверхпроводимости. Даже в самом неблагоприятном случае, когда все константы внутризонного и межзонного электрон-электронных взаимодействий являются отталкивательными, возможна высокотемпературная сверхпроводимость [25]. Отметим, что наличие перекрытия энергетических зон на поверхности Ферми является достоверным фактом и подтверждается многочисленными зонными расчетами (см., например, [36,37]).

В данной работе сделана попытка построить теорию примесных двухзонных сверхпроводников с энергетическими щелями, соответствующими s -спариванию, и сверхпроводников с параметрами порядка симметрии $d_{x^2-y^2}$, наблюдаемую в материалах ВТСП. Исследовано изменение T_c с ростом концентрации примеси за счет двух механизмов: изменение химического потенциала с ростом концентрации примеси и рассеяние электронов на атомах примеси (внутризонное и межзонное). Рассмотрено убывание T_c с ростом концентрации примеси в металлической фазе

вплоть до полного подавления сверхпроводимости ($T_c \rightarrow 0$), обязанного выходу значения химического потенциала за пределы эффективного электрон-электронного взаимодействия в случае s -симметрии параметра порядка. Установлено также, что с ростом концентрации примеси при $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка происходит быстрое подавление сверхпроводимости.

Материалы ВТСП являются сильно анизотропными и могут рассматриваться как квазидвумерные системы.

В чисто двумерных системах существенную роль играют флуктуации фазы параметров порядка, коренным образом меняя сценарий сверхпроводимости [38,39].

В квазидвумерных системах с ростом параметра трехмеризации и при не слишком малых концентрациях носителей заряда возникает обычная сверхпроводимость [40].

Эти обстоятельства позволяют нам при исследовании сверхпроводящих свойств таких систем в указанной выше области плотностей носителей заряда использовать приближение среднего поля, полагая, что оно качественно описывает поведение термодинамических характеристик в ВТСП.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 приведен гамильтониан системы и функции Грина, усредненные по хаотически распределенным примесям. В разд. 3 получены основные уравнения и выражения для T_c для сверхпроводников с s - и $d_{x^2-y^2}$ -симметрией параметров порядка. В разд. 4 выполнены численные расчеты и обсуждение результатов. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными по материалам ВТСП.

2. Модель и основные уравнения

Гамильтониан двухзонной системы с хаотически расположенными в точках \mathbf{r}_j примесями представим в виде

$$H = \sum_{n\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_n(\mathbf{k}) a_{n\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{n\mathbf{k}\sigma} - \frac{1}{V} \sum_{nn'} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} V_{nn'}(\mathbf{k}\mathbf{k}') a_{n\mathbf{k}\uparrow}^\dagger a_{n-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger a_{n'-\mathbf{k}'\downarrow} a_{n'\mathbf{k}'\uparrow} + \frac{1}{V} \sum_{nn'} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\sigma} u(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \rho(\mathbf{k}-\mathbf{k}') \chi(n\mathbf{k}, n'\mathbf{k}') a_{n\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{n'\mathbf{k}'\sigma}, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \xi_n(\mathbf{k}) - \mu; \quad \xi_n(\mathbf{k}) = \zeta_n + \frac{k_x^2 + k_y^2}{2m_n}; \quad (2)$$

$$\chi(n\mathbf{k}, n'\mathbf{k}') = \int_{V_0} u_{n\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) u_{n'\mathbf{k}'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}; \quad \rho(\mathbf{k}) = \sum_j e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_j}; \quad (3)$$

V_{mn} — константы внутризонного ($m = n$) и межзонного ($m \neq n$) взаимодействий; V — объем системы; V_0 — объем элементарной ячейки; $u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ — моделирующий множитель функций Блоха; $u(\mathbf{k})$ — образ Фурье примесного потенциала; μ — химический потенциал; $n, m = 1, 2$.

Гамильтониан (1) является обобщением модели БКШ на случай перекрытия энергетических зон с нефононным механизмом сверхпроводимости. Перекрытие энергетических зон приводит к суммированию по зонному индексу n и к возникновению наряду с внутризонным V_{nn} межзонного $V_{nn'}$ ($n \neq n'$) электрон-электронного взаимодействия. Механизм сверхпроводимости определяется знаками констант межэлектронного взаимодействия $V_{nn'}$ и областью значений энергии, при которой возможно сверхпроводящее спаривание ($V_{nn'} \neq 0$) [24–26]. При нефононном механизме сверхпроводимости в системах с пониженной плотностью носителей заряда эта область энергий, при которой $V_{nn'} \neq 0$, определяется законом дисперсии (2): $-\mu < \varepsilon_n(k) < \zeta_{cn} - \mu$ (ζ_{cn} — энергия обрезания, имеющая порядок электронной энергии).

На основании теории возмущений [41] (рассматривая взаимодействие с примесями в (1) как возмущение) для нормальной и аномальной функций Грина, усредненных по положениям хаотически распределенных примесей, соответственно получаем

$$\bar{G}_n(\mathbf{p}, \omega) = -\frac{i\tilde{\omega}_n + \tilde{\varepsilon}_n}{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\varepsilon}_n^2 + \tilde{\Delta}_n^2}; \quad \bar{F}_n(\mathbf{p}, \omega) = \frac{\tilde{\Delta}_n}{\tilde{\omega}_n^2 + \tilde{\varepsilon}_n^2 + \tilde{\Delta}_n^2}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_n &= \omega + \text{Im } M_n(\omega) = \\ &= \omega + \sum_l \frac{1}{2\tau_{nl}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \frac{\tilde{\omega}_l f_l(\omega)}{(\tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2)^{1/2}}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\Delta}_n &= \bar{\Delta}_n + \sum_l \frac{1}{2\tau_{nl}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \frac{\tilde{\Delta}_l f_l(\omega)}{(\tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2)^{1/2}}; \\ \tilde{\varepsilon}_n &= \varepsilon_n + \text{Re } M_n(\omega); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{Re } M_n(\omega) = -\sum_l \frac{1}{4\tau_{nl}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \ln \frac{D_{cl}^2 + \tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2}{D_l^2 + \tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2}.$$

Здесь M_n — массовый оператор; τ_{nm} — время релаксации внутризонного и межзонного рассеяния на примесном потенциале;

$$f_l(\omega) = \frac{1}{\pi} \left[\arctg \frac{D_{cl}}{(\tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2)^{1/2}} + \arctg \frac{D_l}{(\tilde{\omega}_l^2 + \tilde{\Delta}_l^2)^{1/2}} \right]; \quad (7)$$

$$D_{cl} = \zeta'_{cl} - \mu; \quad D_l = \mu - \zeta'_l; \quad \zeta'_{cl} = \zeta_{cl} + \text{Re } M_n(0),$$

$$\zeta'_l = \zeta_l + \text{Re } M_n(0). \quad (8)$$

Мы предполагаем нефононный механизм сверхпроводимости. В соответствии с этим предположением в приведенных выше формулах интегрирование по энергии выполнено в соответствии с законом дисперсии (2), считая энергию обрезания интегралов ζ_{cl} порядка электронной.

Систему уравнений для параметров порядка $\bar{\Delta}_n$ ($n = 1, 2$) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}_n &= \sum_l V_{nl} N_l \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \bar{\Delta}_l \int_{-D_l}^{D_{cl}} d\tilde{\varepsilon}_l \frac{\text{th } \beta (\tilde{\varepsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}/2}{2(\tilde{\varepsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}} + \\ &+ \sum_l V_{nl} N_l \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega > 0} \left[\frac{\text{sgn } \tilde{\Delta}_l f_l(\omega)}{(u_l^2 + 1)^{1/2}} - \frac{\bar{\Delta}_l f_l^0(\omega)}{(\omega^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $f_l^0 = f_l|_{\omega=0, \tilde{\Delta}=\bar{\Delta}}$; N_n — плотность электронных состояний на n -й полости поверхности Ферми; $u_l = \tilde{\omega}_l/\tilde{\Delta}_l$. Параметры порядка $\bar{\Delta}_n$ определяются самосогласованным образом из уравнений (5)–(9).

