

АНОМАЛИИ ИЗОТОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ — ПРОЯВЛЕНИЕ "ПЛАЗМОННОГО" МЕХАНИЗМА СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Э.А.Пашицкий

Институт физики АН Украины
252650, Киев

Поступила в редакцию 5 февраля 1992 г.

Показано, что наблюдаемое в слоистых купратных металло-оксидных соединениях (МОС) уменьшение показателя изотопического сдвига по кислороду при повышении критической температуры сверхпроводящего перехода T_c можно объяснить на основе "плазмонного" механизма сверхпроводимости, обусловленного куперовским спариванием "легких" носителей тока в широкой $2D$ -зоне за счет обмена виртуальными квантами низкочастотных коллективных возбуждений зарядовой плотности "тяжелых" носителей в узкой $2D$ -зоне - акустическими плазмонами, которые гибридизуются с кислородными колебательными модами.

1. Аномально слабый изотопический эффект (ИЭ) в высокотемпературных сверхпроводниках ^{1,2} и тенденция к уменьшению показателя изотопического сдвига по кислороду для разных типов купратных МОС по мере повышения T_c ^{2,3} свидетельствуют о возможности нефононного механизма высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), поскольку в обычных низкотемпературных сверхпроводниках, как правило, наблюдается обратная тенденция - уменьшение показателя изотопического сдвига по мере понижения T_c ^{3 1)}.

Недавно в ⁷ были проведены измерения ИЭ при замещении ¹⁶O на ¹⁸O в соединении $(Pr_x Y_{1-x})Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в зависимости от содержания Pr, примесь которого подавляет сверхпроводимость (понижает T_c) за счет уменьшения концентрации дырок (из-за более высокой валентности Pr по сравнению с Y). В ⁷ было обнаружено, что по мере уменьшения x и повышения T_c показатель изотопического сдвига по кислороду α_0 резко падает (от $\alpha_0 \approx 0,5$ при $x = 0,5$ и $T_c \approx 30$ К до $\alpha_0 \approx 0,02$ при $x = 0$ и $T_c \approx 90$ К).

В настоящей статье показано, что такой резкий спад показателя изотопического сдвига при повышении T_c характерен для "плазмонного" механизма сверхпроводимости ⁸ в слоистом металле с частично заполненной "тяжелыми" (h) носителями заряда узкой $2D$ -зоной вблизи уровня Ферми при условии, что куперовское спаривание вырожденных "легких" (l) носителей тока в широкой $2D$ -зоне обусловлено обменом виртуальными акустическими плазмонами, которые, согласно ^{8,9} легко гибридизуются с оптическими фононами (в частности, с дипольно-активными колебаниями ионов кислорода в слоях CuO_2).

2. Согласно ¹⁰, спектр акустических плазмонов в случае почти локализованных на узлах решетки h -носителей в узкой $2D$ -зоне²⁾ с одночастичным спектром $E_h(k_x, k_y) = \frac{W_h}{4}(\cos k_x a + \cos k_y a)$ в приближении сильной связи (W_h - ширина узкой зоны, a - постоянная решетки в плоскости слоев) при условии $W_h < e^2/a\epsilon_\infty$, где ϵ_∞ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость

¹⁾Исключение составляют гидриды PdH(D), PtH(D) с отрицательным ИЭ при $T_c \approx 10$ К ⁴ и $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ с резким сбросом показателя изотопического сдвига по кислороду в точке максимума $T_c \approx 40$ К (от $\alpha_0 \approx 0,6$ до $\alpha_0 \approx 0,1$) ⁵, что связано, по-видимому, с сильным ангармонизмом фононов в области неустойчивости решетки ⁶.

²⁾Существование узкой зоны с высокой плотностью состояний подтверждается наблюдавшимся в ^{11,12} "пиннингом" уровня Ферми при разных степенях легирования (допирования) купратных МОС.

кристалла, лежит выше области сильного квантового затухания Ландау на h -носителях и гибридизуется с оптическими фононами (кислородными колебательными модами) во всем объеме зоны Бриллюэна ⁸.

