

МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ

 $\text{Cu}(2) \text{ B } \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$

*A.I.O. Завидонов, M.B. Еремин, A.B. Егоров,
B.B. Налетов, M.C. Тагиров, M.A. Теплов,
H.M. Чеботаев¹⁾*

Предложена модель релаксации ядерных спинов Cu(2) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, объясняющая экспериментальные данные ЯКР о температурных зависимостях $1/T_1$ и $1/T_2$ как при $T > T_c'$ так и при $T < T_c$.

Традиционная теория БКШ не объясняет ряд экспериментальных данных о ВТСП, в частности, температурную зависимость скоростей продольной ($1/T_1$) и поперечной ($1/T_2$) релаксации ядерных спинов меди.

В данном сообщении приведены результаты измерений скоростей ядерной магнитной релаксации Cu(2) в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ на частоте ЯКР 31,5 МГц и предложена модель, объясняющая поведение $1/T_1$ и $1/T_2$ в интервале температур 30 – 300 К. Ниже мы будем исходить из предположения, что в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ имеется два типа носителей тока: электроны проводимости, распределенные по позициям меди в верхней хаббардовской подзоне, и дырки, распределенные по кислородной подрешетке. Электроны проводимости меди наиболее сильно связаны с ядерными спинами анизотропным сверхтонким взаимодействием. Будем считать здесь, что спариваются только кислородные дырки. Две эти подсистемы носителей связаны между собой благодаря эффектам переноса заряда с кислорода на медь (эффекты гибридизации).

Эффективный гамильтониан носителей верхней подзоны, наиболее сильно связанных с ядерными спинами меди, после исключения слагаемых, обязанных эффектам гибридизации, имеет вид:

$$\mathcal{H} = \sum \epsilon_k a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} - \sum \Delta_\sigma \left(\frac{\epsilon_k}{2\epsilon_k + \epsilon_k^0} \right) (a_{k\sigma}^+ a_{-k-\sigma}^+ + \text{э. с.}) . \quad (1)$$

Здесь ϵ_k^0 – энергия нижней (кислородной) зоны, отсчитанная от дна верхней зоны ϵ_k , $\Delta(T) = (\Delta_\uparrow - \Delta_\downarrow)$ – щель в спектре кислородных дырок, определяющая T_c .

Для простоты будем считать, что плотность энергетических состояний в зоне постоянна.

Тогда химический потенциал системы электронов будет определяться следующим выражением

$$n = \frac{1}{2W} \int_0^W \left(1 - \frac{\epsilon - \mu}{\sqrt{(\epsilon - \mu)^2 + \alpha^2 \epsilon^2}} \right) \operatorname{th} \frac{\sqrt{(\epsilon - \mu)^2 + \alpha^2 \epsilon^2}}{2T} d\epsilon , \quad (2)$$

в котором n – число электронов в зоне, приходящихся на один узел Cu(2), W – ширина энергетической зоны, $\alpha = \Delta/\epsilon_k^0$. Из (2) следует, что при не слишком больших W химический потенциал может быть как положительным, так и отрицательным.

Рассмотрим случай, когда $\mu < 0$. Расчет скоростей продольной и поперечной релаксаций ядерных спинов, связанных с указанной подсистемой электронов проводимости сверх-

¹⁾ Институт физики металлов Уральского отделения Академии наук СССР

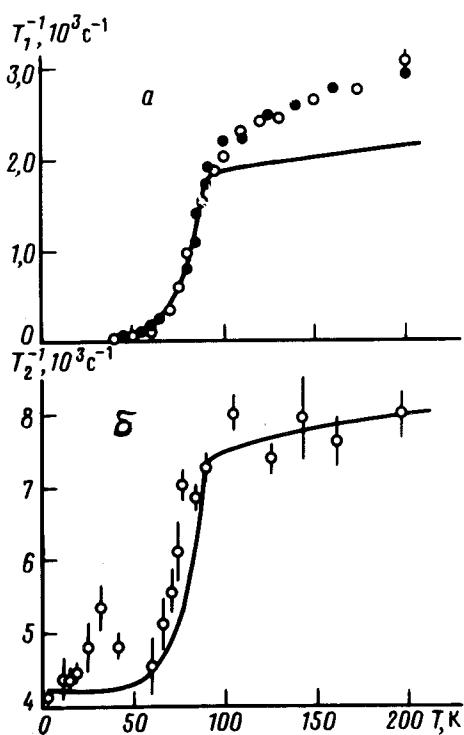
$$\mathcal{H}_{\text{СТВ}} = \frac{1}{2N} I_z A_{\parallel} \sum_{k, k'} (a_{k\uparrow}^+ a_{k'\downarrow} - a_{k\downarrow}^+ a_{k'\uparrow}) + \frac{A_{\perp}}{2N} I_{\perp} \sum_{k, k'} a_{k\downarrow}^+ a_{k'\uparrow} + \frac{A_{\perp}}{2N} I_{\perp} \sum_{k, k'} a_{k\downarrow}^+ a_{k'\uparrow}, \quad (3)$$

