

О возможной природе псевдощели в ВТСП

О.М. Иваненко, К.В. Мицен

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Ранее [1] мы предложили механизм формирования отрицательных-U центров (NUC) в ВТСП и показали, что многие аномальные свойства ВТСП могут являться следствием взаимодействия электронов кислородной зоны с NUC. Это взаимодействие приводит к сильной перенормировке эффективного межэлектронного взаимодействия при учете процессов рассеяния с промежуточными виртуальными связанными состояниями [2]. NUC, к тому же, играют роль парных акцепторов, приводя к генерации дырочных синглетных пар, локализованных в окрестности NUC. Проводимость и сверхпроводимость в такой системе возникают при наличии перколяции по областям локализации синглетных дырочных пар или, что то же, по цепочкам NUC. В данной работе мы хотим показать, что предлагаемая модель [1] позволяет объяснить природу возникновения псевдощелевых особенностей и получить зависимость температуры открытия псевдощели T^* от уровня допирования.

В работе [1] мы предположили, что наблюдаемая в различных экспериментах псевдощель, является ни чем иным, как той же сверхпроводящей щелью, но возникающей при температуре $T > T_c$ в результате больших флуктуаций числа частиц из-за переходов электронов между парным уровнем NUC и кислородной зоной. Дело в том, что в отличие от обычного сверхпроводника с электрон-фононным взаимодействием, где сверхпроводящая щель закрывается за счет тепловых возбуждений над поверхностью Ферми, уменьшающих число состояний, куда могут рассеиваться электронные пары, в нашем случае механизм, приводящим к подавлению щели, является заполнение NUC реальными электронами. Поэтому, флуктуационное уменьшение заселенности парного электронного уровня будет способствовать увеличению сверхпроводящего взаимодействия и может приводить к флуктуационному «включению» сверхпроводимости при $T^* > T > T_{c0}$ (здесь T_{c0} - равновесное значение T_c). Такие большие флуктуации возможны в недодопированных и оптимально допированных образцах, когда значительная часть NUC принадлежит конечным (неперколирующим) кластерам. С уменьшением допирования средний размер конечных кластеров уменьшается и относительные флуктуации заселенности -U-центров в этих кластерах нарастают (т.е. T^* растет). С другой стороны, в «передопированных» образцах, когда практически все ионы меди принадлежат бесконечному перколяционному кластеру, большие флуктуации становятся невозможны. Исходя из предлагаемой перколяционной модели, попытаемся теперь определить зависи-

мость температуры T^* от уровня допирования δ в соединении $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$.

Согласно [1] в $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ -U-центр в какой-либо данной ячейке образуется при наличии в CuO_3 -цепочке трех заполненных кислородных позиций подряд (рис. 1). Концентрация таких ячеек при случайном распределении кислородных ионов в цепочках равна δ^3 . Перколяция наступает при превышении порога перколяции по узлам для квадратной решетки, который равен 0,593 [3]. Если предположить, что такие тройки распределены независимо (что, строго говоря, неверно), то $\delta_c^3 = 0,593$ и $\delta_c = 0,84$ в соответствии с фазовой диаграммой $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ [4]. Учитывая, что на самом деле такие тройки кислородных ионов распределены не независимо, значение δ_c будет отличаться от 0,84, но незначительно.

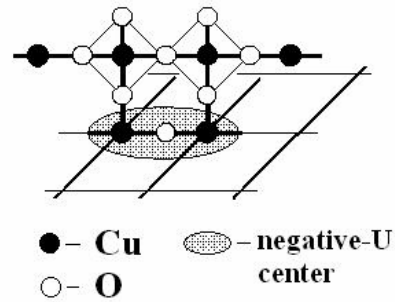


Рис. 1. В $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ отрицательный U-центр в CuO_2 плоскости (заштрихован) формируется при наличии в CuO_3 -цепочке трех заполненных кислородных позиций подряд.

При $\delta < \delta_c$ связанные -U-центры образуют кластеры различного размера. Внутри каждого конечного кластера числа заполнения -U-центров η , а, следовательно, и концентрация дырок в кислородной зоне в расчете на ячейку зависят от температуры и равны [1]:

$$\eta = 2T / (T + T_0),$$

где T_0 – независимая от T постоянная, которая может быть определена из холловских измерений [5] и составляет 400К-800К.

Рассмотрим кластер, объединяющий S -U-центров. Число электронов на -U-центрах в данном кластере при температуре T равно $N = 2TS / (T + T_0)$. В результате флуктуаций число электронов на -U-центрах в данном кластере может уменьшаться на $\sqrt{N} = (2TS / (T + T_0))^{1/2}$. Условие для флуктуационного «включения» сверхпроводимости в данном класте-

ре при температуре T^* можно записать как $N(T^*) - \sqrt{N(T^*)} = N_c$, где $N_c = 2T_c S / (T_c + T_0)$ – число электронов на NUC в точке сверхпроводящего перехода. Таким образом

$$2T^*S / (T^* + T_0) - (2T^*S / (T^* + T_0))^{1/2} = 2T_c S / (T_c + T_0). \quad (1)$$

Решая уравнение (1) найдем T^* как функцию S . На рис. 2 приведены зависимости $T^*(S)$ для двух значений $T_0 = 400$ и 800 К, из которых видно, что величина T^* очень слабо зависит от T_0 . Интервал значений S ограничен слева значением $S=2$, что соответствует размеру кластера $\approx 16 \text{ \AA}$, т.е. области порядка длины когерентности в CuO_2 плоскости.