При учете электрон-плазмонного взаимодействия (ЭПВ) с акустическими плазмонами и электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) только с одной оптической ветвью, соответствующей колебаниям ионов кислорода O^{2-} в купратных слоях CuO_2 , эффективное запаздывающее взаимодействие между вырожденными l -носителями может быть представлено в виде ^{8,10}:

$$\tilde{V}_{ll}(\vec{q}, \omega) = D_{pl}(\vec{q}, \omega) + \tilde{V}_C(\vec{q}). \quad (1)$$

Здесь $D_{pl}(\vec{q}, \omega) = V_C(\vec{q}) \cdot [\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega) - \epsilon^{-1}(\vec{q}, \omega_{max})]$ - плазменная функция Грина, $V_C(\vec{q})$ и $V_c(\vec{q}) \equiv V_C(\vec{q})/\epsilon(\vec{q}, \omega_{max})$ - матричные элементы затравочного и экранированного кулоновского отталкивания, $\tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega)$ - обобщенная диэлектрическая проницаемость двухзонного металла:

$$\tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega) = \epsilon_i(\vec{q}, \omega) - V_C(\vec{q})[\Pi_l(\vec{q}, \omega) + \Pi_h(\vec{q}, \omega)] - \frac{\omega_{LO}^2(\vec{q}) - \omega_{TO}^2(\vec{q})}{\omega^2 - \omega_{TO}^2(\vec{q})}, \quad (2)$$

где ϵ_i - часть диэлектрической проницаемости, связанная с поляризацией ионной решетки и с межзонными переходами, Π_l и Π_h - поляризационные операторы l - и h -носителей, ω_{LO} и ω_{TO} - частоты продольных и поперечных оптических фононов, а ω_{max} - предельная энергия обрезания ЭПВ, равная по порядку величины энергии Ферми l -носителей E_{F1} .

В области энергий $W_h \sin(q_{||}a/2) < |\omega| < \Omega_{\pm}(\vec{q})$, где Ω_{\pm} - частоты гибридных фонон-плазменных колебаний ^{8,9}, имеет место межэлектронное притяжение $Re\tilde{V}_{ll}(\vec{q}, \omega) \equiv V_C(\vec{q})Re\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega) < 0$. В области передаваемых импульсов $q_{||} \approx 2k_{F1}$ (k_{F1} - ферми-импульс l -носителей), которая вносит основной вклад в куперовское спаривание квазичастиц в квазидвумерном металле с цилиндрической поверхностью Ферми, $Re\tilde{\epsilon}(\vec{q}, \omega) = 0$, а $Im\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega)$ имеет максимум на частоте (при $\omega_{LO}^2 \gg \omega_{TO}^2$)

$$\tilde{\Omega}_+ \equiv \Omega_+(2k_{F1}) \approx \left[\frac{\Omega_h^2 k_{F1} d + \omega_{LO}^2}{1 + \alpha_{\infty}} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где Ω_h - плазменная частота h -носителей в узкой $2D$ -зоне, d - расстояние между слоями (или пакетами слоев CuO_2), $\alpha_{\infty} = e^2/\epsilon_{\infty}v_{F1}$ - безразмерный параметр плотности, а $v_{F1} = k_{F1}/m_l^*$ - ферми-скорость l -носителей с эффективной массой m_l^* .

С помощью соотношения Крамерса-Кронига для $\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega)$ можно показать, что безразмерная константа ЭПВ определяется соотношением

$$\lambda_{pl} = -\frac{2}{\pi}v_l \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\omega} < V_C(\vec{q})Im\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega) >, \quad (4)$$

