

УДК 535.338:548.4

©1995

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПАРАМАГНЕТИК-СПИНОВОЕ СТЕКЛО

П.Н.Буживский, Ю.П.Гнатенко, А.Х.Рожко

Институт физики Академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина  
(Поступила в Редакцию 23 января 1995 г.)

Установлено, что для кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $x = 0.127$ ) форма  $M^0X$ -линии излучения в области  $T = 1.8 \div 4.5$  К определяется вкладами в излучение экситонов, локализованных на флуктуациях как кристаллического поля (КП), так и намагниченности кристалла. Последний вклад практически определяет излучение при  $T = 1.8$  К. При повышении температуры до 4.5 К  $M^0X$ -линия излучения в основном соответствует излучению экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КП. Появление сильных флуктуаций намагниченности связано с наличием в данных кристаллах в области температур, близких к температуре фазового перехода в состояние спинового стекла, локальных внутренних магнитных полей. Показано, что локализации экситонов на флуктуациях намагниченности предшествует их локализация на флуктуациях потенциала КП. Обнаружена анизотропия глубины локализации экситонов на флуктуациях намагниченности в слабых внешних магнитных полях ( $H = 0.35$  Т): глубина локализации для поляризации  $E \parallel H$  больше, чем в случае  $E \perp H$ . Анизотропия глубины локализации экситонов проявляется также в форме  $M^0X$ -линии излучения: вклад излучения экситонов, локализованных на флуктуациях намагниченности, больший для поляризации  $E \parallel H$ , чем для  $E \perp H$ .

Для полумагнитных полупроводников (ПМП), как и для обычных твердых растворов замещения на основе полупроводниковых кристаллов группы  $A^2B^6$ , имеет место локализация экситонов на флуктуациях кристаллического поля (КП). Наряду с этим в ПМП проявляются эффекты магнитного полярона (МП), обусловленные обменным взаимодействием связанных в экситоны электронов и дырок с  $3d$ -электронами магнитных ионов решетки. Образование МП представляет собой возникновение магнитоупорядоченной системы спинов носителей и магнитных ионов в пределах объема, определяемого боровским радиусом носителей. Это приводит к дополнительной локализации экситонов как связанных на точечных дефектах, так и локализованных на флуктуациях КП [1]. Сравнение результатов температурных зависимостей формы и частотного положения экситонных линий излучения для кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [1] и обычных твердых растворов на основе полупроводников группы  $A^2B^6$  [2] показывает, что при концентрациях  $x < 0.05$  каких-либо качественных отличий в случае локализованных

экситонов не наблюдается. Локализация экситонов обуславливается флуктуациями КП. Проявление в оптических спектрах кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  МП имеет место при более высоких концентрациях магнитных ионов.

В настоящее время уделяется значительное внимание как теоретическому [3-6], так и экспериментальному [7-10] исследованию магнитополяронных эффектов в ПМП. Так, [3,4] теоретически показано, что спиновое расщепление уровней донорного электрона для ПМП в нулевом магнитном поле определяется вкладами от среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности. Экспериментально спиновое расщепление от таких вкладов и их температурные зависимости определены в [11] для случая связанных экситонов в кристаллах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  с использованием эффективных значений характеристической энергии МП.

Следует отметить, что при концентрациях магнитных ионов  $x > 0.10$  важной становится локализация экситонов на флуктуациях как потенциала КП, так и намагниченности кристалла. О возможном проявлении такой локализации экситонов в низкотемпературных спектрах люминесценции ПМП указано в работах [9,10,12-14]. Экспериментальное обнаружение излучения экситонов, локализованных на флуктуациях как потенциала КП, так и намагниченности ПМП, представлено в [15].

В настоящей работе на примере кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  впервые для ПМП обнаружено и исследовано излучение экситонов, локализованных на флуктуациях намагниченности, при температурах, несколько превышающих температуру фазового перехода в состояние спинового стекла. Изучено влияние температуры и слабого магнитного поля на локализацию экситонов, обусловленную данным механизмом.

## 1. Методика эксперимента

Исследования выполнены на кристаллах  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$ , выращенных методом Бриджмена. Концентрация Mn определялась с помощью рентгеновского микроанализатора «MS-46». При этом макроскопических неоднородностей ( $> 2 \mu\text{m}$ ) в распределении ионов Mn не обнаружено.

