

величину  $\delta\Omega \sim \Omega_1 (a/d)^2 \ll 10 \text{ см}^{-1}$  ( $\Omega_1$  — ширина фоновой зоны), что соответствует наблюдаемому нами смещению. Возникающая при этом асимметрия  $\chi \sim \delta\Omega/\gamma$  ( $\gamma$  — 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 $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$

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

Соединение  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  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  $\Gamma_8$  характеризуется тремя параметрами Латтинджера  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$ . 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  $\gamma_i$ , 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  $\omega t \gg 1$  ( $\omega$  — частота,  $t$  — время релаксации). Определенная таким образом эффективная масса дырок  $m^*$  оказалась

Содержание Ag (по навеске), электросопротивление  $\rho$ , концентрация  $N$ , подвижность  $\mu$  и эффективная масса дырок  $m^*$  в образцах  $\text{Ag}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Cr}_2\text{Se}_4$  при комнатной температуре

Номер образца	$x$	$\rho \cdot 10^2$ , Ом · см	$N \cdot 10^{19}$ , см $^{-3}$	$\mu$ , см $^2 \cdot (\text{В} \cdot \text{с})^{-1}$	$m^*/m_0$
1	0.005	2.03	2.0	15.1	0.5
2	0.010	1.48	2.4	17.4	0.4
3	0.015	0.99	3.9	16.2	0.45
4	0.020	0.46	7.8	17.5	0.55

равна  $0.3m_0$ ; очевидно, эта величина выражается через некоторую комбинацию параметров  $\gamma_i$ . Изменения в [4] проводились, однако, на образце  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  со сравнительно малой (меньше  $10^{19}$  см $^{-3}$ ) концентрацией дырок, причем условие  $\omega\tau \gg 1$ , как показывают оценки, выполнялось плохо. В связи с этим найденная в [4] величина  $m^*$  может считаться лишь предварительной оценкой.

В настоящей работе эффективная масса дырок определяется на основе измерения коэффициента отражения  $R$  горячепрессованных образцов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{Se}_4$  с большой концентрацией дырок. Состав, данные холловских измерений концентрации  $N$  и подвижности  $\mu$  дырок приведены в таблице.

Спектры зеркального отражения (см. рисунок) исследовались в широком спектральном диапазоне на модернизированном спектрометре ИКС-21 при комнатной температуре. Плазменный минимум является мелким и широким, что характерно и для «классических» полупроводников  $p$ -типа с небольшой подвижностью дырок. Эффективная масса  $m^*$  определялась из условия совпадения расчетного спектра отражения с экспериментальным при варьировании  $m^* = \epsilon\tau/\mu$ . При расчете использовались известные выражения для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$  для случая простой зоны с одним типом носителей

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty \left[ 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right], \quad \epsilon_2 = \epsilon_\infty \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\tau}{\omega^2 \tau^2 + 1},$$

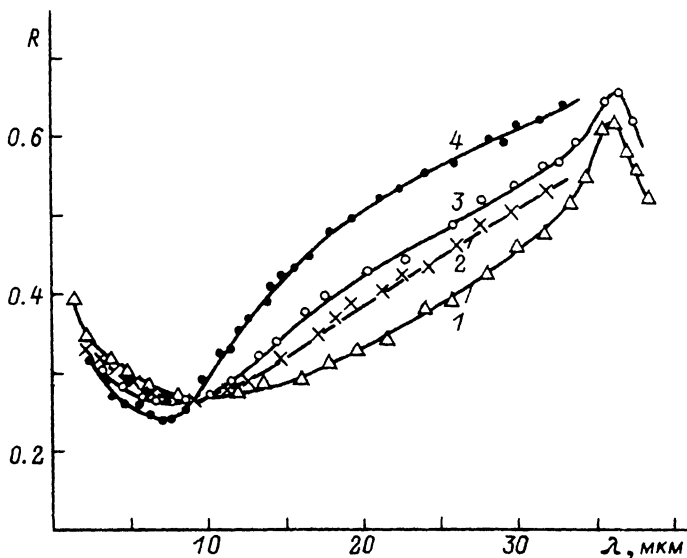
где  $\omega_p$  — плазменная частота. Полученные таким образом значения  $m^*$  приведены в таблице. Видно, что, хотя концентрация дырок изменяется в четыре раза, полученные значения  $m^*$  отличаются не существенно, так что можно принять  $m^* = (0.5 \pm 0.1) m_0$ .

Следует отметить, что, как и следовало ожидать, наилучшее согласие расчетного и экспериментального спектров достигается для образца № 4 с наибольшей концентрацией носителей, а при меньших концентрациях (образцы № 1—3) близости экспериментальной и теоретических кривых удалось добиться лишь для области минимума, тогда как при больших длинах волн имело место заметное расхождение.

Зная величину  $m^*$ , можно получить оценку для параметров Латтинджера. Спектр легких ( $l$ ) и тяжелых ( $h$ ) дырок дается выражением

$$E_{l,h} = \gamma_1^2 k^2 \left\{ 1 \pm 2 [\gamma_2^* - 3(\gamma_2^{*2} - \gamma_3^{*2}) P(k/k)]^{1/2} \right\},$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $P(n) = n_y^2 n_z^2 + n_x^2 n_z^2 + n_y^2 n_x^2$ . Ввиду малости  $\gamma_2^*$  и  $\gamma_3^*$  можно положить, очевидно,  $\gamma_1 \approx h^2/2m^*$ , после чего, используя приведенные выше значения этих величин, получаем (в единицах  $h^2/2m_0$ )  $\gamma_1 \approx 2$ ,  $\gamma_2 \approx 0.22$ ,



Зависимость коэффициента отражения образцов, указанных в таблице, от длины световой волны.

$\gamma_3 \approx 0.14$ ; в сферическом приближении массы легких и тяжелых дырок оказываются равными  $\approx 0.4m_0$  и  $\approx 0.6m_0$  соответственно.

Таким образом, эффективные массы легких и тяжелых дырок в  $\text{HgCr}_2\text{Se}_4$  близки по величине к массе тяжелых дырок в «классических» полупроводниках; различие дырочных масс, а также гофрировка валентной зоны являются небольшими.

#### Список литературы

- [1] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А., Костылев В. А., Чеботаев Н. М., Наумов С. В., Самохвалов А. А. // Препринт N87/2. ИФМ УрО АН СССР, Свердловск, 1987.
- [2] Ауслендер М. И., Бебенин Н. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 945—951.
- [3] Selmi A., Toulles R., Gibart P. // Sol. State Commun. 1980. V. 33. N 8. P. 889—893.
- [4] Самохвалов А. А., Гижевский Б. А., Лошкарева Н. Н., Арбузова Т. И., Симонова М. И., Чеботаев Н. М. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 11. С.3467—3469.
- [5] Лошкарева Н. Н., Сухоруков Ю. П., Гижевский Б. А., Чеботаев Н. М., Самохвалов А. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 3. С. 906—909.
- [6] Ауслендер М. И., Барсукова Е. В., Бебенин Н. Г., Гижевский Б. А., Лошкарева Н. Н., Сухоруков Ю. П. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 1. С. 247—252.

Институт физики металлов  
УрО РАН  
Екатеринбург

Поступило в Редакцию  
28 мая 1992 г.