

F -центр в BeO по сравнению с MgO как более глубокий донорный центр. Параметры волновой функции основного состояния указывают на более локализованный характер волновой функции a_1 -состояния F -центра по сравнению с MgO [7].

Полученные результаты коррелируют с данными работы [8], в которой утверждается, что основное состояние F^+ -центра более локализовано в BeO по сравнению с MgO .

Список литературы

- [1] Johnson K. H. // Adv. Quant. Chem. 1973. V. 7. P. 143—185.
- [2] Соболев А. В., Лушников П. В., Бикметов И. Ф. и др. // ФТТ. 1991. Т. 32. № 1. С. 144—151.
- [3] Gorbunov S. V., Ivanov V. Y., Kruzhalov A. V. // J. Nucl. Instr. and Meth. 1987. V. A261. P. 148—160.
- [4] Gorbunov S. V., Kruzhalov A. V., Springis M. J. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 141. P. 293—301.
- [5] Klein B. M., Pickett W. E., Boyer L. L., Zeller R. // Phys. Rev. B. 1987. V. 5. N 11. P. 5802—5815.
- [6] Соболев А. Б., Лобач В. А., Шульгин Б. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3129—3133.
- [7] Baraff G. A., Schluter M. R. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 1853—1859.
- [8] Du Varney R. C., Garrison A. K., Thorland R. H. // Phys. Rev. 1969. V. 188. P. 657—661.

Политехнический институт
им. С. М. Кирова
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
29 октября 1991 г.
В окончательной редакции
26 мая 1992 г.

УДК 535.343.2

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

ЗАВИСИМОСТЬ ФОРМЫ ЛИНИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ОТ ГЕОМЕТРИИ РАССЕЯНИЯ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А. Х. Арсланбеков, О. В. Мисочко, Е. Я. Шерман

Комбинационное рассеяние света (КР) широко используется в исследованиях высокотемпературной сверхпроводимости [1]. Одной из интересных особенностей спектров КР высокотемпературных сверхпроводников является асимметрия формы пика ряда фотонных линий. Она впервые наблюдалась в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [2]. В дальнейшем асимметрия линий КР наблюдалась и для соединений системы Tl—Ba—Ca—Cu—O [3]. Обычно асимметричный контур линии КР приписывается результату квантовой интерференции электронного континуума и дискретного фононного уровня (эффект Фано).

В настоящей работе мы исследовали форму линий КР в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, соответствующую валентному колебанию мостикового кислорода O_4 с частотой $\approx 500 \text{ см}^{-1}$. Образцы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($x \approx 0.1$) имели температуру сверхпроводящего перехода $\sim 88 \text{ К}$ с шириной $\sim 3 \text{ К}$. Спектры КР снимались на установке «Microdil-28» при комнатной температуре и спектральной ширине щели 2 см^{-1} в геометрии рассеяния назад. Из-за двойникованности образца вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ измерения проводились в смешанной геометрии z ($xx + yy$) \bar{z} и в геометрии y (zz) \bar{y} .

Спектры КР в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ для $(xx + yy)$ - и zz -поляризаций приведены на рис. 1. Видно, что линия КР для поляризации $(xx + yy)$ асимметрична, т. е. его полуширина с высокочастотной стороны γ_1 меньше полуширины с низкочастотной

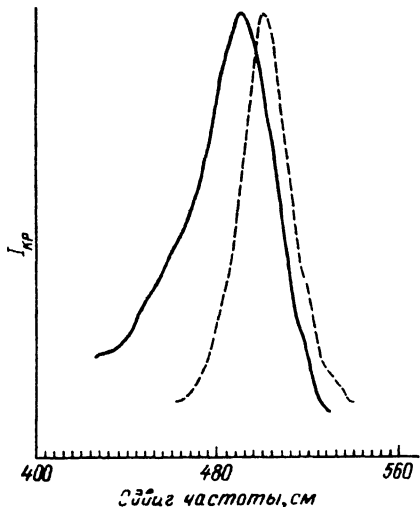


Рис. 1. Форма линии КР для моды $\approx 500 \text{ см}^{-1}$ при разных геометриях рассеяния: $z (xx + yy) \bar{z}$ (сплошная линия), $y (zz) \bar{y}$ (штриховая линия).

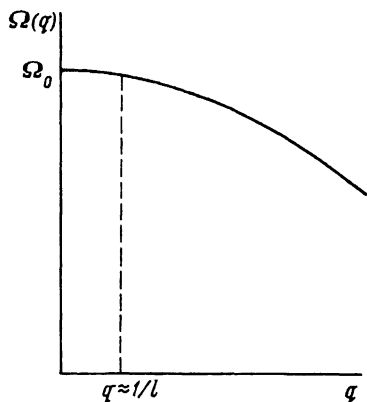


Рис. 2. Зависимость частоты фонона от импульса в окрестности Γ -точки бриллюэновской зоны.

стороны γ_2 . В другой конфигурации рассеяния, соответствующей поляризации zz , форма линии КР является практически симметричной. Следует также отметить, что положения максимумов для $(xx + yy)$ - и zz -поляризаций не совпадают (максимум сдвинут на 9 см^{-1} в низкочастотную область).

