УДК 537.312.62

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Э. А. Пашицкий

Показано, что одной из возможных причин высокотемпературной сверхпроводимости в соединениях со структурой типа $YBa_2Cu_3O_7$ является квазиодномерность электронного спектра в линейных цепочках Cu—O и связанная с ней анизотропия спектра слабо затухающих коллективных возбуждений плотности заряда — низкочастотных квазиодномерных плазмонов, взаимодействие с которыми приводит к дополнительному по сравнению с электрон-фононным взаимодействием эффективному межэлектронному притяжению в амплитуде рассеяния вперед с малыми передачами продольного импульса.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в металлооксидных керамиках La—(Ba, Sr)—Cu—O [1, 2] и Y—Ba—Cu—O [3] с критическими температурами $T_C \approx 30 \div 100$ K поставило перед теорией вопрос о природе этого уникального явления и о возможности принципиально новых механизмов сверхпроводимости, как обсуждавшихся ранее, так и предложенных post factum.

К первым относятся «магнонный» механизм в ферро- и антиферромагнетиках [4, 5], способствующий при определенных условиях триплетному куперовскому спариванию электронов за счет обмена виртуальными спиновыми возбуждениями — магнонами; «экситонный» механизм ВТСП в линейных полимерных (металл-органических) структурах [6] и слоистых системах типа «сэндвич» [7, 8], обусловленный кулоновским взаимодействием свободных носителей тока с коллективными возбуждениями связанных электронов — экситонами; «плазмонный» механизм в переходных (редкоземельных) металлах [9] и в вырожденных многодолинных полупроводниках и полуметаллах [10] или в слоистых полупроводниковых структурах [11], связанный с обменом виртуальными низкочастотными (НЧ) колебаниями плотности «тяжелых» фермионов — акустическими плазмонами; биполяронный механизм сверхпроводимости в ионных кристаллах [12] и узкозонных металлах с почти локализованными электронами [13, 14], обусловленный сверхтекучестью заряженного бозе-газа сильно связанных (локальных) электронных пар — биполяронов, а также различные механизмы усиления электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), например, за счет гибридизации зон в переходных металлах [15] или при возрастании электронной плотности состояний (ПС) на уровне Ферми в легированном экситонном (пайерлсовском) диэлектрике [16] либо в результате взаимодействия носителей с коллективными колебаниями «экситонного» (вигнеровского) кристалла [17] или волн зарядовой (спиновой) плотности [18].

Из предложенных в последнее время для объяснения ВТСП теоретических моделей следует отметить модель «резонирующих» валентных (обменных) связей [19], механизм гибридизации зонных электронов с локальными парами на ионах меди с переменной (флуктуирующей) валентностью [20], механизм «химического» спаривания электронов (дырок) с образованием нейтрального кислорода [21] и др.

В [22, 23] было высказано предположение, что высокие T_C в слоистых металлооксидах $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_{4-y}$ и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ обусловлены интенсивным электрон-плазмонным взаимодействием (ЭПВ) с двумерными ($2D$)-плазмонами, спектр которых является квазиакустическим — корневым ($\omega_q \sim \sqrt{q}$) [24] в однокомпонентной $2D$-системе электронов (дырок) или линейным ($\omega_q \sim q$) в случае двух перекрывающихся зон с сильно различающимися плотностями состояний [23]. При этом в отличие от трехмерных ($3D$) двухкомпонентных электрон-дырочных систем с существенно разными эффективными массами «тяжелых» и «легких» фермионов [9, 10], для которых характерно сильное затухание акустических плазмонов за счет распада на электрон-дырочные пары (квантовое затухание Ландау), в $2D$-системах благодаря уменьшению фазового объема в импульсном пространстве для процессов распада плазмонов в области затухания возникают широкие «окна прозрачности» [24].

Однако при рассмотрении ЭПВ в [22, 23] не учитывались сильная анизотропия ПФ в плоскости слоев, вытекающая из численных расчетов [25, 26] и из экспериментальных данных по эффекту Холла [27], а также кулоновское взаимодействие между электронами в разных слоях, благодаря которому спектр плазмонов в слоистом кристалле является трехмерным, но анизотропным, так что $\omega_q \to 0$ при $q_\parallel \to 0$, но $q_\perp \neq 0$ (где $q_\parallel$, $q_\perp$ — продольная и поперечная относительно плоскости слоя составляющие волнового вектора $\mathbf{q}$). При учете конечной вероятности туннелирования электронов между слоями в спектре плазмонов при $q_\parallel = 0$ появляется щель, пропорциональная энергии поперечного движения электронов $\eta_\perp$, которая при слабой гофрировке ПФ мала по сравнению с энергией Ферми E_F.

В [28] предполагалось, что такие низкочастотные («тяжелые») плазмоны с $q_\parallel \to 0$ и $\omega_q \ll E_F$ играют важную роль в сверхпроводимости слоистых соединений. Но фактически в усредненное по ПФ межэлектронное взаимодействие вносят равноценный вклад все значения $q_\parallel$ от 0 до $2p_F$ (где p_F — фермиевский импульс), так что средняя частота виртуальных плазмонов $\bar{\omega}_q \sim E_F$ и их влияние на куперовское спаривание носителей на ПФ пренебрежимо мало.[1]

Качественно иная ситуация возникает в квазиодномерных (цепочечных) металлах с почти плоскими участками ПФ. В этом случае межэлектронное взаимодействие можно разбить на две части [29, 30]: амплитуду рассеяния вперед с малыми передачами продольного (параллельного цепочкам) импульса $q_x \sim \eta_\perp / v_F \ll p_F$ (где v_F — фермиевская скорость) и амплитуду рассеяния назад с $q_x \approx 2p_F$, когда происходит переброс электронов с одного плоского участка ПФ на другой. Поскольку спектр плазмонов в цепочечном металле с учетом кулоновского взаимодействия между цепочками, согласно [31, 32], является анизотропным $\omega_q \approx \omega_p \cos\theta$ (где ω_p — плазменная частота, θ — угол между вектором q и направлением цепочек x) и практически незатухающим при любых q,[2] в амплитуде рассеяния вперед, когда $\theta \approx \pi/2$ и $\bar{\omega}_q \ll \omega_p \sim E_F$, усиление межэлектронного притяжения вблизи ПФ за счет ЭПВ может быть весьма эффективным.

