Физика низких температур, 1995, т. 21, № 4, с. 405–410 УДК 538.945

Ступенчатая зависимость критической температуры от содержания кислорода и аномалии изотопического эффекта в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ как результат проявления плазмонного механизма высокотемпературной сверхпроводимости

Э. А. Пашицкий

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1994 г.

Показано, что наблюдающийся в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ немонотонный (ступенчатый) характер зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода T_c от x и аномально слабый отрицательный изотопический эффект по кислороду в $YBa_2Cu_3O_7$ при селективном замещении изотопа ^{16}O на ^{18}O в плоскостях CuO_2 являются результатом конкуренции между фононным и плазмонным механизмами ВТСП. Предсказывается возможность наблюдения конечного изотопического эффекта по меди в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в области $0{,}50 \le x \le 0{,}75$ и в других купратных металлооксидных соединениях с $T_c < 60$ K.

Показано, що немонотонний (ступеневий) характер залежності критичної температури надпровідного переходу T_c від x, який спостерігається в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, і аномально слабкий від'ємний ізотопічний ефект по кисню в $YBa_2Cu_3O_7$ завдяки селективній заміні ізотопу ^{16}O на ^{18}O в площинах CuO_2 є результатом конкуренції між фононним та плазмонним механізмами ВТНП. Передбачається можливість спостереження ненульового ізотопічного ефекту по міді в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в області $0{,}50 \le x \le 0{,}75$ і в інших купратних металооксідних сполуках з $T_c < 60$ K.

1. Одной из характерных особенностей высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ является «ступенчатая» зависимость T_c от x [1]. Резкий рост T_c в точке $x = 0{,}75$ часто связывают с возникновением упорядоченных одномерных ($1D$) цепочек CuO в базисных плоскостях $z = 0$. Однако в последнее время становится ясным, что цепочки не принимают непосредственного участия в сверхпроводимости, а являются «резервуаром» кислородных дырок, поставляя их в двумерные ($2D$) купратные слои CuO_2 через так называемый «мостиковый» (или «апикальный») кислород в слоях BaO.

В настоящей работе показано, что «ступеньку» на зависимости T_c от x в области $x > 0{,}75$ в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ можно объяснить началом заполнения аномально узкой $2D$ зоны «тяжелыми» (h) дырками и включением «плазмонного» механизма ВТСП, обусловленного куперовским спариванием «легких» (l) дырок в широкой $2D$ зоне в слоях CuO_2 за счет электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) с относительно низкочастотными (НЧ) коллективными возбуждениями зарядовой плотности h-дырок — акустическими плазмонами (АП). Это приводит к ослаблению изотопического эффекта (ИЭ) по кислороду по мере повышения T_c с ростом x и к отрицательному ИЭ в $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c = 91$ K при селективном замещении ^{16}O на ^{18}O в плоскостях CuO_2 [2].

С другой стороны, в области $0{,}50 \le x \le 0{,}75$, где $T_c < 60$ K, а сверхпроводимость обусловлена электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ), поскольку узкая зона полностью заполнена, и ветвь АП отсутствует, следует ожидать конечного ИЭ по меди, так же как и в других купратных металлооксидных соединениях с $T_c < 60$ K.

2. Как было показано в работах [3], сравнительно простая модель «плазмонного» механизма сверхпроводимости в слоистом металле с перекрывающимися вблизи уровня Ферми широкой и узкой $2D$ зонами, частично заполненными l- и h-носителями заряда (электронами, дырками), позволяет объяснить все основные особенности явления ВТСП в купратных металлооксидах, в том числе аномально слабый (почти нулевой) ИЭ по кислороду при высоких $T_c \gtrsim 100$ K [4], усиление ИЭ по мере понижения T_c в $YBa_2Cu_3O_7$ с неизовалентными примесями (Pr вместо Y [5] или La вме-

сто Ba [6]), немонотонные зависимости T_c от концентрации допированных дырок [7] и др. Существование аномально узких (шириной $W_h < 0{,}05$ эВ) зон в купратных металлооксидах дырочного типа было подтверждено недавно в экспериментах [8] по фотоэлектронной эмиссии с угловым разрешением (ARPES-метод).

