

## ПЕРЕХОД ОТ РЕЖИМА СИЛЬНОЙ СВЯЗИ К РЕЖИМУ СЛАБОЙ СВЯЗИ ПРИ ПОНИЖЕНИИ $T_c$ В СИСТЕМЕ $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$

*О.М.Вяселев, Н.Н.Колесников, И.Ф.Щеголев*

*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 апреля 1994 г.

С помощью ЯМР на  $^{205}Tl$  в ориентированных образцах ВТСП системы  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  с  $T_c$  от 115 до 30К ( $x$  от 0 до 0,3) изучено влияние увеличения концентрации кислорода на параметры электронной системы в нормальном и сверхпроводящем состояниях. По температурным зависимостям скорости спин-решеточной релаксации и сдвига Найта  $^{205}Tl$  проведено измерение сверхпроводящей щели. Обнаружено уменьшение отношения  $\Delta/T_c$  с уменьшением  $T_c$ , что указывает на соответствующее ослабление связи при допировании кислородом.

1. Среди других высокотемпературных сверхпроводников система  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  отличается тем, что изменяя в небольших пределах концентрацию кислорода, можно сильно варьировать  $T_c$ , оставаясь в пределах одной и той же кристаллической фазы [1,2]. Это дает возможность исследовать корреляцию между изменением критической температуры и изменениями других параметров электронной системы. В данной статье мы сообщаем о том, что уменьшение  $T_c$  от 115 до 30К, связанное с изменением  $x$  от 0 до 0,3, сопровождается уменьшением отношения  $\Delta/T_c$  от 2,8 до 1,3. Это свидетельствует о переходе от режима сильной связи к режиму слабой связи при уменьшении критической температуры в системе  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ .

2. Величина сверхпроводящей щели измерялась по температурным зависимостям скорости спин-решеточной релаксации и сдвига Найта  $^{205}Tl$  в образцах  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  с  $T_c = 30, 100$  и  $115$ К при  $T < T_c$  и направлении внешнего поля вдоль кристаллической плоскости ( $ab$ ). В работе [3], посвященной исследованиям монокристаллов  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$ , мы сообщали, что в случае, когда поле приложено вдоль оси  $c$ , анализ температурной зависимости сдвига линии ЯМР оказывается затруднительным из-за сильного эффекта Мейсснера, который накладывается на естественное вымерзание сдвига Найта при  $T < T_c$ , а также из-за присутствия значительной доли нормальной фазы в корях вихрей. В ориентации  $H \parallel (ab)$  эти эффекты проявляются в меньшей степени благодаря меньшим значениям  $H_{c1}$  и размера кора. Однако при исследовании монокристаллических образцов в этой ориентации диапазон  $T < T_c$  оказался труднодоступным для измерений вследствие существенного ослабления сигнала, происходящего, видимо, из-за сильного скин-эффекта. Поэтому надежные данные в [3] для этой области ( $H \parallel (ab)$ ,  $T < T_c$ ) были получены только для монокристалла с  $T_c = 115$ К.

В настоящей работе в качестве образцов использовались измельченные монокристаллы  $Tl_2Ba_2CuO_{6+x}$  с  $T_c = 30$  и  $100$ К, перемешанные с эпоксидной смолой Stycast 1266 и сорентированные в поле 7Тл. Данные для монокристалла с  $T_c = 115$ К взяты из работы [3], где также описана процедура выращивания кристаллов. Как показано в работе [2], кристаллу с  $T_c = 115$ К соответствует значение  $x = 0$ , а при  $T_c = 30$ К  $x = 0,3$ . В экспериментах

использовался импульсный ЯМР спектрометр Bruker MSL-300 с применением стандартных методик типа "спиновое эхо" и "насыщение-восстановление". Типичные длительности 90-градусного импульса составляли  $1,3 \div 1,7$  мкс. Измерения при  $T < T_c$  проводились в режиме охлаждения в поле.

