

Заметим, что возгорание и затухание резонансной ПЛ, обусловленной даже однократным рассеянием поляритонов, как видно из (10) и (11), носят неэкспоненциальный характер, а при $t/\tau_\beta \ll 1$

$$f_{\beta\beta'}(t) = \frac{1}{6} t^3 / (\tau_\beta \tau_{\beta'}^2).$$

Результаты численного расчета будут приведены и проанализированы в отдельной статье.

В заключение автор пользуется случаем сердечно поблагодарить Г. Е. Пикуса за ценные советы при обсуждении.

Список литературы

- [1] Аавиксоо Я. Ю., Липпмаа Я. Э., Фрейберг А. М., Савихин С. Ф. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 203—210.
- [2] Пикус Г. Е., Собиров М. М., Юлдашев Н. Х. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 2 (8). С. 635—641.
- [3] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Юлдашев Н. Х. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 1228—1245.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 мая 1992 г.

УДК 538.945:539.166

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

ТЕНЗОР КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЭП В УЗЛАХ МЕДИ РЕШЕТОК $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. КОЭФФИЦИЕНТ ШТЕРНХЕЙМЕРА ДЛЯ ЦЕНТРОВ Cu^{2+}

*Д. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов, П. П. Серегин, Ч. С. Саидов,
Е. Б. Шадрин, О. К. Щербатюк*

Пространственное распределение дырок в решетках высокотемпературных сверхпроводников типа $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($R = \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Yb}, \text{Er}, \text{Ho}$) может быть определено из сравнения экспериментальных и расчетных параметров диагонализированного тензора градиента электрического поля (ГЭП), создаваемого в узлах меди ионами кристаллической решетки [1]. По-видимому, наиболее надежная информация такого рода может быть получена методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn): после распада изотопа ^{67}Cu в узлах меди оказываются центры $^{67}\text{Zn}^{2+}$, для которых считается пренебрежимо малым вклад валентных электронов в суммарный ГЭП на ядрах ^{67}Zn [2]. Последнее утверждение носит принципиальный характер и требует дополнительного обоснования.

Настоящая работа посвящена определению параметров тензора ГЭП в узлах меди решеток $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($R = \text{Nd}, \text{Gd}, \text{Y}, \text{Yb}$) методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn). Демонстрируется корреляция между изменением главной компоненты тензора кристаллического ГЭП на ядрах

Параметры эмиссионных мессбауэровских спектров ^{67}Cu (^{67}Zn), расчетные величины главной компоненты тензора кристаллического ГЭП в узлах Cu (1) и Cu (2), постоянные квадрупольного взаимодействия для центров ^{63}Cu (2) в решетках $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Керамика	Центр	^{67}Zn e^2Qq , МГц		eq^3 , $e/\text{Å}^3$	Расчет $eq_{\text{кр}}$, $e/\text{Å}^3$	^{63}Cu [6] e^2Qq , МГц
$\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (1)	19.95	0.97	0.256	0.9642	
	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (2)	11.55	≤ 0.2	0.148	0.5424	
$\text{SmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)				0.5460	66.2
	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)				0.5484	65.2
$\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)				0.5484	64.8
$\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (1)	20.05	0.97	0.257	0.9648	
	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (2)	11.70	≤ 0.2	0.150	0.5510	
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)					64.6
	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (1)	20.10	0.95	0.258	0.9690	
$\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (2)	11.80	≤ 0.2	0.151	0.5553	
	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)					63.0
$\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)				0.5563	63.0
	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)				0.5585	62.8
$\text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (1)	20.15	0.97	0.258	0.9722	
	$^{67}\text{Zn}^{2+}$ (2)	11.80	≤ 0.2	0.152	0.5613	
	$^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2)					61.8
	Погрешность	± 0.05	± 0.03			

^{67}Zn (eq^3) и изменением главной компоненты тензора кристаллического ГЭП в узлах меди ($eq_{\text{кр}}$), рассчитанной по модели точечных зарядов.

Синтез $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ проводился по керамической технологии с использованием радиоактивного изотопа ^{67}Cu . Все контрольные образцы были однородными и при $T \leq 80$ К переходили в сверхпроводящее состояние. Эмиссионные мессбауэровские спектры $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ снимались при 4.2 К с поглотителем ^{67}ZnS . Типичные спектры приведены на рис. 1, а результаты измерений и обработки спектров сведены в таблицу. Переход от e^2Qq к eq^3 осуществлялся по соотношению $q^3 = e^2Qq / (1 - \gamma)eQ$ со значениями коэффициента Штернхеймера для иона Zn^{2+} $\gamma(\text{Zn}^{2+}) = -12.2$ [3] и квадрупольного момента ядра ^{67}Zn $Q(^{67}\text{Zn}) = 0.17$ барн [4].