В настоящей работе показано, что обмен виртуальными НЧ плазмонами в одномерных в ($1D$)-цепочках при условии $T_C \ll \eta_\perp \ll E_F$ способствует куперовскому спариванию носителей на уплощенных участках ПФ и наряду с достаточно сильным ЭФВ может обеспечить высокие $T_C \sim 100$ K. Это позволяет объяснить, с одной стороны, «азотную» ВТСП в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с упорядоченными (при $\delta \ll 1$) линейными цепочками Cu—O, а с другой — наблюдавшееся в [33] понижение T_C почти вдвое при уменьшении содержания кислорода до 6.5 атомов на элементарную ячейку, когда происхо-

---

[1] Здесь и далее используется система единиц, в которой $\hbar = k_B = 1$.

[2] Имеется в виду, как и в случае $2D$-систем, отсутствие квантового затухания Ландау в широкой области частот и волновых векторов. При этом, однако, сохраняется затухание плазмонов, связанное с рассеянием носителей на дефектах решетки и примесях (затухание Друде).

дит разупорядочение вакансий O и разрушение квазиодномерной цепочечной структуры.[3] «Плазмонный» механизм усиления сверхпроводимости в цепочках за счет динамической «переэкранировки» кулоновского отталкивания приводит к подавлению изотопического эффекта, а также к появлению в туннельной ПС по крайней мере двух щелевых особенностей, связанных с разными щелями в $1D$-цепочках и $2D$-слоях.

1. Диэлектрическая проницаемость и спектр плазмонов в металлооксидном соединении типа $YBa_2Cu_3O_7$

Рассмотрим вопрос о спектре коллективных электронных возбуждений в монокристалле $YBa_2Cu_3O_7$ с учетом его специфической слоисто-цепочечной структуры [35] и дальнодействующего характера кулоновского взаимодействия электронов в разных слоях и цепочках. Диэлектрическая проницаемость такого анизотропного кристалла в отсутствие туннелирования электронов между соседними слоями и цепочками может быть представлена в следующем виде:

$$\varepsilon(\mathbf{q},\ \omega) = \varepsilon_i(\omega) + \frac{4\pi e^2}{q^2}\left[\alpha_1(q_x,\ \omega) + 2\alpha_2(q_x,\ q_y,\ \omega)\right], \tag{1}$$

где $\varepsilon_i(\omega)$ — часть диэлектрической проницаемости, обусловленная поляризуемостью связанных электронов ионных остовов и межзонными переходами,[4] а $\alpha_1(q_x,\ \omega)$ и $\alpha_2(q_x,\ q_y,\ \omega)$ — поляризуемости свободных носителей в $1D$-цепочках и $2D$-слоях ($q=\sqrt{q_x^2+q_y^2+q_z^2}$), ось z направлена вдоль оси $\mathbf{c}$ кристалла, а ось x вдоль оси $\mathbf{b}$). В дальнейшем рассматриваются относительно низкочастотные возбуждения, для которых можно положить $\varepsilon_i \approx \mathrm{const}$, причем в силу большой степени ионности кристалла $\varepsilon_i \gg 1$, так что, несмотря на низкую концентрацию свободных носителей $n_0 \approx 1\,|v_0 \approx 5 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ (где v_0 — объем элементарной ячейки), в данном случае может выполняться критерий применимости приближения «большой плотности» $n_0^{1/3} a_B^* \gg 1$ (где $a_B^* = \varepsilon_i / m^* e^2$ — боровский радиус, m^* — зонная эффективная масса носителей), т. е. с хорошей точностью может быть применимо приближение хаотических фаз (ПХФ).

В связи с этим поляризуемость вырожденных электронов проводимости (дырок) с эффективной массой m_1^* и квадратичным спектром $E_1(p_x) = p_x^2/2m_1^*$ в широкой $1D$-зоне в параллельных оси x цепочках Cu—O [26], расположенных в базисных плоскостях $z=0$, без учета туннелирования электронов между цепочками, а также между $1D$-цепочками и соседними $2D$-слоями в приближении ПХФ имеет вид [31, 32]

$$\alpha_1(q_x,\ \omega) = \frac{4\nu_1 p_{F1}}{q_x} \ln\left[\frac{\omega^2 - q_x^2 (v_{F1} + q_x/2m_1^*)^2}{\omega^2 - q_x^2 (v_{F1} - q_x/2m_1^*)^2}\right], \tag{2}$$

где ν_1 — электронная ПС на плоском участке ПФ (в расчете на один спин), p_{F1} и $v_{F1} = p_{F1}/m_1^*$ — фермиевские импульс и скорость (в направлении цепочек). В [32] получено также соответствующее выражение для $\alpha_1(q_x,\ \omega)$ в приближении сильной связи для спектра $\tilde{E}_1(p_x) = E_B(1 - \cos p_x a_x)/2$, где E_B — ширина зоны, a_x — постоянная решетки вдоль цепочек. Такое выражение справедливо, в частности, для узкой $1D$-зоны вдоль цепочек Cu—O, параллельных оси $\mathbf{c}$ и имеющих разрыв в плоскости $z=c/2$ за счет вакансий кислорода (см. [26]).

Выражение для $\alpha_2(q_x,\ q_y,\ \omega)$ в случае изотропного в плоскости слоев квадратичного $2D$-спектра электронов $E_2(p_\parallel) = p_\parallel^2/2m_2^*$, где $p_\parallel = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$,

[3] При $\delta > 0.5$ сверхпроводимость вообще отсутствует [34], по-видимому, из-за структурного (пайерлсовского) перехода металл—диэлектрик.

[4] Согласно оптическим и СВЧ измерениям, $\varepsilon_i(\omega)$ уменьшается с ростом ω от $\varepsilon_i(0) \approx 200$ до $\varepsilon_i(\infty) \approx 5$.