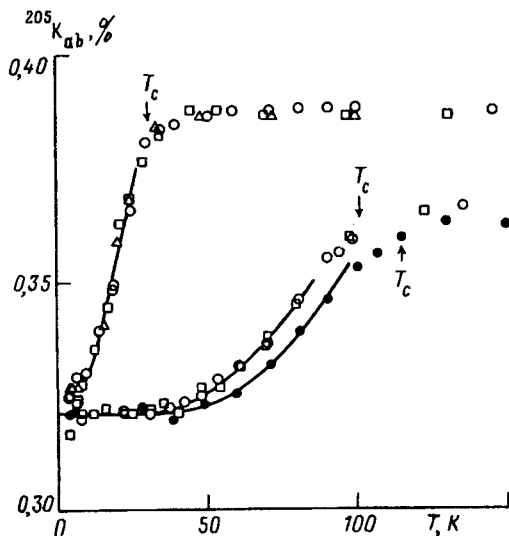


Рис.1. Температурные зависимости сдвига Найта  $^{205}\text{Tl}$ ,  $K_{ab}$ , в ориентации  $H \parallel (ab)$ . Светлые символы соответствуют ориентированным порошкообразным образцам ( $T_c = 30$  и  $100$  К) в полях  $1,78$  Тл ( $\Delta$ ),  $3,58$  Тл ( $\square$ ) и  $7,05$  Тл ( $\circ$ );  $\bullet$  — монокристалл с  $T_c = 115$  К в поле  $7,05$  Тл. Сплошные линии — аппроксимации по формуле  $K_{ab} = K_{ab}^L + a \exp(-\Delta/T)$  со значениями  $\Delta/T_c = 1,4, 2,3$  и  $2,6$  (в порядке возрастания  $T_c$ )

3. На рис.1 показаны температурные зависимости сдвига. Найта  $K_{ab}$  для трех исследуемых образцов, снятые в полях  $1,78, 3,58$  и  $7,05$  Тл. При  $T > T_c$  сдвиг Найта не зависит от температуры, а при охлаждении ниже  $T_c$  быстро уменьшается. Как видно из рис.1, поведение  $K_{ab}$  при  $T < T_c$  не зависит от значения приложенного магнитного поля. Это показывает, во-первых, что изменение частоты ЯМР при переходе в сверхпроводящее состояние не связано с мейсснеровским выталкиванием, и уменьшение  $K_{ab}$  происходит из-за уменьшения плотности состояний на поверхности Ферми [4]. Во-вторых, из этого следует, что доля нормальной фазы в сверхпроводящем состоянии (из-за наличия вихрей) пренебрежимо мала, так как в противном случае мы имели бы линейный по полю (и существенно различающийся для образцов с различными  $T_c$ ) сдвиг линии при  $T \rightarrow 0$ . Следует полагать поэтому, что остаточная величина  $K_{ab}(T = 4,2 \text{ К}) \approx 0,323\%$  является температурно-независимой орбитальной частью сдвига Найта  $K_{ab}^L$ , которая, в пределах экспериментальной ошибки, одинакова для всех образцов.

При  $T > T_c$  спиновая часть сдвига Найта  $K^S$ , отсчитанная от величины  $K_{ab}^L = K_{ab}(4,2 \text{ К})$ , возрастает при уменьшении  $T_c$  от  $115$  до  $30$  К в  $\approx 1,7$  раза, что говорит о соответствующем увеличении плотности электронных состояний при допировании кислородом. В области  $T < T_c$  экспериментальные точки хорошо описываются формулой  $K_{ab} = K_{ab}^L + a \exp(-\Delta/T)$ , отражающей вымерзание  $K^S$  при переходе в сверхпроводящее состояние [4]. Полученная отсюда величина  $\Delta/T_c$  уменьшается с уменьшением  $T_c$ :  $\Delta/T_c = 2,6$  ( $T_c = 115$  К),  $2,3$  ( $T_c = 100$  К) и  $1,4$  ( $T_c = 30$  К).

Как видно из рис.1, величина остаточного сдвига  $K_{ab}(4,2 \text{ К})$  у образца с  $T_c = 30$  К несколько больше, чем у двух других. Ненулевой остаточный сдвиг, в принципе, может возникнуть в случае спаривания с параметром порядка не  $s$ -типа из-за нулей сверхпроводящей щели на поверхности Ферми. Дей-

ствительно, поскольку спиновая часть сдвига Найта у "30-градусного" образца больше, то он имел бы и больший  $K^S$  при  $T \rightarrow 0$ . Однако различие между значениями  $K_{ab}(4,2\text{K})$  для разных образцов лежит на границе экспериментальной точности, поэтому наши данные не позволяют сделать определенного заключения об отличии симметрии параметра порядка от  $s$ -типа.