Расчет тензора кристаллического ГЭП в узлах меди решеток $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($\text{R} = \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Y}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Yb}$) проводился по методике, описанной в [2]; положение атомов в элементарной ячейке и параметры элементарной ячейки брались из работы [5]. Тензоры для узлов меди всех решеток $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ диагональны в кристаллических осях. Результаты расчета для модели $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, предложенной авторами [2], приведены в таблице.

Как видно из рис. 1, эмиссионные мессбауэровские спектры керамик $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ представляют собой наложение двух квадрупольных триплетов, отвечающих центрам $^{67}\text{Zn}^{2+}$ в узлах Cu (1) (менее интенсивный триплет) и Cu (2) (более интенсивный триплет). Из таблицы следует, что имеется тенденция к возрастанию e^2Qq по ряду $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 - \text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Аналогичные тенденции наблюдаются и для расчетных значений $eq_{\text{кр}}$ для узлов Cu (1) и Cu (2). Однако, как видно из таблицы, для модели $\text{R}^{3.14+}\text{Ba}_2^{2.09+}\text{Cu}$ (1) $^{1.89+}\text{Cu}$ (2) $^{1.89+}\text{O}$ (1) $^{2.09-}$ · O (2) $^{1.93-}\text{O}$ (3) $^{1.81-}\text{O}$ (4) $^{1.34-}$ [2] отсутствует согласие между количественными значениями главной компоненты тензора ГЭП, полученными экспериментальным и расчетным путем как для центров $^{67}\text{Zn}^{2+}$ (1), так и для центров ^{67}Zn (2). Этот факт объясняется, с нашей точки зрения, неопределенностью значения $\gamma(\text{Zn}^{2+})$ и неочевидным выбором в качестве зарядов атомов их типичных валентностей.

Устранение этих проблем возможно, если проводить сравнение для узлов Cu (1) и Cu (2) отношений $S^3 = (e^2Qq)_R / (e^2Qq)_Y$ и $S_{\text{кр}} = (q_{\text{кр}})_R / (q_{\text{кр}})_Y$. Здесь $(e^2Qq)_R$, $(q_{\text{кр}})_R$ и $(e^2Qq)_Y$, $(q_{\text{кр}})_Y$ относятся к керамикам $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Как

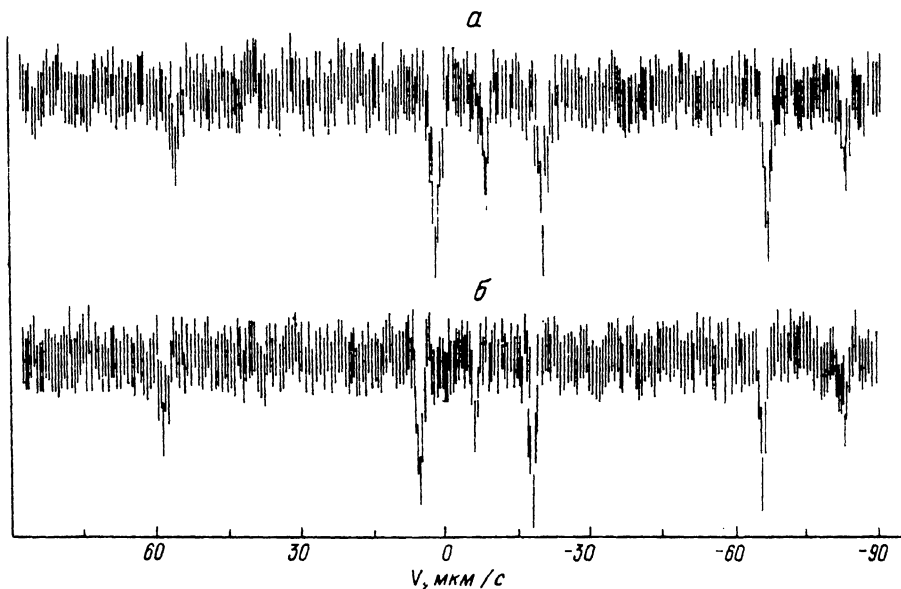


Рис. 1. Эмиссионные мессбауэровские спектры ^{67}Cu (^{67}Zn) $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (а) и $\text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (б).

