

ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ В СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЛАНТАЧ-СТРОНЦИЕВЫХ КЕРАМИК

*B.E.Катаев, Е.Ф.Куковицкий, Ю.И.Таланов,
Г.Б.Тейтельбаум*

Исследование критического поведения линии ЭПР ионов гадолиния, использованных для спинового зондирования лантано-стронциевого сверхпроводника, позволило определить величину и температурную зависимость щели в спектре зарядовых возбуждений.

К настоящему времени установлено, что высокотемпературная сверхпроводимость возникает за счет спаривания заряженных квазичастиц, хотя конкретный механизм спаривания неизвестен. Одним из важных моментов для его понимания является анализ величины и температурной зависимости щели в спектре зарядовых возбуждений. Известно^{1, 2}, какую роль при этом сыграло исследование ядерной спиновой релаксации в изучении обычных сверхпроводников. В высокотемпературных сверхпроводниках критические аномалии ядерной спиновой релаксации, связанные с установлением когерентности спаренных электронов, выражены очень слабо³, что снижает аналитические возможности метода. Изучение же электронной спиновой релаксации в сверхпроводящем состоянии из-за синглетного характера спаривания связано с принципиальными трудностями. Поэтому исследование эффектов когерентности в окрестности сверхпроводящего перехода в лантаново-стронциевой системе, выполненное в настоящей работе, было осуществлено с помощью ЭПР на ионах Gd^{3+} , внедренных в это соединение в качестве спиновых зондов в настолько малой концентрации, чтобы не снизить температуру T_c .

Для того, чтобы изучить влияние легирования стронцием на ЭПР ионов гадолиния наряду с системой $(La_{1,98}Gd_{0,02})_{1,85}Sr_{0,15}CuO_4$ нами исследовано также соединение $La_{1,98}Gd_{0,02}CuO_4$. Все измерения были выполнены на частоте 9,4 ГГц, в широком температурном диапазоне 6–300 К. Для увеличения отношения "сигнал/шум" и ослабления неоднородного уширения, обусловленного конечностью глубины проникновения магнитного поля, исходные керамики размалывались в порошок. Частицы порошка (кристаллиты с размерами порядка нескольких микрон) фиксировались в парафине.

Спектр ЭПР образца $La_{1,98}Gd_{0,02}CuO_4$ состоит из семи линий резонансного поглощения (рис. 1), представляющих собой тонкую структуру спектра ЭПР иона Gd^{3+} . Расстояние между крайними компонентами составляет ~ 7 кГц, а индивидуальные ширины отдельных линий лежат в интервале 300–900 Гц. Их положение не зависит от температуры, а ширина слабо возрастает с ее понижением и в районе 60–80 К имеет плавный максимум с шириной ~ 80 –100 К. Характерное изменение ширины в этой области < 100 Гц. По-видимому, оно обусловлено температурной зависимостью разброса локальных магнитных полей на ионах гадолиния.

Легирование исследуемой системы стронцием приводит при неизменившемся размахе тонкой структуры спектра ЭПР Gd^{3+} к сужению индивидуальных линий до 100–700 Гц (рис. 1) и появлению температурной зависимости ширины отдельных компонент спектра от 0,3 до 1,15 Гц/К (рис. 2). Нам удалось наблюдать сигнал ЭПР и в сверхпроводящем состоянии, причем при $T < T_c = 35$ К структура спектра Gd^{3+} сохраняется, однако ширины отдельных линий испытывают критическое поведение, характерное для явлений, связанных с возникновением когерентности в электронной системе.

Для интерпретации полученных результатов учтем, что находящийся в S -состоянии ион Gd^{3+} ($S = 7/2$) в кристаллической структуре лантановой керамики имеет. (впрежде-
ни слабой орторомбичностью) тетрагональную локальную симметрию и его основное энер-

гетическое состояние в магнитном поле H может быть описано, в первом приближении, гамильтонианом⁴

