

## РККИ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ RE В СВЕРХПРОВОДНИКАХ (RE)Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>

А.И.Буздин Л.Н.Булаевский

С учетом РККИ-взаимодействия моментов RE рассчитано изменение интенсивности магнитного рассеяния нейтронов под влиянием сверхпроводимости в соединениях (RE)Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>. Полученные результаты позволяют объяснить экспериментальные данные для малоуглового рассеяния нейтронов в ErBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> и определить сверхпроводящую корреляционную длину при температурах  $T < T_c$ .

1. Замена в соединении YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> атомов Y на магнитные редкоземельные атомы RE = Gd, Du, Ho, Er практически не влияет на величину сверхпроводящей критической температуры  $T_c$  – она остается на уровне 95 К<sup>1</sup>. Такое поведение можно объяснить слабым взаимодействием между *f*-электронами атомов RE и электронами проводимости слоев Cu – O из-за их пространственного разделения в кристаллической решетке.

При низких температурах в магнитных высокотемпературных сверхпроводниках появляется антиферромагнитное упорядочение моментов RE – об этом свидетельствуют измерения магнитной восприимчивости и теплоемкости<sup>2</sup> и нейтронного рассеяния<sup>3</sup>. Характерные значения точки Нееля  $T_N$  составляют 0,5 – 2 К. За магнитное упорядочение наряду с магнитодипольным взаимодействием может быть ответственно и косвенное обменное (РККИ) взаимодействие моментов RE через электроны проводимости. Характерным энергетическим параметром РККИ-взаимодействия является величина  $\theta_{ex} \approx J^2 N(0) \cdot S(S+1)$ , где  $J$  – обменный интеграл и  $N(0)$  – плотность состояний на поверхности Ферми, а  $S$  – спиновый момент. Величина  $\theta_{ex}$  должна быть меньше или порядка  $T_N$ . Обратное время  $\tau_S^{-1}$  обменного рассеяния электронов при  $T > T_N$  по порядку величины совпадает с  $\theta_{ex} < T_N$ <sup>4</sup>, и поскольку  $T_N \ll T_c$  присутствие магнитных моментов RE практически не влияет на  $T_c$ . Отметим, что для антиферромагнитного упорядочения РККИ-взаимодействие может быть эффективным не только в металлической фазе, но и в диэлектрической фазе с андерсоновской локализацией электронов из-за беспорядка – пока радиус локализации больше межатомного расстояния.

Свидетельство в пользу существенной роли РККИ-взаимодействия дают измерения малоуглового диффузного магнитного рассеяния нейтронов в ErBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub>. В<sup>3</sup> обнаружено, что появление сверхпроводимости подавляет рассеяние с малыми передачами импульса  $q \lesssim 0,03 \text{ \AA}^{-1}$ . Этот эффект и масштаб  $q$ , где он проявляется, находит естественное объяснение в рамках РККИ-взаимодействия моментов через электроны, ответственные за сверхпроводимость.

Дальнодействующая часть РККИ-взаимодействия моментов (компонента с волновым вектором  $q = 0$ ) в нормальном металле всегда благоприятствует ферромагнетизму. Она пропорциональна спиновой электронной восприимчивости  $\chi_e(q = 0)$ . В сверхпроводящей фазе последняя уменьшается и дальнодействующая часть РККИ-взаимодействия "выключается" на волновых векторах  $q \lesssim \xi^{-1}$ , где  $\xi$  есть сверхпроводящая корреляционная длина. Поэтому выше  $T_N$  сверхпроводимость подавляет магнитные флуктуации с  $q \lesssim \xi^{-1}$ , не меняя флуктуации с большими волновыми векторами. Интенсивность магнитного рассеяния нейтронов  $I(q)$  с передачей импульса  $q$  пропорциональна статической магнитной восприимчивости моментов атомов  $\chi_m(q)$ <sup>5</sup>. В сверхпроводящей фазе имеем для  $q \gg \lambda_L^{-1}$ <sup>6</sup> и  $T \gg T_N$

$$I(q) \sim \chi_m(q) \sim \left[ T - \theta_{ex} \frac{\chi_e^{(S)}(q) - \chi_e^{(n)}(q)}{\chi_e^{(n)}(0)} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\lambda_L$  — лондоновская глубина проникновения. Условие  $q \gg \lambda_L^{-1}$  было выполнено с большим запасом в <sup>3</sup> и позволяет в выражении (1) пренебречь мейсснеровской экранировкой. В области же  $q \lesssim \lambda_L^{-1}$  в принципе должно наблюдаться дополнительное уменьшение магнитного рассеяния.