Будем предполагать, что начало заполнения такой узкой $2D$ зоны с высокой плотностью состояний (ПС) почти локализованными на узлах решетки h-дырками с эффективной массой $m_h^* = 4/(W_h a^2) \geq 40 m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона; a — постоянная решетки в плоскости слоев) и связанное с этим включение «плазмонного» механизма ВТСП в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ происходит в точке $x=0{,}75$, где наблюдается резкое возрастание T_c (перегиб или излом на зависимости T_c от x).

С другой стороны, при достаточно большом содержании кислорода в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, как известно, начинают формироваться упорядоченные $1D$ цепочки CuO в базисных плоскостях $z = 0$, и кислородные дырки в процессе допирования примерно поровну распределяются между $2D$ слоями CuO_2 и $1D$ цепочками CuO. Так например, в $YBa_2Cu_3O_7$ ($x = 1$) со средней объемной концентрацией допированных дырок $n_p \approx 6 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ на каждый слой CuO_2 приходится около 1/3 всех дырок, т.е. их $2D$ плотность в слое равна $N_p \approx 1/3\, n_p c \approx 2{,}4 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ (где c — постоянная решетки вдоль оси z), причем, примерно половина этих дырок заполняет широкую $2D$ зону (l-дырки), а вторая половина — узкую $2D$ зону (h-дырки).

Будем считать для простоты, что равномерное распределение дырок между слоями и цепочками сохраняется в той области концентраций кислорода $0{,}75 \leq x \leq 1{,}0$, в которой одновременно происходит упорядочение $1D$ цепочек CuO и заполнение узкой зоны h-дырками в $2D$ слоях CuO_2, тогда как концентрация l-дырок в широкой $2D$ зоне купратных слоев остается почти постоянной ($n_l \approx \text{const}$). Тогда для $2D$ плотности l-дырок в каждом слое CuO_2 получаем оценку $N_l \approx 1{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$, а плотность h-дырок возрастает от нуля при $x = 0{,}75$ до $N_h^{\max} \approx 1{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ при $x = 1$. Это соответствует почти постоянным значениям ферми-импульса $k_{Fl} = \sqrt{2\pi N_l} \approx 2{,}8 \cdot 10^7$ см$^{-1}$ и ферми-энергии $E_{Fl} = \pi N_l / m_l^* \approx 0{,}285 m_0/m_l^*$ эВ вырожденных l-носителей (с продольной эффективной массой m_l^*) и максимальной плазменной частоте l-носителей $\Omega_h^{\max} = [4\pi e^2 N_h^{\max}/(\varepsilon_\infty m_h^* c)]^{1/2} \approx 0{,}18 \varepsilon_\infty^{-1/2}$ эВ при $x = 1$, где ε_∞ — высокочастотная (ВЧ) диэлектрическая проницаемость решетки.

Величину m_l^* можно оценить, исходя из экспериментальных значений продольной плазменной частоты l-носителей $\Omega_l = [4\pi e^2 N_l / (\varepsilon_\infty m_l^* c)]^{1/2} \approx 1{,}5$ эВ и $\varepsilon_\infty \approx 3{,}8$–$5{,}2$ [9,10]. Если считать, что эффективные массы l-дырок в плоскости слоев CuO_2 и вдоль цепочек CuO примерно одинаковы, а суммарная объемная концентрация l-дырок в $YBa_2Cu_3O_7$ равна $n_l \approx 4 \cdot 10^{21}$ см$^{-3}$ (за вычетом 1/3 дырок в узкой $2D$ зоне), то для среднего значения $\bar{\varepsilon}_\infty = 4{,}5$ получаем оценку $m_l^* \approx 0{,}5 m_0$, так что $E_{Fl} \approx 0{,}57$ эВ.

Усредненная по поверхности Ферми частота АП в слоистом металле с $2D$ электронным спектром определяется выражением (см. [3]):

$$\tilde{\Omega}_h \approx \Omega_h [n^2 k_{Fl}\, c (1 + n^2 \alpha_l)^{-1}]^{1/2} , \qquad (1)$$

где n — число плотно упакованных проводящих слоев в примитивной ячейке; $\alpha_l = (1/k_{Fl} a_l^*)$ — безразмерный параметр плотности l-носителей; $a_l^* = \varepsilon_\infty / m_l^* e^2$ — их эффективный боровский радиус ($\hbar = 1$). Для приведенных выше значений параметров $a_l^* \approx 4{,}8$ Å и $\alpha_l \approx 0{,}76$. Полагая, что в $YBa_2Cu_3O_7$ общее число проводящих купратных слоев равно $n = 3$ (включая базисную плоскость с $1D$ цепочками), при $\varepsilon_\infty \approx 4{,}5$ получаем оценку $\tilde{\Omega}_h^{\max} \approx 0{,}16$ эВ.

