

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $Tm_{0,1}Y_{0,9}Ba_2Cu_3O_{6,9}$ НА ШИРИНЫ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ УРОВНЯМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Е.А. Горемычкин, Р. Осборн¹⁾, А.Д. Тейлор¹⁾

Методом неупругого рассеяния нейтронов исследована температурная зависимость ширины переходов между уровнями кристаллического поля в высокотемпературном сверхпроводнике $Tm_{0,1}Y_{0,9}Ba_2Cu_3O_{6,9}$. При $T < T_c$ наблюдается уменьшение ширины переходов, обусловленное открытием энергетической щели при переходе в сверхпроводящее состояние. Оценена константа, характеризующая силу s - f -взаимодействия, $\rho' = 0,025 \pm 0,005$.

Релаксация локализованного $4f$ магнитного момента в металлах, обусловленная взаимодействием с электронами проводимости (s - f -взаимодействие), проявляется в уширении пиков в спектрах неупругого магнитного рассеяния нейтронов (НМРН) на переходах между уровнями расщепленного кристаллическим электрическим полем (КЭП) основного мультиплета иона редкоземельного металла (РЗМ)¹. В сверхпроводящем состоянии этот механизм релаксации может привести к разрыву куперовской пары (переворот спина одного из электронов, образующих куперовскую пару ($k\uparrow, -k\downarrow$)), если энергия перехода между уровнями КЭП (ϵ) больше величины энергетической щели $2\Delta(T)$. Возникновение энергетической щели, при условии $2\Delta(T) < \epsilon$, в первом приближении не отразится на температурной зависимости ширины переходов. В случае, когда $2\Delta(T) > \epsilon$, энергии возбуждения ϵ , будет недостаточно для разрыва куперовской пары и, в результате, канал релаксации, обусловленный s - f -взаимодействием, будет выключен, что должно привести к уменьшению ширины соответствующих пиков в спектрах НМРН ниже T_c ².

В данной статье мы сообщаем результаты изучения температурной зависимости ширины переходов между уровнями КЭП методом НМРН в высокотемпературном сверхпроводнике (ВТСП) $Tm_{0,1}Y_{0,9}Ba_2Cu_3O_{6,9}$ (Tm : YBCO). Основной 3H_6 мультиплет иона Tm^{+3} в КЭП орторомбической симметрии расщеплен на 13 синглетов Γ_i : $4 \times \Gamma_1, 3 \times \Gamma_2, 3 \times \Gamma_3, 3 \times \Gamma_4$. Низколежащие состояния иона Tm^{+3} в YBCO характеризуются основным уровнем Γ_3 и двумя первыми возбужденными уровнями Γ_4, Γ_2 при энергиях 11,8 мэВ, 14,2 мэВ. Между ними разрешены два интенсивных дипольных перехода с основного уровня. Это обстоятельство делает систему Tm : YBCO очень удобной для исследования температурной зависимости ширины переходов между уровнями КЭП, поскольку спектры НМРН содержат два интенсивных, слабо перекрывающихся неупругих пика при передачах энергии 11,8 мэВ и 14,2 мэВ. Использование 10% замещения иттрия на тулий позволяет исключить влияние $4f$ - $4f$ -взаимодействия на ширины переходов КЭП.

Образец Tm : YBCO согласно рентгеновским и нейтронным дифракционным экспериментам был однофазным, с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 92$ К и шириной перехода $\Delta T_c = 2$ К. Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов проводились на спектрометре HET³, установленном на импульсном источнике ISIS, Лаборатория Резерфорда Апплетона, Великобритания. Использовалась энергия налетающих нейтронов 35 мэВ, разрешение на упругой линии 0,3 мэВ (половина ширины на половине высоты (ПШПВ)). Угол под которым регистрировались рассеянные нейтроны $\varphi = 5^\circ$, переданный импульс для области передач 8 мэВ – 16 мэВ составил от $0,6 \text{ \AA}^{-1}$ до $1,12 \text{ \AA}^{-1}$. Образец массой 100 г, помещенный в тонкостенный алюминиевый держатель, заполненный гелием для лучшего теплового контакта, устанавливался на холодный палец рефрижератора замкнутого цикла, позволяющего менять температуру от 15 К до 300 К.