видно из рис. 2, а, зависимость $S^3 = f(S_{\text{кр}})$ хорошо описывается моделью, в которой возрастание e^2Qq для центров $^{67}\text{Zn}^{2+}$ (2) по ряду $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (от Nb к Yb) связано только с возрастанием $eq_{\text{кр}}$ в соответствующих узлах.

Авторы [6] установили, что по ряду $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 - \text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ частота ядерного квадрупольного резонанса на ядрах ^{63}Cu (2) уменьшается (см. таблицу). Очевидно, что и этот факт можно объяснить изменением $eq_{\text{кр}}$ в узлах Cu (2). Действительно, для центров $^{63}\text{Cu}^{2+}$ для экспериментальной величины e^2Qq можно записать

$$e^2Qq = (1-\gamma)e^2Qq_{\text{кр}} + (1-R)e^2Qq_{\text{вал}},$$

и если предположить, что для всех керамик $(1-R)e^2Qq_{\text{вал}} = \text{const}$, то должна иметь место зависимость

$$(\Delta e^2Qq)_R / (\Delta e^2Qq)_Y - (\Delta q_{\text{кр}})_R / (\Delta q_{\text{кр}})_Y = 0.$$

Здесь Q — квадрупольный момент ядра ^{63}Cu ($Q(^{63}\text{Cu}) = -0.211$ барн [7]); γ , R — коэффициенты Штернхеймера для ионов Cu^{2+} ,

$$(\Delta e^2Qq)_R = (e^2Qq)_R - (e^2Qq)_{\text{Nd}},$$

$$(\Delta e^2Qq)_Y = (e^2Qq)_Y - (e^2Qq)_{\text{Nd}},$$

$$(\Delta q_{\text{кр}})_R = (q_{\text{кр}})_R - (q_{\text{кр}})_{\text{Nd}},$$

$$(\Delta q_{\text{кр}})_Y = (q_{\text{кр}})_Y - (q_{\text{кр}})_{\text{Nd}}.$$

Как видно из рис. 2, именно такая зависимость и наблюдается.

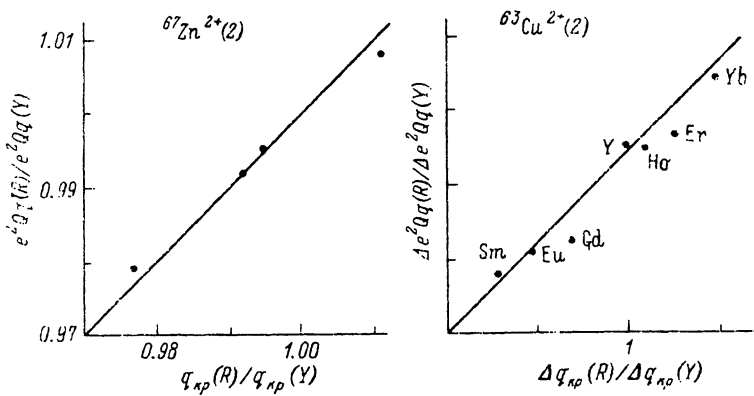


Рис. 2.

Отметим, что последнее обстоятельство открывает принципиально новую возможность экспериментального определения коэффициента Штернхеймера для ионов Cu^{2+} (Cu^{2+}), знание которого необходимо для выделения из экспериментальной величины e^2Qq вкладов от ионов кристаллической решетки и валентных электронов меди. Для центров с замкнутой валентной оболочкой (например, Cu^+ , $3d^{10}$) есть две возможности определения величины: теоретический расчет (для Cu^+ он дает -15 [⁸], -17 [⁹], -13.77 [¹⁰]) и путь сравнения экспериментального значения e^2Qq с результатами расчета $eq_{\text{кр}}$ (поскольку для таких центров вклад от валентных электронов отсутствует). В частности, такое сравнение, проведенное авторами [¹¹] для случая Cu_2O , дает $\gamma(\text{Cu}^+) = -5.48$.

