

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭКСИТОНОВ И ЭКСИТОН-ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСОВ В КРИСТАЛЛАХ $Cd_{1-x}Mn_xSe$

С.И.Губарев, Б.Н.Шенель

Под действием обменного взаимодействия с магнитной примесью состояние экситон-примесного комплекса на нейтральном доноре становится энергетически нестабильно. В результате, в спектре излучения $Cd_{1-x}Mn_xSe$ в магнитном поле линия, связанная с рекомбинацией экситон-примесных комплексов, исчезает, а возгорается линия излучения свободных экситонов.

Обменные поля, возникающие при взаимодействии носителей с атомами магнитной примеси в полумагнитных полупроводниках (ПМП) в магнитном поле, снимают вырождение по спину в валентной зоне и зоне проводимости^{1,2}. Гигантские спиновые расщепления, возникающие в ПМП ($\Delta_e, h \sim 10^1 - 10^2$ мэВ при мольной доле магнитной примеси $x \sim 10^{-2}$), могут существенно видоизменить энергетический спектр свободных и связанных экситонов в этих соединениях^{3,4}. Настоящая работа посвящена изучению влияния сильных спиновых расщеплений на энергетический спектр и стабильность экситон-примесного комплекса (ЭК) на нейтральном доноре в ПМП с структурой вюрцита $Cd_{1-x}Mn_xSe$.

Эксперименты проводились на кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xSe$ ($x \sim 10^{-2}$), выращенных по методу Бриджмена из расплава. Спектры отражения и спектры рекомбинационного излучения (РИ) изучались как в геометрии Фарадея (в σ^+ - и σ^- -поляризациях), так и в геометрии Фойгта (в σ - и π -поляризациях). В обоих случаях направление магнитного поля совпадало с гексагональной осью кристалла $H \parallel C_6$. Эксперименты проводились при температуре 1,5 К в магнитных полях до 40 кЭ. Возбуждение кристаллов осуществлялось с помощью HeNe-лазера мощностью 2 мВт. Спектральное разрешение было не хуже, чем 0,2 мэВ.

Внесение магнитной примеси в матрицу полупроводника приводит к некоторому увеличению ширины запрещенной зоны⁵. Энергетическое положение линии экситона X и линии РИ ЭПК на нейтральном доноре D_0X смещено относительно положения в чистом $CdSe$ примерно на 18 мэВ и составляет $E_x = 1,8435$ эВ и $E_{D_0X} = 1,839$ эВ. Разница в энергиях между A и B экситонами в исследуемых образцах составляет ~ 25 мэВ, что хорошо согласуется с величиной, известной для чистого $CdSe$.

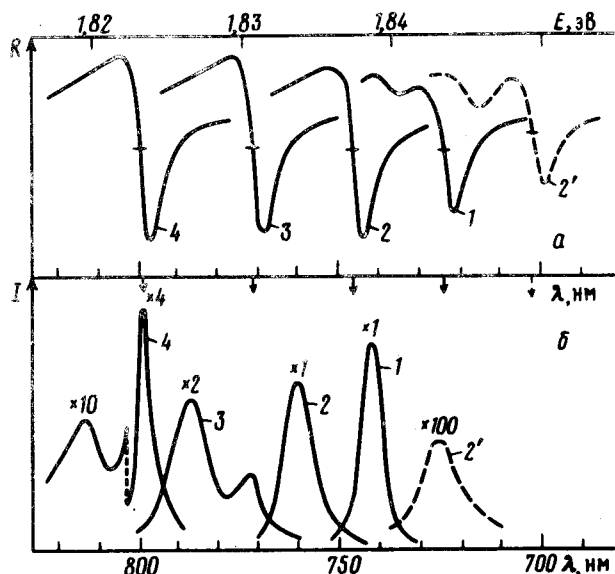


Рис.1. Спектр отражения (а) и спектр РИ (б) кристаллов $Cd_{1-x}Mn_xSe$ $x = 0,01$ в σ^+ (сплошная) и σ^- (штрих) поляризациях в магнитном поле: 1 – $H = 0$ кЭ, 2, 2' – $H = 4$ кЭ, 3 – $H = 9$ кЭ, 4 – $H = 23$ кЭ. $T = 1,5$ К. Стрелками на рис. б указано положение экситонного термина, определенное из спектров отражения кристалла.