4. На рис.2 в полулогарифмическом масштабе показаны зависимости величины  $(T_1 T)_{T=T_c} / (T_1 T)$ , где  $T_1^{-1}$  – скорость спин-решеточной релаксации  $^{205}\text{Tl}$ , от нормированной обратной температуры  $T_c/T$ . Как сообщалось ранее [3], в нормальном состоянии образцы с различными  $T_c$  не обнаруживают принципиальной разницы в поведении  $T_1^{-1}$ . Ниже  $T_c$ , в интервале  $T_c > T > T_c/2$ , как видно из рис.2, наблюдается щелевое поведение скорости релаксации типа  $(T_1 T)^{-1} \propto \exp(-\Delta/T)$  [5]. Полученные при аппроксимации этих участков по приведенной формуле значения  $\Delta/T_c$  составляют 3,0, 2,5 и 1,1 для образцов с  $T_c = 115, 100$  и  $30\text{K}$ , соответственно. Некоторое отличие этих величин от значений  $\Delta/T_c$ , измеренных по температурным зависимостям сдвига Найта (рис.1), объясняется, скорее всего, недостаточной точностью использованных для аппроксимации простых формул.

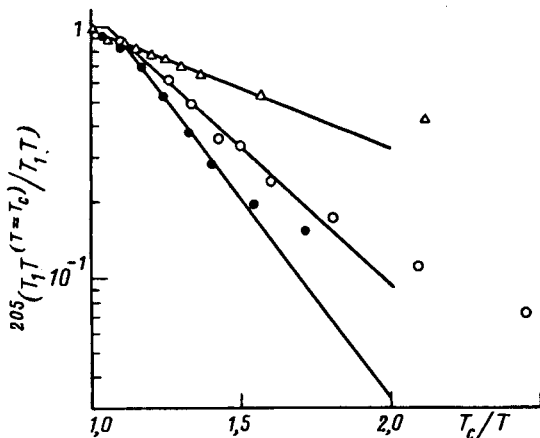


Рис.2

Рис.2. Нормированное произведение  $^{205}(T_1 T)^{-1}$  в зависимости от нормированной обратной температуры в поле  $7,05\text{Tл}$  ( $H \parallel (ab)$ ). Символы  $\Delta$ ,  $\circ$  и  $\bullet$  соответствуют  $T_c = 30, 100$  и  $115\text{K}$ . Сплошные линии – аппроксимации по формуле  $(T_1 T)^{-1} \propto \exp(-\Delta/T)$  со значениями  $\Delta/T_c = 1,1; 2,5$  и  $3,0$  (в порядке возрастания  $T_c$ )

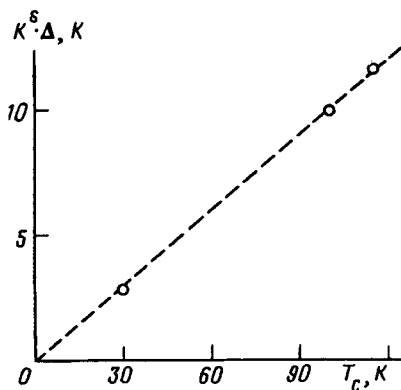


Рис.3

Рис.3. Произведение спиновой части сдвига Найта  $K^S$  на величину щели  $\Delta$  в зависимости от  $T_c$

При  $T < T_c/2$  наблюдается отклонение поведения  $T_1^{-1}$  от экспоненциального (рис.2). По-видимому, это связано с влиянием иных механизмов релаксации, что подтверждается измерениями полевых зависимостей  $T_1^{-1}$  [6]. Более подробный анализ поведения  $T_1^{-1}$  в этой области опубликован в [7].

