

## ГИГАНТСКОЕ МАГНИТНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭКСИТОННОЙ ПОЛОСЫ ОТРАЖЕНИЯ В КРИСТАЛЛЕ $ZnTe : Mn$

*А.В.Кожаров, С.М.Рябченко, Н.И.Витриховский*

В кристалле  $ZnTe$ , содержащем  $(6 \pm 1,6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  ионов  $Mn^{2+}$ , обнаружены гигантские ( $\sim 9 \text{ мэв}$  в полях  $10 - 20 \text{ кэ}$ ) расщепления экситонного спектра отражения. Эффекты объяснены обменным взаимодействием носителей, входящих в свободный экситон, с примесными магнитными ионами.

В работе [1] сообщалось о качественно новых магнитооптических эффектах связанных с экситонами в  $CdTe$  легированном  $Mn^{2+}$ . Наблюдавшиеся эффекты объяснены в [1] обменным взаимодействием носителей, входящих в состав свободного экситона, с примесными магнитными ионами. Хотя модель [1] должна иметь общий характер для полупроводниковых кристаллов, легированных магнитными ионами, сообщений о наблюдении подобных эффектов в других кристаллах пока нет.

В работе [1] эффекты наблюдались в основном по циркулярному дихроизму спектра отражения, а спектроскопически расщепленные компоненты спектра почти не разрешались. В данной работе сообщается о наблюдении гигантского зеемановского расщепления  $1s$ -экситонной линии отражения в  $ZnTe$  с примесью  $Mn^{2+}$ , причем линии спектроскопически разрешаются начиная с полей всего в  $3 - 5 \text{ кэ}$ . Найденные расщепления объясняются в рамках развитой в [1] схемы.

Исследования проводились на монокристаллах с концентрацией  $Mn^{2+}$   $C = (6 \pm 1,6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при почти нормальном падении света на кристалл в магнитных полях параллельных и перпендикулярных направлению падения света ( $H \parallel k$  и  $H \perp k$ ) и при температурах  $1,94$  и  $4,2 \text{ К}$  на спектрофотометре ДФС-12 со спектральной шириной щели  $0,15 \text{ \AA}$ .

При  $H \parallel k$  наблюдались суммарные  $\sigma$  спектры отражения и отдельно в  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризациях, а для  $H \perp k$  в  $\sigma$  и  $\pi$  поляризациях. В кристалле  $ZnTe$  без примеси  $Mn$  спектр экситонного отражения оставался неизменным (в пределах точности эксперимента) вплоть до  $H \approx 30 \text{ кэ}$ . Спектры отражения легированного кристалла для некоторых величин  $H$  приведены на рис. 1 (а - в). На рис. 2 приведены положения минимумов  $\sigma$  и  $\pi$  спектров отражения в зависимости от  $H$  для эксперимента с  $H \perp k$ . Знаки  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризаций поставлены в соответствии с измерениями при  $H \parallel k$  (знаки круговых поляризаций получены при одном из направлений поля  $H$ ; при изменении знака  $H$  они обращаются).

Из рис. 1 видно, что  $1s$ -экситонная линия отражения расщепляется на шесть по разному поляризованных компонент почти симметрично относительно положения в  $H = 0$ . Величина расщепления намного превышает величину  $2\beta H$  и в полях  $10 \div 20 \text{ кэ}$  соответствует эффективно-му действию поля в несколько сот килоэрстед насыщаясь при дальнейшем росте поля.

В приближении сферической симметрии гамильтониан экситона в магнитном поле для легированного кристалла имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{ЭКС}}^{\text{орб}}(\mathbf{K}, \mathbf{H}) + G_e S_e + G_h S_h^{\text{эфф}} + J_{eh} S_e S_h^{\text{эфф}}, \quad (1)$$

где  $\mathcal{H}_{\text{ЭКС}}^{\text{орб}}(\mathbf{K}, \mathbf{H})$  — гамильтониан орбитального движения экситона и входящих в его состав носителей в поле  $\mathbf{H}$ ;  $\mathbf{K}$  — волновой вектор экситона;  $G_{e(h)} = g_{e(h)} \beta \mathbf{H} + \sum_i J_{e(h)Mn_i} S_{Mn_i} = g_{e(h)} \beta \mathbf{H} + I_{e(h)} \langle S_{Mn} \rangle$  ( $i$  — ну- мерует примесные ионы  $Mn^{2+}$ );  $J_{e,h}$  — константа электронно-дырочного обмена;  $S_e$  — спин электрона;  $S_h^{\text{эфф}}$  — эффективный спин дырки ( $S_h^{\text{эфф}} = 3/2$ ).