было получено в [24] и использовалось в [22, 23] при рассмотрении ЭПВ в слоистых кристаллах. Однако, как показали численные расчеты зонной структуры [25] и эксперименты по эффекту Холла [27], в $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_{4-y}$ цилиндрическая ПФ имеет почти квадратное сечение и сравнительно слабо гофрирована как в плоскости xy, так и вдоль оси z. В этом случае хорошей моделью для вычисления электронной поляризуемости в $2D$-слоях может служить система взаимно пересекающихся но невзаимодействующих $1D$-цепочек Cu—O вдоль осей x и y,[5] для которой по аналогии с (2) получаем

$$\alpha_2(q_x, q_y, \omega) = 2\nu_2 \left\{ \frac{2p_{F2}}{q_x} \ln \left[\frac{\omega^2 - q_x^2 (v_{F2} + q_x/2m_2^*)^2}{\omega^2 - q_x^2 (v_{F2} - q_x/2m_2^*)^2} \right] + \right.$$
$$\left. + \frac{2p_{F2}}{q_y} \ln \left[\frac{\omega^2 - q_y^2 (v_{F2} + q_y/2m_2^*)^2}{\omega^2 - q_y^2 (v_{F2} - q_y/2m_2^*)^2} \right] \right\}. \quad (3)$$

В общем случае спектр плазмонов, определяющийся условием $\varepsilon(q, \omega) = 0$ с учетом (2) и (3), имеет весьма сложный вид. Однако при сильно отличающихся значениях ПС в цепочках ν_1 и слоях ν_2 спектр плазменных колебаний распадается на высокочастотную (ВЧ) и низкочастотную (НЧ) ветви с анизотропным квазиакустическим законом дисперсии. Так, например, при условии $\nu_1 \ll \nu_2$ и $m_1^* \ll m_2^*$, но $p_{F1} \gg p_{F2}$, так что $v_{F1} \gg v_{F2}$, частоты ВЧ квазиодномерных и НЧ квазидвумерных плазмонов в длинноволновом пределе $\left(q_x \ll p_{F1},\ q_\parallel = \sqrt{q_x^2 + q_y^2} \ll p_{F2}\right)$ имеют следующий вид:

$$\omega_1(\mathbf{q}) \simeq \omega_{p1} \frac{q_x}{q} \left(1 + \frac{q_x^2 v_{F1}^2}{2\omega_{p1}^2}\right), \quad \omega > q_x v_{F1}, \quad (4)$$

$$\omega_2(\mathbf{q}) \simeq \frac{q_\parallel \omega_{p2} \sqrt{2}}{\sqrt{q^2 + \varkappa_1^2}} \left[1 + \frac{(q_x^4 + q_y^4)\, v_{F2}^2}{2\omega_{p2}^2 q_\parallel^2}\right], \quad q_\parallel v_{F2} < \omega < q_\parallel v_{F1}, \quad (5)$$

а в противоположном случае, когда $\nu_1 \gg \nu_2$ и $v_{F1} \ll v_{F2}$, для НЧ квазиодномерной и ВЧ квазидвумерной ветвей получаем выражения

$$\omega_1(\mathbf{q}) \simeq \frac{q_x \omega_{p1}}{\sqrt{q^2 + 2\varkappa_2^2}} \left(1 + \frac{q_x^2 v_{F1}^2}{2\omega_{p1}^2}\right), \quad q_x v_{F1} < \omega < q_x v_{F2}, \quad (6)$$

$$\omega_2(\mathbf{q}) \simeq \frac{q_\parallel \omega_{p2} \sqrt{2}}{q} \left[1 + \frac{(q_x^4 + q_y^4)\, v_{F2}^2}{2\omega_{p2}^2 q_\parallel^2}\right], \quad \omega > q_\parallel v_{F2}, \quad (7)$$

где

$$\omega_{pj} = \sqrt{8\pi e^2 \nu_j v_{Fj}^2 / 3\varepsilon_i}, \quad \varkappa_j = \sqrt{8\pi e^2 \nu_j / \varepsilon_i} \quad (j = 1, 2). \quad (8)$$

На рисунке, *а*, *б* представлен качественный вид спектров (4)—(7) и соответствующих областей затухания Ландау (заштрихованы). Как видим, ветви плазменных колебаний лежат внутри «окон прозрачности», где $\mathrm{Im}\, \varepsilon(\mathbf{q}, \omega) = 0$, практически при всех $q \lesssim 2p_{Fj}$ в отличие от изотропных $2D$-систем, в которых спектр плазмонов ограничен сверху предельным импульсом $q_c < p_{F_2}$ (см. [23, 24]).

Таким образом, диэлектрическая проницаемость кристалла типа $YBa_2Cu_3O_7$ в зависимости от ПС в $1D$-цепочках и $2D$-слоях в разных областях частот ω и волновых векторов q принимает вид

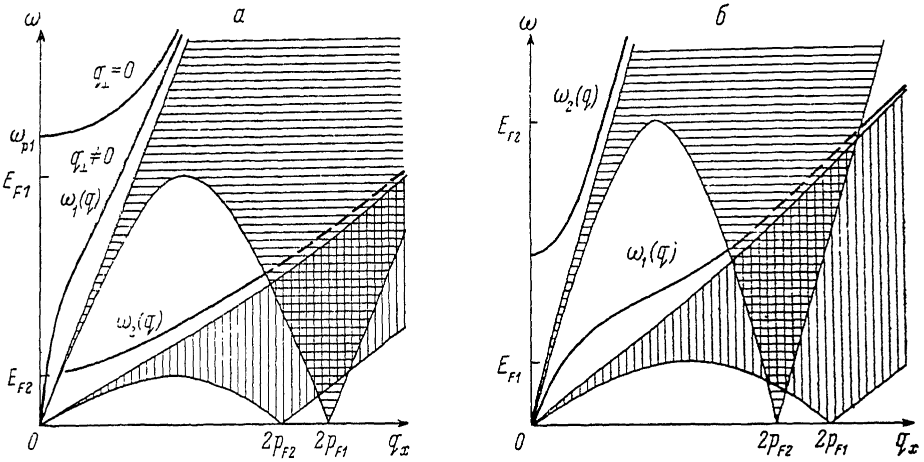
$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \simeq \varepsilon_i \begin{cases} [1 - \omega_1^2(\mathbf{q})/\omega^2], & \omega > q_x v_{F1}, \\ (1 + \varkappa_1^2/q^2)\,[1 - \omega_2^2(\mathbf{q})/\omega^2], & q_\parallel v_{F2} < \omega < q_\parallel v_{F1}, \\ (1 + 2\varkappa_2^2/q^2), & \omega < q_\parallel v_{F2} \end{cases} \quad (9)$$

[5] Точнее говоря, здесь учитывается только кулоновское взаимодействие между цепочками, а перескоками электронов с цепочки на цепочку пренебрегается.