3. Температура сверхпроводящего перехода

3.1. Случай s -симметрии параметра порядка

Полагая в уравнении (9) $\Delta_l = \text{const}$, выполним интегрирование по угловым переменным. В области температур близких к критическим ($T \sim T_c$, $\Delta_n \rightarrow 0$) имеем $u_l \gg 1$. Воспользуемся в дальнейшем методикой расчета, предложенной в монографии [15] и статьях [42], позволяющей определить величины u_l и получить систему уравнений для $\bar{\Delta}_n$ в области малых и больших значений концентрации примеси. Из условия разрешимости этой системы уравнений для температуры сверхпроводящего перехода T_c получаем уравнение

$$\begin{aligned} & a\tilde{\xi}_{c1}\tilde{\xi}_{c2}\gamma_1\gamma_2 - \tilde{\xi}_{c1}\gamma_1 [N_1V_{11} + \bar{N}_1aF(\rho'_c)] - \\ & - \tilde{\xi}_{c2}\gamma_2 [N_2V_{22} + \bar{N}_1aF(\rho'_c)] + \\ & + 1 + [\bar{N}_1(N_2V_{22} - N_2V_{12}) + \\ & + \bar{N}_2(N_1V_{11} - N_1V_{21})] F(\rho'_c) = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$a = N_1N_2(V_{11}V_{22} - V_{12}V_{21}); \quad \bar{N}_i = \frac{N_i f_1 f_2}{N_1 f_1 + N_2 f_2}, \quad (11)$$

$$\tilde{\xi}_l = \int_{-D_l}^{D_l} d\tilde{\epsilon}_l \frac{\text{th } \beta\tilde{\epsilon}_l/2}{2\tilde{\epsilon}_l} = \frac{2\pi}{\beta} \sum_{\omega>0} \frac{f_l^0(\omega)}{\omega}, \quad (12)$$

$$F(\rho'_c) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\rho'_c}{2}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right) = \begin{cases} \frac{\pi^2}{4} \rho'_c & \text{при } \rho'_c \ll 1 \\ \ln 2\gamma\rho'_c & \text{при } \rho'_c \gg 1 \end{cases} \Bigg|_{T=T_c},$$

Ψ — производная от логарифма Γ -функции;

$$\begin{aligned} \rho'_c &= f_2\rho_1 + f_1\rho_2; \quad \rho_1 = \frac{1}{2\tau_{12}\pi T_c}; \\ \rho_2 &= \frac{1}{2\tau_{21}\pi T_c}; \quad \gamma_l = f_l/f_l^0. \end{aligned} \quad (13)$$

Решения уравнения (10) существенно зависят от значений химического потенциала (плотности носителей заряда). При аналитических исследованиях будем рассматривать определенные области значений химического потенциала, когда выполняются соотношения $|D_{cn}|/T_c, |D_n|/T_c \gg 1$, а также точки $D_n = 0$ и $D_{cn} = 0$ ($n = 1, 2$).

При этом уравнение для T_c в области малых и больших значений параметров ρ_n ($\rho_n \ll 1$ и $\rho_n \gg 1$ соответственно) может быть аппроксимировано выражением

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = -\alpha \left\{ \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{f_2}{4\tau_{12}\pi T_c} + \frac{f_1}{4\tau_{21}\pi T_c}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right) \right\}, \quad (14)$$

или

$$T_c = T_{c0} - \alpha \frac{\pi}{8\tau_{12}} \left(f_2 + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} f_1 \right) \text{ при } \rho_n \ll 1, \quad (15)$$

$$T_c = T_{c0}^{1/(1-\alpha)} \left[\frac{\gamma}{\pi\tau_{12}} \left(f_2 + \frac{\tau_{12}}{\tau_{21}} f_1 \right) \right]^{\alpha/(\alpha-1)} \text{ при } \rho_n \gg 1, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} T_{c0} &= \frac{2\gamma}{\pi} E \exp \left\{ - \frac{N_1V_{11}\gamma_1 + N_2V_{22}\gamma_2}{2\gamma_1\gamma_2 a} + \right. \\ & \left. + \frac{(b_0^2 - 4\gamma_1\gamma_2 a c_0)^{1/2}}{2\gamma_1\gamma_2 a} \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} b_0 &= N_1V_{11}\gamma_1 + N_2V_{22}\gamma_2 - \gamma_1\gamma_2 a Q, \\ c_0 &= 1 - N_2V_{22}\gamma_2 Q, \end{aligned}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\bar{N}_1\gamma_1 + \bar{N}_2\gamma_2}{\gamma_1\gamma_2} - \frac{b_0(\bar{N}_1\gamma_1 + \bar{N}_2\gamma_2)/\gamma_1\gamma_2 - 2\bar{N}_1(N_2V_{22} - N_2V_{12}) - 2\bar{N}_2(N_1V_{11} - N_1V_{21})}{(b_0^2 - 4\gamma_1\gamma_2 a c_0)^{1/2}} \right\}. \quad (18)$$

Входящие в эти выражения величины, существенно зависящие от значения химического потенциала, а также от концентрации примеси, даны ниже. Приведем их аналитические выражения в точках $\mu = \zeta'_2$, $\mu = \zeta'_{c1}$, а также в области перекрытия энергетических зон $\zeta'_2 < \mu < \zeta'_{c1}$:

1) при $\mu = \zeta'_2$ имеем

$$E = (D_1 D_{c1})^{1/4} D_{c2}^{1/2}, \quad Q = \ln \frac{D_{c2}}{(D_1 D_{c1})^{1/2}}, \quad (19)$$

2) $\zeta'_2 < \mu < \zeta'_{c1}$

$$E = (D_1 D_{c1} D_2 D_{c2})^{1/4}, \quad Q = \ln \left(\frac{D_2 D_{c2}}{D_1 D_{c1}} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

3) $\mu = \zeta'_{c1}$

$$E = (D_2 D_{c2})^{1/4} D_1^{1/2}, \quad Q = \ln \frac{D_1}{(D_2 D_{c2})^{1/2}}. \quad (21)$$

При $\mu < \zeta'_2$, а также $\mu > \zeta'_{c1}$ выражение для температуры сверхпроводящего перехода зависит от концентрации примеси только благодаря этой зависимости химического потенциала и его перенормировке из-за рассеяния электронов на примеси. При $\mu > \zeta'_{c2}$ температура $T_c \rightarrow 0$. Аналитические формулы (15), (16) при $D_1 = D_{c1} = D_2 = D_{c2} = \omega_D$ совпадают с полученными ранее результатами [13] и отвечают значениям температуры сверхпроводящего перехода для обычных двухзонных сверхпроводников с малой и большой концентрацией примеси соответственно. При этом T_c оказывается зависящей от концентрации примеси по степенному закону (в области больших концентраций примеси) и, следовательно, в такой системе не может быть критической концентрации примеси, при которой T_c обращается в нуль.

В случае нефононного механизма сверхпроводимости выражение для T_c (16) содержит как явную, так и неявную зависимость от концентрации примеси. Явная зависимость содержится во втором множителе, который убывает с ростом концентрации по степенному закону и не может привести к значению $T_c = 0$. Первый же множитель в (16) $\bar{T}_{c0}^{1/(1-\alpha)}$ содержит неявную зависимость от концентрации примеси из-за перенормировки химического потенциала. При этом возможна ситуация, когда $\bar{T}_{c0} = 0$ из-за выхода химического потенциала за пределы действия эффективного электрон-электронного взаимодействия. В результате сверхпроводимость в системе исчезает ($T_c = 0$).