где $v_l = m_l^*/2\pi$ - плотность состояний в широкой $2D$ -зоне, а угловые скобки $< \dots >$ означают усреднение по поверхности Ферми. В кристаллах с сильной ионной связью, когда статическая диэлектрическая проницаемость кристалла $\epsilon_0 \gg \epsilon_{\infty}$, константа ЭПВ с точностью до малых членов порядка $\epsilon_{\infty}/\epsilon_0$ и $\tilde{\Omega}_+/E_{F1}$ совпадает с константой кулоновского отталкивания при больших энергиях ($\omega \sim \omega_{max} \sim E_{F1}$), когда статическая экранировка l -носителями подавлена динамическими эффектами запаздывания:

$$\mu_C = v_l < V_C(\vec{q})Re\tilde{\epsilon}^{-1}(\vec{q}, \omega_{max}) > \approx \alpha_{\infty}/2. \quad (5)$$

В купратных МОС типа $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$ и $\text{Tl}_m\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_x$ ($m = 1, 2$) с пакетами из n -слоев CuO_2 в элементарной ячейке кристалла ($n = 1 \div 5$) как нетрудно показать, исходя из уравнений для нормальной и аномальной собственно-энергетических частей l -носителей, константы λ_{pl} и μ_C умножаются на структурный фактор $\beta(n)$, который при слабом туннелировании электронов между слоями практически совпадает с числом слоев n (то есть вклад отдельных слоев CuO_2 является почти аддитивным). При этом поляризационные операторы l и h -носителей, содержащие произведения двух одночастичных функций Грина, умножаются на структурный фактор $\tilde{\beta}(n) \approx n^2$, а кулоновский матричный элемент при $q_{\parallel} \approx 2k_{F1}$ равен

$$V_C(q_{\parallel}, n) \approx \frac{2\pi e^2}{q_{\parallel}} c(n); \quad c(n) = d + (n-1)d_0, \quad (6)$$

если $2k_{F1}d \gg 1$ и $2k_{F1}d_0 \gg 1$, где d_0 - расстояние между слоями CuO_2 в пакетах, d - расстояние между пакетами, а $c(n)$ - постоянная решетки вдоль оси z .

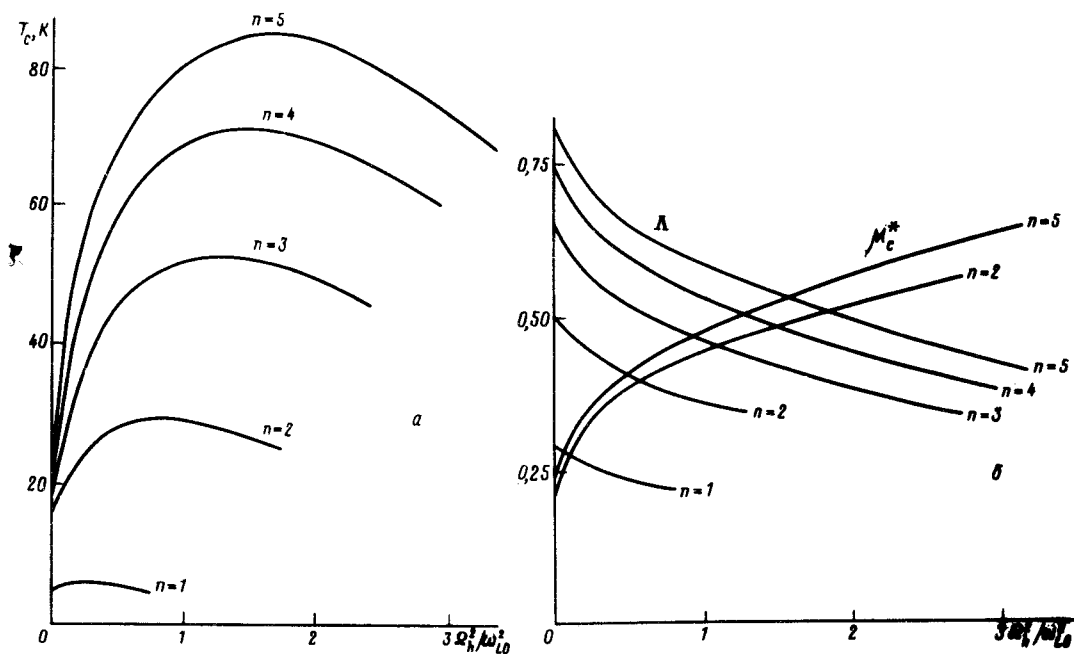


Рис.1.