3. Вычисление T_c и показателей ИЭ для разных компонент $\alpha_j = -\partial \ln T_c / \partial \ln M_j$ (где M_j -масса атома j-го сорта) будем проводить на основе экспоненциальной формулы для T_c, полученной в [11] с помощью приближенного решения уравнений Элиашберга [12] в рамках ступенчатой аппроксимации для параметра щели $\Delta(\omega)$ [13,14] при последовательном учете дополнительных перенормировок констант межэлектронного притяжения и кулоновского отталкивания за счет эффектов сильной связи (в [13,14] эти перенормировки учитывались неполностью). В рамках простой модели спектральной ПС с δ-образными (эйнштейновскими) пиками для полярного ЭФВ с оптическими колебаниями атомов меди и кислорода (в позициях [O2], [O3] и [O4]), которые гибридизируются с АП, при учете обменно-корреляционных эффектов «локального поля» в заряженной ферми-жидкости [15] эта формула принимает вид

$$T_c = \tilde{\Omega} \exp\left(-\frac{1 + \lambda + \tilde{\lambda}_0}{\tilde{\lambda} - \tilde{\mu}_c^*(1 + \tilde{\lambda}_\infty)}\right) , \qquad (2)$$

$$\lambda = \sum_{j=1}^{3} \lambda_j \; ; \quad \tilde{\lambda} = \sum_{j=1}^{3} \tilde{\lambda}_j \; ; \quad \tilde{\lambda}_j \approx \lambda_j (1 + \mu_c) \; ; \qquad (3)$$

$$\tilde{\lambda}_0 = \sum_{j=1}^{3} \tilde{\lambda}_j \ln (1 + \tilde{\Omega}/\omega_j) \ ;$$
$$\tilde{\lambda}_\infty = \sum_{j=1}^{3} \tilde{\lambda}_j \ln (1 + \omega_j /\tilde{\Omega}) \ ; \qquad (4)$$

$$\tilde{\Omega} = \left[\frac{1}{\lambda} \sum_{j=1}^{3} \lambda_j \omega_j^2\right]^{1/2} \ ; \ \tilde{\mu}_c \approx \mu_c (1 + \mu_c) \ ; \qquad (5)$$

$$\tilde{\mu}_c^* = \tilde{\mu}_c [1 + \tilde{\mu}_c \ln (E_{Fl} /\tilde{\Omega})]^{-1} \ . \qquad (6)$$

Здесь $\lambda_1 = \lambda_{\rm Cu}$, $\lambda_2 = \lambda_{[\rm O4]}$ и $\lambda_3 = \lambda_{pl} = \lambda_{[\rm O2,O3]}$ — затравочные, а $\tilde{\lambda}_1$, $\tilde{\lambda}_2$ и $\tilde{\lambda}_3$ — перенормированные константы связи для ЭФВ и ЭПВ; μ_c и $\tilde{\mu}_c$ — соответствующие константы кулоновского отталкивания; $\omega_1 = \omega_{\rm Cu}$ и $\omega_2 = \Omega_{\rm O}$ — частоты колебаний атомов меди и «мостикового» кислорода (в позиции [O4]); $\omega_3 = (\tilde{\omega}_{\rm O}^2 + \tilde{\Omega}_h^2)^{1/2}$ — гибридная частота связанных фонон-плазменных колебаний, а $\tilde{\omega}_{\rm O}$ — перенормированная за счет гибридизации с АП средняя частота колебаний «плоскостного» кислорода (в позициях [O2] и [O3]). Согласно полученным в [16] спектрам комбинационного рассеяния света, в СП фазе $\rm YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta << 1$) дипольно-активные фононные частоты равны $\tilde{\omega}_{\rm cu} \approx 245$ K, $\Omega_{\rm O} \approx 725$ K и $\tilde{\omega}_{\rm O} \approx 490$ K, тогда как в несверхпроводящей (диэлектрической) фазе $\rm YBa_2Cu_3O_6$ соответствующие частоты, согласно рентгеновским и нейтронным экспериментам [17,18], равны $\omega_{\rm cu} \approx$ ≈ 190 K, $\Omega_{\rm O} \approx 740$ K и $\omega_{\rm O} \approx 380$ K.

