

Теплоемкость 1-2-3-тулиевых купратов в области недодопированных состояний

Е.Б. Амитин, К.Р. Жданов, А.Г. Блинов, М.Ю. Каменева, Ю.А. Ковалевская, Л.П. Козеева, И.Е. Пауков
Институт неорганической химии им А. В. Николаева СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

Проведены прецизионные измерения теплоемкости 1-2-3-тулиевых купратов с содержанием кислорода от 6.3 до 6.9 в интервале температур 6 – 300К. В результате анализа экспериментальных данных были обнаружены аномалии в температурной зависимости электронной теплоемкости. Предполагается, что аномалии связаны с переходом из нормального металлического состояния в псевдощелевое.

Интерес, проявляемый к купратам редкоземельных элементов с химической формулой $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_X$ (Re – редкоземельный элемент), связан, в первую очередь, с их сверхпроводящими свойствами. Однако кроме сверхпроводимости интерес заслуживают и другие явления, наблюдаемые в них. Одним из таких явлений может быть пониженная плотность электронных состояний (псевдощелевое состояние) при температурах выше сверхпроводящего перехода в недодопированной по кислороду области. Пониженная плотность состояний демонстрируется в экспериментальных работах по электронному туннелированию [1] и фотоэмиссии с угловым разрешением [2-3].

Несмотря на огромный поток публикаций по этому вопросу, природа псевдощелевого состояния остается неизвестной [см. 4 и ссылки там]. Открытым остается вопрос о связи псевдощелевого состояния со сверхпроводимостью. В литературе обсуждается вопрос о том, является ли псевдощелевое состояние термодинамической фазой с определенной границей существования или это результат наличия характерного масштаба взаимодействия в системе. Если псевдощелевое состояние является термодинамической фазой, то какова фазовая диаграмма исследуемой системы. Существуют разрозненные данные о фазовой границе. Различные экспериментальные данные не согласуются друг с другом.

В литературе имеются экспериментальные данные по теплоемкости иттриевых купратов в широкой области температур в недодопированной по кислороду области концентраций [5-6]. Однако, никаких аномалий в предполагаемой области фазовой диаграммы $T - X$, кроме сверхпроводящего перехода (T – температура, X – кислородосодержание) обнаружено не было. Это дало основание предполагать, что в недодопированной области фазовых переходов нет, а псевдощелевое состояние не является термодинамической фазой [4].

Нами были проведены измерения теплоемкости четырех образцов тулиевых купратов $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_X$ с содержанием кислорода $X=6.92$, 6.7, 6.5 и 6.3 в интервале температур от 6 до 300 К. Целью изме-

рений являлось обнаружение аномалий теплоемкости при температурах выше сверхпроводящего перехода.

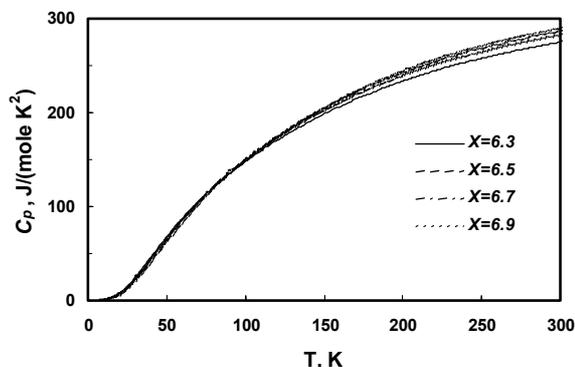


Рис. 1. Экспериментальные значения теплоемкости для различных X .

Образец с $X=6.92$ выбран в качестве базового, т.к. такое кислородосодержание соответствует оптимальному допированию. Считается, что вблизи оптимального допирования псевдощелевое состояние не существует. Образец с $X=6.3$ расположен на линии тетра-орто фазового перехода.

Из результатов измерений теплоемкости иттриевых купратов [5-6] следует, что, если аномальная часть существует, то она достаточно мала. Электронная теплоемкость при температурах 200-300 К мала и составляет несколько процентов по отношению к решеточной. Аномальная же часть теплоемкости должна быть еще меньше. Выделить аномальную составляющую можно сопоставлением электронных теплоемкостей образцов с различным кислородосодержанием. Для выделения электронной теплоемкости из экспериментальных значений необходимо рассчитать решеточную составляющую.

Решеточная теплоемкость может быть вычислена, если известна плотность фононных состояний $G(\omega)$:

$$\frac{C_v(T)}{R} = \int \frac{u e^{-u}}{(1 - e^{-u})^2} G(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где $u = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$, R – универсальная газовая постоянная. Интегрирование проводится по всем разрешенным частотам ω .

Плотность фононных состояний может быть определена по калориметрическим данным, если сделать предположение о виде $G(\omega)$ [7]. Параметры $G(\omega)$ подбирались таким образом, чтобы описать экспериментальные значения на максимально возможном интервале температур. Функция $G(\omega)$ использовалась не для анализа фононного спектра, а для расчета решеточной теплоемкости. Так как фононный спектр определяет теплоемкость кристалла интегральным образом, то небольшие неточности в $G(\omega)$ не приводят к большим ошибкам в определении решеточной теплоемкости и не влияют на характер аномалии в электронной теплоемкости [8].