5. В работах по измерению величины сверхпроводящей щели, проводимых различными методами на всевозможных образцах ВТСП [8], в том числе на  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с  $6 < x < 7$  [9], сообщалось, как правило, о значениях  $\Delta/T_c = 2,5 \div 3,5$ , без какой-либо заметной корреляции этой величины с  $T_c$ . Наши результаты показывают, что в передопирированной системе  $\text{Pb}_2\text{Ba}_2\text{CuO}_{6+x}$

рост числа носителей из-за увеличения содержания кислорода приводит к уменьшению не только  $T_c$ , но и отношения  $\Delta/T_c$ . Это может рассматриваться как свидетельство перехода от режима сильной связи к случаю слабой связи, происходящего в рамках одного и того же соединения. Если предположить фононный механизм спаривания и воспользоваться выражением для  $\Delta/T_c$  [10]:

$$\Delta/T_c = 1,76\{1 + 5,3(T_c/\Omega)^2 \ln(\Omega/T_c)\},$$

где  $\Omega$  – характеристическая частота фононного спектра, то для аппроксимации измеренных значений  $\Delta/T_c$ , получим величину  $\Omega = 320$  К. Отсюда из соотношения между  $T_c$  и константой электрон-фононного взаимодействия  $\lambda$  [11]:

$$T_c = 0,25\Omega\{\exp(2/\lambda) - 1\}^{-1/2},$$

можно получить значения  $\lambda = 0,96, 4$  и  $5$  для  $T_c = 30, 100$  и  $115$  К.

Наши результаты не противоречат также расчетам, проведенным в [12] для "недодопированных"  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  ( $T_c = 40$  К) и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,63}$  ( $T_c = 60$  К), а также для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $T_c = 95$  К). Используя модель механизма спаривания через антиферромагнитные флуктуации, авторы показали, что увеличение степени допирования приводит к уменьшению отношения  $\Delta/T_c$  (от 4,3 для LSCO до 2,9 для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ), в то время как константа связи растет с  $T_c$ .

Любопытно также обратить внимание на зависимость произведения спиновой части сдвига Найта на величину сверхпроводящей щели,  $K^S \Delta$ , от  $T_c$ , показанную на рис.3. Видно, что соотношение  $K^S \Delta \propto T_c$  выполняется достаточно хорошо.

Авторы признательны А.В.Ивановой и В.А.Аксюку за помощь в измерениях и оформлении работы. Данная работа поддерживается Международным Научным Фондом, а также Научным Советом по ВТСП, и выполнена в рамках проекта №90509 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

- 
1. K.V.Ramanujachari, S.Li, and M.Greenblatt, *Physica C* **165**, 384 (1990).
  2. N.N.Kolesnikov, V.E.Korotkov, M.P.Kulakov et al., *Physica C* **195**, 219 (1992); N.N.Kolesnikov, V.I.Simonov, R.P.Shibaeva et al., в печати.
  3. O.M.Vyaselev, N.N.Kolesnikov, M.P.Kulakov, and I.F.Schegolev, *Physica C* **199**, 50 (1992).
  4. K.Yoshida, *Phys. Rev.* **110**, 769 (1958).
  5. D.E.MacLaughlin, in *Sol. St. Phys.*, ed. by H.Ehrenreich, F.Seiz, and D.Turnbull **31**, 15 (1976).
  6. L.N.Bulaevskii, I.F.Schegolev, and O.M.Vyaselev, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1891 (1993).
  7. И.Ф.Шеголев, Н.Н.Колесников, О.М.Вяселев (в печати).
  8. J.S.Tsai, I.Takeuchi, Y.Shimakawa et al., *Physica C* **162-164**, 1133 (1989); A.A.Maksimov, I.I.Tartakovskii, and V.B.Timofeev, *Physica C* **162-164**, 1243 (1989); T.Ekino et al., *Physica C* **218**, 387 (1993).
  9. I.V.Aleksandrov, A.F.Goncharov, I.N.Makarenko et al., *Physica C* **162-164**, 1057 (1989).
  10. Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин, *ФТТ* **7**, 3294 (1965).
  11. V.Z.Kresin, *Phys. Lett.* **122**, 434 (1987).
  12. P.Monthoux, A.V.Balatsky, and D.Pines, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3448 (1991).