

ФЛУКТУАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ЛОКАЛЬНЫХ ПАР И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ОКИСЛАХ

А.И. Головашкин, О.М. Иваненко, К.В. Мицен

Предложено качественное объяснение аномального поведения ряда характеристик высокотемпературных сверхпроводников в окрестности T_c .

В ряде работ отмечается существование тех или иных аномалий характеристик в окрестности температуры сверхпроводящего перехода T_c высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Так, в /1 – 2/ найдено немонотонное изменение постоянных решетки, параметра орторомбичности и других структурных характеристик, причем эти изменения начинаются выше T_c , достигают максимума непосредственно перед переходом и быстро уменьшаются при возникновении сверхпроводящего состояния. В /3 – 4/ обнаружены аномалии скоростей продольного и поперечного ультразвука, в /4 – 7/ – упругих модулей, коэффициента внутреннего трения и линейного расширения. В районе T_c наблюдались также резкое уменьшение частоты квадрупольного резонанса на ядрах ^{63}Cu и ^{65}Cu /8/, аномалии в температурной зависимости времени спи-решеточной релаксации /9/, среднеквадратичного смещения атомов /10/, времени позитронной аннигиляции и доплеровского уширения /11/, появление дополнительного пика комбинационного рассеяния света /12/. Указанные аномалии либо вообще не предсказываются теорией БКШ с обычным "фононным" спариванием, либо их величины на несколько порядков превосходят значения, ожидаемые из теории. Существующие экспериментальные факты позволяют предположить, что указанные аномалии могут являться следствием природы сверхпроводящего спаривания в этих соединениях. В настоящей работе предложено качественное объяснение аномалий ряда характеристик ВТСП в окрестности T_c исходя из предположения о спаривании носителей из широкой зоны посредством взаимодействия их с системой локальных пар. Указанные аномалии могут возникать вследствие больших флуктуаций концентрации локальных пар в такой двухзонной системе.

Из работы /13/ следует, что в ВТСП избыточное содержание кислорода (сверх значения, определяемого суммарной валентностью катионов) приводит к появлению соответствующего количества дырок в валентной зоне, образованной из состояний $\text{Cu}3d$ и $\text{O}2p$.

Предполагается следующий вид электронного спектра ВТСП /14/. Дырки образуют зону проводимости шириной ~ 1 эВ с химическим потенциалом μ . Дырка, локализованная на ионе кислорода (например, на другой $2p$ -орбитали), соответствует состоянию O^- . Две такие дырки могут образовывать связанное состояние (локальную пару) путем димеризации ближайших ионов O^- и возникновения пероксидного иона O^{2-}_2 (например, посредством сверхобменного взаимодействия через ион меди или с помощью ковалентной электронной пары). Существование ионов O^{2-}_2 в ВТСП подтверждается экспериментально /15 – 16/. Возникающие локальные пары заполняют уровень (узкую зону) парных состояний с энергией E_0 . Заселенность этой зоны зависит от ее расположения относительно уровня Ферми μ зоны проводимости. Пары могут переходить с узла на узел и распространяться по кристаллу либо за счет "прыжковой" проводимости, либо путем перехода в зону проводимости и обратно. Возникающие в подсистеме локальных пар акустические плазменные /17, 18/ колебания, гибридные с оптическими фононами, могут быть эффективным переносчиком межэлектронного взаимодействия, приводящего к притяжению носителей в широкой зоне и сверхпроводимости.

Возможны и другие механизмы сверхпроводимости в такой двухзонной модели. Например, посредством образования экситоноподобных возбуждений, когда дырочная пара из зоны парных состояний переходит в зону проводимости, или путем взаимодействия самих пар через эту зону по типу РККИ /19 – 20/.