Заметим, что для достаточно высоких $T_c > 80$ K вклад колебаний атомов меди в ЭФВ и куперовское спаривание l-носителей можно не учитывать, поскольку, как было показано в [19,20], НЧ фононные ветви с частотами $\omega_j < \pi T_c$ не влияют на величину T_c аналогично статическим дефектам решетки, так что в (3) можно положить $\lambda_1 \equiv$ $\equiv \lambda_{\rm Cu} = 0$. (Разумеется, это относится и к НЧ колебаниям более тяжелых атомов.)

Затравочная константа ЭПВ в слоистом кристалле при $n = 3$ по порядку величины равна [3]

$$\lambda_3 = \lambda_{pl} \approx \mu_c \approx 3\alpha_l /2 \ . \qquad (7)$$

Таким образом, неопределенным остается только один параметр модели — константа ЭФВ с колебаниями «мостикового» кислорода $\lambda_2 \equiv \lambda_{[\rm O4]}$, которая должна быть меньше λ_3 из-за расположения атомов [O4] вне СП плоскостей $\rm CuO_2$.

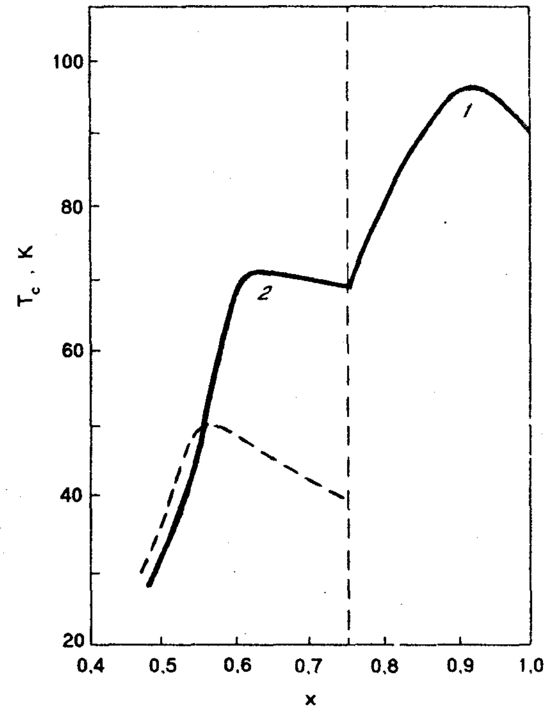

Рис. 1. Зависимости T_c от x в $\rm YBa_2Cu_3O_{6+x}$ для плазмонного механизма ВТСП в области $0{,}75 \le x \le 1{,}0$ при следующих значениях параметров: $\lambda_{pl} = \mu_c = 1{,}14$; $\lambda_2 = 0{,}855$; $\lambda_1 = 0$, $E_{Fl} = 0{,}57$ эВ, $\tilde{\Omega}_{\rm O} = 725$ K, $\tilde{\omega}_{\rm O} = 490$ K, $0 \le \tilde{\Omega}_h \le 1870$ K, 600 K $\le \tilde{\Omega} \le 1540$ K (*1*) и для фононного механизма сверхпроводимости в области $0{,}5 \le x \le 0{,}75$ при значениях параметров: $\lambda_3 = \mu_c = 1{,}5\alpha_l$, $\lambda_2 = 0{,}75\lambda_3$, $\lambda_1 = 0{,}5\lambda_3$, $\omega_1 = 190$ K, $\omega_2 = 740$ K, $\omega_3 = 360$ K, $\tilde{\Omega}_h = 0$ и $\tilde{\Omega} = 500$ K ($0{,}6 \le \alpha_l \le 1{,}53$ и $0{,}14$ эВ $\le E_{Fl} \le 0{,}86$ эВ (*2*)). Штриховая кривая — зависимость $T_c(x)$ при $\lambda_1 = \lambda_3$.