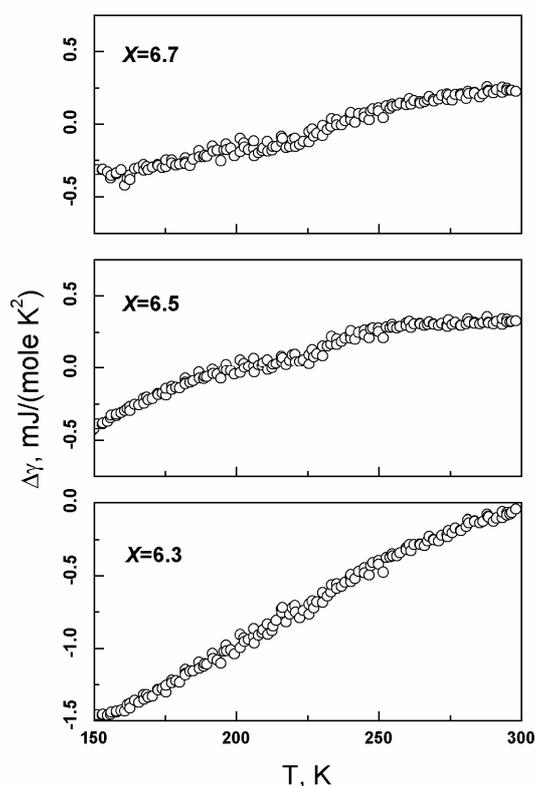


Рис. 2. Разности коэффициентов электронной теплоемкостей тулиевых купратов с различным кислородосодержанием X .

Электронная составляющая теплоемкости (совместно с ангармоническим вкладом) определялась как разность экспериментальных и расчетных решеточных значений. Нами была вычислена разность электронных теплоемкостей. Из электронной теплоемкости образца с $X=6.92$ (концентрация кислорода вблизи точки оптимального допирования) вычиталась теплоемкость недодопированных образцов. Считается, что ангармонические составляющие близки и компенсируют при этом друг друга. На Рис. 2 показаны температурные зависимости разностей коэффициентов электронных теп-

лоемкостей. На рисунке видны слабо выраженные аномалии в интервале температур 210 – 230 К для образцов с $X=6.7$ и $X=6.5$.

Обычно наличие аномалии в температурной зависимости теплоемкости связываются с фазовыми переходами второго рода. Аномалии не могут ответить на вопрос о характере термодинамических фаз, однако, свидетельствуют о переходе вещества от одной термодинамической фазы к другой.

Фазовая диаграмма купратов изучена достаточно хорошо в той ее части, которая связана со сверхпроводящим переходом и переходом в антиферромагнитное состояние. Область же, где должно существовать псевдощелевое состояние, несмотря на огромные усилия экспериментаторов и теоретиков, изучена слабо, а имеющиеся экспериментальные данные противоречивы. В теоретических работах диаграмма представляется схематически. Обсуждается различное поведение линии, разделяющей состояние нормального металла и псевдощелевого состояния. В частности, рассматривается модель псевдощелевого состояния, в которой переход из нормального состояния в псевдощелевую фазу сопровождается изменением симметрии в электронной подсистеме [9-10].

Существует также мнение о том, что граничная линия существования псевдощелевого состояния связана с взаимодействием носителей зарядов с антиферромагнитными или структурными флуктуациями ближнего порядка [1]. Возможный вид фазовой диаграммы представлен в работе [11]. Авторы предполагают существование двух граничных линий – линии «сильной псевдощели» $T^*(X)$ и линии «слабой псевдощели» $T^*(X_2)$.

Вопрос о виде фазовой диаграммы в высокотемпературных сверхпроводниках требует дальнейшего изучения.

1. Ding et al, *Natura* 382, 51 (1996).
2. M. Randeria, J.C. Campuzano, *cond-mat/9709107*.
3. M. Randeria, *cond-mat/9710223*.
4. М. В. Садовский, *УФН* 171, 539 (2001).
5. J. W. Loram, J. L. Tallon, G. V. M. Williams, *Physica C* 338, 9 (2000).
6. J. W. Loram, J. L. Tallon, *Physica C* 349, 53
7. К. Р. Жданов, Ф. С. Рахменкулов, В. Е. Федоров, А. В. Мищенко, *ФТТ* 30, 1119 (1988).
8. К. Р. Жданов, Федоров В.Е., Самойлов П.П., *Электронный журнал «Исследовано в России»* 031, 327 (2002) <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/031.pdf>.
9. S. Chakravarty, R. B. Laughlin, D. K. Morr, Ch. Nayak, *ArXiv: cond-mat/0005443*.
10. V. Emery, S. A. Kivelson, O. Zahar, *Phys. Rev. B* 56, 6120 (1997).
11. J. Schmalian, D. Pines, B. Stojkovich, *Phys. Rev. Lett.* 80, 3839 (1998); *Phys. Rev. B* 60, 667 (1999).