При высоких температурах ионы O^{2-}_2 распределяются равномерно по решетке с концентрацией n_0 , соответствующей минимуму свободной энергии F системы (рис. 1). Однако при приближении температуры к T_c зависимость $F(n)$ в окрестности минимума будет изменяться за счет отрицательного вклада от энергии

конденсации $\Delta F \propto N(0) \Delta^2(p, T)$. Здесь $N(0)$ — плотность состояний носителей на поверхности Ферми в широкой зоне, $\Delta(p, T)$ — энергетическая щель. Если предположить, что T_c как функция концентрации локальных пар p возрастает в окрестности p_0 , то при температурах $T \sim T_c$ $F(p)$ будет иметь вид, показанный на рис. 1. Здесь пунктирные ветви показывают зависимость $F(p)$ в области больших p для четырех различных температур $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$. Начиная с $T \cong T_2$ на кривой $F(p)$ появляется дополнительный минимум при $p = p_2$, соответствующий конечному значению $\Delta = \Delta(T_2, p_2)$. При понижении температуры положение минимума будет смещаться в сторону меньших p . В такой системе следует ожидать возникновения больших флуктуаций плотности локальных пар при приближении температуры к T_3 , когда $F(p_0) \cong F(p_3)$. В окрестности этой температуры возможно одновременное сосуществование нормальных и сверхпроводящих областей, причем во флуктуационно возникающих сверхпроводящих областях будет сразу устанавливаться конечное значение щели $\Delta = \Delta(p_3, T_3)$. При дальнейшем понижении температуры положение минимума будет далее смещаться в сторону меньших p , пока, начиная с температуры T_4 , не зафиксируется на прежнем уровне p_0 . Температуре перехода в сверхпроводящее состояние в такой модели будет соответствовать температура T_3 , при которой половина объема становится сверхпроводящей, причем щель возникает при этом скачкообразно и при понижении температуры меняется слабо. Таким образом, в данной модели концентрация локальных пар в окрестности T_c должна изменяться немонокотным образом (рис. 2а). Температурная ширина ожидаемого максимума определяется конкретным видом зависимости $F(p)$.

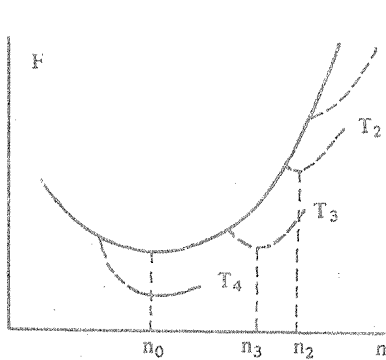


Рис. 1.

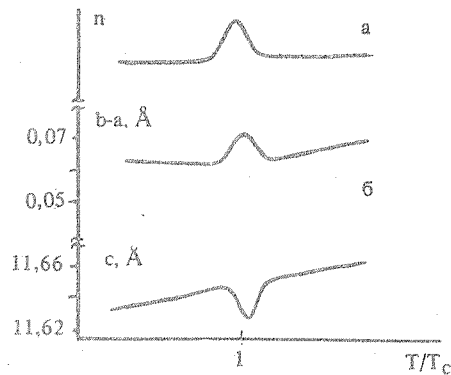


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость свободной энергии системы от концентрации локальных пар. Сплошная кривая для $T > T_c$. Пунктирные линии соответствуют температурам $T_1 > T_2 > T_3 > T_4$ в окрестности T_c .

Рис. 2. Температурные зависимости концентрации локальных пар (а) и постоянной решетки (б).

Рассмотрим, к каким экспериментально наблюдаемым следствиям приведет такая модель на примере соединения $YBa_2Cu_3O_7$. Согласно предположению, ионы образуются в кристалле при превышении значения содержания кислорода $x = 6,5$, однако при этом происходит и переход от тетрагональной к орторомбической симметрии. Поэтому возникающее орторомбическое искажение "b-a" вместе с уменьшением параметра "с" можно рассматривать как следствие образования локальных пар. В таком случае увеличение p в окрестности T_c должно приводить к увеличению орторомбического искажения и уменьшению "с".

