

ИССЛЕДОВАНИЕ КЕРАМИКИ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ МЕТОДОМ ЭМИССИОННОЙ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА ИЗОТОПЕ ^{155}Eu (^{155}Gd)

Г.А.Бордовский, А.А.Регель, Ч.С.Саидов, П.В.Нистирюк, Е.А.Томильцев

Сравнение экспериментально определенных и теоретически рассчитанных параметров тензора градиента электрического поля (ГЭП) позволяет определить пространственное распределение дырок и электронов в решетках высокотемпературных сверхпроводников [1]. Результаты такого сравнения наиболее убедительны, а их интерпретация наглядна, если в эксперименте используются зонды, для которых ГЭП создается только ионами кристаллической решетки (кристаллический ГЭП), поскольку в этом случае расчет тензора ГЭП может быть проведен в рамках апробированной модели точечных зарядов [2].

По-видимому, для керамики $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ впервые такую возможность продемонстрировали авторы [2], используя в качестве метода экспериментального определения параметров тензора ГЭП эмиссионную мессбауэровскую спектроскопию на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn): после распада ядра ^{67}Cu в узле меди оказывается зонд $^{67}\text{Zn}^{2+}$, для которого ГЭП создается только ионами кристаллической решетки. Сделан вывод о преимущественной локализации дырок в подрешетке кислорода, находящегося в одной плоскости с атомами меди (плоскостной кислород). Однако очевидна необходимость дополнительного обоснования такого заключения.

В настоящей работе для экспериментального определения параметров тензора кристаллического ГЭП в узлах лантана решетки $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ используется метод эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{155}Eu (^{155}Gd). С этой целью в процессе синтеза в состав керамики $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ вводился не создающий носителей изотоп ^{155}Eu и предполагалось, что атомы европия входят в лантановые узлы решетки (в пользу этого свидетельствует близость химических свойств всех лантанидов), так что после распада материнского атома в узле лантана оказывается мессбауэровский зонд $^{155}\text{Gd}^{3+}$, для которого весь ГЭП создается ионами кристаллической решетки [3]. Использование не создающего носителей изотопа ^{155}Eu позволяет избежать проблем, связанных с образованием твердых растворов $\text{La}_{2-x-4}\text{Sr}_x\text{Eu}_y\text{CuO}_4$, и при расчетах тензора кристаллического ГЭП использовать данные, приведенные для керамики $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [4].

Синтез образцов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$: ^{155}Eu ($0.1 < x < 0.3$) проводили по керамической технологии. Все образцы были однофазными, и для температур перехода в сверхпроводящее состояние получены значения 26, 40, 35 и 5 К для составов с $x = 0.1, 0.15, 0.2$ и 0.3 соответственно. Мессбауэровские спектры ^{155}Eu (^{155}Gd) снимались при 80 К с поглотителем Pd_3Gd . Типичные спектры приведены на рис. 1, результаты их обработки сведены в таблице. Спектры представляют собой квадрупольные дублеты, изомерный сдвиг которых отвечает ионам Gd^{3+} , причем для величины

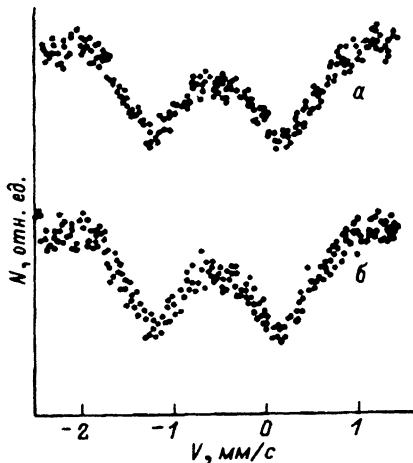


Рис. 1. Мессбауэровские спектры ^{155}Eu (^{155}Gd) керамик $\text{La}_{1.9}\text{Sr}_{0.1}\text{CuO}_4$ (а) и $\text{La}_{1.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_4$ (б).

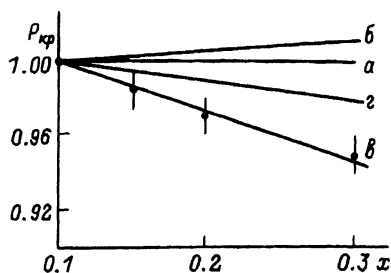


Рис. 2. Зависимость $P_{\text{кр}}(x)$ для моделей локализации дырок в подрешетках меди (а), эпикального кислорода (б), плоскостного кислорода (в) и обоих кислорода одновременно (г).

квадрупольного расщепления W можно записать выражение

$$W = (1/2)|e^2Qq|(1 + N^2/3)^{1/2}(1 - \delta),$$

где eQ — квадрупольный момент ядра ^{155}Gd , eq — главная компонента тензора кристаллического ГЭП на ядре ^{155}Gd , N — параметр асимметрии тензора кристаллического ГЭП, δ — коэффициент Штернхеймера для иона Gd^{3+} .

Мы провели расчет параметров тензора кристаллического ГЭП (eq , N) для лантановых узлов решетки $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в приближении модели точечных зарядов, причем положения атомов в элементарной ячейке задавались согласно [5], а зависимость параметров решетки от x взята из [4]. Поскольку прямое сопоставление экспериментальных величин W и расчетных величин

$$W_{\text{кр}} = (1/2)(e^2Qq)(1 + N^2/3)^{1/2}$$

Параметры мессбауэровских спектров ^{155}Eu (^{155}Gd) керамик $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

x	Изомерный сдвиг, мм/с	Квадрупольное расщепление, мм/с
0.1	-0.50 0.01	1.43 0.01
0.15	-0.52 0.01	1.41 0.01
0.2	-0.52 0.01	1.39 0.01
0.3	-0.51 0.01	1.36 0.01

оказывается невозможным из-за неопределенности коэффициента Штернхеймера для ионов Gd^{3+} , мы провели сопоставление соотношений

$$P = W(x)/W(x = 0.1),$$

$$P_{кр} = W_{кр}(x)/W_{кр}(x = 0.1),$$

поскольку они не зависят от коэффициента Штернхеймера. Здесь $W(x = 0.1)$, $W_{кр}(x = 0.1)$, $W(x)$, $W_{кр}(x)$ — величины квадрупольных расщеплений (экспериментальных и рассчитанных) для керамик.

На рис. 2 приведены расчетные зависимости $P_{кр}(x)$ для четырех моделей пространственного распределения дырок в решетке $La_{2-x}Sr_xCuO_4$: дырки локализованы в подрешетках меди, апикального кислорода O(1), плоскостного кислорода O(2) и одновременно в подрешетках O(1) и O(2). Видно, что лишь для модели, отвечающей пространственной локализации дырок в подрешетке плоскостного кислорода, имеет место удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений P .

Список литературы

- [1] Schwarz K., Ambrosch-Draxl C., Blaha P. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 2051–2053.
- [2] Серегин П.П., Серегин Н.П., Мастеров В.Ф., Насрединов Ф.С., Дарибаева Г.Т. // Сверхпроводимость. 1991. Т. 4. С. 1136–1144.
- [3] Мастеров В.Ф., Насрединов Ф.С., Серегин П.П., Саидов Ч.С. // Сверхпроводимость. 1992. Т. 6. В. 2.
- [4] Tarascon J.M., Greene L.H., McKinnen W.R. // Science. 1987. V. 235. P. 1373–1378.
- [5] Yvon K., Francois' M. // J. Phys. B. 1989. V. 76. P. 413–418.

Российский государственный
педагогический университет им.А.И.Герцена
Научно-исследовательская часть
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
30 апреля 1993 г.