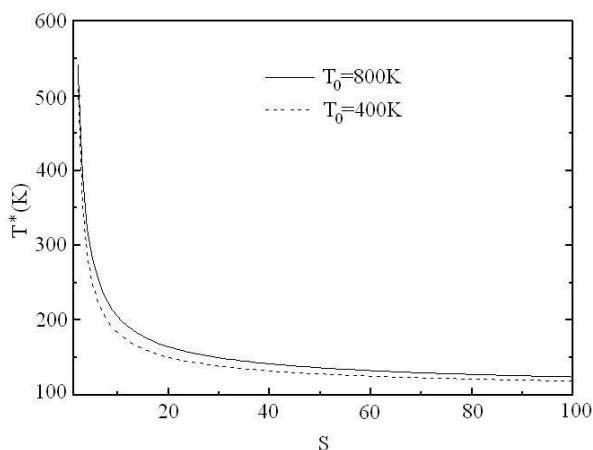


Рис. 2. Зависимости температуры открытия псевдощели T^* от размера кластера S для двух значений $T_0 = 400$ и 800 К.

Для определения зависимости $T^*(\delta)$ нам нужно знать средний размер конечных кластеров S как функцию δ . Для этого воспользуемся результатами работы [6], где методом Монте-Карло изучена статистика конечных кластеров $S(p)$ в задаче о перколяции по узлам для частиц с «жестким кором» на треугольной решетке, имеющей то же значение порога перколяции $p_c = 0,85$, что и в нашей задаче. Здесь p – вероятность, что данный узел занят, а p_c – значение вероятности, соответствующей порогу перколяции. Учитывая скейлинговый характер поведения $S(p)$ в окрестности p_c и близость значений порогов перколяции в обеих задачах можно ожидать, что статистика конечных кластеров в них также будет приблизительно одинаковой. Согласно [6] на участке $0,1 < p < 0,82$ зависимость $S(p)$ может быть с хорошей точностью аппроксимирована зависимостью

$$S(p) \approx 0,9 \cdot (0,95 - p)^{-2} \quad (2)$$

Полагая в нашей задаче распределение избытка кислорода по позициям в цепочках случайным, будем иметь, что вероятность заполнения этих позиций $p = \delta$. Подставляя теперь зависимость (2) в уравнение (1) получим зависимость $T^*(\delta)$ для

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, показанную на рис. 3 сплошной линией. Отметим также, что полученная зависимость $T^*(\delta)$ очень слабо зависит не только от T_0 , что отмечалось выше, но и от конкретного вида $S(p)$. Сплошные квадраты на рис. 3 – данные работы [7], где температура открытия псевдощели определялась по отклонению температурной зависимости сопротивления $R(T)$ от линейного поведения. Учитывая всю условность такого определения, согласие следует считать хорошим. Интересно также отметить, что минимальное значение концентрации, при котором еще наблюдалась псевдощель в данном эксперименте, $\delta = 0,3$ соответствует $S=2$, т.е. минимально возможному сверхпроводящему кластеру.

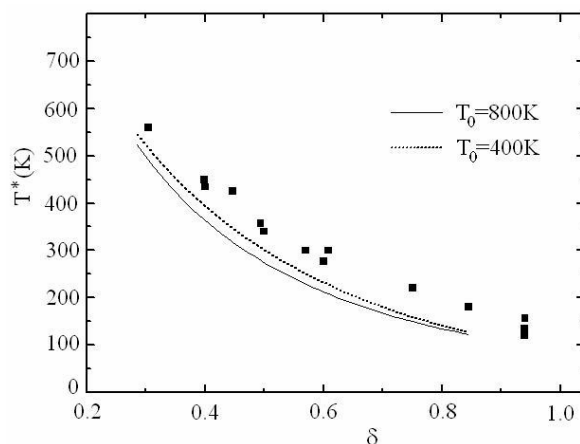


Рис. 3. Рассчитанная зависимость температуры открытия псевдощели T^* от кислородного содержания δ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ для двух значений $T_0 = 400$ и 800 К. Сплошные квадраты – данные работы [7].

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке РФ (ФЦНТП «Теоретические и экспериментальные исследования механизмов ВТСП», контракт № 40.012.1.1.1357).

1. К. В. Мицен, О. М. Иваненко, *ЖЭТФ* **118** 666 (2000).
2. E. Simanek, *Solid State Commun.* **32**, 731 (1979); C.S. Ting, D.N. Talwar, K.L. Ngai, *Phys.Rev.Lett.* **45**, 1213 (1980); Б.А. Волков, В.В. Тугушев, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 193 (1987); Г.М. Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **46** (приложение), 94 (1987); П.И. Арсеев, *ЖЭТФ* **101**, 1246 (1992).
3. R. M. Ziff, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2670 (1992).
4. R. Beyers, B. T. Ahn, G. Gorman et al., *Nature* **340**, 619 (1989).
5. N.G. Ong, T.W. Jing, T.R. Chien et al., *Physica C* **185-189**, 34 (1991).
6. С.-К. Hu, К.-S. Mak, *Phys. Rev. B* **39**, 2948-2951 (1989).
7. D. Wuyts, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, *Phys. Rev. B* **53** no. 14, p. 9218, 1996