Отметим также, что из уравнения (14) следует, что теорема Андерсона [12] нарушается вследствие перекрытия энергетических полос на поверхности Ферми и из-за электрон-дырочной асимметрии.

3.2. Случай $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка

Рассмотрим квазидвумерную электронную систему с цилиндрической поверхностью Ферми и эффективным межэлектронным взаимодействием

$$V_{nm}(kk') = V_{nm} \cos 2\varphi_n \cos 2\varphi_m, \quad (22)$$

где φ_n — полярный угол в плоскости (x, y) для n -й полости поверхности Ферми.

Такая зависимость для парного потенциала приводит к параметрам порядка $\Delta_n = \Delta_n^0 \cos 2\varphi_n$, соответствующим симметрии $d_{x^2-y^2}$. В этом случае параметры порядка определяются системой уравнений

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}_n = & \sum_l V_{nl} N_l \cos 2\varphi_n \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \cos 2\varphi_l \int_{-D_l}^{D_{c1}} d\tilde{\epsilon}_l \frac{\text{th } \beta (\tilde{\epsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}/2}{2(\tilde{\epsilon}_l^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}} + \\ & + \frac{2\pi}{\beta} \sum_{l, \omega > 0} V_{nl} N_l \cos 2\varphi_n \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l |\cos 2\varphi_l| \left(\frac{f_l(\omega)}{(u_l^2 + 1)^{1/2}} - \frac{\bar{\Delta}_l f_l^0(\omega)}{(\omega^2 + \bar{\Delta}_l^2)^{1/2}} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

$$u_n - \sum_l \frac{1}{2\tau_{nl}} \frac{1}{\bar{\Delta}_l} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi_l \text{sgn } \bar{\Delta}_l \frac{(u_l - u_n) f_l(\omega)}{(u_l^2 + 1)^{1/2}} = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_n}. \quad (24)$$

В области температур близких к T_c ($u_m \gg 1$) для $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметров порядка после интегрирования по угловым переменным получаем

$$\bar{\Delta}_n^0 = \sum_l V_{nl} N_l \tilde{\zeta}_l \gamma_l \bar{\Delta}_l^0 + \frac{2\pi}{\beta} \sum_{l, \omega > 0} V_{nl} N_l \left\{ f_l(\omega) \left[\frac{1}{2u_l^0} - \frac{3}{16u_l^{03}} - \frac{u_l^{0'}}{2u_l^{02}} \right] - \frac{\bar{\Delta}_l^0 f_l^0(\omega)}{\omega} \right\}, \quad (25)$$

где

$$u_n^0 = \frac{\omega}{\bar{\Delta}_n^0} - \sum_l \frac{1}{2\tau_{nl} \bar{\Delta}_l^0} f_l, \quad u_n^{0'} = -\frac{1}{2\pi} \sum_l \frac{1}{8\tau_{nl} \bar{\Delta}_l^0 u_l^{02}}.$$

На основании (24) и (25) для определения температуры сверхпроводящего перехода получаем уравнение

$$a(\gamma_1 \tilde{\zeta}_1 - f_1 F_1)(\gamma_2 \tilde{\zeta}_2 - f_2 F_2) - N_1 V_{11}(\gamma_1 \tilde{\zeta}_1 - f_1 F_1) - N_2 V_{22}(\gamma_2 \tilde{\zeta}_2 - f_2 F_2) + 1 = 0, \quad (26)$$

где

$$F_n = \Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{f_1}{4\tau_{n1}\pi T_c} + \frac{f_2}{4\tau_{n2}\pi T_c} \right) - \Psi \left(\frac{1}{2} \right).$$

В области перекрытия энергетических полос $\zeta_2' < \mu < \zeta_{c1}'$ ($|D_{cn}|/T_c \gg 1$, $|D_n|/T_c \gg 1$) уравнение (26) может быть приведено к виду

$$\ln \frac{T_{c0}}{T_c} = \frac{F_1 + F_2}{2} +$$

$$+ \frac{(b_0^2 - 4a\gamma_1\gamma_2 c_0)^{1/2} - (b^2 - 4a\gamma_1\gamma_2 c)^{1/2}}{2a\gamma_1\gamma_2}. \quad (27)$$

Величины b_0 , c_0 определены в (18), а величины b , c отличаются от b_0 , c_0 заменой

$$Q \rightarrow Q + F_1 - F_2,$$

где Q определяется формулами (19)–(21).

Для случая малых концентраций примеси ($1/\tau_{nm}T_c \ll 1$) получаем

$$T_c = T_{c0} - \frac{\pi}{4} \left[\frac{f_1}{4\tau_{11}} + \frac{f_2}{4\tau_{12}} + \frac{f_1}{4\tau_{21}} + \frac{f_2}{4\tau_{22}} + \left(\frac{f_1}{4\tau_{11}} + \frac{f_2}{4\tau_{12}} - \frac{f_1}{4\tau_{21}} - \frac{f_2}{4\tau_{22}} \right) \frac{b_0 - 2N_2 V_{22} f_2}{(b_0^2 - 4a\gamma_1\gamma_2 c_0)^{1/2}} \right]. \quad (28)$$

Для случая больших концентраций примеси ($1/\tau_{nm}T_c \gg 1$) имеем

$$T_c^2 = \frac{c_0 - b_0 \ln l_1 \sqrt{D_1 D_{c1}} + N_2 V_{22} f_2 \ln(l_1/l_2) + a\gamma_1\gamma_2 \ln l_1 \sqrt{D_1 D_{c1}} \ln l_2 \sqrt{D_2 D_{c2}}}{-b_0(\pi^2/6)l_1^2 + [a\gamma_1\gamma_2 \ln(l_1/l_2) - 2N_2 V_{22} f_2] R_- + a\gamma_1\gamma_2 R_+ \ln l_1 l_2 D_1 D_{c1}}, \quad (29)$$

где

$$R_{\pm} = \frac{\pi^2}{12} (l_2^2 \pm l_1^2); \quad \frac{1}{l_n} = \frac{f_1}{2\tau_{n1}} + \frac{f_2}{2\tau_{n2}}. \quad (30)$$

Формулы (28) и (29) содержат явную зависимость от концентрации примеси (через величины τ_{nm}), а также неявную, связанную с перенормировкой химического потенциала.

Из выражения (29) видно, что T_c обращается в нуль при некоторой критической концентрации примеси $n_i = n_{ic}$, определяемой из условия

$$c_0 - b_0 \ln l_1 \sqrt{D_1 D_{c1}} + N_2 V_{22} f_2 \ln \frac{l_1}{l_2} + a\gamma_1\gamma_2 \ln l_1 \sqrt{D_1 D_{c1}} \ln l_2 \sqrt{D_2 D_{c2}} = 0. \quad (31)$$

Решение (31) представим в виде

$$n_{ic} = \frac{\pi T_{c0}}{2\gamma} \sqrt{l_1' l_2'} \left(\sqrt{l_1'/l_2'} \right)^\delta, \quad (32)$$

где

$$T_{c0} = \frac{2\gamma}{\pi} \sqrt{D_1 D_{c1}} \exp \left(-\frac{b_0}{2a\gamma_1\gamma_2} + \frac{(b_0^2 - 4a\gamma_1\gamma_2 c_0)^{1/2}}{2a\gamma_1\gamma_2} \right),$$

$$\delta = \frac{N_1 V_{11} f_1 - N_2 V_{22} f_2 + a\gamma_1\gamma_2 Q}{[(N_1 V_{11} f_1 - N_2 V_{22} f_2 + a\gamma_1\gamma_2 Q)^2 + 4N_2 V_{12} N_1 V_{21} f_1 f_2]^{1/2}}, \quad l'_n = l_n n_i. \quad (33)$$

Формулы (28), (29) при $N_2 = 0$ ($a = N_2 V_{22} = 0$) соответствуют однозонному случаю и имеют вид

$$T_c = T_{c0} - \frac{\pi}{8} \frac{f_1}{\tau_{11}} \quad \text{при} \quad \frac{1}{\tau_{11} T_c} \ll 1,$$

$$T_c^2 = \frac{N_1 V_{11} f_1 \ln(\sqrt{D_1 D_{c1}}/f_1) 2\tau_{11} - 1}{N_1 V_{11} f_1 (\pi^2/6)(4\tau_{11}^2/f_1^2)}$$

при $\frac{1}{\tau_{11} T_c} \gg 1$.