Измерения спектров экситонного отражения (ЭО) и фотолюминесценции (ФЛ) выполнены при помощи спектрометра СДЛ-1. Возбуждение люминесценции осуществлялось аргоновым лазером ЛГИ-404А ( $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ ). Интенсивность лазера выбиралась так, чтобы положение линий экситонного излучения при прочих равных условиях не зависело от интенсивности возбуждения. Спектральная ширина щели монохроматора для всех измерений не превышала  $1 \text{ cm}^{-1}$ . Точность измерения и стабилизации температуры системой «УТРЕКС» в области 1.8–50 К составляла 0.01 К.

## 2. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 приведены спектры ФЛ кристаллов  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$ , полученные при различных температурах. При температурах  $T > 4.5 \text{ K}$  в спектре ФЛ наблюдается  $M^0 X$ -линия, которая, как показывает проведенный в [1] анализ, связана с излучением экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КП. Заметим, что в отличие от

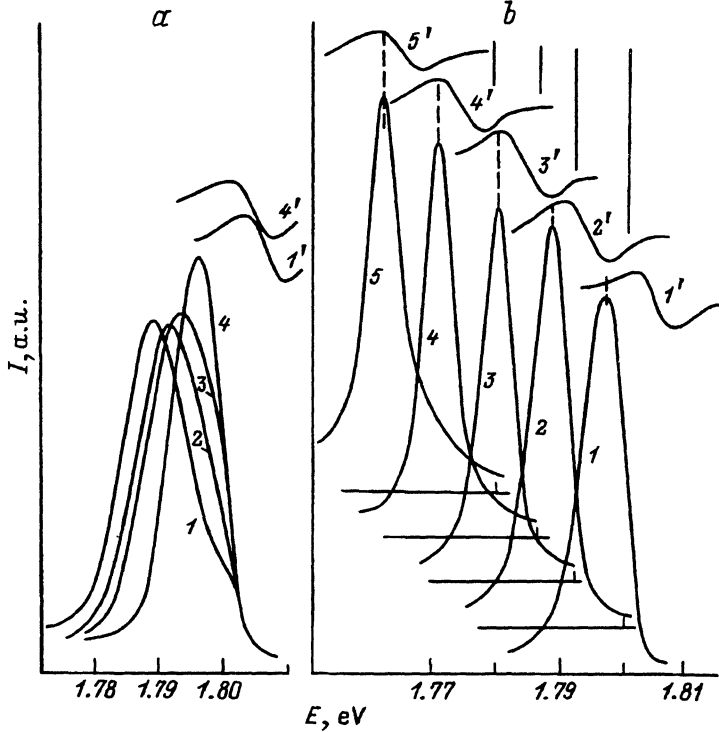


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции локализованных экситонов и экситонного отражения кристаллов  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$  при различных температурах.  $T$  (K): а) 1 — 1.75, 2 — 2.5, 3 — 3.5, б) 1 — 7.0, 2 — 15.0, 3 — 20.0, 4 — 30.0, 5 — 50.0. Кривые 1'–5' — спектры экситонного отражения при соответствующих температурах.

кристаллов с  $x < 0.05$  глубина локализации экситонов в исследуемых кристаллах превышает рассчитанную, согласно [16], на величину, определяемую обменным взаимодействием между носителями экситонов и  $3d$ -электронами ионов Mn. При температуре 1.8 K в спектре ФЛ на коротковолновом крыле  $M^0X$ -линии наблюдается перегиб, т.е.  $M^0X$ -линия обнаруживает структуру. При повышении температуры интенсивность коротковолновой компоненты линии возрастает, в то время как длинноволновой уменьшается. Кроме того, максимум длинноволновой компоненты смещается в сторону больших энергий, и при  $T = 4.5$  K в спектре ФЛ практически наблюдается лишь коротковолновая компонента  $M^0X$ -линии, энергетическое положение которой соответствует положению перегиба при  $T = 1.8$  K. В промежуточной области температур ( $1.8 < T < 4.5$  K) спектр ФЛ заметно уширен (максимальная ширина наблюдается при  $T = 3.0$  K), что обусловлено вкладом в изучение двух компонент  $M^0X$ -линии примерно равной интенсивности. Проявления сложной структуры  $M^0X$ -линии, обусловленной наложением двух компонент, свидетельствуют об участии в процессе излучения экситонных состояний, отличающихся характером их локализации. Эффективность локализации экситонов, связанная с проявлением в спектре ФЛ длинноволновой компоненты  $M^0X$ -линии, резко уменьшается с повышением температуры.