Изменение энергетического спектра экситонов в ПМП гексагональной структуры под действием сильного носитель-примесного обменного взаимодействия исследовалось ранее в рабо-

528

тах ^{6,7}. В геометрии $H \parallel C_6$ спектроскопически активное состояние A экситона Γ_5 расщепляется на два Γ_5^+ и Γ_5^- активные в σ^+ - и σ^- -поляризациях. При этом в спектре отражения линия экситона в σ^+ -поляризации смещается в сторону меньших энергий, а в σ^- -поляризации в сторону больших энергий (рис.1, а). Величина расщепления между Γ_5^+ и Γ_5^- экситоном составляет ~ 44 мэВ в поле 40 кЭ. Слабая особенность на низкочастотном краю спектра отражения при $H = 0$ обусловлена резонансным возбуждением ЭПК. В магнитном поле донорные электроны быстро поляризуются и в полях > 2 кЭ линия ЭПК присутствует только в σ^- поляризованной компоненте спектра отражения.

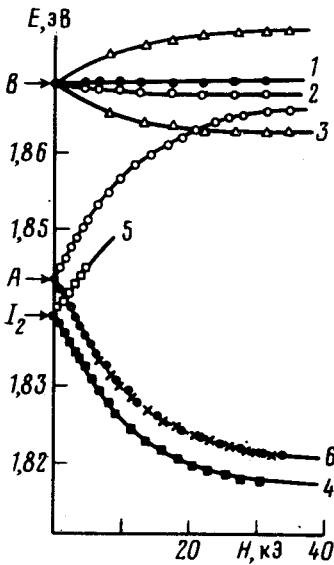


Рис. 2

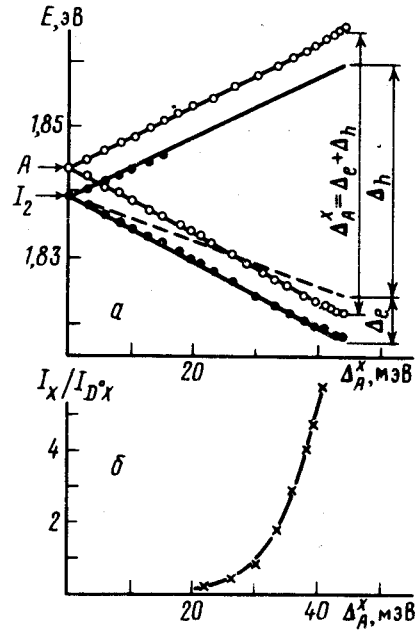


Рис. 3

Рис.2. Энергетическое положение линий отражения A и B экситонов в σ^+ (1), σ^- (2), π (3) поляризациях, а также линий излучения ЭПК на нейтральном доноре в σ^+ и σ^- поляризациях (4,5) и линии излучения свободных экситонов (6) в зависимости от величины магнитного поля H . Стрелками показано положение A, B экситона и линии излучения ЭПК (I_2) в нулевом магнитном поле

Рис.3. а – Положение A экситонного терма (\circ) и линии РИ ЭПК (\bullet), как функция величины расщепления A экситона. Штрихом показано поэнергетическое положение ЭПК; б – отношение интенсивностей излучения свободных и связанных экситонов, как функция Δ_A^X

В спектре излучения кристалла при $H = 0$ наблюдается только I_2 линия, соответствующая излучательному распаду ЭПК на нейтральном доноре D_0X . В магнитном поле σ^+ компонента РИ смещается в сторону низких энергий, несколько уширяясь и уменьшаясь по интенсивности (рис.1, б). В σ^- -поляризации линия РИ D_0X смещается в сторону высоких энергий. Ее интенсивность быстро падает, и в полях > 5 кЭ σ^- компоненту РИ D_0X не удастся наблюдать. Начиная с полей ~ 8 кЭ, на высокочастотном краю линии излучения D_0X возникает новая линия с полушириной ~ 1 мэВ, спектральное положение которой практически совпадает с положением нижайшего экситонного терма, определенного из спектров отражения кристалла. С ростом поля интенсивность этой линии растет, в то время как интенсивность I_2 линии быстро падает, и в области насыщающих магнитных полей в спектре РИ доминирует линия излучения свободных экситонов (кривая 4 на рис.1, б).

Зависимость энергетического положения различно поляризованных компонент линий A и B экситонов и линии излучения D_0X комплекса от магнитного поля носит насыщающийся характер (рис.2), что обусловлено зависимостью обменных расщеплений в валентной зоне и зоне проводимости ПМПП от намагниченности магнитопримесной подсистемы $\Delta_{e,h} \sim \langle S_{Mn}^z \rangle_{H,T}^{1,6}$. Из анализа величины расщепления σ - и π -компонент A и B экситонных термов можно определить величины спиновых расщеплений в зоне проводимости и в A и B валентных подзонах^{6,7}. В области насыщающих магнитных полей эти величины составляют $\Delta_e = 7,5 \pm 0,5$ мэВ, $\Delta_h^A = 36,5 \pm 0,5$ мэВ, $\Delta_h^B = 5 \pm 1$ мэВ. Смещение различно поляризованных компонент происходит симметрично относительно положения при $H = 0$. Спектральное расстояние между линией РИ D_0X и нижайшим экситонным термом практически постоянно.