Для критической концентрации примеси в этом случае получаем

$$n_{ic} = \frac{\pi T_{c0}}{2\gamma} \frac{1}{l_1^{0r}}, \quad (35)$$

где

$$T_{c0} = \frac{2\gamma}{\pi} \sqrt{D_1 D_{c1}} \exp \left(-\frac{1}{N_1 V_{11} f_1} \right), \quad l_1^{0r} = l'_1|_{f_2=0}.$$

Формулы (34), (35) совпадают с соответствующими выражениями работы [16] при $D_1 = D_{c1} = \omega_D$, $f_1 = 1$, $l_1^{0r} = \alpha$ (α определена в [16]). Нетрудно видеть на основании (32), что в случае системы с

перекрывающимися энергетическими зонами существенное влияние на величину n_{ic} оказывают значения величины T_{c0} и потенциалов внутризонного и межзонного рассеяния на примеси.

4. Численные расчеты и обсуждение результатов

Получим явную зависимость температуры сверхпроводящего перехода от концентрации примеси, учитывая влияние примеси на химический потенциал, а также процессы рассеяния электронов как внутризонные, так и межзонные.

Полученные выше уравнения (10) и (26), определяющие величину T_c , следует дополнить уравнением, определяющим химический потенциал:

$$n_0 \pm n_i (z_B - z_A) = \sum_{m\mathbf{k}\omega} e^{i\omega 0^+} \bar{G}_m(\mathbf{k}\omega). \quad (36)$$

Здесь n_0 — плотность носителей заряда в чистом веществе; $z_B - z_A$ — разность валентностей атома вводимой примеси и основного вещества. Знак + или — отвечает электронной или дырочной проводимости соответственно.

Подставляя в (36) выражение (4) при $T = T_c$ и выполняя интегрирование по энергии и частоте, приведем его к виду

$$n_0 + n_i (z_B - z_A) = \sum_m [\zeta_{cm} + x_m - \mu - (\zeta_m + x_m - \mu) - |\zeta_{cm} + x_m - \mu| + |\zeta_m + x_m - \mu|] +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \sum_m \left\{ y_m \ln \frac{y_m^2 + (\zeta_{cm} + x_m - \mu)^2}{y_m^2 + (\zeta_m + x_m - \mu)^2} - 2(\zeta_{cm} + x_m - \mu) \left[\arctg \frac{\zeta_{cm} + x_m - \mu}{y_m} - \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} \frac{\zeta_{cm} + x_m - \mu}{y_m} \right] + \right.$$

$$\left. + 2(\zeta_m + x_m - \mu) \left[\arctg \frac{\zeta_m + x_m - \mu}{y_m} - \frac{\pi}{2} \operatorname{sgn} \frac{\zeta_m + x_m - \mu}{y_m} \right] \right\}, \quad (37)$$

где величины $x_m = \operatorname{Re} M_m(0)$ и $y_m = \operatorname{Im} M_m^*(0)$ удовлетворяют системе уравнений ($n, m = 1, 2$)

$$x_n = -\frac{1}{4\pi} \sum_m \frac{1}{\tau_{nm}} \ln \frac{y_m^2 + (\zeta_{cm} + x_m - \mu)^2}{y_m^2 + (\zeta_m + x_m - \mu)^2},$$

$$y_n = \sum_m \frac{1}{2\pi\tau_{nm}} \left[\operatorname{arctg} \frac{\zeta_{cm} + x_m - \mu}{y_m} + \operatorname{arctg} \frac{\mu - (\zeta_m + x_m)}{y_m} \right]. \quad (38)$$

Введем величины

$$\tilde{n}_i = \frac{n_i}{2N_1}, \quad \tilde{n}_0 = \frac{n_0}{2N_2},$$

а также используем определения

$$\frac{1}{2\tau_{nm}} = \tilde{n}_i \eta_{nm}; \quad (39)$$

$$\eta_{nm} = \frac{N_1 N_m}{2} \int_0^{2\pi} d\phi |u(\mathbf{p}_{F_n} - \mathbf{p}_{F_m})|^2 |\chi(n\mathbf{p}_{F_n}, m\mathbf{p}_{F_m})|^2.$$

Системы уравнений (10), (37) и (38) для случая s -симметрии параметра порядка, а также (26), (37) и (38) для $d_{x^2-y^2}$ -симметрии решаются самосогласованным образом с учетом определений $D_{cm} = \zeta_{cm} + x_m - \mu$ и $D_m = \zeta_m + x_m - \mu$. При этом выбираем следующие значения параметров теории:

$$\eta_{22} = \eta_{11} \frac{N_2}{N_1}; \quad \frac{N_2}{N_1} = 0,2; \quad \eta_{12} = \eta_{21} \frac{N_2}{N_1};$$

$$N_1 V_{11} = 0,2; \quad N_2 V_{22} = 0,4; \quad N_2 V_{12} = 0,018;$$

$$N_1 V_{21} = N_2 V_{12} \frac{N_1}{N_2}. \quad (40)$$

На рис. 1 представлена зависимость величины T_c от концентрации примеси для случая $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка. В случае изовалентной примеси ($z_B = z_A$) (см. рис. 1,а) быстрое убывание T_c в отсутствие межзонного рассеяния (кривая 1, $\eta_{21} = 0$) обусловлено разрушением электронных пар из-за внутризонного рассеяния на примеси и наличием критической концентрации примеси n_{ic} , выше которой сверхпроводимость отсутствует ($T_c = 0$). С ростом межзонного рассеяния (кривые 2, $\eta_{21} = 0,05$, и 3, $\eta_{21} = 0,1$) сверхпроводимость подавляется еще быстрее. Отметим, что подавление сверхпроводимости происходит в области перекрытия энергетических зон.