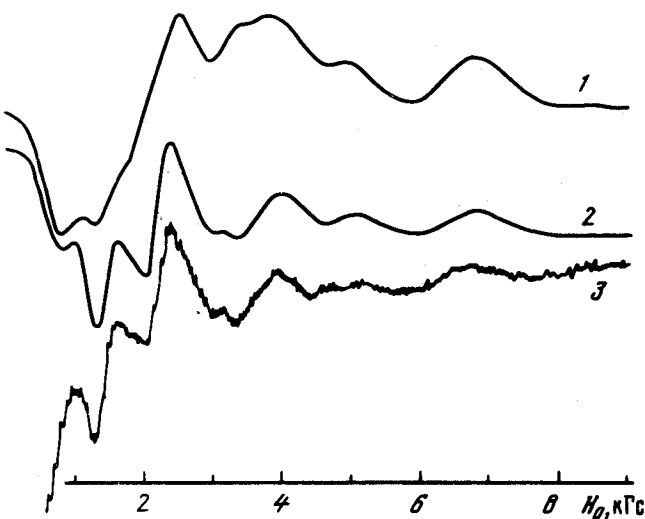


Рис. 1. Тонкая структура спектра ЭПР иона Gd^{3+} в соединении $La_{1.98}Gd_{0.02}CuO_4$ (1) и $(La_{1.98}Gd_{0.02})_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ (2) при $T = 41$ К, тот же сигнал в сверхпроводящем состоянии при $T = 25$ К (3)

Модификация спектра ЭПР Gd^{3+} при легировании исследуемой системы стронцием связана с появлением носителей тока. Уменьшение ширины индивидуальных компонент можно отнести на счет обменного РККИ сужения⁵, а появление линейной температурной зависимости в их поведении связано с корринговской релаксацией спинов Gd^{3+} через носители тока. Следует отметить, что величина температурного наклона зависит от проекции спина M ⁵

$$\delta H_n = 4\pi[S(S+1) - M(M-1)](\rho_F J)^2 kT. \quad (2)$$

Здесь ρ_F – плотность состояний носителей тока на уровне Ферми, J – интеграл их обмен-

$$\mathcal{H} = D [S_z^2 - 1/3S(S+1)] + g\beta HS. \quad (1)$$

Здесь учтена только аксиальная анизотропия. Аналитические выражения для угловых зависимостей резонансных полей разрешенных переходов с $\Delta M = \pm 1$ могут быть получены лишь для предельных значений константы тонкой структуры D ($D \gg H$ или $D \ll H$). Судя по наблюдаемому размаху спектра тонкой структуры, в данном случае реализуется наиболее трудная для вычислений энергетических уровней и волновых функций иона Gd^{3+} ситуация промежуточных полей, требующая точной диагонализации матрицы энергии. Поэтому, в отличие от предельных случаев, энергетические состояния иона Gd^{3+} оказываются смешанными. Последнее влечет за собой возможное перепутывание порядка следования резонансных переходов по магнитному полю. Поэтому для оценки константы D нами было выполнено численное моделирование спектра исследуемого поликристалла, приводящее к согласию вычисленного спектра с наблюдаемым при $D = 3400$ Гс.

ного взаимодействия с магнитными моментами Gd^{3+} . Заметим, что подобное отличие температурных зависимостей ширин отдельных компонент наблюдается экспериментально.

На рис. 2 изображена температурная зависимость ширины третьей слева компоненты спектра (рис. 1), имеющей наибольшее значение $d(\delta H)/dT \approx 1,15$ Гс/К. Увеличение ошибки измерений при $T < T_c$ связано с появлением дрейфа нулевой линии из-за полевой зависимости поверхностного импеданса. Однако корректное вычитание из наблюдаемого спектра дрейфующей нулевой линии позволяет определить ширину изучаемой компоненты с ошибкой не больше, чем при $T > T_c$. Именно эта величина помечается на рис. 2 точкой внутри отложенного доверительного интервала. Плотность состояний ρ_F может быть оценена из найденного в⁶ для $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ коэффициента электронной теплоемкости $\gamma = 0,11$ мДж/см³·К², что позволяет с помощью (2) получить оценку обменного интеграла $J \sim 2,5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Из рис. 2 видно, что к линейной по температуре корринговской зависимости добавляется колоколообразный (высотой ~ 80 Гс) вклад с характерной областью изменения ~ 100 К, который, как отмечено выше, наблюдается и в диэлектрических образцах и не связан со сверхпроводящим переходом.