¹⁾ Лаборатория Резерфорд–Апплетон

На рис. 1 приведены, в качестве примера, фрагменты трех спектров неупругого рассеяния нейтронов для температур 125 К (выше T_c), 90 К (вблизи T_c) и 35 К (ниже T_c). В процессе обработки экспериментальных данных учитывались следующие обстоятельства: а) поскольку пики при $\epsilon_1 = 11,8$ мэВ и $\epsilon_2 = 14,2$ мэВ обусловлены переходами с основного уровня, отношение их интенсивностей равно отношению квадратов матричных элементов оператора J_{\perp} ($I_2/I_1 = 0,83$) и не будет зависеть от температуры; б) при высоких температурах ($T > 100$ К) в спектрах появляется слабый вклад от рассеяния на переходах КЭП с возбужденных уровней, что учитывалось исходя из значений параметров гамильтониана КЭП; в) функция разрешения, с которой сворачивался модельный закон рассеяния в виде набора лорентцианов, определялась из данных по рассеянию на ванадии. Фон аппроксимировался прямой линией за пределами интервала содержащего магнитный отклик.

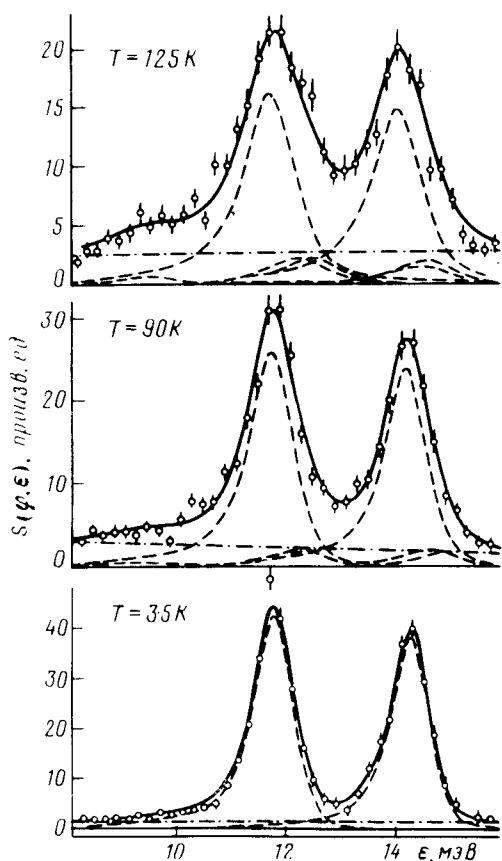


Рис. 1. Фрагменты спектров неупругого рассеяния нейтронов (точки) в интервале передач энергий от 8 мэВ до 16 мэВ. Смысл содержащихся на рисунке линий объяснен в тексте

В итоге мы имели три независимых параметра: ширины двух переходов (ПШПВ) с основного уровня и интенсивность пика при $\epsilon_1 = 11,8$ мэВ.

На рис. 1 сплошная линия – аппроксимация методом наименьших квадратов (МНК) экспериментальных спектров, пунктир – отдельные спектральные компоненты и штрих-пунктирная прямая – фон. Результаты определения ширин переходов приведены на рис. 2. Вертикальная стрелка – положение температуры сверхпроводящего перехода. Как видно на этом рисунке, при $T < 70$ К ширины линий не зависят от температуры, и составляют величину $\Gamma_0 = 0,05$ мэВ. В окрестности T_c и при $T > T_c$ происходит значительное уширение переходов между уровнями КЭП. Такое поведение зависимости ширины от температуры обусловлено появлением канала релаксации – рождение электрон-дырочных пар при $T > T_c$ вследствие закрытия энергетической щели. Остаточная ширина Γ_0 по-видимому обусловлена статическими неоднородностями, связанными,

например, с дефицитом кислорода ($\delta = 0,1$). На рис. 3 приведена зависимость интенсивности перехода при $\epsilon = 11,8$ мэВ от температуры. Сплошная линия – расчет в модели КЭП заселенности основного состояния $\rho(T) = Z(T)^{-1}$ ($Z(T)$ – статистическая сумма), нормированный к значению экспериментально определенной интенсивности при $T = 20$ К. Хорошее совпадение теоретической кривой и экспериментальных точек на этом рисунке указывает на отсутствие методических ошибок при измерениях и обработке экспериментальных данных.