3. Для вычисления T_c воспользуемся уточненной формулой Макмиллана¹³, полученной в¹⁴ в приближении промежуточной связи. В случае спектра с одной колебательной модой с частотой $\tilde{\Omega}_+$ и при условии $\lambda_{pl} \approx \mu_C$ эта формула принимает простой вид:

$$T_c \approx \tilde{\Omega}_+ \exp\{-1/\Lambda\}, \quad (7)$$

где

$$\Lambda = \frac{\mu_C - \mu_C^*(1 + \mu_C \ln 2)}{1 + \mu_C \ln 2}; \quad \mu_C^* = \frac{\mu_C}{1 + \mu_C \ln(E_{F1}/\tilde{\Omega}_+)}. \quad (8)$$

На рис. 1а, б представлены зависимости $T_c \Lambda$ и μ_C^* от отношения Ω_h^2/ω_{LO}^2 , полученные с помощью формул (7) и (8) для разных n при $E_{F1} \approx 0,25$ эВ, $\omega_{LO} \approx 320$ К, $k_{F1} \approx 4 \cdot 10^7$ см⁻¹, $d \approx 10$ Å, $m_i^* \approx 2m_0$ (m_0 - масса свободного электрона) и $\epsilon_\infty \approx 4$, так что $\alpha_\infty \approx 2$ и $\mu_C \approx 1$. Как видим, теоретические зависимости T_c от Ω_h^2 , то есть от концентрации h -носителей N_h , качественно согласуются с экспериментальными зависимостями T_c от концентрации легирующей (допирующей) примеси или от содержания кислорода (то есть от числа дырок, приходящихся на один слой в элементарной ячейке^{15,16}), поскольку в процессе заполнения узкой зоны происходит "пиннинг" уровня Ферми ($E_{F1} \approx \text{const}$), и увеличение числа дырок соответствует росту концентрации h -носителей при почти постоянной концентрации l -носителей ($k_{F1} \approx \text{const}$, $\alpha_\infty \approx \text{const}$). Заметим, что даже для $T_c^{\text{max}} \approx 85$ К (при $n = 5$) выполняется условие применимости приближения промежуточной связи $\Lambda(T_c/\tilde{\Omega}_+)^2 \ll 1$.

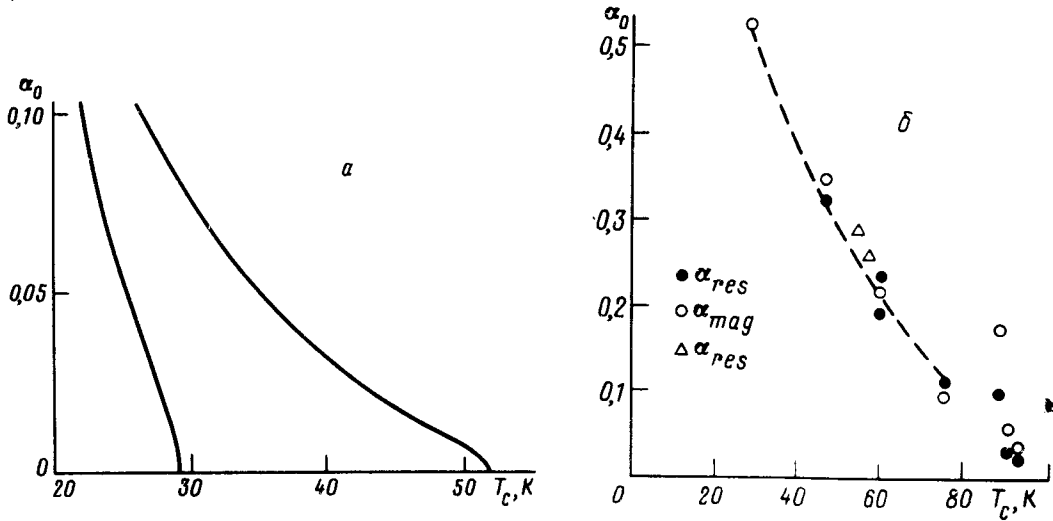


Рис.2.