На рис. 1,б дана зависимость T_c от \tilde{n}_i при значении $z_B - z_A = 1$: кривая 1' отвечает случаю отсутствия рассеяния электронов на примесном потенциале, кривая 1 соответствует отсутствию межзонного рассеяния на примеси ($\eta_{21} = 0$). С ростом же межзонного рассеяния (кривые 2,

$\eta_{21} = 0,05$, и 3, $\eta_{21} = 0,1$) отчетливо наблюдаются изменения кривизны кривых в области перекры-

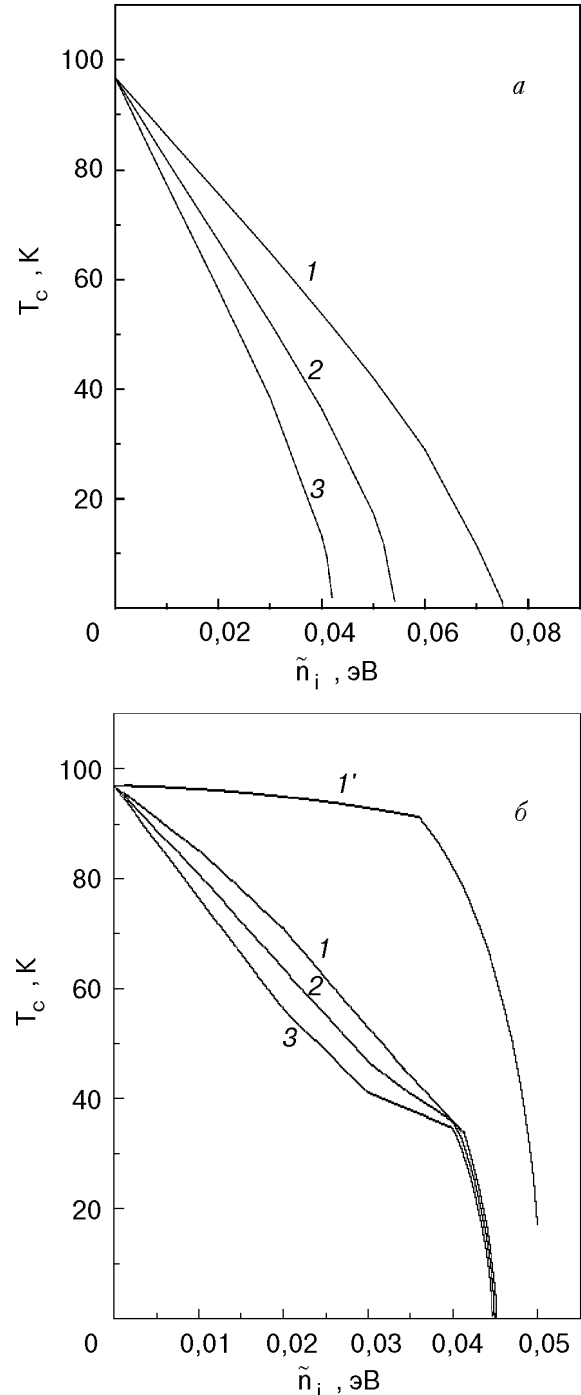


Рис. 1. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси \tilde{n}_i при $z_B = z_A$ (а) и $z_B - z_A = 1$ (б) для случая $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка при $\eta_{11} = 0,5$, $\eta_{21} = 0$ (кривая 1), $\eta_{11} = 0,5$, $\eta_{21} = 0,05$ (кривая 2), $\eta_{11} = 0,5$, $\eta_{21} = 0,1$ (кривая 3). Кривая 1' соответствует $\eta_{11} = \eta_{21} = 0$.

тия энергетических зон и «плато» (ступенька) на зависимости T_c от \tilde{n}_i . Такое поведение является яркой демонстрацией роли фактора заполнения энергетических зон (с ростом концентрации примеси происходит рост химического потенциала, приводящий к уменьшению T_c), а также рассеяния электронов на примесном потенциале. Возникновение «плато» на зависимости T_c от \tilde{n}_i обусловлено уменьшением межзонного рассеяния вблизи границы первой эффективной энергетической зоны.

Выше был представлен анализ зависимости T_c от концентрации примеси при учете процессов рассеяния электронов (внутризонных и межзонных) на примесном потенциале, а также без них, когда примесь влияет только на химический потенциал. Возникновение этих процессов в сильно анизотропных сверхпроводниках определяется положением примеси замещения в кристалле.

Используем эти результаты для объяснения экспериментальных данных по зависимости T_c от концентрации примеси в ВТСП.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты по зависимости T_c от концентрации цинка при замещении меди в плоскости CuO_2 в иттриевых и лантановых керамиках [9,43]. Здесь мы имеем случай изовалентной примеси Zn, которая замещает Cu в плоскости CuO_2 , ответственной за сверхпроводимость. В этом случае про-

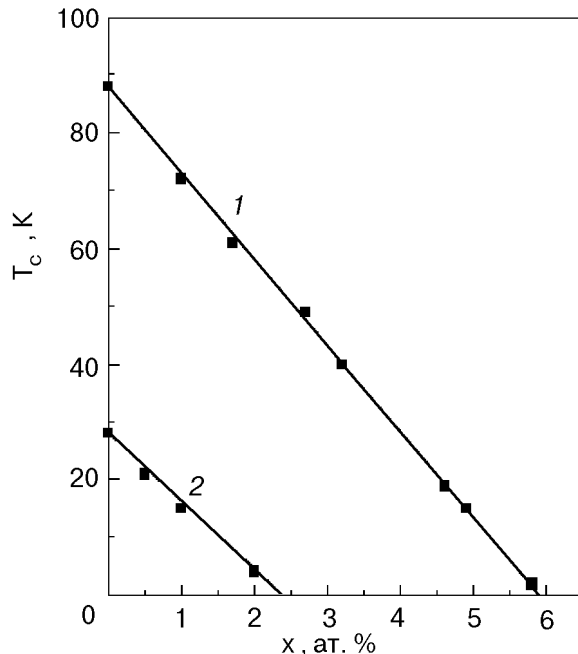


Рис. 2. Экспериментальная зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси x в $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{O}_{7-\delta}$ (1) и $\text{La}_{1.8}\text{Sr}_{0.2}\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_4$ (2) [37] при замещении атомов Cu в плоскости CuO_2 .

являются внутризонные и межзонные процессы рассеяния на примеси. Качественная картина подавления сверхпроводимости, соответствующая рис. 2, представлена теоретическими кривыми на рис. 1,а. В рассмотренном случае $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка (рис. 1,а) сверхпроводимость полностью подавляется немагнитной примесью, что согласуется с экспериментальными данными.

На рис. 3 дана экспериментальная зависимость величины T_c от концентрации примеси в $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_{7-y}$ при замещении Cu в плоскости CuO_2 примесью $\text{M} = \text{Zn}$ (кривая 1) и Al, Ga в цепочке (кривые 2, 3) [3,9]. На рис. 4 приведены теоретические кривые для случаев $d_{x^2-y^2}$ - и s -симметрии параметра порядка по зависимости T_c от концентрации изовалентной примеси, например Zn (кривые 1 и 1' соответственно), а кривые 2 и 3 отвечают случаям неизовалентных примесей (к примеру, Al и Ga). В первом случае примесь замещения находится в плоскости CuO_2 и при ее введении происходит рассеяние электронов на примесном потенциале, что приводит к быстрому убыванию T_c с ростом концентрации примеси. Введение же Al или Ga в цепочку вместо Cu приводит только к изменению эффективной валентности Cu в плоскости CuO_2 и, следовательно, к изменению химического потенциала. Мы имеем более быстрое подавление сверхпроводимости

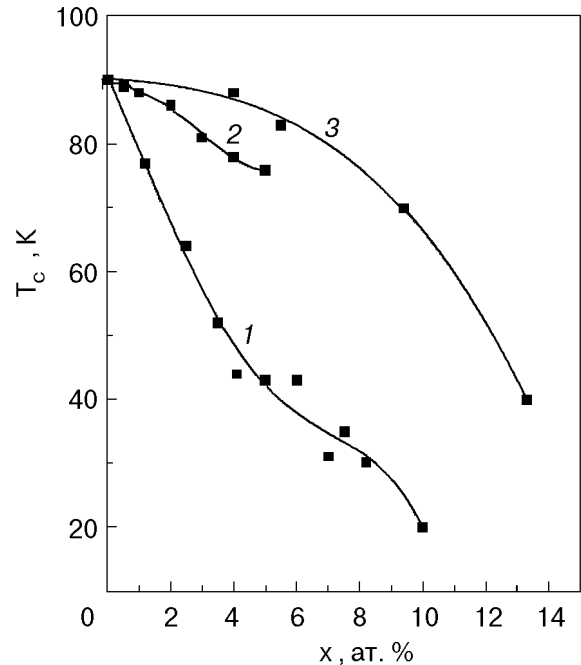


Рис. 3. Экспериментальная зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси x в $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{M}_x\text{O}_{7-y}$ в орторомбической фазе. Кривая 1 соответствует замещению цинком меди в плоскости CuO_2 [2], кривые 2 и 3 – замещению меди в цепочке соответственно Ga и Al.