Считается, что для центров с незавершенной валентной оболочкой существует лишь теоретическая возможность расчета величины (в частности, для центров Cu^{2+} получены значения -25 [⁹], -7.59 [¹²]). Неадекватность таких данных уже проиллюстрирована на примере определения величины $\gamma(\text{Cu}^+)$. Поскольку в ряду $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 - \text{YbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ для центров $^{63}\text{Cu}^{2+}$ (2) изменение величины e^2Qq связано с изменением только $eq_{\text{кр}}$, то согласование экспериментальной разности $(e^2Qq)_{\text{Nd}} - (e^2Qq)_{\text{Yb}} = 4.4$ МГц с расчетной разностью $(q_{\text{кр}})_{\text{Nd}} - (q_{\text{кр}})_{\text{Yb}} = -0.0189 e/\text{Å}^3$ позволяет получить экспериментальное значение $\gamma(\text{Cu}^{2+}) = -31$.

Если для решетки

$$\text{Y}^{3.14+} \text{Ba}_2^{2.09+} \text{Cu} (1)^{1.89+} \text{Cu} (2)_2^{1.89+} \text{O} (1)_2^{2.09-} \text{O} (2)_2^{1.93-} \text{O} (3)_2^{1.81-} \text{O} (4)^{1.34-}$$

использовать результаты наших расчетов тензора кристаллического ГЭП в узлах меди $\text{Cu} (1)$ и $\text{Cu} (2)$, а также данные авторов [¹³], определивших с точностью до знака компоненты тензоров суммарного ГЭП в узлах $^{63}\text{Cu} (1)$ и $^{63}\text{Cu} (2)$, то значения $\gamma(\text{Cu}^{2+}) = -31$ и $Q(^{63}\text{Cu}) = -0.211$ барн приводят к следующим результатам:

узлы $^{63}\text{Cu} (1)$

$$eQV_{\text{вал } aa}(1-R) = -189,$$

$$eQV_{\text{вал } ee}(1-R) = -30,$$

$$eQV_{\text{вал } cc}(1-R) = +219 \text{ МГц},$$

узлы $^{63}\text{Cu} (2)$

$$eQV_{\text{вал } aa}(1-R) = -97,$$

$$eQV_{\text{вал } \theta\theta}(1-R) = -97,$$

$$eQV_{\text{вал } cc}(1-R) = +194 \text{ МГц.}$$

Таким образом, главные компоненты тензоров валентного ГЭП для ^{63}Cu (1) и ^{63}Cu (2) примерно одинаковы и главные оси этих тензоров совпадают с осью с.

Список литературы

- [1] Adrian F. J. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. P. 2426.
- [2] Насрединов Ф. С., Мастеров В. Ф., Серегин П. П., Серегин Н. П. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 1027.
- [3] Sternheimer R. M. // Phys. Rev. 1966. V. 146. P. 140.
- [4] Foster A., Potzel W., Kalvins G. M. // Phys. B. 1980. V.37. P.209.
- [5] Tarascon J. M., McKinnon W. R., Greene L. N., Hull G. W., Vogel E. M. // Phys. Rev. B. 1967. V. 36. P. 226.
- [6] Itoh M., Karashima K., Kyogoka M., Aoki I. // Physika. C. 1989. V. 160. P. 177.
- [7] Sternheimer R. M. // Phys. Rev. 1967. V. 164. P. 10.
- [8] Sternheimer R. M., Foley H. // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 781.
- [9] Watson R. E., Freeman A. J. // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 250.
- [10] Семин Г. К., Бабешкина Т. А., Якобсон Г. Г. Применение ядерного квадрупольного резонанса в химии. М., 1972. 536 с.
- [11] Garcia M. E., Bennemann K. H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. P. 8809.
- [12] Gupta R. P., Sen S. K. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 1169.
- [13] Pennington C. H., Duzand D. J., Slichter C. P., Rice J. P., Bukoneski E. D., Ginsberg D. M. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 2902.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
17 мая 1992 г.

УДК 539.12

© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol 34, N 10, 1992

АКУСТИЧЕСКАЯ САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

Г. Т. Адамашвили, М. Д. Джинчвелейшвили, Р. Р. Хомерики

При распространении в среде линейно-поляризованной акустической волны (ЛПВ) в определенных ситуациях наблюдается поворот плоскости поляризации. Это явление объясняется тем, что ЛПВ может быть рассмотрена как состоящая из двух компонент с противоположными направлениями вращения, законы дисперсии которых могут быть различными. Существуют два основных механизма, приводящих к изменению плоскости поляризации акустической волны. Первый механизм обусловлен пространственной дисперсией в гиротропных (нецентросимметричных) кристаллах [1], а второй — взаимодействием акустической волны с парамагнитными примесями [2].

Цель настоящей работы — рассмотреть проявление этих механизмов в случае, когда взаимодействие акустической волны с парамагнитными примесями носит