На рис. 1 сплошная кривая *1* в области $0{,}75 \le x \le 1{,}0$ соответствует рассчитанной по формулам (2)–(6) зависимости T_c от x для плазмонного механизма ВТСП с учетом приведенных выше значений параметров при $\lambda_2 = 0{,}75\lambda_{pl}$ и при изменении концентрации h-дырок N_h и их плазменной частоты Ω_h в процессе допирования в интервалах $0 < N_h \le 1{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$ и $0 < \Omega_h \le 2\,000$ K (при постоянной концентрации l-носителей $N_l =$ $= 1{,}2 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}$). Значение T_c в точке $x = 0{,}75$, где по определению, $N_h = \Omega_h = 0$, вычислялось при $\omega_3 = \omega_{\rm O} = 380$ K, когда отсутствует гибридизация оптических колебаний «плоскостного» кислорода с АП.

С другой стороны, кривая *2* в области $x \le 0{,}75$ (рис. 1) вычислялась без учета АП ($\Omega_h = 0$), но с учетом НЧ фононной ветви $\omega_1 \equiv \omega_{\rm Cu}$ с константой связи $\lambda_1 \equiv \lambda_{\rm Cu} = 0{,}5\lambda_3$, поскольку в плоскости $\rm CuO_2$ на два иона $\rm O^{2-}$ приходится один ион $\rm Cu^{2+}$. Как видим, наблюдается почти точная «стыковка» обеих кривых, соответствующих фактически разным механизмам сверхпроводимости. Заметим, что при $\lambda_1 = \lambda_3$ значения T_c в области $0{,}5 \le x \le 0{,}75$ гораздо ниже, чем при $\lambda_1 = \lambda_3/2$, за счет низкой частоты $\omega_1 = 190$ K, и зависимости $T_c(x)$ не стыкуются в точке $x = 0{,}75$ (штриховая кривая).

В целом, теоретическая зависимость T_c от x как в качественном, так и в количественном отношении удовлетворительно согласуется с экспериментальной зависимостью $T_c(x)$ для $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ [1], тем более, если учесть, что формула (2) приводит к несколько завышенным (на 10–20%) значениям T_c по сравнению с более точными решениями уравнения Элиашберга [19–21]. Более плавный ход экспериментальной зависимости $T_c(x)$ вблизи точки $x = 0{,}75$ [2] по сравнению с теоретической зависимостью $T_c(x)$ при смене механизма ВТСП (рис. 1) может быть связан с процессами постепенного упорядочения 1D цепочек CuO и неравномерного перераспределения дырок между слоями и цепочками.

4. Показатель ИЭ по j-й компоненте СП соединения может быть вычислен по следующей формуле, полученной на основании (2)–(6):

$$\alpha_j \equiv \frac{1}{2}\frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln \omega_j} = \frac{\lambda_j \omega_j^2}{2\lambda\tilde{\Omega}^2}\left[1 - \frac{1+\tilde{\lambda}_\infty}{1+\lambda+\tilde{\lambda}_0}\left(\frac{\tilde{\mu}_c^*}{\tilde{\Lambda}}\right)^2\right] + \frac{\tilde{\lambda}_j\tilde{\Omega}}{2\tilde{\Lambda}(1+\lambda+\tilde{\lambda}_0)(\tilde{\Omega}+\omega_j)}\left(1-\frac{\lambda_j}{\lambda}\frac{\omega_j^2}{\tilde{\Omega}^2}\right)\left(1-\frac{\omega_j}{\tilde{\Omega}}\frac{\tilde{\mu}_c^*}{\tilde{\Lambda}}\right), \quad (8)$$

где

$$\tilde{\Lambda} = \frac{\tilde{\lambda} - \tilde{\mu}_c^*(1+\tilde{\lambda}_\infty)}{1+\lambda+\tilde{\lambda}_0}. \quad (9)$$