при условии $\nu_1 \ll \nu_2$ и $v_{F1} \gg v_{F2}$, когда $\varkappa_1^2 \ll \varkappa_2^2$ и $\omega_{p1}^2 \gg \omega_{p2}^2$, причем $\omega_1(q)$ и $\omega_2(q)$ определяются выражениями (4) и (5), или

$$\varepsilon(\mathbf{q}, \omega) \simeq \varepsilon_i \begin{cases} [1 - \omega_2^2(\mathbf{q})/\omega^2] & \omega > q_\parallel v_{F2}, \\ (1 + 2\varkappa_2^2/q^2)[1 - \omega_1^2(\mathbf{q})/\omega^2], & q_x v_{F1} < \omega < q_x v_{F2}, \\ (1 + \varkappa_1^2/q^2), & \omega < q_x v_{F1} \end{cases} \quad (10)$$

при условии $\nu_1 \gg \nu_2$ и $v_{F1} \ll v_{F2}$, когда $\varkappa_1^2 \gg \varkappa_2^2$ и $\omega_{p1}^2 \ll \omega_{p2}^2$, причем $\omega_1(q)$ и $\omega_2(q)$ определяются соотношениями (6) и (7).



Спектр плазмонов и области затухания Ландау (заштрихованы) в слоисто-цепочечном кристалле типа $YBa_2Cu_3O_7$ при $\nu_1 \ll \nu_2$ (*а*) и $\nu_1 \gg \nu_2$ (*б*).

2. Уравнения для сверхпроводящих параметров порядка и константа ЭПВ в цепочках и слоях Cu—O

Переходя к рассмотрению сверхпроводимости в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, будем предполагать, что энергия поперечного движения (туннелирования) электронов между $1D$-цепочками Cu—O в базисных плоскостях $z=0$, а также между цепочками и $2D$-слоями удовлетворяет условию $\eta_\perp \gg T_C$, но $\eta_\perp \ll E_{Fj} = p_{Fj}^2/2m_j^*$, так что за счет достаточно большой степени трехмерности электронного спектра флуктуационные эффекты вблизи T_C подавлены, и применимо приближение самосогласованного поля (см. [29, 30]). Это согласуется с выводом, полученным в [36] на основе обработки температурных зависимостей проводимости $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выше T_C.

Далее предположим, что $\eta_\perp > T_P$ — критической температуры диэлектрического (пайерлсовского) перехода, так что пайерлсовская неустойчивость на уплощенных участках ПФ либо полностью подавлена (как за счет конечной гофрировки ПФ, так и под действием заряженных дефектов), либо затрагивает лишь незначительную часть электронного спектра вблизи точек вырождения (нестинга) и не препятствует [37], а при определенных условиях даже способствует (см. [16, 18]) куперовскому спариванию носителей на остальной части ПФ.

Наконец, учтем то обстоятельство, что для всех фононных ветвей Ω_α, которые вносят основной вклад в константу ЭФВ, в частности для частот оптических колебаний атомов Cu и O в слоях и цепочках [38–40], выполняется условие $\Omega_\alpha^2 \gg T_C^2$, благодаря чему применима стандартная теория сверхпроводимости с сильной связью [41].

В результате, пренебрегая взаимодействием (туннелированием электронов) между цепочками и слоями, с учетом анизотропии ПФ и процессов переброса только по поперечному импульсу $p_\perp \{p_y, p_z\}$, поскольку

$p_x \sim p_{F1} < \pi/b$, представим интегральное уравнение для сверхпроводящего параметра порядка Δ_1 в системе параллельных $1D$-цепочек Cu—O при $T \neq 0$ в следующем виде (ср. с [41]):

$$\Delta_1(\mathbf{p}_\perp, p_x, i\omega_n) = \pi T \sum_{\omega_m} \int_{S_1} \frac{d^2 p'_\perp}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \frac{dp'_x}{2\pi} \sum_l F_1(\mathbf{p}'_\perp + \mathbf{p}_l, p'_x, i\omega_m) \times$$

$$\times \{W(\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p}'_\perp + \mathbf{p}_l, p'_x - p_x, i\omega_m - i\omega_n) + W(\mathbf{p}_\perp, \mathbf{p}'_\perp + \mathbf{p}_l, p'_x + p_x, i\omega_m - i\omega_n)\}, \quad (11)$$

где

$$F_1(\mathbf{p}_\perp, p_x, i\omega_n) = \frac{\Delta_1(\mathbf{p}_\perp, p_x, i\omega_n)}{[i\omega_n - f_1(i\omega_n)]^2 - \xi_1^2(\mathbf{p}_\perp, p_x) - |\Delta_1(\mathbf{p}_\perp, p_x, i\omega_n)|^2}, \quad (12)$$

S_1 — площадь одного из плоских участков ПФ, соответствующих $1D$-цепочкам; $\mathbf{p}_l$ — дискретный импульс обратной решетки, соответствующий расстоянию до l-го участка; $\omega_n = (2n+1)\pi T$ — дискретные «частоты» в методе температурных функций Грина ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$); $\xi_1(\mathbf{p}_\perp, p_x) = \eta_\perp(\mathbf{p}_\perp) + v_{F1}(\mathbf{p}_\perp)[p_x - \mathbf{p}_{F1}(\mathbf{p}_\perp)]$, причем зависимость v_{F1} и p_{F1} от $\mathbf{p}_\perp$ связана с гофрировкой ПФ; $f_1(i\omega_n)$ — функция перенормировки спектра квазичастиц, а ядро запаздывающего межэлектронного взаимодействия W в пределах первой зоны Бриллюэна имеет вид [42]

$$W(\mathbf{q}, i\omega) = \sum_\alpha \frac{g_\alpha^2(\mathbf{q})}{\varepsilon^2(\mathbf{q}, i\omega)} D_{ph}^\alpha(\mathbf{q}, i\omega) + \frac{V_c(\mathbf{q})}{\varepsilon(\mathbf{q}, i\omega)}. \quad (13)$$

