

СПИН-РЕШЕТОЧНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ  $^{63}\text{Cu}$  В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ 

С.В.Верховский, Ю.И.Жданов, Б.А.Алексашин,  
К.Н. Михалев, В.В.Сериков, А.М.Богданович,  
В.Л.Кожевников, С.М.Чешницкий

Приведены температурные зависимости времени спин-решеточной релаксации ядер  $^{63}\text{Cu}$  на частотах ядерного квадрупольного резонанса кристаллографически неэквивалентных позиций атомов меди Cu1 (22 МГц), Cu2 (31,5 МГц) в нормальном и сверхпроводящем состояниях соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ( $y=0,05$ ,  $T_c = 93$  К;  $0,24$ ,  $56$  К).

В <sup>1</sup> сообщалось о температурной зависимости времени спин-решеточной релаксации  $T_1$  ядер  $^{63}\text{Cu}$  в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  ( $T_c = 87$  К). Измерения проводились в смешанном состоянии ( $B_0 = 2$  Т,  $\nu = 22,3$  МГц). Из экспоненциальной зависимости  $T_1(T_c/T)$  получено значение  $2\Delta/kT_c = 8,0$  (5), где  $\Delta$  – величина энергетической щели. Однако оставался неоднозначным ответ на вопрос – состояния каких атомов меди формируют такое большое значение  $\Delta$ .

В структуре соединения  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  атомы меди занимают две кристаллографически неэквивалентные позиции: Cu1 – цепочки Cu – O между плоскостями из атомов Ba; Cu2 – плоскости Cu – O, окружающие слой атомов Y. Различие величины градиента электрического поля, ГЭП, на ядрах Cu позволяет селективно изучать поведение скорости спин-решеточной релаксации на частотах ядерного квадрупольного резонанса ( $\nu_Q$ ) соответствующих неэквивалентных позиций медных атомов.

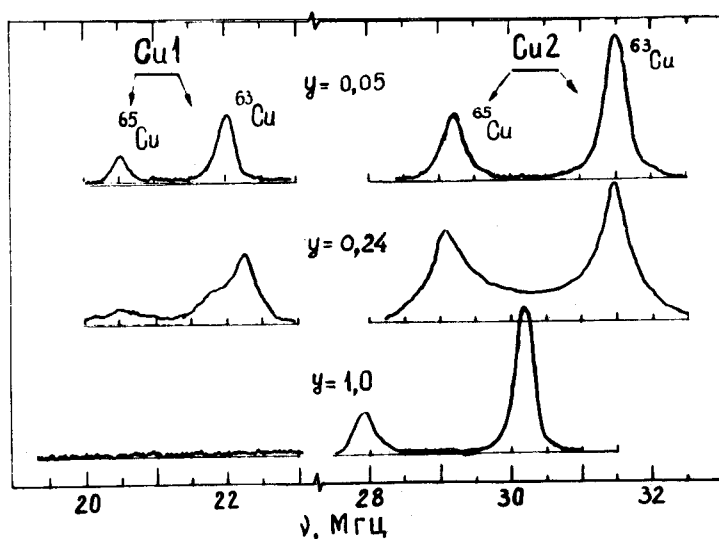


Рис. 1. Спектры ЯКР  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  при  $T = 78$  К в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ :  $y = 0,05$  ( $T_c = 93$  К);  $0,24$  ( $56$  К);  $1,0$

На рис. 1 приведены спектры ЯКР  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$  с различным содержанием кислорода в элементарной ячейке [ $y = 0,05$  (1),  $T_c$  ( $\Delta T_c$ ) =  $93$  (3) К;  $y = 0,24$  (2),  $T_c$  ( $\Delta T_c$ ) =  $56$  (6) К;  $y = 1,00$  (5)]. Содержание кислорода определено по данным нейтронографического и термогравиметрического анализов. Спектры получены с использованием методики спинового эха на спектрометре ЯКР ИСП-3-12. Температурная зависи-

мость  $\nu_Q(T)$  для  $y = 0,05$  совпадает с <sup>2</sup>. В образце  $YBa_2Cu_3O_{6,76}$  происходит уширение всех линий, что указывает на рост нарушений ближнего порядка в окружении медных атомов. Идентификация линий ЯКР соответствующим кристаллографическим позициям проведена на основе сравнения отношения интенсивностей резонансных линий с учетом частотной дисперсии коэффициента передачи приемного тракта спектрометра и различия времени спин-спиновой релаксации,  $T_2$ . Сигнал ЯКР  $^{63}Cu$  ( $\nu_Q = 22$  МГц) соотнесен с Cu1-позициями, а соответствующий  $\nu_Q = 31,5$  МГц с позициями Cu2, что совпадает с выводами <sup>2, 3</sup>. Дополнительным подтверждением является изменение  $T_2(^{63}Cu)$  при переходе к  $HoBa_2Cu_3O_{7-y}$  ( $T_c = 94$  К), где наличие магнитного редкоземельного иона дает больший дополнительный вклад в спин-спиновую релаксацию ядер меди с  $\nu_Q = 31,5$  МГц. Для  $y = 1,0$  не удалось обнаружить вторую пару линий (Cu1 позиции) в интервале частот  $18 \div 26$  МГц