При выводе (8) предполагалось, что константы полярного ЭФВ в ионном кристалле имеют в основном кулоновскую природу и слабо зависят от фононных частот ω_j. Заметим, что для гибридных фонон-плазмонных колебаний с частотой $\omega_3 \equiv (\tilde{\omega}_0^2 + \tilde{\Omega}_h^2)^{1/2}$ вклад в ИЭ определяется только частотой $\tilde{\omega}_0$ колебаний «плоскостного» кислорода [O2] и [O3]. Поэтому соответствующий парциальный показатель ИЭ равен

$$\alpha_{[O2,O3]} = \frac{\tilde{\omega}_0^2}{\omega_3^2}\alpha_3\ ; \quad \alpha_3 = \frac{1}{2}\frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln \omega_3}, \quad (10)$$

а суммарный показатель ИЭ по кислороду определяется как

$$\alpha_O = \alpha_{[O2,O3]} + \alpha_{[O4]}\ ; \quad \alpha_{[O4]} = \frac{1}{2}\frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln \omega_2}. \quad (11)$$

Колебания атомов [O1] в цепочках CuO можно не учитывать из-за их большой удаленности от плоскостей CuO_2.

На рис. 2 в области $x \le 0{,}75$ показаны вычисленные по формулам (9)–(11) зависимости от x суммарной α_O (11) и парциального $\alpha_{[O2,O3]}$ (10) показателей ИЭ по кислороду (кривые *1* и *2* соответственно), а также показатель ИЭ по меди $\alpha_1 \equiv \alpha_{Cu}$ (кривая *3*) для фононного механизма сверхпроводимости при тех же значениях параметров, что и на рис. 1. Как видим, наблюдается «нормальное» поведение всех показателей ИЭ, типичное для сверхпроводников с преобладающим ЭФВ и достаточно сильным кулоновским отталки-

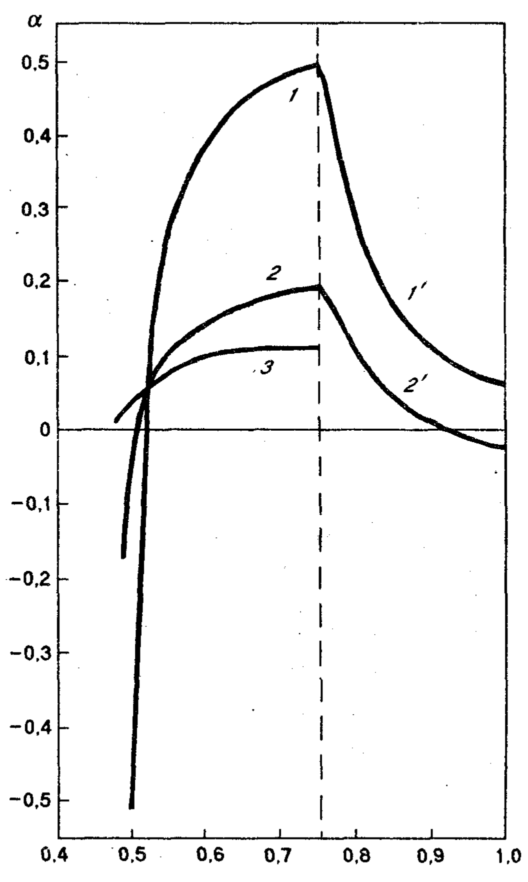

Рис. 2. Зависимости показателей ИЭ по кислороду и меди от x в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ для фононного (область $0{,}50 \le x < 0{,}75$) и плазмонного (область $0{,}75 \le x \le 1{,}0$) механизмов сверхпроводимости, вычисленные для тех же значений параметров, что и на рис. 1: $\alpha_O(x)$ при полном замещении ^{16}O на ^{18}O (*1*); $\alpha_{[O2,O3]}(x)$ при селективном замещении ^{16}O на ^{18}O в слоях CuO_2 (*2*); $\alpha_{Cu}(x)$ при замещении ^{63}Cu на ^{65}Cu (*3*); $\alpha_O(x)$ и $\alpha_{[O2,O3]}(x)$ в случае преобладающего ЭПВ (*1′* и *2′*).