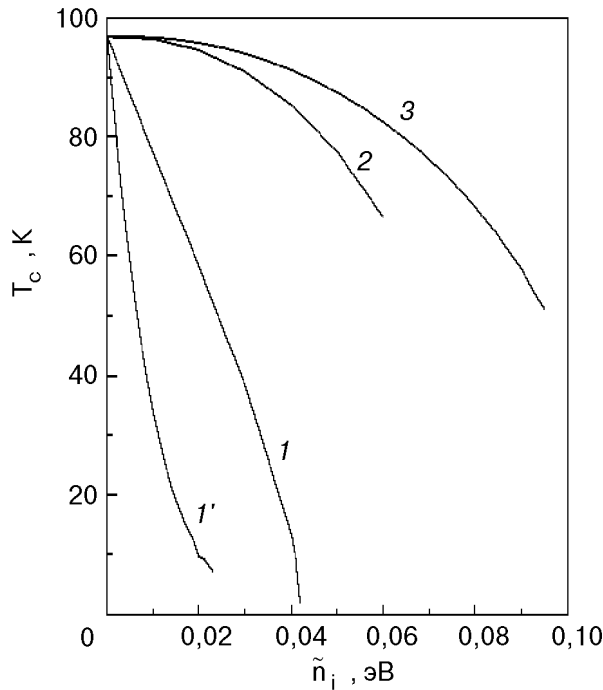


Рис. 4. Теоретическая зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси \tilde{n}_i при $\tilde{n}_0 = 0,22$ эВ (металл): кривые 1, 1' – случаи изовалентной примеси с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией параметра порядка при $\eta_{11} = 0,5$, $\eta_{21} = 0,1$ и с s -симметрией параметра порядка при $\eta_{11} = 3,5$, $\eta_{21} = 0,1$ соответственно; кривые 2, 3 – неизоэвалентной примеси при $\eta_{11} = \eta_{21} = 0$ и $z_B - z_A = -1,5$ и $-1,0$ соответственно.

при замещении меди цинком, чем алюминием или галлием, что качественно согласуется с экспериментальными данными на рис. 3.

На рис. 1 приведена зависимость T_c от концентрации примеси в металлической фазе ($n_0 \neq 0$). В случае изолятора ($n_0 = 0$) при допировании ($z_A \neq z_B$) в системе возможно возникновение сверхпроводимости при довольно высоких значениях температуры сверхпроводящего перехода. Зависимость T_c от концентрации примеси (носителей заряда) представляется в виде колоколообразной кривой как в случае s -, так и $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка, если не учитывать рассеяния на примесном потенциале ($1/\tau_{nm} = 0$) (см. также [21]). Эти результаты качественно согласуются с зависимостью T_c от концентрации носителей в плоскости CuO_2 для $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$ [9,44] и некоторых медьоксидных сверхпроводников [9,45], когда примесь вводится вне плоскости CuO_2 и, следовательно, процессы рассеяния на примеси отсутствуют. Учет процессов рассеяния ($1/\tau_{nm} \neq 0$) при допировании диэлектрика сохраняет колоколообразную зависимость T_c от концентрации носителей заряда в случае s -симметрии параметра порядка, понижая ее и

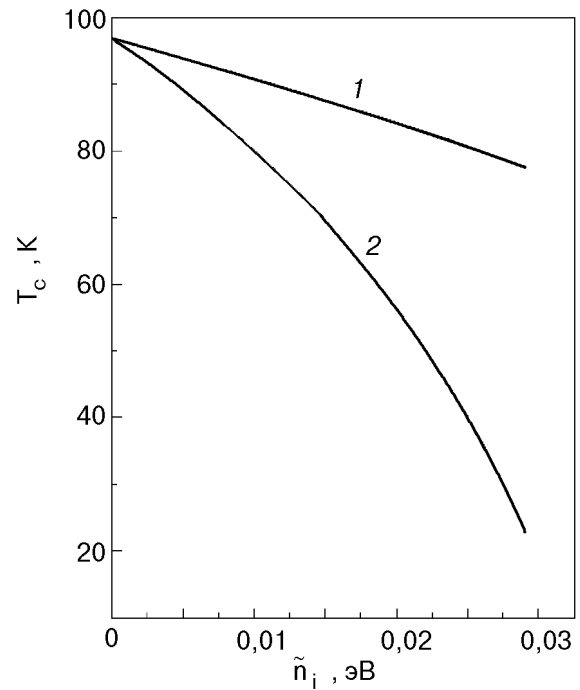


Рис. 5. Теоретическая зависимость температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси \tilde{n}_i при $\tilde{n}_0 = 0,22$ эВ (металл) с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией параметра порядка при $\eta_{11} = 0,2$, $\eta_{21} = 0,02$, $z_B - z_A = -1$ (кривая 1), $\eta_{11} = 0,5$, $\eta_{21} = 0,05$, $z_B - z_A = -3$ (кривая 2).

сужая область концентраций примеси, где возможна сверхпроводимость. Следовательно, сверхпроводящая фаза определяется концентрацией носителей заряда и параметрами примесного рассеяния ($1/\tau_{nm} \neq 0$). Этот результат качественно согласуется с полученными в работе [22], где использовалась однозонная модель с s -спариванием и представление о неупорядоченной локализованной примеси. При допировании диэлектрика в случае $d_{x^2-y^2}$ -симметрии параметра порядка не удастся получить высокие T_c из-за быстрого разрушения куперовских пар внутризонным и межзонным рассеянием на примеси. Следовательно, введение примеси замещения в плоскость CuO_2 в таких системах не приводит к возникновению высокотемпературной сверхпроводимости.

Теоретические кривые на рис. 5 описывают зависимость величины T_c от концентрации неизоэвалентной примеси замещения в металлической фазе при ее введении в плоскость CuO_2 или в плоскость и цепочку вместо меди. В этом случае будут действовать и механизм заполнения энергетических зон, и процессы рассеяния электронов на примесном потенциале.

5. Заключение

Перекрытие энергетических зон на поверхности Ферми, определяемое слоистой структурой вещества, и переменная плотность носителей заряда, связанная с содержанием кислорода или примеси, являются характерными особенностями ВТСП. В данной работе с учетом этих особенностей сделана попытка объяснить имеющиеся экспериментальные данные по зависимости температуры сверхпроводящего перехода от концентрации примеси в этих материалах.

Конкретный вид нефононного механизма сверхпроводимости мы не уточняем, полагая, что он определяется неким электрон-бозонным взаимодействием. Если не учитывать запаздывания, то описание двухзонной системы с таким взаимодействием сводится к модели БКШ, обобщенной на двухзонный случай с обрезанием интегралов по энергии в основных уравнениях в соответствии с законом дисперсии (2). Исходя из двухзонного гамильтониана (1), учитывающего взаимодействие электронов с хаотически распределенными немагнитными примесями, применяем теорию возмущений [41] и выполняем усреднение по хаотически распределенным немагнитным примесям.