где A_{\parallel} , A_{\perp} – константы сверхтонкой связи, N – число узлов Cu(2), приводит к следующему результату

$$\frac{1}{T_1} = \frac{3\pi T}{2\hbar} \left(\frac{A_{\perp}\delta}{2TW} \right)^2 \int_{\mu/2T}^{\sqrt{(\tilde{W}-\tilde{\mu})^2 + \delta^2}/2T} \frac{x^2 dx}{[x^2 - (\delta/2T)^2] \cosh^2 x}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{(A_{\parallel}^2 + A_{\perp}^2)}{2A_{\perp}^2} \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_{2d}}. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{\mu} = \mu/\sqrt{1+\alpha^2}$, $\delta = \alpha\tilde{\mu}$, $\tilde{W} = W\sqrt{1+\alpha^2}$, $1/T_{2d}$ – скорость поперечной релаксации, обусловленной диполь-дипольным взаимодействием ядер ¹. Параметр асимметрии градиента электрического поля на ядрах Cu(2) считается равным нулю. Как видно из (4) и (5), температурная зависимость скорости релаксации существенно отличается от предсказываемой моделью БКШ ². В ней нет характерного для модели БКШ ускорения релаксации при $T \sim T_c$. В нашей модели такого рода ускорение, в принципе, может иметь место при $\mu > 0$.



Температурная зависимость скоростей магнитной релаксации ядер ⁶³Cu(2) в YBa₂Cu₃O_{7-y} на частоте 31,5 МГц:
 a – $1/T_1$, ● – данные из работы ⁴,
 $y = 0$; ○ – наши данные, $y = 0,05 \pm 0,05$;
 b – $1/T_2$, ○ – наши данные ¹, $y \approx 0,1$; сплошные линии – расчет по формулам (5, 6) с $1/T_{2d} = 4,2 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$

Другое характерное отличие нашей модели – поведение скоростей релаксации при высоких температурах; в частности, при $T > T_c$ имеем:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{3\pi A_{\perp}^2 T}{2 \hbar W^2} \cdot \frac{\left[\exp\left(\frac{nW}{T}\right) - 1 \right] \left[\exp\left(\frac{(1-n)W}{T}\right) - 1 \right]}{\exp\left(\frac{W}{T}\right) - 1} . \quad (6)$$

Скорость поперечной релаксации определяется выражением аналогичным (5). Как видно из (6), при высоких температурах ($T \gg nW$) скорости релаксации не подчиняются закону Корринга и слабо зависят от температуры. На рисунке сплошными линиями представлены результаты численных расчетов $1/T_1$ и $1/T_2$ при следующих значениях параметров: $|A_{\perp}| = 63 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $|A_{\parallel}| = 100 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ ^{3, 4}, $2\Delta(0) = 3,9 T_c$, $\epsilon^o = 300 \text{ К}$, $W = 1580 \text{ К}$ и $n = 0,039$. Видно, что результаты расчета согласуются с экспериментальными данными. Небольшое расхождение при высоких температурах можно приписать эффекту температурного сужения W .

Как следует из предложенной модели, к измерениям температурной зависимости времени T_1 ядер меди, предпринимаемым специально для нахождения величины щели Δ , нужно относиться с осторожностью, ибо в пределе низких температур ($T < 40 \text{ К}$) скорость релаксации (ср. (4))

$$1/T_1 \approx (3A_{\perp}^2 \pi / \hbar W^2) T \exp(-|\mu|/T)$$

зависит не от Δ , а от химпотенциала μ .

Авторы глубоко благодарны А.С.Боровику-Романову, Н.М.Крейнес и Н.В.Заварицкому за обсуждение работы.

Литература

1. Бахарев О.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 383.
2. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. М.: Наука, 1970.
3. Tsuda T. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1988, **57**, 2908; Yazuoka H. et al. J. Phys. Soc. Jap., 1988, **57**, 2659.
4. Ishida K. et al. J Phys. Soc. Jap., 1988, **57**, 2897.