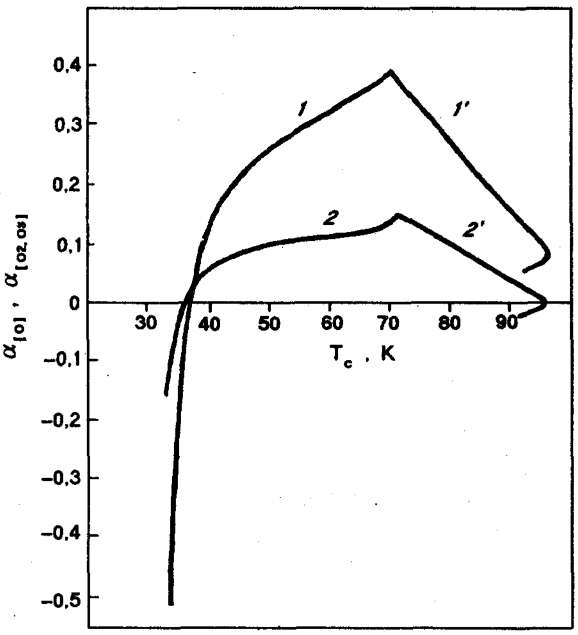

Рис. 3. Зависимости α_O (*1* и *1'*) и $\alpha_{[O2,O3]}$ (*2* и *2'*) от T_c для ЭФВ ($0,5 \le x \le 0,75$) и для ЭПВ ($0,75 \le x \le 1,0$) в соответствии с данными рис. 1 и 2.

ванием: увеличение α_O и α_{Cu} с повышением T_c и отрицательный ИЭ при низких T_c [22].

В то же время, в области $0,75 \le x \le 1,0$, в которой происходит смена механизма ВТСП, благодаря преобладающему ЭПВ наблюдается противоположная тенденция: ослабление как полного (кривая *1'*), так и парциального (кривая *2'*) ИЭ по кислороду с повышением T_c и отрицательный ИЭ при $x = 1$ и $T_c \approx 90$ К в случае селективного замещения ^{16}O на ^{18}O только в плоскостях CuO_2 ($\alpha_{[O2,O3]} < 0$) при положительном, но слабом ИЭ для полного изотопного замещения кислорода во всех позициях, что качественно согласуется с экспериментальными данными, полученными в [2] для $YBa_2Cu_3O_7$.

Наконец, на рис. 3 показаны зависимости от T_c полного α_O (кривая *1* и *1'*) и парциального $\alpha_{[O2,O3]}$ (кривые *2* и *2'*) показателей ИЭ по кислороду, построенные в соответствии с рис. 1 и 2 для разных механизмов ВТСП в областях $0,5 \le x \le 0,75$ и $0,75 \le x \le 1,0$. Немонотонное поведение α_O и $\alpha_{[O2,O3]}$ при изменении концентрации кислорода в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ существенно отличается от полученных в [5,6] зависимостей α_O от T_c в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $Y(Ba_{1-x}La_x)_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $\delta \ll 1$ и $0 \le x \le 0,5$ в том же интервале $30\ K \lesssim T_c \lesssim 90$ K. Такое различие обусловлено тем, что при максимальном содержании кислорода ($\delta \to 0$) сохраняется упорядоченная структура $1D$ цепочек CuO, а изменение T_c и α_O определяется только изменением концентрации допированных дырок (см. [3]).

В заключение отметим, что конечный ИЭ по меди должен наблюдаться во всех купратных металлооксидах с $T_c < 60$ K, когда выполняется условие $\omega_{cu} > \pi T_c$, что было недавно показано в экспериментах на металлооксидах $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ с $T_c < 40$ K [23]. Заметим, что в $La_{2-x}(Ba,Sr)_xCuO_4$, по-видимому, происходит смена механизма ЭФВ на ЭПВ в точке структурного перехода $x = 0,13$, в которой показатели ИЭ α_O и α_{Cu}, согласно [23], скачком уменьшаются от значений 0,91–0,93 до 0,11–0,15.

При более высоких $T_c > \tilde{\omega}_{Cu}/\pi \approx 80$ K не может наблюдаться заметный ИЭ по меди из-за квазистатического характера НЧ колебаний атомов Cu, что соответствует отрицательным результатам многочисленных экспериментов для $YBa_2Cu_3O_7$ с $T_c = 90$ K [24–27] по измерению ИЭ по меди ($\alpha_{Cu} = 0$).

Выражаю благодарность В. М. Локтеву и А. С. Александрову, которые обратили мое внимание на статьи [2,23], а также В. З. Кресину, В. И. Пентегову и А. С. Семенову за полезные дискуссии.