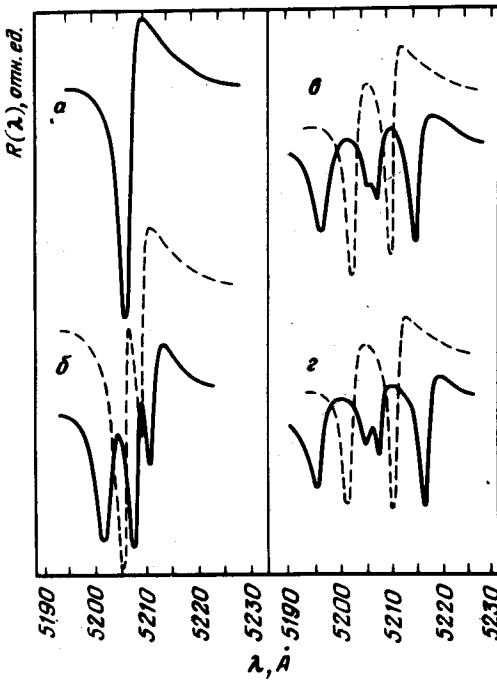


Рис. 1. Спектры отражения 1s-экситона в магнитном поле перпендикулярном направлению распространения света для разных значений  $H$ : а —  $H = 0$ ; б —  $H = 5,72 \text{ кэ}$ ; в —  $H = 17,15 \text{ кэ}$ ; г —  $H = 28,55 \text{ кэ}$ . (—) —  $\sigma$ -поляризация, (---) —  $\pi$ -поляризация

Согласно [2, 3] диамагнитные сдвиги, определяемые  $\mathcal{H}_{\text{ЭКС}}^{\text{орб}}(\mathbf{K}, \mathbf{H})$  для кристаллов  $A^{II}B^{VI}$  в полях  $\lesssim 40 \text{ кэ}$  пренебрежимо малы. Тогда энергии  $\delta$ -ми возможных экситонных состояний в поле  $\mathbf{H}$  будут равны  $E_j(\mathbf{K}) = E_0(\mathbf{K}) + E_j^{\text{сп}}$ . Величины  $E_j^{\text{сп}}$  вычислены в [1] при учете того, что  $\langle S_{xMn} \rangle = \langle S_{yMn} \rangle = 0$ , а  $\langle S_{zMn} \rangle = -\frac{5}{2} B_S = \frac{5}{2} \left( \frac{g_{Mn} \beta H S}{kT} \right)$ , где  $B_S(X)$  — функция Бриллюэна. Поляризации в которых будут активны спиново-расщепленные экситонные состояния  $E_j$  и вероятности оптических переходов также рассмотрены в [1]. Для  $|G_h(H \rightarrow \infty)| > |J_{eh}|$  схематическое расположение  $E_j(K=0)$  в зависимости от  $\eta = G_e/G_h$  показано на рис. 3. Экспериментальные результаты [1] соответствуют  $\eta = -1$ , хотя относительно большие ширины спиново-расщепленных компонент спект-

ра в CdTe: Mn не позволили там определить эту величину с большой точностью. Как видно из сопоставления (рис. 1(a-z)), рис. 2 со схемой рис. 3 для ZnTe: Mn величина  $-1 < \eta < 0$ .