Здесь g_α, V_c — матричные элементы ЭФВ и кулоновского отталкивания; D_{ph}^α — фононная функция Грина для α-й ветви, полюса которой описывают спектр фононов, перенормированный за счет экранировки и гибридизации с НЧ плазмонами (ср. с [43])

$$D_{ph}^\alpha(\mathbf{q}, i\omega) = \frac{-\Omega_\alpha^2(\mathbf{q})}{\omega^2 + \Omega_\alpha^2(\mathbf{q})\{1 - g_\alpha^2(\mathbf{q})/V_c(\mathbf{q})[1 - \varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, i\omega)]\}}. \quad (14)$$

В рамках данного приближения уравнения, аналогичные (11), могут быть записаны также для параметров порядка $\Delta_2(\mathbf{p}_\perp, p_x, i\omega_n)$ и $\Delta_2(\mathbf{p}_\perp, p_y, i\omega_n)$ на уплощенных участках ПФ, соответствующих $2D$-слоям. Заметим, что при учете туннелирования электронов между цепочками и слоями следует исходить из общего уравнения для единого анизотропного (тензорного) параметра порядка $\hat{\Delta}_{ij}$ по аналогии с многокомпонентными электронными системами [44].

Усредним уравнение (11) по плоским участкам на ПФ, учитывая периодичность электронного спектра в плоскости yz, согласно которой $\xi_1(\mathbf{p}_\perp + \mathbf{p}_l) = \xi_1(\mathbf{p}_\perp)$ и $\Delta_1(\mathbf{p}_\perp + \mathbf{p}_l) = \Delta_1(\mathbf{p}_\perp)$. В результате, заменяя в правой части (11) в подынтегральном выражении Δ_1 его средним значением

$$\bar{\Delta}_1(i\omega_n) = \frac{1}{S_1} \int_{S_1} d^2 p_\perp \Delta_1(\mathbf{p}_\perp, p_{F1}(\mathbf{p}_\perp), i\omega_n) \quad (15)$$

и переходя от переменной интегрирования p'_x к $\xi' \equiv \xi_1(\mathbf{p}'_\perp, p'_x)$, с учетом вычета в одном из полюсов аномальной функции Грина (12), приходим к обычной системе уравнений Элиашберга [41] для перенормированного параметра щели $C_1(i\omega_n) = \bar{\Delta}_1(i\omega_n)[1 - f_1(i\omega_n)/i\omega_n]^{-1}$ и функции $f_1(i\omega_n)$ в $1D$-цепочках при $T \to T_C$

$$\left[1 - \frac{f_1(i\omega_n)}{i\omega_n}\right] C_1(i\omega_n) = \pi T_C \sum_{\omega_m} Q_1(i\omega_m - i\omega_n) \frac{C_1(i\omega_m)}{|\omega_m|}, \quad (16)$$

$$f_1(i\omega_n) = -i\pi T_C \sum_{\omega_m} Q_1(i\omega_m - i\omega_n) \operatorname{sign} \omega_m. \quad (17)$$

где

$$Q_1(i\omega)=Q_1^-(i\omega)+Q_1^+(i\omega), \tag{18}$$

$$Q_1^{\mp}(i\omega)=-\frac{1}{S_1}\int\limits_{S_1}d^2p_\perp\int\limits_{S_1}\frac{d^2p'_\perp}{(2\pi)^2 v_{F1}(p'_\perp)}\sum_l W(\mathbf{p}_\perp,\ \mathbf{p}'_\perp+$$
$$+\mathbf{p}_l\,|\,p_{F1}(\mathbf{p}'_\perp)-p_{F1}(\mathbf{p}_\perp)\,|,\ i\omega). \tag{19}$$

Ядро Q_1^- соответствует амплитуде рассеяния вперед с продольным передаваемым импульсом, не превышающим максимальную амплитуду гофрировки ПФ $\delta p_{F1}\approx\eta_\perp/v_{F1}\ll p_{F1}$, так что, согласно (9) и (10), в области передаваемых энергий $|\omega_m-\omega_n|\gg\eta_\perp$ экранировка взаимодействия (13) носит динамический (запаздывающий) характер, который обусловлен обменом виртуальными квазиодномерными плазмонами с частотами (4) или (6) в $1D$-цепочках. В этом случае ЭПВ, как будет видно из дальнейшего рассмотрения, приводит к почти полному подавлению кулоновского отталкивания в области $|\omega_m-\omega_n|\leqslant\omega_1(\mathbf{q})$. В то же время вклад в ЭПВ квазидвумерных плазмонов с частотами (5) или (7) в $2D$-слоях в результате усреднения по ПФ (интегрирования по $\mathbf{p}_\perp$ и $\mathbf{p}'_\perp$) оказывается подавленным либо за счет сильного (интегрального) затухания Ландау при $\nu_1\ll\nu_2$ (см. рисунок, *а*), либо за счет высоких средних частот $\omega_2(\mathbf{q})\sim E_{F2}\gg E_{F1}$ при $\nu_1\gg\nu_2$ (см. рисунок, *б*).

Ядро Q_1^+ соответствует амплитуде рассеяния назад с передаваемым вдоль цепочек импульсом $q_x\approx 2p_{F1}$, так что в области $|\omega_m-\omega_n|\ll F_{F1}$ имеет место статическая экранировка взаимодействия (13) с гигантской коновской аномалией (логарифмической особенностью) в электронной поляризуемости $1D$-цепочек $\alpha_1(2p_{F1},\ 0)\approx 2\nu_1\ln(4E_{F1}|\eta_\perp)$. Это приводит к существенному ослаблению ЭФВ и кулоновского отталкивания, так что процессами рассеяния назад в (16)—(18) можно пренебречь.