Из формул (7) и (8) с учетом (3) получаем следующее выражение для показателя изотопического сдвига по кислороду (при $n \geq 1$):

$$\alpha_0 \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial \ln T_c}{\partial \ln \omega_{LO}} \approx \frac{\omega_{LO}^2}{2(\omega_{LO}^2 + n^2 \Omega_h^2 k_{F1} d)} [1 - (\mu_C^*/\Lambda)^2], \quad (9)$$

в котором константа μ_C заменена везде на $n\mu_C$. Из (9) следует, что ИЭ в данном случае ослабляется как за счет гораздо более сильного, чем в обычных сверхпроводниках, кулоновского отталкивания ($\mu_C^* \approx 0,25 - 0,65$ вместо $\mu_C^* \approx 0,11$ ¹³), так и в результате гибридизации LO -фононов (кислородных колебательных мод) с акустическими плазмонами. На рис.2а показана теоретическая зависимость α_0 от T_c для нарастающей ветви зависимости T_c от Ω_h^2 вплоть до T_c^{max} ³) при разных n , полученная по формулам (7)-(9) для тех же значений параметров, что и на рис.1а, на рис.2б - взятая из работы⁷ экспериментальная зависимость α_0 от T_c для соединения переменного состава $(\text{Pr}_x \text{Y}_{1-x})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разными x от 0,5 до 0⁴). Как видим, наблюдается

³) Для спадающей ветви зависимости T_c от Ω_h^2 в данной модели ИЭ отрицателен ($\alpha_0 < 0$). Однако при учете ЭФВ с другими кислородными модами показатель изотопического сдвига становится положительным, но остается аномально малым.

⁴) Аналогичный результат получен в¹⁷ для $\text{YBa}_{2-x}\text{La}_x\text{Cu}_3\text{O}_x$.

полное качественное соответствие между теоретическими и экспериментальной кривыми.

Таким образом, имеющееся явное согласие теории с экспериментальными данными по зависимостям T_c от N_h и от n (рис.1) и α_0 от T_c (рис.2) свидетельствует о том, что "плазмонный" механизм сверхпроводимости ⁸ может играть существенную роль в явлении ВТСП.

-
1. В. Batlogg et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2333 (1987); **61**, 1670 (1988).
 2. Н. Katayama-Yoshida et al., Phys. C **156-158**, 481 (1988);
 3. P.V. Allen, Nature **335**, 258 (1988).
 4. В. A. Stritzker and W. Buckel, Z. Phys. **257**, 1 (1972); **268**, 261 (1974).
 5. M.K. Crawford et al., Phys. C **162-164**, 755 (1989).
 6. T. Galbaatare, N.M. Plakida and S.L. Drechsler, Z. Phys. B: Condensed Matter **77**, 387 (1989).
 7. J.P. Franck et al., Phys. Rev. B **44**, 5318 (1991).
 8. Э.А. Пашицкий, ЖЭТФ **55**, 2387 (1968); СФХТ **3**, 2669 (1990).
 9. Э.А. Пашицкий, В.Л. Макаров, С.Д. Терещенко, ФТТ **16**, 427 (1974).
 10. Э.А. Пашицкий, Ю.М. Малозовский, А.В. Семенов, ЖЭТФ **100**, 465 (1991); Укр. физ. ж., **36**, 889 (1991).
 11. H. Matsuyama et al., Phys. C **160**, 567 (1989).
 12. T. Takahashi et al., Phys. Rev. B **39**, 6636 (1989).
 13. W.L. McMillan, Phys. Rev. **167**, 331 (1968).
 14. М.В. Медведев, Э.А. Пашицкий, Ю.С. Пятилетов, ЖЭТФ **65**, 1186 (1973).
 15. T. Penney et al., Phys. C **162-164**, 63 (1989).
 16. J.B. Torrance et al., Phys. C **162-164**, 291 (1989).
 17. H.J. Bornemann and D.E. Morris, Phys. Rev B **44**, 5322 (1991).