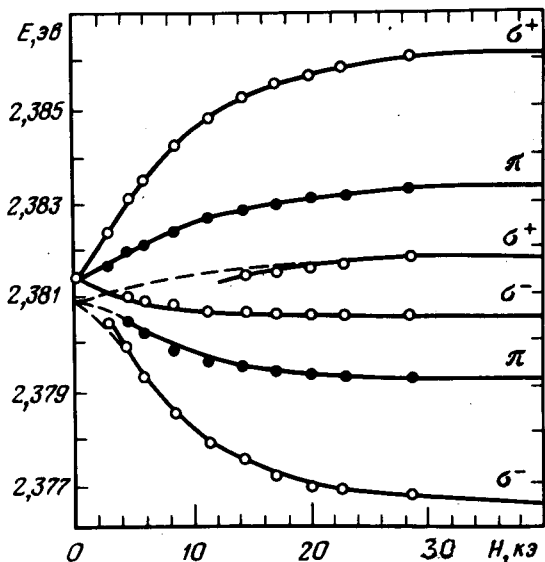


Рис.2. Сравнение экспериментальных и рассчитанных положений минимумов спектров отражения для  $H \perp k$  в зависимости от поля. Экспериментальные значения для  $\sigma$ - и  $\pi$ -поляризованного света обозначены (o) и (+) -точками, соответственно. Сплошные линии - расчет для  $\sigma$ - и  $\pi$ -спектров. Пунктир - расчетные положения минимумов отдельных компонент спектра в области полей, где эти компоненты малоинтенсивны.

Поскольку линии рис. 1 частично налагаются, для более точного определения параметров из эксперимента нами был введен в ЭВМ контур экситонной линии отражения при  $H = 0 - F(E)$  и далее вычислены контуры

$$\Phi^{\sigma}(E)_{H,T} = \frac{1}{N^{\sigma}} \sum_j M_j^{\sigma} F\{E - [E_j^{c\pi}(H,T) - E_{H=0}]\} \text{ и } \Phi^{\pi}(E)_{H,T} = \frac{1}{N^{\pi}} \sum_j M_j^{\pi} F\{E - [E_j^{c\pi}(H,T) - E_{H=0}]\} \text{ где } N^{\sigma} \text{ и } N^{\pi} - \text{нормировки, } E_{H=0} -$$

расчетное положение энергии разрешенного перехода для  $H = 0$ . При порядке нумерации спиново-расщепленных экситонных состояний принятом в [1] (он показан на рис. 3)

$$M_{1,4,5,8}^{\sigma\pm} = M_{2,3}^{\sigma+} = M_{6,7}^{\sigma-} = M_{1,2,3,6,7,8}^{\pi} = 0; \quad M_{4,5}^{\pi} = \frac{2}{3} A e_z^2 |\pm c_{4,5} + c_{5,4}|^2, \\ M_{2,3}^{\sigma-} = \frac{1}{2} A(1 - e_z^2) |\pm \frac{1}{\sqrt{3}} c_{2,3} + c_{3,2}|^2; \quad M_{6,7}^{\sigma+} = M_{2,3}^{\sigma-} (c_2 \rightarrow c_7; c_3 \rightarrow c_6), \quad (2)$$

где  $A$  - константа для данного вещества,  $e_z$  - проекция орта поляризации

$$\text{света на направление } H, \quad c_{2,3} = p_{2,3} \left( \frac{1}{2} \pm \frac{\Delta_1}{2\sqrt{\Delta_1^2 + 3J^2}} \right)^{1/2};$$

$$c_{4,5} = p_{4,5} \left( \frac{1}{2} \pm \frac{\Delta}{2\sqrt{\Delta^2 + 4J^2}} \right)^{1/2}; \quad c_{6,7} = c_{2,3} (\Delta_1 \rightarrow \Delta_2); \quad J \equiv J_{e,h};$$

$$\Delta = G_e - G_h; \quad \Delta_{1,2} = \Delta \pm J; \quad G_{e(h)} \equiv G_{ze(h)}; \quad p_{2,4} = J/|J|; \quad p_{3,5} = 1.$$

Вычисления были проведены для различных значений  $\eta$ ,  $J_{e,h}$  при значениях  $|I_e|$ , обеспечивающих для каждого  $\eta$  совпадение рассчитанных и измеренных положений минимумов отражения в максимальном поле.