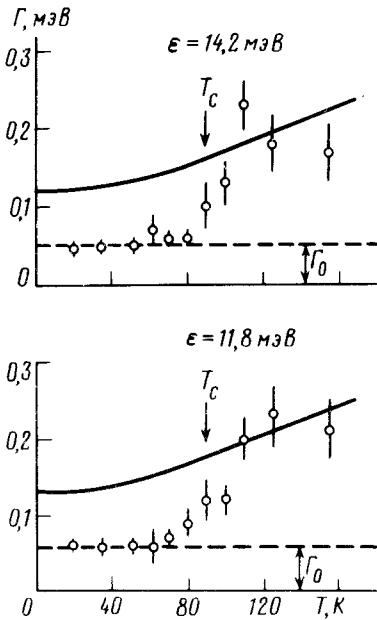


Рис. 2. Температурная зависимость ПШПВ для переходов между уровнями КЭП при передачах энергии 14,2 мэВ и 11,8 мэВ

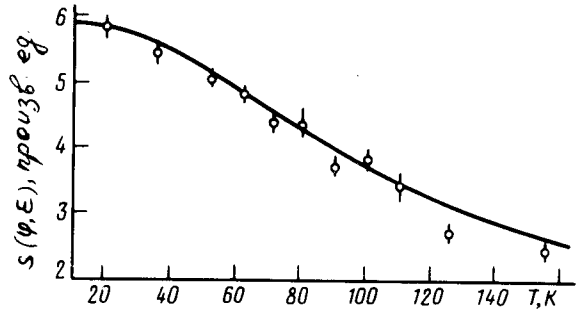


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности перехода при 11,8 мэВ (точки), сплошная линия – расчет в модели КЭП

В нормальном состоянии ($T > T_c$) ширина перехода между уровнями КЭП, для случая двух синглетов, описывается выражением ¹:

$$\Gamma = 4\pi M^2 (N(0)J_{ex})^2 (g_J - 1)^2 \delta \operatorname{cth} \frac{\delta}{2T}, \quad (1)$$

где $M = \langle m | J | n \rangle$, $N(0)$ – плотность состояний на уровне Ферми, J_{ex} – обменный интеграл s - f -взаимодействия, g_J – фактор Ланде, δ – расстояние между уровнями КЭП. Аппроксимируя (МНК) выражением (1) значения ширин переходов при $T > T_c$ (сплошная линия на рис. 2) получаем оценку величины параметра, характеризующего силу s - f -взаимодействия, $\rho' = N(0)J_{ex} = 0,025 \pm 0,005$, что совпадает с значением ρ' для соединения $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ⁴. Следует отметить, что значение параметра ρ' для ВТСП соединений не является малым и по порядку величины соответствует ρ' для металлического сверхпроводника $\text{Tb} : \text{LaAl}_2$ ($T_c = 3,2$ К; $\rho' = 0,034$) ⁵.

При $T < T_c$ экспериментальные точки на рис. 2 лежат ниже теоретической кривой. Повидимому, в сверхпроводящем состоянии $N(0) \approx 0$ (или по крайней мере резко уменьшается по сравнению с нормальным состоянием), если принять, что Γ_0 не обусловлена s - f -взаимодействием (на это указывает отсутствие зависимости ширины от температуры ниже 70 К). В заключение следует отметить, что планируемые нами более тщательные измерения температурной зависимости ширин переходов между уровнями КЭП в окрестности T_c , возможно, позволят определить величину энергетической щели $2\Delta(0)$ (для этого необходимо экспериментально определить закон уменьшения ширины ниже T_c). На уровне той точности эксперимента, которую мы имеем на сегодня, возможно лишь указать нижний предел для $2\Delta(0) > 14,2$ мэВ.

Е.А.Горемычкин благодарен Лаборатории Резерфорда Апплетона (SERC, UK) за финансовую поддержку и гостеприимство во время проведения экспериментов, а также П.Аленспаху (PSI, Switzerland) и Ю.М.Останевичу (ЛНФ, ОИЯИ) за обсуждение результатов.

Литература

1. *Fulde P., Peschel I.* Adv. Phys., 1972, 21, 1; *Becker K.W. et al.* Z. Phys. B, 1977, 28, 9.
2. *Keller J., Holzer P.* In Low Temperature Physics, LT-14, edited by M.Krusins and M.Vuorio (American Elsevier, New York, 1975), 3, p. 438.
3. *Taylor A.D. et al.* Jones Rutherford Appleton Laboratory Report No. RAL-87-012, 1987.
4. *Walter U. et al.* Phys. Rev. B, 1987, 36, 8899.
5. *Feile R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 610.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
18 сентября 1989 г.