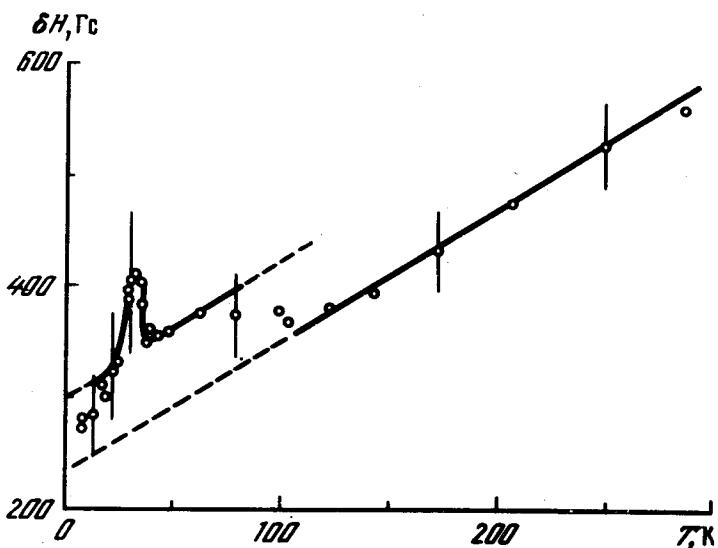


Рис. 2. Температурная зависимость ширины одной из компонент тонкой структуры спектра Gd^{3+} в $(La_{1.98}Gd_{0.02})_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ ($T_c = 35$ К). Сплошная линия – теоретическая кривая построенная при $2\Delta_0/kT_c = 6$, $\alpha = 0,25$ (формула (3))

Аномалии температурной зависимости ширин линий при сверхпроводящем переходе, имеющие место на масштабах ~ 15 К, вызваны искажением корринговской зависимости, обусловленным увеличением плотности состояний на поверхности Ферми за счет эффектов когерентности (оценки показывают, что неоднородным уширением, обусловленным вихревой решеткой, можно пренебречь⁷). При этом корринговская ширина линии в сверхпроводящем состоянии может быть записана^{8, 9} как

$$\delta H_s = \delta H_n 2f(\Delta) \{ 1 + [1 - f(\Delta)] (\Delta/kT) \ln(2\Delta/\omega_0) \}, \quad f(\Delta) = [\exp(\Delta/kT) + 1]^{-1}, \quad (3)$$

где логарифмическая расходимость ширины^{1, 2} обрезана на зеемановской частоте ω_0 ,

поскольку ввиду неизменности T_c при внедрении малого количества ионов Gd^{3+} рассеяние на магнитных примесях неэффективно. Здесь $\Delta(T)$ – величина щели, температурную зависимость которой мы параметризуем в виде $\Delta(T) = \Delta_0 \tau^\alpha$, $\tau = (T_c - T)/T_c$. Быстрый спад ширины линии при $T \rightarrow 0$ связан с экспоненциальным уменьшением числа квазичастич, ответственных за спиновую релаксацию. Заметим, что при $T \rightarrow 0$ ширины всех компонент стягиваются к одному значению, соответствующему остаточной ширине. Для выделения сверхпроводящего корринговского вклада в ширину линии учтем, что он проявляется на широком колокообразном фоне (рис. 2). Вычитание этого почти постоянного вблизи T_c фона из наблюдаемой зависимости позволяет получить искомую кривую. Её описание с помощью формулы (3) приводит к следующим значениям параметров $2\Delta_0/kT_c = 5 \div 6$, $\alpha = 0,25$ (см. рис. 2). Заметим, что эти величины отличаются от характерных для модели Бардина – Купера – Шриффера значений и говорят, в частности, о более резкой температурной зависимости щели.

Авторы благодарны Б.П.Водопьянову и И.А.Гарифуллину за полезное обсуждение результатов.

Литература

1. Hebel L.C., Slichter C.P. Phys. Rev., 1959, 113, 1504.
2. Hebel L.C. Phys. Rev., 1959, 116, 79.
3. Lee M., Judkowsky M., Halperin W.P. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 2378.
4. Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М.: Мир, 1972.
5. Barnes S.E. Adv. Phys., 1981, 30, 801.
6. Finnemore D.K., Shelton R.N., Clem J.R. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 5319,
7. Алексеевский Н.Е., Гарифуллин И.А., Гарифьянов Н.Н. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 276.
8. Maki K., Nakanishi K.J. Low Temp. Phys., 1971, 5, 55.
9. Альтшулер Т.С., Халиуллин Г.Г., Хомский Д.И. ЖЭТФ, 1986, 90, 2104.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 сентября 1988 г.