Если для количественной оценки асимметрии линии КР использовать соотношение

$$\chi = \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2}, \quad (1)$$

то определенное таким образом значение χ составляет 0.15, что сравнимо с наблюдавшимся в [4] для поляризации $(xx + yy)$ для ряда талиевых ВТСП.

Возможным объяснением наблюдаемого эффекта является учет нестехиометрии исследуемых образцов. Как известно, дефицит кислорода в CuO -цепочках приводит к их сильной неупорядоченности. Длина свободного пробега носителей тока при этом оказывается порядка длины «обрывков» цепочек (a/x , где a — постоянная решетки, x — дефицит кислорода). Этот локализационный эффект наиболее заметен для тех электронных зон, в плотность состояний которых вносят существенный вклад «цепочечные» ионы кислорода $\text{O}1$, причем наличие дефектов наиболее сильно влияет на состояние вблизи Ферми-поверхности. Как показано в [5], рассеяние модой 500 см^{-1} в ab -плоскости может быть обусловлено электронными переходами именно в эти состояния. При этом в силу нарушения закона сохранения импульса в неупорядоченной среде возможно излучение фотонов с импульсами $q \approx 1/l$, т. е. в процессе рассеяния принимают участие фотоны из существенной части бриллюэновской зоны, имеющие частоты, отличающиеся от $\Omega_0 = \Omega(q=0)$, соответствующей положению максимума спектральной плоскости рассеяния в упорядоченном кристалле (рис. 2), что обуславливает одновременно сдвиг максимума и появление асимметрии. Форма спектральной кривой при этом существенно зависит от знака кривизны фононной зоны. Оценки, аналогичные работе [4], дают для сдвига положения максимума

величину $\delta\Omega \sim \Omega_1 (a/d)^2 \ll 10 \text{ см}^{-1}$ (Ω_1 — ширина фоновой зоны), что соответствует наблюдаемому нами смещению. Возникающая при этом асимметрия $\chi \sim \delta\Omega/\gamma$ (γ — ширина линии) также согласуется с нашими экспериментальными данными.

Отметим в заключение, что наблюдавшаяся нами зависимость формы линии от геометрии рассеяния свидетельствует о том, что она определяется не только затуханием фона, но и характером возбуждения электронной подсистемы в процессе рассеяния.

Список литературы

- [1] Thomsen C., Cardona M. // Physical Properties of High- T_c Superconductors / Ed. D. M. Ginsberg. World Scientific, Singapore, 1989. P. 409.
- [2] Cooper S. L., Klein M. V., Pazol B. C. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 5920—5923.
- [3] Гаспаров Л. В., Кулаковский В. Д., Мисочко О. В. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 2115—2125.
- [4] Мисочко О. В., Шерман Е. Я. // Сверхпроводимость (в печати).
- [5] Мисочко О. В., Шерман Е. Я. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. С. 330—335.

Физико-технический институт
Долгопрудный
Московская обл.

Поступило в Редакцию
26 мая 1992 г.

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

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ДЫРОК В ФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ HgCr_2Se_4

Н. Н. Лошкарева, Н. Г. Бебенин, Б. А. Гижевский,
Ю. П. Сухоруков, А. А. Самохвалов

Соединение HgCr_2Se_4 характеризуется рекордной величиной красного сдвига края фундаментального поглощения (0.54 эВ), наибольшей среди магнитных полупроводников подвижностью носителей заряда (до $10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в далекой ферромагнитной области) и рядом других особенностей. Зонная структура этого полупроводника была выяснена к концу 80-х годов [1,2]; оказалось, что она имеет много общего со структурой зон германия, кремния и других «классических» полупроводников. Электроны движутся в зоне проводимости s -типа, которая из-за сильного $s-d$ взаимодействия с ионами хрома при понижении температуры смещается вниз по энергии, чем объясняется красное смещение края поглощения. Эффективная масса электронов $m_c = 0.3m_0$ при $T = 300 \text{ К}$ и $m_c = 0.15m_0$ при $T = 4 \text{ К}$ была определена в работах [3-5]; ее температурная зависимость объяснена в [1,2] сужением запрещенной зоны.

Спектр дырок в валентной зоне Γ_8 характеризуется тремя параметрами Латтинджера γ_1 , γ_2 и γ_3 . Для них известны отношения $\gamma_2^* = \gamma_2/\gamma_1 \approx 0.11$ и $\gamma_3^* = \gamma_3/\gamma_1 \approx 0.07$, которые были определены из данных по анизотропии магнитосопротивления в ферромагнитной области [1] и позднее подтверждены при изучении анизотропии магнитопоглощения [6]. Чтобы найти не только отношения параметров γ_i , но и их величины, необходима дополнительная информация. Она имеется в работе [4], где по теории Друде были обработаны спектры поглощения $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ в предположении $\omega t \gg 1$ (ω — частота, t — время релаксации). Определенная таким образом эффективная масса дырок m^* оказалась