Изучены системы, обладающие s - и $d_{x^2-y^2}$ -симметрией параметра порядка. Для получения явной зависимости температуры сверхпроводящего перехода T_c от концентрации примеси n_i необходимо при заданном n_i решить самосогласованным образом систему уравнений (10), (37) и (38), а также (26), (37) и (38), определяющих T_c , $\text{Re } M_n(\omega)$, $\text{Im } M_n(\omega)$, $n = (1, 2)$ (M_n — массовый оператор, соответствующий n -й энергетической зоне).

При введении примеси замещения возможны два механизма ее влияния на T_c : изменение химического потенциала за счет валентного эффекта и рассеяния (межзонного и внутризонного) электронов на хаотически распределенных примесях, а также явная зависимость от концентрации примеси. Действие же этих механизмов по отдельности или совместно определяется положением примеси замещения в сильно анизотропных системах. Помимо этого поведение T_c коренным образом зависит от начального состояния системы (металл или диэлектрик). В случае, когда валентность вводимого атома и валентность атома основного вещества совпадают (изовалентная примесь $z_B = z_A$), для системы с начальным металлическим состоянием температура сверхпроводящего перехода T_c уменьшается при допировании.

Отметим, что при изовалентной примеси кривизна кривых для случая s -симметрии параметра

порядка является положительной, в то время как для случая $d_{x^2-y^2}$ -симметрии мы наблюдаем отрицательную кривизну (см. рис. 4, кривые 1 и 1'). Это является одним из важных факторов проявления симметрии параметра порядка. Электрон-дырочная асимметрия (как проявление анизотропии), характерная для рассматриваемых систем с нефононным механизмом, приводит к тому, что учет только внутризонного рассеяния электронов на примеси делает величину T_c существенно зависящей от концентрации примеси n_i . Таким образом, для систем с s -симметрией параметра порядка электрон-дырочная асимметрия, а также рассеяние (межзонное и внутризонное) электронов на примеси приводит к нарушению теоремы Андерсона [12]. Отметим, что для системы с $d_{x^2-y^2}$ -симметрией параметра порядка в двухзонном случае критическая концентрация примеси n_{ic} пропорциональна T_{c0} и обратно пропорциональна суммарному значению потенциалов рассеяния на примеси и может оказаться больше, чем в однозонном случае из-за более высоких значений T_{c0} , несмотря на то что внутризонные и межзонные рассеяния являются дополнительными факторами, уменьшающими T_c (см. (32), (35)).

Важную роль в зависимости T_c от концентрации примеси n_i играет различие валентности атома примеси и замещенного атома ($z_B \neq z_A$). В частности, показана возможность возникновения слабой зависимости T_c от n_i («плато»). Возникновение «плато» обусловлено межзонным рассеянием на примеси и уменьшением этого рассеяния вблизи границы первой эффективной энергетической зоны ($\mu = \zeta_{c1}'$) (рис. 1,б). Отметим, что альтернативным объяснением указанной выше ступенчатой зависимости может служить наличие так называемой протяженной особенности ван-Хова, возникающей из-за электронных топологических переходов [14,28], либо перекрытие трех зон на поверхности Ферми [29]. В области перекрытия энергетических зон независимо от типа симметрии параметра порядка с ростом межзонного рассеяния на примеси происходит изменение кривизны кривых от отрицательной к положительной (рис. 1,б). Такое изменение кривизны кривых в зависимости T_c от n_i присуще только системам с перекрывающимися энергетическими зонами и обязано межзонному рассеянию электронов на примеси. В случае, когда $z_B \neq z_A$, для системы с начальным металлическим состоянием (см. рис. 1,б) температура сверхпроводящего перехода T_c уменьшается при допировании с образованием «плато». В случае $d_{x^2-y^2}$ -симметрии T_c обращается в нуль при $n_i = n_{ic}$.

Следует отметить, что рассмотренная здесь теория сверхпроводимости с нефононным механизмом может быть применена также для случая фононного механизма с пониженной (или малой) плотностью носителей заряда, где также ярко проявляется электрон-дырочная асимметрия. При этом следует сделать замену $D_{cl} \rightarrow \omega_{Dl}$, $D_l \rightarrow \mu - \zeta_l$ [26].

Предложенная в работе двухзонная модель учитывает основные особенности материалов ВТСП (слоистая структура и переменная плотность носителей заряда) и может быть использована для описания поведения T_c как функции концентрации примеси в этих материалах. При этом необходимо четко понимать, при каких условиях следует учитывать одновременно механизмы рассеяния электронов на примеси и изменение химического потенциала либо один из них. Например, если изовалентная примесь Zn замещает Cu в плоскости CuO_2 иттриевой керамики, то следует учитывать внутризонные и межзонные рассеяния электронов на примесном потенциале, поскольку эта плоскость ответственна за сверхпроводимость и в ней нарушена периодичность кристаллической структуры из-за хаотического распределения примеси замещения. Мы получаем быстрое убывание T_c с ростом концентрации примеси (кривые 1 и 1' на рис. 4). Замещение же Cu неизовалентной примесью Al или Ga в цепочке в той же керамике приводит только к изменению эффективной валентности Cu в плоскости CuO_2 [9], а значит, только к изменению химического потенциала и зависимости T_c , приведенной на рис. 4 (кривые 2 и 3). Такой подход позволяет получить сильное убывание T_c с ростом концентрации Zn и слабое с ростом концентрации Al, что наблюдается в экспериментальных исследованиях.

Данная модель содержит и другие возможности описания экспериментальных данных. Например, если в плоскость CuO_2 поместить неизовалентную примесь замещения, то при этом будут проявляться все рассмотренные выше механизмы влияния примеси на величину T_c (рис. 5).

В данной работе исследование влияния примеси выполнено в рамках двухзонной модели [19, 20], когда учитывается переброс куперовских пар из одной зоны в другую как целое. Возможны также и другие межзонные процессы, при которых происходит спаривание электронов из разных зон (в том числе переходы межзонной куперовской пары во внутризонную и межзонную). Случай чистых сверхпроводников с учетом всевозможных межзонных процессов рассмотрен нами в работе [26], в которой задача сводится к

рассмотрению эффективной трехзонной модели (с параметрами порядка Δ_{11} , Δ_{22} , Δ_{12}), приводящей к увеличению T_c по сравнению со случаем, рассмотренным в данной работе в пределе чистого вещества. Введение же примеси в такую «трехзонную» модель приведет к дополнительным межзонным рассеяниям на примесном потенциале и будет способствовать более быстрому подавлению отношения T_c/T_{c0} с ростом концентрации примеси. Эти дополнительные эффекты могут привести только к количественным отличиям от результатов, полученных выше, не меняя картину в целом.

Как уже отмечалось выше, мы рассматриваем квазидвумерную систему при не очень малых концентрациях носителей заряда и применяем приближение среднего поля. Учет флуктуации фазы параметра порядка для двумерной примесной системы на основе простой однозонной модели с s-спариванием выполнен в работе [46]. Получено, что температура T_{BKT} (температура Березинского—Костерлица—Таулесса) в грязном пределе слабо (на величину $\sim 1/\tau_{tr}\epsilon_F \ll 1$) отличается от T_c^{MF} , которая, согласно теореме Андерсона [12], не зависит от концентрации примеси. Отметим, что в этой модели при наличии электрон-дырочной асимметрии, имеющей место в системах с пониженной плотностью носителей заряда, теорема Андерсона [12] нарушается и величина T_c^{MF} зависит от концентрации примеси через зависимость T_{c0} от перенормированного химического потенциала (14), (17), (37) при $1/\tau_{12} = 1/\tau_{21} = 0$.

Мы рассматриваем более сложную модель, учитывающую такие особенности материалов ВТСП, как перекрытие энергетических полос, симметрию параметра порядка, а также электрон-дырочную асимметрию. В этом случае теорема Андерсона не выполняется и T_c^{MF} существенно зависит от концентрации примеси (немагнитная примесь может полностью подавить сверхпроводимость). Не исключено, что T_{BKT} для такой модели (в чисто двумерном случае) будет содержать дополнительную примесную зависимость (помимо зависимости от нее величины T_c^{MF}).