На рис. 2б приведены температурные зависимости постоянной решетки $YBa_2Cu_3O_7$ в окрестности T_c из [1]. Видно, что экспериментальные результаты находятся в качественном согласии с предлагаемой моделью.

Возникновение в системе больших флуктуаций концентрации локальных пар в окрестности T_c приводит к появлению флуктуационного вклада в теплоемкость в широкой температурной области. Измерения теплоемкости на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$ [21] подтверждают существование такого флуктуационного вклада в области температур, намного превышающей флуктуационный интервал, ожидаемый из стандартной теории.

В рассматриваемой системе сверхпроводящие флуктуации, возникающие выше T_c , приводят к флуктуационному возрастанию проводимости, причем во флуктуационно возникающих сверхпроводящих областях щель имеет конечное значение, соответствующее более высокой критической температуре. Из-за неоднородного распределения концентрации локальных пар резистивный переход уширен от флуктуационной об-

ласти до температуры, соответствующей переходу в сверхпроводящее состояние областей, образующих "бесконечный" кластер. В состав кластера войдут и области, сверхпроводимость в которых устанавливается за счет эффекта близости. Указанные особенности могут объяснить наблюдаемое в эксперименте уширение перехода в магнитном поле и слабое влияние поля на начальный участок перехода. Отметим также, что скачкообразное возникновение сверхпроводящей щели при переходе наблюдается экспериментально при изменениях ИК отражения /22/.

В данной модели предполагается, что локальные пары локализованы на пероксидных ионах. Однако все остается справедливым и для локальных пар иной природы, например, связанных с нейтральными кислородом /13/, ионами переменной валентности /23/ и т.п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Головашкин А. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 46, 325 (1987).
2. Horn P. M. et al. Phys. Rev. Lett., 59, 2772 (1987).
3. Головашкин А. И. и др. Письма в ЖЭТФ, 46, 273 (1987).
4. Wang Y. et al. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 20, L665 (1987).
5. Аншукова Н. В. и др. Письма в ЖЭТФ, 46, 373 (1987).
6. Lang M. et al. Proc. Intern. Conf. on HTSMMS, Interlaken, 1988, Eds. J. Müller, J.L. Olsen.
7. Lang M. et al. Europhys. Lett., 4, 1145 (1987).
8. Riesemeier H. et al. Sol. St. Comm., 64, 309 (1987).
9. Butand P. et al. P. Lejay. Phys. Rev., B36, 5702 (1987).
10. Gyga S. et al. Japan J. Appl. Phys., 1987, 26, Suppl. 26-3, 1051.
11. Usmar S. G. et al. Phys. Rev., B36, 8854 (1987).
12. Сопіс М. et al. Sol. St. Commun., 64, 297 (1987).
13. Звездин А. К., Хомский Д. И. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, с. 102.
14. Элиашберг Г. М. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, Приложение, с. 94.
15. Sarna D. D. et al. Phys. Rev., B36, 2371 (1987).
16. Shafer M. W. et al. Proc. Int. Conf. on HTSMMS, Interlaken, 1988, Eds. J. Müller.
17. Pines D. Can. J. Phys., 34, 1379 (1956).
18. Kresin V. Z., Morowitz H. In "Novel Superconductivity". Proc. Int. Workshop. on Novel Superconducting Mechanisms. June 22-26, 1987, Berkely, USA, Eds. S. A. Wolf, V. Z. Kresin.
19. Ионов С. П. и др. Письма в ЖЭТФ, 12, 544 (1970).
20. Кулик И. О. ФНТ, 13, 879 (1987).
21. Inderhees S. E. et al. Phys. Rev. Lett., 60, 1178 (1988).
22. Collins R. T. et al. Phys. Rev. Lett., 59, 504 (1987).
23. Ионов С. П., Манакова Л. А. Препринт ИАЭ-4582/10, М., 1988.

Поступила в редакцию 22 апреля 1988 г.