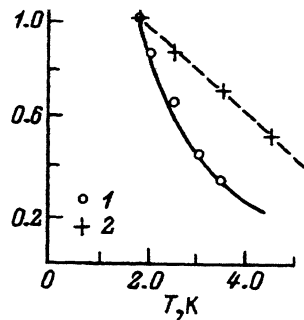


Рис. 2. Температурные зависимости  $H_i(T)/H_i(1.8)$  (сплошная кривая),  $\delta(T)/\delta(1.8)$  (1) и  $\Delta(T)/\Delta(1.8)$  (2).

Как отмечалось в [9,10,12-14], для ПМП  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  возможна локализация экситонов как на флуктуациях КП, так и на флуктуациях намагниченности. Роль последних особенно существенна в области температур, несколько превышающих температуру фазового перехода в состояние спинового стекла. При значениях  $x > 0.1$  такой переход возможен в области низких температур ( $T \geq 1.0 \text{ K}$ ). Так, для  $x = 0.15$  температура перехода в состояние спинового стекла  $T_{SG} = 1.2 \text{ K}$  [17]. Флуктуации намагниченности в области температур  $T > T_{SG}$  обуславливают возникновение случайных внутренних магнитных полей ( $H_i$ ), величина которых определяется соотношением [17]

$$H_i(T) = [A/(T + B)] \exp(T/T_0), \quad (1)$$

где для исследуемых в работе кристаллов ( $x \sim 0.15$ )  $A = 0.2 \text{ T}$ ,  $B = 1.0 \text{ K}$ ,  $T_0 = 3.0 \text{ K}$ . Согласно (1), значение  $H_i(1.8) = 0.04 \text{ T}$ .

На рис. 2 сплошной кривой показана построенная согласно соотношению (1) зависимость от температуры значений  $H_i$ , нормированных на  $H_i(1.8)$ . Точками и штриховой линией показаны температурные зависимости энергетических расстояний между компонентами  $M^0X$ -линии ( $\delta$ ) и между длинноволновой компонентой  $M^0X$ -линии и положением свободного экситона ( $\Delta$ ), нормированные на соответствующие величины при 1.8 К. Как видно из рис. 2, температурная зависимость величины  $\delta$  достаточно хорошо описывается изменением с температурой величины  $H_i$ . В случае  $\Delta$  такая корреляция с величиной  $H_i$  отсутствует. Этот результат свидетельствует о том, что локализация экситонов на флуктуациях намагниченности происходит после их локализации на флуктуациях потенциала КП. Важная роль предварительной локализации экситонов в формировании МП как в случае парамагнитной фазы, так и в состоянии спинового стекла кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  отмечалась в [18,19].

Анализ результатов, представленных на рис. 2, позволяет сделать заключение о том, что длинноволновая компонента  $M^0X$ -линии связана с излучением экситонов, локализованных в областях кристаллов, содержащих внутренние локальные магнитные поля. Возникновение коротковолновой компоненты  $M^0X$ -линии обусловлено излучением экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КП в областях кристалла, где указанные поля отсутствуют. Области кристалла с внутренними магнитными полями, как показано в [20], представляют собой кластеры магнитных ионов размером около 3 нм. Повышение

температуры в интервале 1.8–4.5 К приводит к изменению соотношения между различными областями кристалла и как следствие к перераспределению интенсивности между двумя компонентами  $M^0X$ -линии излучения в пользу коротковолновой компоненты.

При  $T \geq 4.5$  К  $M^0X$ -линия излучения в основном обусловлена излучением экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КП. В области  $4.5 \leq T \leq 15$  К длинноволновое крыло данной линии является несколько затянутым. Это, по-видимому, свидетельствует о небольшом вкладе в излучение экситонов, локализованных на флуктуациях намагниченности. В данном интервале температур положение максимума  $M^0X$ -линии находится на некотором расстоянии с длинноволновой стороны от максимума полосы ЭО. Это обусловлено проявлением при  $T \leq 20$  К для локализованных экситонов эффекта МП, т.е. дополнительной их локализации вследствие возникновения в пределах объема кристалла, определяемого боровским радиусом экситона, среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности. При  $T > 20$  К энергетическое положение  $M^0X$ -линии практически совпадает с положением максимума полосы ЭО, что свидетельствует о температурном разрушении экситонного МП. Одновременно возникает сильная коротковолновая асимметрия  $M^0X$ -линии излучения, связанная с участием в процессе излучения при таких температурах делокализованных экситонных состояний.