1. R. Dupree, A. Gencten, and D. McK. Paul, *Physica* **C193**, 81 (1992).
2. G. Xiao, M. Z. Ciepak, A. Garvin, F. H. Streitz, A. Bakshai, and C. L. Chieh, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1446 (1988).
3. J. M. Taracson, P. Barboux, P. F. Miceli, L. H. Greene, G. W. Hull, M. Eibshutz, and S. A. Sunshine, *Phys. Rev.* **B37**, 7458 (1988).
4. T. R. Chien, Z. Z. Chang, N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2088 (1991).
5. D. Goldshmidt, Y. Direktovich, A. Knizhnik, and Y. Eckstein, *Phys. Rev.* **B54**, 13348 (1996).

6. S. K. Tolpygo, J. Y. Lin, M. Gurvitch, S. Y. Hou, and J. M. Philips, *Phys. Rev.* **B53**, 12454 (1996).
7. C. Panagopoulos, J. R. Cooper, N. Athanassopoulou, and J. Chrosch, *Phys. Rev.* **B54**, 12721 (1996).
8. B. Bardi and U. V. Varadaraju, *Phys. Rev.* **B52**, 10507 (1995).
9. Н. М. Плакида, *Высокотемпературные сверхпроводники*, Международная программа образования, Москва (1996).
10. R. E. Walstedt, R. F. Bell, L. F. Schnermeyer, and I. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B48**, 10646 (1993).
11. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **39**, 1781 (1960).
12. P. W. Anderson, *J. Phys. Chem. Solids* **11**, 26 (1959).
13. В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, *ДАН СССР* **162**, 539 (1965); *ЖЭТФ* **39**, 770 (1965).
14. В. А. Москаленко, М. Е. Палистрант, В. М. Вакалюк, *УФН* **161**, 155 (1991); *Solid State Commun.* **69**, 747 (1989).
15. В. А. Москаленко, Л. З. Кон, М. Е. Палистрант, *Низкотемпературные свойства металлов с особенностями зонного спектра*, Штиинца, Кишинев (1989).
16. R. Fehrenbacher and R. M. Norman, *Phys. Rev.* **B50**, 3495 (1994).
17. J. Bang, *Phys. Rev.* **B52**, 1279 (1995).
18. J. M. Wheatley, T. C. Hsu, and P. M. Anderson, *Phys. Rev.* **B37**, 5897 (1988).
19. В. А. Москаленко, *Физика металлов и металловедение* **8**, 503 (1959).
20. H. Suhl, B. T. Mathias, and L. K. Walker, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 552 (1959).
21. M. Franz, C. Kollin, A. J. Berlinsky, and M. J. Salkola, *Phys. Rev.* **B56**, 7882 (1997).
22. V. M. Loktev and Yu. G. Pogorelov, *Physica* **C272**, 151 (1996).
23. H. Kim, G. Preosti, and P. Muzikar, *Phys. Rev.* **B49**, 3544 (1994).
24. P. Konsin, N. Kristoffel, and T. Ord, *Phys. Lett.* **129**, 399 (1988).
25. М. Е. Палистрант и Ф. Г. Кочорбэ, *Physica* **C198**, 351 (1992).
26. Ф. Г. Кочорбэ, М. Е. Палистрант, *ЖЭТФ* **104**, 3084 (1993); *ТМФ* **96**, 459 (1993).
27. Э. В. Горбар, В. П. Гусынин, В. М. Локтев, *Сверхпроводимость: ФХТ* **6**, 483 (1993); *ФНТ* **19**, 1171 (1993).
28. М. Е. Палистрант, В. М. Вакалюк, *Сверхпроводимость: ФХТ* **3**, 1805 (1990).
29. М. Г. Калалб, Ф. Г. Кочорбэ, М. Е. Палистрант, *ТМФ* **91**, 483 (1992).
30. P. Konsin, N. Kristoffel, and T. Ord, *Nuovo Cimento* **17**, 1 (1994).
31. V. Z. Kresin and S. A. Wolf, *Phys. Rev.* **B41**, 4278 (1990); *Phys. Rev.* **B35**, 8716 (1987).
32. J. E. Hirsch and E. Marsiglio, *Phys. Rev.* **B43**, 424 (1991); X. Q. Hong and J. E. Hirsch, *Phys. Rev.* **B45**, 12556 (1992).
33. Э. В. Горбар, В. М. Локтев, С. Г. Шарапов, *ФНТ* **21**, 421 (1995).
34. M. Helm, F. Forsthofer, and J. Keller, *Phys. Rev.* **B53**, 14481 (1996).
35. Ф. Г. Кочорбэ, М. Е. Палистрант, *ЖЭТФ* **114**, 195 (1998).
36. H. Krakauer and W. E. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1665 (1988).
37. J. F. Herman, R. V. Kasowski, and W. J. Hsueh, *Phys. Rev.* **B36**, 6904 (1987).
38. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. П. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997); *ФНТ* **23**, 180 (1997); *ФНТ* **23**, 816 (1997); *ЖЭТФ* **115**, 1243 (1999).
39. В. П. Гусынин, В. М. Локтев, С. П. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 126 (1999); *ЖЭТФ* **117**, 1132 (2000); *Preprint cond-mat/9811207*.
40. E. V. Gorbar, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov, *Physica* **C257**, 355 (1996).
41. А. А. Абрикосов, Л. Д. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Москва, Наука (1962).
42. В. А. Москаленко, *ДАН СССР* **176**, 301 (1967); *ФММ* **23**, 585 (1967).
43. A. V. Narlikar, C. V. N. Rao, and S. K. Agarwal, *Studies of High Temperature Superconductors*, A. Narlikar (ed.), Nova Science Publishers **1**, 341 (1989).
44. H. Takayi, T. Ido, S. Ishibashi, M. Uota, S. Uchida, and Y. Tokura, *Phys. Rev.* **B40**, 2254 (1989).
45. J. Takura, *Physics of High-Temperature Superconductors*, S. Maekawa and M. Sato (eds.), Heidelberg, Springer, Berlin (1992) p. 191.
46. V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov, *Preprint cond-mat/9904126*.

Influence of non-magnetic impurity on
superconducting transition temperature in
layered structures with non-phonon-mediated
pairing mechanism

M. E. Palistrant and F. G. Kochorbe

The influence of a non-magnetic impurity on the temperature of superconducting transition T_c in the superconductors possessing a non-phonon mechanism of superconductivity is studied. Account is taken of two characteristic features, inherent in high- T_c materials: the overlapping of energy bands on the Fermi surface and the variable density of charge carriers. The cases of s - and $d_{x^2-y^2}$ -symmetry of the order parameters are considered. The Anderson theorem is proved to be violated in the case of s -symmetry of the order parameters both due to the interband scattering of electrons by impurity and the intraband scattering caused by electron-hole asymmetry in the system with the nonphonon-mediated pairing mechanism. Analytical expressions for the quantity T_c for low and high impurity concentrations are derived. Numerical solutions of the self-consistent system of equations are also obtained. The role of different mechanisms of the influence on T_c with the above types of symmetry of the order parameters (change of chemical potential, interband and intraband times on impurity) is elucidated. The possibility of describing some characteristic features inherent in high- T_c materials is shown. In particular, the possibility of suppressing superconductivity by non-magnetic impurity and obtaining high values of T_c on insulator doping is found out. The curvature of the impurity concentration— T_c curve is proved to change with increasing interband scattering of electrons by impurity potential.