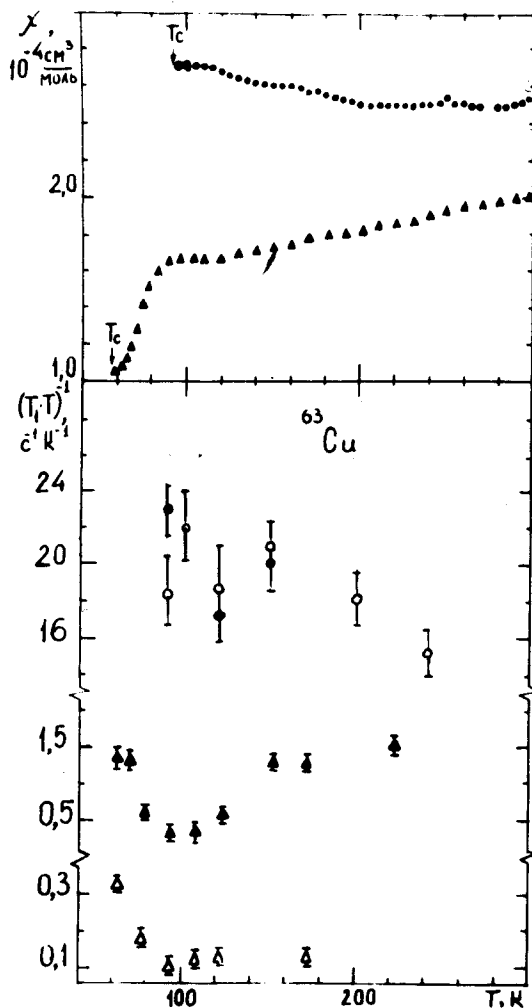


Рис. 2

Рис. 2. Температурные зависимости в нормальном состоянии магнитной восприимчивости (а): ● —  $y = 0,05$ ; ▲ —  $y = 0,24$ , — величины  $(T_1 T)^{-1}$  ядер  $^{63}Cu$  (б):  $y = 0,05$  ● — 22 МГц (Cu1), ○ — 31,5 МГц (Cu2);  $y = 0,24$  ▲ — 22,1 МГц (Cu1), Δ — 31,3 МГц (Cu2)

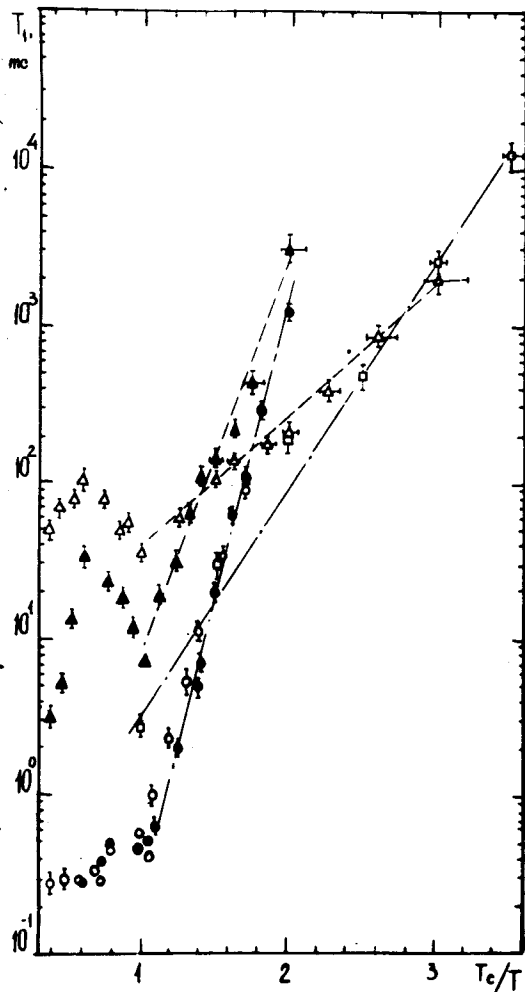


Рис. 3

Рис. 3. Поведение времени спин-решеточной релаксации,  $T_1$ , ядер  $^{63}Cu$  в сверхпроводящем состоянии для  $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ :  $y = 0,05$  ( $T_c = 93$  К) ● — 22,05 МГц, ○ — 31,5 МГц;  $y = 0,24$  ( $T_c = 56$  К) ▲ — 22,1 МГц, Δ — 31,3 МГц,  $T_c = 87$  К □ — 31,5 МГц