Состояния большого радиуса в ПМПП характеризуются теми же константами носитель-примесного обмена, что и свободные электроны и дырки. Если Δ_e и Δ_h — величины спиновых расщеплений в зоне проводимости и в A валентной подзоне, то для энергии оптически активных экситонных термов E_X^A и энергии нейтрального донора E_{D_0} можно записать

$$E_X^A = E_X^0 \pm \frac{1}{2} (\Delta_e + \Delta_h), \quad (1)$$

$$E_{D_0} = E_{D_0}^0 \pm \frac{1}{2} \Delta_e \quad (2)$$

здесь E_X^0 и $E_{D_0}^0$ — энергии A экситона и донора в нулевом магнитном поле.

В D_0X комплексе электроны образуют спиновой синглет. Обменное поле поэтому воздействует только на дырку, расщепляя состояние комплекса на два с энергиями:

$$E_{D_0X} = E_{D_0X}^0 \pm \frac{1}{2} \Delta_h. \quad (3)$$

Правила отбора в геометрии $H \parallel C_6$ разрешают только два перехода между D_0X и D_0 состояниями: из основного состояния D_0X в возбужденное по спину состояние D_0 и из возбужденного по спину состояния D_0X в основное состояние D_0 . Энергия кванта испущенного света будет при этом:

$$\hbar \omega_{D_0X} = \hbar \omega_{D_0X}^0 \pm \frac{1}{2} (\Delta_e + \Delta_h), \quad (4)$$

где $\hbar \omega_{D_0X}^0$ — энергия РИ D_0X комплекса при $H = 0$

$$\hbar \omega_{D_0X}^0 = E_{D_0X}^0 - E_{D_0}^0.$$

Поскольку переход из основного состояния D_0X идет в возбужденное состояние донора, разница между спектральным положением линии свободного и связанного экситона не совпадает с энергией связи ЭПК на нейтральном доноре. Энергия связи экситона в D_0X (т.е., энергия необходимая для разрыва D_0X на экситон и нейтральный донор в основных состояниях) записывается как

$$E_{св} = E_X + E_{D_0} - E_{D_0X} = E_{св}^0 - \Delta_e. \quad (5)$$

С ростом величины расщепления зоны проводимости энергия связи экситона в D_0X уменьшается и при $\Delta_e = E_{св}^0$ обращается в ноль.

Энергетическое положение линии РИ ЭПК и положение экситонного терма как функция величины расщепления A экситона $\Delta_X^A = \Delta_e + \Delta_h \sim \langle S_{Mn}^z \rangle_{H,T}$ описывается прямыми линиями (рис.3, а). Зная величину спинового расщепления зоны проводимости в насыщающих магнитных полях, можно построить зависимость энергии D_0X как функции Δ_X^A (штри-

ховая линия на рис.3, а). Видно, что возгорание линии излучения свободных экситонов в спектре РИ $Cd_{1-x}Mn_xSe$ (рис.3, б) происходит в области пересечения энергий ЭПК и свободного экситона, т.е. в момент, когда согласно нашим рассуждениям энергия связи экситона в D_0X обращается в ноль.

Таким образом, в $Cd_{1-x}Mn_xSe$ в магнитном поле состояние ЭПК на нейтральном доноре становится нестабильным относительно распада на нейтральный донор и свободный экситон. При этом примесный канал излучательной рекомбинации эффективно подавляется и в спектре РИ доминирует линия излучения свободных экситонов.

Авторы благодарны М.П.Кулакову за предоставленные кристаллы $Cd_{1-x}Mn_xSe$ и В.Б.Тимофееву за полезные замечания при обсуждении материалов работы.

Литература

1. Комаров А.В., Рябченко С.М., Терлецкий О.В., Жеру И.И., Иванчук Р.Д. ЖЭТФ, 1977, 73, 608.
2. Galazka R.R. Proc. 14-th Int. Conf. Phys. of Semiconductors. Ed. by V.L.H.Wilson, Edinburgh, 1978, p. 138.
3. Planel R., Gaj J. Benoit à la Guillaume C. Proc. 1 Int. Meeting on Mag. Semicond. Montpellier 1979. J. de Phys., 1980, C5, 39.
4. Рябченко С.М., Терлецкий О.В., Мизецкая И.Б., Олейник Г.С. ФТП, 1981, 15, 2314.
5. Khol N.T., Gaj J.A. Phys. Stat. Sol. (b), 1977, 83, K133.
6. Комаров А.В., Рябченко С.М., Семенов Ю.Г., Шанина Б.Д., Витриховский Н.И. ЖЭТФ, 1980, 79, 1554.
7. Губарев С.И. ЖЭТФ, 1981, 80, 1174.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1983 г.