2. Количественно изменение рассеяния под влиянием сверхпроводимости определяется выражением

$$\frac{I_S(q)}{I_S(q \gg \xi^{-1})} - 1 = - \frac{\theta_{ex}}{T} f(q, T), \quad (2)$$

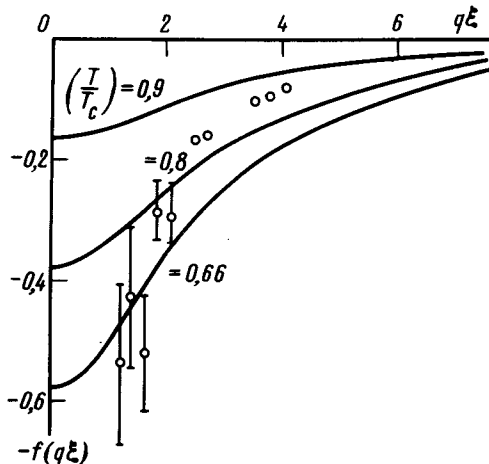
$$f(q) = [\chi_e^{(n)}(q) - \chi_e^{(S)}(q)] / \chi_e^{(n)}(0).$$

Мы вычислили функцию  $f(q)$  для модели БКШ в случае анизотропного спектра, обобщив подход <sup>7</sup>. С учетом рассеяния электронов на примесях имеем

$$f(q, T) = \pi T \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Delta^2 (\omega_n^2 + \Delta^2)^{-1} [K(\omega_n, q) - 1/(2\tau)]^{-1}, \quad (3)$$

$$K(\omega_n, q) = \frac{1}{2} (\sum_{\alpha} q_{\alpha}^2 v_{\alpha}^2)^{1/2} \left[ \operatorname{arctg} \frac{\tau (\sum_{\alpha} q_{\alpha}^2 v_{\alpha}^2)^{1/2}}{1 + 2\tau (\omega_n^2 + \Delta^2)^{1/2}} \right]^{-1}$$

где  $\omega_n = \pi T(2n + 1)$ ,  $\tau$  — время рассеяния электрона на примесях,  $\Delta$  — сверхпроводящая щель в сверхпроводнике,  $q_{\alpha}$  и  $v_{\alpha}$  — импульс и фермиевская скорость вдоль оси  $\alpha$  соответственно. Функция  $f(q)$  анизотропна, и интересно было бы наблюдать анизотропию магнитного рассеяния в монокристалле. Для поликристаллических образцов рассеяние определяется функцией  $f(q)$ , усредненной по ориентациям осей кристалла  $\alpha$ . Зависимости  $f(q\xi)$  для грязных поликристаллических сильно анизотропных слоистых сверхпроводников при разных температурах показаны на рисунке, здесь  $\xi = 1,15 (\xi_0^{\parallel} l)^{1/2}$ ,  $\xi_0^{\parallel} = 0,18 v_F^{\parallel} / T_c$  и  $l = v_F^{\parallel} \tau$ . Экспериментальные данные <sup>3</sup> при  $T/T_c = 0,66$  находятся в качественном согласии с этими зависимостями при  $\xi = 70 \text{ \AA}$ . Экстраполированные значения для  $\xi$  из данных для  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  дают  $\xi \approx 34 \text{ \AA}$  <sup>8</sup> в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  и  $\xi \approx 74 \text{ \AA}$  в  $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  <sup>9</sup>. К сожалению, измерения величины  $(I_S - I_n)/I_n$  в <sup>3</sup> не проведены, и оценка  $\theta_{ex}$  с помощью соотношения (2) из экспериментальных данных невозможна.



Таким образом, экспериментальные данные <sup>3</sup> свидетельствуют о важной роли РККИ-механизма взаимодействия локализованных моментов и сверхпроводящих электронов в соеди-

нениях  $(RE)Ba_2Cu_3O_7$  и позволяют определить сверхпроводящую корреляционную длину  $\xi$  при  $T \ll T_c$ .

3. Информацию о величине  $J$  можно также получить из данных для сдвига Найта  $K$  на  $\text{Cu}$  в соединениях  $(RE)Ba_2Cu_3O_7$ . Сдвиг Найта в них определяется не только действием внешнего поля  $H$  на электроны проводимости, но и обменным полем моментов RE, поляризованных полем  $H$ . В результате, пренебрегая малым вкладом поля намагниченности, имеем

$$K \sim \chi_e^{(S)}(0) \left( \mu_B + \frac{\chi_m(0)}{M_0} JS \right) H, \quad (4)$$

где  $M_0 = \mu_{eff} n$  и  $n$  — концентрация RE атомов. С понижением температуры ниже  $T_c$  величина  $\chi_e^{(S)}(0)$  падает, а  $\chi_m(0)$  растет по закону Кюри — Вейсса. В результате возможна немонотонная зависимость  $K$  от  $T$  и сравнение измерений  $K(T)$  в системах с Y и магнитным ионом RE позволяет определить величины  $J$  и  $\theta_{ex}$ .

Авторы благодарят Д.А.Купцова за помощь в проведении численных расчетов.

#### Литература

1. Hor P.H., Meng R.L., Wang Y.Q. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1891.
2. Willis J.O., Fisk Z., Thompson J.D. et al. J. Mag. Met., 1987, **67**, L139.
3. Lynn J.W., Li W.-H., Li Q. et al. Phys. Rev., 1987, **B36**, 1768.
4. Абрикосов А.А., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1960, **39**; 1781.
5. Уайт Р. Квантовая теория магнетизма. М.: Мир, 1985.
6. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич М.Л., Панюков С.В. УФН, 1984, **144**, 579; Adv. in Phys., 1985, **34**, 175.
7. Kaufman M., Entin-Wohlman O. Physica, 1976, **84B**, 77.
8. Worthington T.K., Gallagher W.Y., Dinger T.R. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1160.
9. Noël H., Gougeon P., Padiou J. et al. Sol. St. Com., 1987, **63**, 915.