Помещение кристалла в слабое внешнее магнитное поле ( $H = 0.35$  Т) (рис. 3) приводит к смещению спектра ФЛ в сторону меньших энергий, отличиям в частотном положении и форме спектров, наблюдаемых при

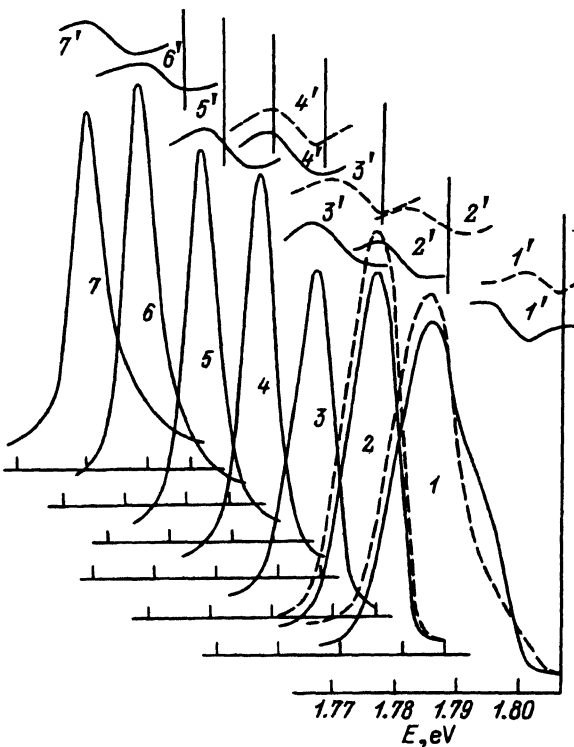


Рис. 3. Спектры излучения локализованных экситонов (1–7) и экситонного отражения (1'–7') в магнитном поле  $H = 0.35$  Т при различных температурах.

$T$  (К): 1, 1' — 1.8, 2, 2' — 4.5, 3, 3' — 10.0, 4, 4' — 20.0, 5, 5' — 30.0, 6, 6' — 40.0, 7, 7' — 50.0. Сплошные кривые —  $E \perp H$ , штриховые —  $E \parallel H$ .

ортогональных положениях поляризатора ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ). Кроме того, имеет место расщепление полосы ЭО на компоненты, наблюдаемые в различных поляризациях. Это является свидетельством влияния внешнего поля как на локализованные, так и на свободные экситоны.

Так, положения максимума  $M^0X$ -линии излучения для двух поляризаций относительно соответствующих компонент в спектре ЭО отличаются (рис. 3). В случае  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$   $M^0X$ -линия находится на большем расстоянии, т.е. глубина локализации экситонных состояний для такой поляризации больше, чем в случае  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ , и практически совпадает со значением, найденным для данного кристалла в отсутствие внешнего магнитного поля. Такие изменения проявляются также и в форме  $M^0X$ -линии при  $T = 1.8$  К. Для поляризации  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  аналогично случаю  $\mathbf{H} = 0$  на коротковолновом крыле линии наблюдается небольшой перегиб, обусловленный излучением экситонов, локализованных на флуктуациях потенциала КП. В случае  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  форма  $M^0X$ -линии близка к характерной для  $\mathbf{H} = 0$  при  $T = 2.5$  К.

Таким образом, в слабом магнитном поле для поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  происходит уменьшение глубины локализации экситонных состояний. Следует полагать, что в данном случае это связано с уменьшением величины внутренних магнитных полей. Возникновение анизотропии локализации экситонных состояний для поляризаций  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ , очевидно, обусловлено ориентацией экситонных МП слабым внешним магнитным полем. Проявление ориентации МП в магнитном поле  $H \sim 0.5$  Т ранее наблюдалось для кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  [21]. Как отмечалось выше, при  $T = 1.8$  К для поляризации  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  внешнее магнитное поле практически не приводит к изменению глубины локализации экситонных состояний по сравнению с  $H = 0$ . Поэтому можно предположить, что в нулевом магнитном поле при  $T = 1.8$  К для кристаллов  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$  имеет место насыщение спиновой ориентации носителей экситонов и локализованных магнитных моментов.