1. J. H. Brewer, E. J. Ansaldo, J. F. Carolan et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1073 (1988).
2. J. H. Nickel, D. E. Morris, and J. W. Ager, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 81 (1993).
3. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 301 (1992); **56**, 364, 419 (1992); **58**, 389 (1993); *ЖЭТФ* **103**, 867 (1993); *ФНТ* **19**, 140 (1993).
4. B. Batlogg, R. J. Cava, L. W. Rupp, Jr. A. M. Mujsce, J. J. Krajewski, J. P. Remeika, W. F. Peek, Jr., A. S. Cooper, and G. P. Espinosa, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1670 (1988).
5. J. P. Franck, J. Jung, M.-A. K. Mohamed, S. Gygax, and G. I. Sproule, *Phys. Rev.* **B44**, 5318 (1991).
6. H. J. Bornemann and D. E. Morris, *Phys. Rev.* **B44**, 5322 (1991).
7. J. L. Tallon, R. J. Buckley, E. M. Haines, M. R. Presland, A. Mawdsley, N. E. Flower, and J. Loram, *Physica* **C185–189**, 855 (1991).
8. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King, D. S. Marshall, L. W. Lombardo, P. H. Dickinson, A. F. Loeser, J. DiCarlo, C.-H. Park, A. Kapitulnik, and W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
9. J. Orenstein, G. A. Thomas, A. J. Millis, S. L. Cooper, D. H. Rapkine, T. Timusk, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B42**, 6342 (1990).
10. I. Bozovic, J. M. Kim, J. S. Harris, and W. Y. Lee, *Phys. Rev.* **B43**, 1169 (1991).
11. М. В. Медведев, Э. А. Пашицкий, Ю. С. Пятилетов, *ЖЭТФ* **65**, 1186 (1973).
12. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **38**, 966 (1960); **39**, 1437 (1960).
13. W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**, 331 (1968).
14. C. R. Leavens and J. R. Carbotte, *Can. J. Phys.* **49**, 724 (1971).
15. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 629 (1993).

16. А. А. Буш, И. В. Гладышев, А. А. Голуб и др. *Письма в ЖЭТФ* 50, 250 (1989).
17. *B. Renker, F. Gompf, D. Ewert, Physica* C153–155, 253 (1988).
18. F. Gompf, E. Gering, B. Renker, et al., *Physica* C153–155, 274 (1986).
19. А. Е. Каракозов, Е. Г. Максимов, С. А. Машков, *ЖЭТФ* 68, 1937 (1975).
20. *«Проблема высокотемпературной сверхпроводимости»* В. Л. Гинзбург и Д. А. Киржниц (ред.), Наука, Москва (1977).
21. М. В. Медведев, Ю. С. Пятилетов, *ФММ* 37, 244 (1974).
22. Ю. С. Пятилетов, *ФММ* 39, 679 (1975).
23. J. P. Franck, S. Harker, and J. H. Brewer, *Phys. Rev. Lett.* 70, 81 (1993).
24. L. C. Laurne, A. Zettl, T. W. Barbee III, and M. L. Cohen, *Phys. Rev.* B36, 3990 (1987).
25. B. V. Vagiliev and V. L. Luschikov, *Physica* C153–155, 261 (1988).
26. LinQuan, Wev Yu-nian, Yun Qi-wei, *Solid State Commun.* 5, 869 (1988).
27. A. Masarenhas, H. Katayama-Voshida, J. Pankove, and S. K. Deu, *Phys. Rev.* B39, 4699 (1989).

A stepwise dependence of the critical temperature on oxygen contents and isotopic effect anomalies in $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ resulting from the plasmon mechanism of high-T_c superconductivity

E. A. Pashitsky

It is shown that the nonmonotonic (stepwise) character of the dependence of the superconducting transition temperature T_c upon x observed in $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, along with the anomalously weak negative isotopic effect versus oxygen in $YBa_2Cu_3O_7$ on selective substitution of ^{16}O with ^{18}O in the CuO_2 plane, is the result of competition of the plasmon and phonon HTSC mechanisms. The final isotopic effect versus copper is predicted for $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ at $0.50 \leq x \leq 0.75$ and for other metal–oxide cuprate compounds with $T_c < 60$ K.