Для дальнейших приближенных оценок ограничимся в (19) только первой зоной Бриллюэна ($\mathbf{p}_l=0$), усреднение по $p_\perp$ заменим подстановкой в W вместо разности $|p_{F1}(\mathbf{p}'_\perp)-p_{F1}(\mathbf{p}_\perp)|$ амплитуды гофрировки ПФ $\delta p_{F1}\approx\eta_\perp/v_{F1}$, а интегрирование по $\mathbf{p}'_\perp$ заменим интегрированием по $\mathbf{q}_\perp=\mathbf{p}'_\perp-\mathbf{p}_\perp$, что оправдано при условии изотропии S_1 и $\delta p_{F1}\ll\sqrt{S_1}$. В результате для кулоновской части ядра $Q_1^-(i\omega)$, которая описывает ЭПВ только с квазиодномерными плазмонами (4) или (6), в области $|\omega|\gg\eta_\perp$ получаем приближенное выражение (ср. с [10])

$$Q_{1c}^-(i\omega)\simeq\int\limits_{S_1}\frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^2 v_{F1}}\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_i\left[q_\perp^2+2\tilde{\varkappa}_2^2+\delta p_{F1}^2\right]}\left\{\frac{\tilde{\omega}_1^2(q_\perp)}{\omega^2+\tilde{\omega}_1^2(q_\perp)}-1\right\}, \tag{20}$$

где

$$\tilde{\omega}_1(q_\perp)\simeq\frac{\omega_{p1}\delta p_{F1}}{\sqrt{q_\perp^2+2\tilde{\varkappa}_2^2+\delta p_{F1}^2}},\quad \tilde{\varkappa}_2=\begin{cases}0, & \nu_1<2\nu_2,\\ \varkappa_2, & \nu_1>2\nu_2.\end{cases} \tag{21}$$

При этом предполагается, что выполнено условие

$$\tilde{\omega}_1(q_\perp)>\eta_\perp,\ \text{т. е.}\ \omega_{p1}>v_{F1}\sqrt{S_1+2\tilde{\varkappa}_2^2}. \tag{22}$$

Из (20) следует, что в области $\omega<\tilde{\omega}_1(q_\perp)$ эффективное притяжение, обусловленное запаздывающим ЭПВ, почти полностью компенсирует статическое кулоновское отталкивание, которое в случае достаточно больших уплощенных участков ПФ с логарифмической точностью описывается безразмерной константой $\left(\text{при } |\omega|\gg\tilde{\omega}_1,\ q_{\perp\max}\sim\sqrt{S_1}\right)$

$$\mu_{c1}=\frac{2e^2}{\varepsilon_i v_{F1}}\int\limits_0^{q_{\perp\max}}\frac{q_\perp dq_\perp}{q_\perp^2+2\tilde{\varkappa}_2^2+\delta p_{F1}^2}\simeq\frac{e^2}{\varepsilon_i v_{F1}}\ln\left[\frac{S_1+2\tilde{\varkappa}_2^2}{\delta p_{F1}^2+2\tilde{\varkappa}_2^2}\right], \tag{23}$$

тогда как в низкочастотной области $|\omega| \ll \eta_\perp$ с учетом статической экранировки свободными носителями как в слоях, так и в цепочках получаем ($\delta p_{F1} \ll \varkappa_{1,2}$)

$$\mu_c \simeq \frac{e^2}{\varepsilon_i v_{F1}} \ln\left[\frac{S_1 + \varkappa_1^2 + 2\varkappa_2^2}{\varkappa_1^2 + 2\varkappa_2^2}\right] < \mu_{c1}. \tag{24}$$

Таким образом, безразмерная константа ЭПВ в $1D$-цепочках равна

$$\lambda_{pl} \approx \mu_{c1} \approx \frac{e^2}{\varepsilon_i v_{F1}} \begin{cases} 2\ln\left(\sqrt{S_1}/\delta p_{F1}\right), & \nu_1 < 2\nu_2, \\ \ln\left[(S_1 + 2\varkappa_2^2)/2\varkappa_2^2\right], & \nu_1 > 2\nu_2. \end{cases} \tag{24a}$$

Заметим, что в $2D$-слоях при условии $\nu_2 \ll \nu_1$ и $v_{F2} \gg v_{F1}$ для цепочек Cu—O, параллельных оси x, константа ЭПВ с квазиодномерными плазмонами в $1D$-цепочках отличается от (23) заменой v_{F1} на v_{F2} и S_1 на S_2 — площадь плоских участков ПФ в $2D$-слоях и, следовательно, при $S_2 \sim S_1$ гораздо меньше, чем в цепочках, а при $\nu_2 \gg \nu_1$ и $v_{F2} \ll v_{F1}$ вклад ЭПВ подавлен сильным затуханием Ландау. Для цепочек Cu—O, параллельных оси y, ЭПВ с $1D$-плазмонами (4) или (6), так же как и с $2D$-плазмонами (5) или (7). подавлено в результате усреднения по ПФ.

3. Критическая температура металлооксидного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Представим фононную часть ядра (19), согласно (13) и (14), в следующем виде (см. [42]):

$$Q_{1ph}^{-1}(i\omega) = 2\int_0^{\Omega_{\max}} \alpha_-^2(\Omega)\, F(\Omega) \frac{\Omega d\Omega}{\omega^2 + \Omega^2}, \tag{25}$$

где $\alpha_-^2(\Omega)$ — усредненная по ПФ сумма квадратов экранированных матричных элементов ЭФВ с учетом только процессов рассеяния вперед ($q_x \ll p_{F1}$), $F(\Omega)$ — фононная ПС, $\Omega_{\max}$ — предельная частота фононов. В приближении бездисперсионных (эйнштейновских) ветвей для перенормированных частот $\tilde{\Omega}_\alpha$ оптических фононов, полагая $\alpha_-^2(\Omega) F(\Omega) = 1/2 \sum_\alpha \lambda_\alpha \tilde{\Omega}_\alpha \delta(\Omega - \tilde{\Omega}_\alpha)$, где λ_α — парциальные константы связи [42], согласно (25), находим суммарную константу ЭФВ $\lambda_{ph} \equiv Q_{1ph}^{-}(0) = \sum_\alpha \lambda_\alpha$. Для приближенного учета ЭПВ введем в соответствии с (20) еще одну «оптическую» ветвь с константой λ_{pl} и частотой, равной средней частоте квазиодномерных плазмонов в $1D$-цепочках Cu—O, которая по порядку величины, согласно (20), равна

$$\tilde{\omega}_{pl} \simeq \frac{2e^2}{\mu_{c1}\varepsilon_i v_{F1}} \int_0^{q_{\perp\max}} \frac{q_\perp dq_\perp \tilde{\omega}_1(q_\perp)}{q_\perp^2 + 2\bar{\varkappa}_2^2 + \delta p_{F1}^2}. \tag{25a}$$