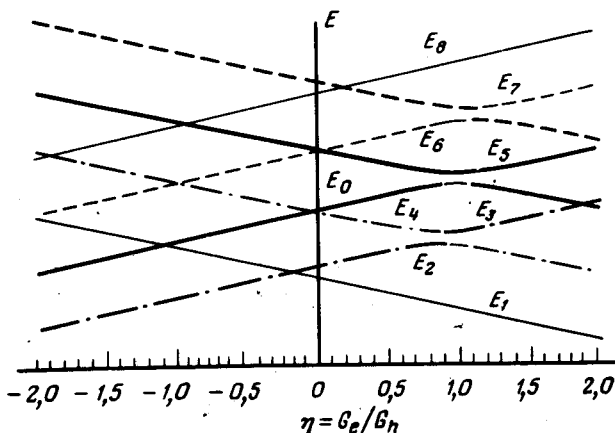


Рис. 3. Положение  $E_j (K=0)$  в зависимости от  $\eta$  для  $J_{eh} < 0$ ,  $G_h > 0$ , ( $\cdots$ ) дипольно запрещенные состояния; ( $---$ ) — разрешенные в  $\sigma^+$ ; ( $-\cdots-$ ) в  $\sigma^-$ ; (—) в  $\pi$ -поляризациях. Толщины линий схематически отражают вероятности переходов

Положения минимумов рассчитанных таким образом спектром отражения для  $\eta = -0,5$ ;  $J_{eh} = -0,23$  мэв;  $|I_e| = 0,566$  мэв ( $|G_e(H \rightarrow \infty)| = 1,412$  мэв) приведены на рис. 2 сплошными линиями. При вычислении  $E_j^{сп}(H, T)$  прямым действием магнитного поля на спины электрона и дырки (членами  $g_{e(h)} \beta H$  в выражениях для  $G_{e(h)}$ ) мы пренебрегали. Расчетные спектры менее чувствительны к  $J_{eh}$ , чем к  $\eta$  и весьма хорошо совпадают с экспериментальными. С учетом точности измерений следует принять для исследуемого кристалла  $\eta = -0,5 \pm 0,02$ ;  $J_{eh} = -0,23 \pm 0,05$  мэв;  $|I_e| = 0,566 \pm 0,008$  мэв. Значение  $J_{e,h}$  практически согласуется с данными работы [4]. Результаты измерений при  $T = 4,2$  К также совпадают с расчетом при данных значениях параметров с учетом  $G_{e(h)} \sim B \frac{(g\beta H S)}{kT}$ .

Таким образом, проведенные измерения подтверждают общий характер эффектов обменного взаимодействия носителей с примесными магнитными ионами и позволяя более детально сравнить теорию этих эффектов с экспериментом.

В кристаллах CdTe легирование ионами  $Fe^{2+}$ ,  $Mn^{2+}$  кроме эффектов исследованных в [1], приводит к сдвигам энергии экситона в отсутствие магнитного поля [5]. Из модели [1] эти сдвиги не следуют. Отсутствие подобных сдвигов в ZnTe: Mn при весьма большом эффекте обменного взаимодействия носителей с магнитной примесью подтверждает не обменную природу наблюдавшихся в [5] сдвигов.

Институт полупроводников  
Академии наук Украинской ССР

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
18 февраля 1978 г.

## Литература

- [1] А.В.Комаров, С.М.Рябченко, О.В.Терлецкий, И.И.Жеру, Р.Д.Иванчук. ЖЭТФ, 72, 608, 1977.
- [2] К.Cho, W.Dreybrodt, D.Heisenger, S.Suga, Proc. 12-th Int Conf. Phys. Semicond. Stuttgart, 1974, 945; К.Cho, S.Suga, W.Dreybrodt, F.Willman. Phys. Rev., B11, 1512, 1975.
- [3] M. Altarelli, N.O.Lipary. Phys. Rev., B7, 3798, 1973.
- [4] M.Suffezynski, W.Wardzynski. Phys. Lett., 36A, 29, 1971.
- [5] И.Ф. Скицко. Автореферат кандидатской диссертации "Особенности влияния примесей группы железа и деформаций на экситоны в CdTe". Черновицкий госуниверситет, 1975 г.; Н.П.Гавалешко, Р.Д.Иванчук, М.В.Курик, И.Ф.Скицко. ФТТ, 18, 2371, 1976.
-