В области температур  $20 \leq T \leq 50$  К положения максимума  $M^0X$ -линии излучения для двух поляризаций ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$  и  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ ) относительно полосы ЭО совпадают и находятся вблизи ее максимума. Это свидетельствует о том, что для кристаллов  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$  в данном интервале температур при  $H = 0.35$  Т в спектре экситонного излучения определяющим является вклад локализованных на флуктуациях потенциала КП экситонных состояний ( $M^0X$ -линия остается симметричной до  $T = 30$  К). В случае меньших концентраций магнитных ионов ( $x \sim 0.05$ ) в указанной области температур излучение в основном обусловлено делокализованными экситонными состояниями. Такое отличие, очевидно, обусловлено проявлением в случае кристаллов  $\text{Cd}_{0.873}\text{Mn}_{0.127}\text{Te}$  для локализованных экситонов эффекта МП.

Исследования, описанные в данной работе, были осуществлены частично при поддержке Международного научного фонда (грант N UBJ000), Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий: Фондов фундаментальных исследований (проект № 23/328) и Государственных научно-технических программ (проект № 07.01/140-92).

- [1] Букивский П.Н., Гнатенко Ю.П., Рожко А.Х. ФТТ **30**, 3, 683 (1988).
- [2] Насибов А.С., Суслина Л.Т., Федоров Д.Л., Коростелин Ю.В., Шапкин П.В., Марков Л.С. ФТТ **31**, 10, 70 (1989).
- [3] Dietl T., Spalek J. Phys. Rev. **B 28**, 3, 1548 (1983).
- [4] Spalek J., Kossut J. Solid. Stat. Commun. **61**, 8, 483 (1987).
- [5] Ram-Mohan L.R., Wolff P.A. Phys. Rev. **B 38**, 2, 1330 (1988).
- [6] Семенов Ю.Г., Стефанович В.А. ЖЭТФ **101**, 3, 1024 (1992).
- [7] Heiman D., Wolff P.A., Wornock J. Phys. Rev. **B 27**, 8, 4848 (1983).
- [8] Heiman D., Becla P., Kerhaw R., Ridgley D., Dwight K., Wold A., Galaska R.R. Phys. Rev. **B 34**, 6, 3961 (1986).
- [9] Wong K.S., Hayes W., Ryan J.F., Ramdas A.K. J. Phys. **C 19**, 35, 1829 (1986).
- [10] Nurmiko A.V. J. Lumin. **30**, 1-4, 355 (1985).
- [11] Гнатенко Ю.П. Автореф. докт.дисс. Киев (1992).
- [12] Bugaiski M., Becla P., Wolff P.A., Heiman D., Ram L.R. Phys. Rev. **B 38**, 18, 10512 (1988).
- [13] Golnik A., Ginter J., Gaj J.A. J. Phys. **C 16**, 31, 6073 (1983).
- [14] Рябченко С.М., Семенов Ю.Г., Терлецкий О.В. ФТТ **27**, 10, 2901 (1985).
- [15] Gnatenko Yu.P., Bukivsky P.N., Rozhko A.Kh., Shigiltchov Abstracts of International Workshop on Semimagnetic Semiconductors. Linz (1994). P. 142.
- [16] Аблязов Н.Н., Райх М.Э., Эфрос А.Л. ФТТ **25**, 2, 353 (1983).
- [17] Bhagat S.M., Sayadian H.A. J. Magn. Magn. Mater. **61**, 1-2, 151 (1986).
- [18] Jakovlev D.R. Abstracts of International Workshop on Semimagnetic Semiconductors. Linz (1994). P. 42.
- [19] Кусраев Ю.Г., Кудинюв А.В. ФТТ **36**, 7, 2088 (1994).
- [20] Giebultowiesz T., Lebech B., Buras B., Minor W., Kera H., Galaska R.R. J. Appl. Phys. **55**, 6, 2305 (1984).
- [21] Heiman D., Warnock J., Wolff P.A. Solid. Stat. Commun. **52**, 11, 909 (1984).