Предполагая, что $\tilde{\omega}_{pl}$ лежит в интервале $\Omega_{\max} \ll \tilde{\omega}_{pl} \ll \omega_{p1} \sim E_{F1}$, в рамках двухступенчатой аппроксимации параметра щели, когда $C_1(i\omega_n) = \Delta_0$ при $|\omega_n| < \tilde{\omega}_{pl}$ и $C_1(i\omega_n) = \Delta_\infty$ при $|\omega_n| > \tilde{\omega}_{pl}$, с помощью метода, развитого в [45], получаем экспоненциальную формулу для T_C

$$T_C^{(1)} \approx \tilde{\omega}_{pl} \exp\left\{-\frac{1 + \bar{\lambda} + \bar{\lambda}_0}{\bar{\lambda} - \mu_{c1}^*(1 + \bar{\lambda}_\infty)}\right\}, \tag{26}$$

где

$$\bar{\lambda} = \lambda_{ph} + \lambda_{pl}, \quad \mu_{c1}^* = \mu_{c1}\left[1 + \mu_{c1}\ln\left(E_{F1}/\tilde{\omega}_{pl}\right)\right]^{-1}, \tag{27}$$

$$\bar{\lambda}_0 = \sum_\alpha \lambda_\alpha \ln\left(1 + \frac{\tilde{\omega}_{pl}}{\tilde{\Omega}_\alpha}\right) + \lambda_{pl}\ln 2, \quad \bar{\lambda}_\infty = \sum_\alpha \lambda_\alpha \ln\left(1 + \frac{\tilde{\Omega}_\alpha}{\tilde{\omega}_{pl}}\right) + \lambda_{pl}\ln 2. \tag{28}$$

Заметим, что при $\tilde{\omega}_{pl} \gg \tilde{\Omega}_\alpha$ и при достаточно большой константе ЭФВ $\lambda_{ph} \gg \lambda_{pl} = \mu_{c1}$ формула (26) практически совпадает с полученной в [46] итерационной формулой для T_C со средней логарифмической частотой фононов в предэкспоненте.

В отсутствие $1D$-цепочек и квазиодномерных плазмонов формула (26) переходит в приближенную формулу для сверхпроводников с сильным ЭФВ [45]

$$T_C^{(2)} \approx \Omega_{\max} \exp\left\{-\frac{1+\lambda_{ph}+\lambda_0}{\lambda_{ph}-\mu_{c2}^*(1+\lambda_\infty)}\right\}, \tag{29}$$

где

$$\lambda_0 = \sum_\alpha \lambda_\alpha \ln\left(1+\frac{\Omega_{\max}}{\tilde{\Omega}_\alpha}\right), \quad \lambda_\infty = \sum_\alpha \lambda_\alpha \ln\left(1+\frac{\tilde{\Omega}_\alpha}{\Omega_{\max}}\right), \tag{30}$$

$$\mu_{c2}^* = \mu_{c2}\left[1+\mu_{c2}\ln\left(E_{F2}/\Omega_{\max}\right)\right]^{-1}, \quad \mu_{c2} = \frac{e^2}{\varepsilon_i v_{F2}} \ln\left(\frac{S_2+\varkappa_2^2}{\varkappa_2^2}\right). \tag{31}$$

Как видим, при $\tilde{\omega}_{pl} \gg \Omega_{\max}$ вклад квазиодномерных плазмонов в цепочках Cu—O приводит к существенному повышению T_C. Этот эффект должен значительно усилиться при явном учете процессов переброса, которые приводят к увеличению λ_{pl}, а также туннельных переходов между цепочками и слоями.

Как следует из (26)—(28), благодаря ЭПВ изотопический эффект в $1D$-цепочках сильно подавлен и проявляется только благодаря слабой (логарифмической) зависимости параметров $\tilde{\lambda}_0$ и $\tilde{\lambda}_\infty$ от $\tilde{\Omega}_\alpha$, что качественно согласуется с экспериментальными данными [47].

Переход от (26) к (29) с понижением T_C соответствует переходу от цепочечных структур к $2D$-слоям Cu—O, в которых ЭПВ, вопреки предположениям [22, 23, 28], не оказывает практически никакого влияния на сверхпроводимость, чем объясняются гораздо более низкие T_C в $La_{2-x}(Ba, Sr)_xCuO_{4-y}$ и экспериментально наблюдаемый эффект понижения T_C в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с ростом δ в результате разрушения $1D$-цепочек Cu—O [33], а также наличие по крайней мере двух щелевых особенностей на туннельных ВАХ [48, 49] и в оптических ИК спектрах [50, 51] за счет разной величины параметра щели в цепочках и слоях. Дополнительным косвенным подтверждением превалирующей роли цепочек в ВТСП в $YBa_2Cu_3O_7$ является относительно слабое изменение T_C при замене Y на любой редкоземельный элемент [52], включая La (но кроме Ce, Pm и Pr), в том числе на Ho, Dy и Gd, обладающие аномально большими магнитными моментами атомов, что должно приводить к разрушению куперовских пар и подавлению сверхпроводимости в соседних $2D$-слоях, но не может оказать существенного влияния на $1D$-цепочки, находящиеся на расстоянии $c/2 \approx 6$ Å и заэкранированные слоями. В то же время замещение в $YBa_2Cu_3O_7$ атомов Cu любым другим металлом — переходным (Ni, Co, Fe, Mn, Cr, V, Ti), простым (Zn) или благородным (Ag) — приводит к резкому понижению T_C [53], что может быть связано с разрушением цепочечной структуры, образованной за счет гибридизации d-орбиталей Cu с p-орбиталями O.

Следует подчеркнуть, что проведенное в настоящей работе рассмотрение применимо не только для монокристаллов, но и для поликристаллических образцов, эпитаксиальных пленок и керамик при условии, что минимальные размеры кристаллитов в направлении упорядоченных $1D$-цепочек Cu—O значительно превышают некоторую характерную длину $l_{\min} \leqslant 100$ Å, связанную с малыми передачами продольного импульса в амплитуде рассеяния вперед $q_x \sim \eta_\perp / v_{F1} \gg 10^6$ см$^{-1}$. При этом длина свободного пробега электронов l_0 за счет упругого рассеяния на точечных дефектах (вакансиях, примесях) может быть гораздо меньше $l_{\min}$, поскольку вероятность рассеяния назад из-за сравнительно слабой гофрировки ПФ мала, а упругое рассеяние с большими поперечными импульсами $q_\perp \sim \sqrt{S_1} \geqslant 10^8$ см$^{-1}$ не разрушает квазиодномерную топологию спектра и, так же как и в изотропных «грязных» сверхпроводниках, не препятствует куперовскому спариванию. Однако при $l_0 \ll l_{\min}$ необходимо учитывать сильное столкновительное затухание НЧ плазмонов, которое должно приводить к конечному затуханию квазичастиц в сверхпроводнике даже при $T \to 0$, т. е. к бесщелевой сверхпроводимости, что может объяснить наблюдающуюся в туннельных экспериментах [48, 49] ненулевую ПС внутри щели («псевдощель»).