Измерение  $T_1$  проводилось по восстановлению амплитуды квадрупольного спинового эха,  $A(t)$ , после насыщающей последовательности радиоимпульсов ( $H_1 \approx 100$  Э,  $t$  — интервал между насыщающей последовательностью и формирующей эхо парой импульсов). В нормальном состоянии  $A(t) \sim \exp - t/T_1$  за исключением образца  $y = 0,24$ , где наблюдалась слабая неэкспоненциальность, по-видимому, связанная с большой шириной линии ЯКР этого образца. Сравнение  $T_1$  для изотопов  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  в области  $T_c/2 < T < 2T_c$  приводит к выводу, что спин-решеточная релаксация ядер меди, в основном, определяется флуктуирующей частью магнитных сверхтонких взаимодействий ядра с электронным окружением:  $T_1(^{63}\text{Cu})/T_1(^{65}\text{Cu}) = 1,15$  (5) для позиций Cu1 и  $T_1(^{63}\text{Cu})/T_1(^{65}\text{Cu}) = 1,00$  (5) для позиций Cu2. Это отлично от результатов <sup>3</sup>, где для позиций Cu1 сделан вывод о преобладании механизма квадрупольной релаксации в указанном выше температурном интервале. В области  $T > T_c$  для  $y = 0,05$  значение  $(T_1 T)^{-1}$  увеличивается с понижением температуры (рис. 2), согласуясь с <sup>3, 4</sup> для  $\nu_Q = 31,5$  Мгц. С ростом  $y$  величина  $(T_1 T)^{-1} \sim \langle N^2(E_\Phi) \rangle_T$  резко уменьшается, что, по-видимому, связано с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми,  $N(E_\Phi)$ . С ростом дефицита кислорода уменьшается величина магнитной восприимчивости  $\chi$ , принимая для  $y = 1, 0$  значение  $\chi_0 = 0,80 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup>/моль, где  $\chi_0$  — не зависящий от температуры вклад при обработке данных  $\chi(T) = \chi_0 + C/(T - \theta)$ . Полагая для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,0}$  близость к нулевому значению спинового вклада,  $\chi_{\text{сп}} = 2\mu_B^2 \langle N(E_\Phi) \rangle_T$ , и независимость от  $y$  вкладов, отличных от паулиевского, можно утверждать, что при переходе к соединению  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,76}$  происходит уменьшение по меньшей мере вдвое значения плотности электронных состояний на уровне Ферми.

В сверхпроводящем состоянии для всех образцов наблюдается неэкспоненциальность кривой восстановления амплитуды сигнала эха,  $A(t)$ . По нашему мнению это связано с пространственным распределением величины  $\Delta$  от нуля до максимального значения по мере удаления вглубь образца от его поверхности (средний размер частиц порошка — 5 мкм). На рис. 3 приведены значения  $T_1$ , соответствующие наиболее пологому участку зависимости  $A(t)$ . Для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,95}$  на обеих позициях получены близкие значения отношения ширины энергетической щели к критической температуре:  $2\Delta/kT_c = 14$  (2) — Cu1,  $2\Delta/kT_c = 12$  (2) — Cu2, — что превышает значение  $2\Delta/kT_c = 7,5$  (5), полученное для Cu2-позиций ранее изученного образца с  $T_c = 87$  К<sup>1</sup>. С ростом  $y$  происходит резкое уменьшение крутизны роста  $T_1(T_c/T)$  и для образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,76}$   $2\Delta/kT_c = 9$  (1) — позиции Cu1 и  $2\Delta/kT_c = 3,7$  (5) — позиции Cu2. Это указывает на существенное ослабление спаривательного механизма с ростом дефицита кислорода в соединении  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ .

#### Литература

1. Алексашин Б.А., Верховский С.В., Гошицкий Б.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, **46**, Приложение, 1987, с.51.
2. Mali M., Brinkmann D., Pauli L. et al. Phys. Lett., A, 1987, **124**, 112.
3. Kitaoka Y., Hiramatsu Sh. Kondo T., Asayama K. Preprint, 1987,
4. Warren W.W., Walstedt R.E., Brennert G.F., et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1860.