Таким образом, рассмотренный выше «плазмонный» механизм усиления межэлектронного притяжения в $1D$-цепочках за счет обмена виртуальными НЧ плазмонами с анизотропным квазиакустическим спектром позволяет понять причину ВТСП в соединениях типа $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_C \approx \approx 90 \div 100$ K и многие на первый взгляд необычные свойства этих сверхпроводников, такие, например, как аномально малый изотопический эффект, бесщелевой характер сверхпроводимости, наличие нескольких щелевых особенностей в туннельной ПС, сильно затухающие НЧ возбуждения в оптических спектрах, понижение T_C при уменьшении содержания кислорода, слабая чувствительность T_C по отношению к замене Y на любой редкоземельный элемент, резкое падение T_C при замещении Cu другими металлами, как магнитными, так и немагнитными.

В заключение выражаю благодарность В. Н. Антонову, В. Г. Барьяхтару, А. Л. Касаткину, В. М. Пану, С. М. Рябченко и С. К. Толпыго за обсуждение ряда теоретических и экспериментальных вопросов, затронутых в данной работе.

Литература

[1] Bednorz I. G., Müller K. A. // Zschr. Phys. B. 1986. V. 64. N 1. P. 189—193.
[2] Chu C. W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 4. P. 405—407.
[3] Wu M. K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 9. P. 908—910.
[4] Ахиезер А. И., Померанчук И. Ф. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. № 3. С. 859—862.
[5] Ахиезер А. И., Ахиезер И. А. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 6 (12). С. 2208—2216; Привороцкий И. А. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. № 6 (12). С. 2255—2260.
[6] Little W. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 6A. P. 1416—1424.
[7] Гинзбург В. Л. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. № 6 (12). С. 2318—2320.
[8] Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А. // ДАН СССР. 1967. Т. 176. № 2. С. 558—561.
[9] Fröhlich H. // J. Phys. C. 1968. V. 1. N 2. P. 544—546.
[10] Пашицкий Э. А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 6 (12). С. 2387—2394; 1969. Т. 56. № 2. С. 662—668; УФЖ. 1969. Т. 14. № 1. С. 1882—1889.
[11] Пашицкий Э. А., Романов Ю. А. // УФЖ. 1970. Т. 15. № 10. С. 1594—1606.
[12] Винецкий В. Л., Пашицкий Э. А. // УФЖ. 1975. Т. 20. № 2. С. 338—341.
[13] Кулик И. О., Педан А. Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 4. С. 1469—1482.
[14] Aleksandrov A., Ranninger J. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 3. P. 1164—1169.
[15] Москаленко В. А. // ФММ. 1959. Т. 8. № 4. С. 503—513.
[16] Копаев Ю. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 3. С. 1012.
[17] Абрикосов А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 4. С. 235—238.
[18] Касаткин А. Л., Пашицкий Э. А. // ФНТ. 1984. Т. 10. № 1. С. 63.
[19] Anderson P. W. // Science. 1987. V. 235. N 4793. P. 1196—1205.
[20] Элиашберг Г. М. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 94—97.
[21] Звездин А. К., Хомский Д. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 102—105.
[22] Kresin V. Z. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 16. P. 8716—8719.
[23] Ruvalds J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 16. P. 8769—8772.
[24] Stern F. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. N 5. P. 546—548.
[25] Mattheiss L. F. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 10. P. 1028—1030.
[26] Yu J., Massida S., Freeman A. J., Koeling D. D. // Phys. Lett. 1987. V. 122. N 3, 4. P. 202—208.
[27] Ong N. P. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 16. P. 8807—8810.
[28] Askkenazi J., Kuper C. J., Tyk P. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. Supl. P. 987—989.
[29] Horowitz B. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 9. P. 3943—3954.
[30] Gutfreund H. // Physica. 1982. V. 109—110. N 5. P. 1866—1878.
[31] Дзялошинский И. Е., Кац Е. И. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. № 1 (7). С. 338—348.
[32] Williams P. F., Bloch N. A. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 3. P. 1097—1108.
[33] Renault A. et al. // J. Physique. 1987. V. 48. N 5. P. 1407—1410.
[34] Schlesinger Z., Collins R. T., Shafer M. W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 14. P. 7232—7235.
[35] David W. I. F. et al. // Nature. 1987. V. 327. N 1. P. 310—325.

[36] Freitas P. P., Tsuei C. C., Plaskett T. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 2. P. 833—835.
[37] Bilbro G., McMillan W. L. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 5. P. 1887—1892.
[38] Weber W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 5. P. 1371—1374.
[39] Мазин И. И. и др. Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 120—123.
[40] Stavola M. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 2. P. 850—853.
[41] Элиашберг Г. М. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 6. С. 1437—1441.
[42] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости / Под ред. В. Л. Гинзбурга и Д. А. Киржница. М., 1977. 400 с.
[43] Пашицкий Э. А., Макаров В. Л., Терещенко С. Д. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 2. С. 427—437.
[44] Габович А. М., Пашицкий Э. А., Шпигель А. С. // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. № 3. С. 1157—1160.
[45] Медведев М. В., Пашицкий Э. А., Пятилетов Ю. С. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 3 (9). С. 1186—1197.
[46] Каракозов А. Е., Максимов Е. Г., Машков С. А. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 5. С. 1937—1949.
[47] Batlogg B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 5. P. 2333—2335.
[48] Kirtley J. R. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 13. P. 7216—7219.
[49] Pan S. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 13. P. 7220—7223.
[50] Sulewski P. E. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 10. P. 5330—5333.
[51] Nagasaka K. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 2. P. L479—L483.
[52] Le Page Y. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 3617—3621.
[53] Xiao G. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 16. P. 8782—8785.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
16 марта 1988 г.
В окончательной редакции
21 июня 1988 г.