

# Образование связанных магнитных поляронов в кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Вклад в энергию связи среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности

© П.Н. Букивский, Ю.П. Гнатенко, А.Х. Рожко, О.А. Шигильчев

Институт физики академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 4 октября 1996 г.)

Показано, что температурная зависимость энергии связи экситонно-примесных комплексов в полумагнитных полупроводниках  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $x \approx 0.05$ ) хорошо описывается в рамках модели донорного электрона с использованием эффективной характеристической энергии магнитного полярона. Определены вклады в энергию связи от среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности, их изменение с температурой в условиях отсутствия и наличия слабого магнитного поля ( $H \leq 3.5$  kOe). Изучено влияние легирования скандием, ванадием и кобальтом на проявление магнитополяронного эффекта в исследуемых кристаллах.

Одной из отличительных особенностей полумагнитных полупроводников (ПМП) является образование в них магнитных поляронов (МП), которые в значительной мере определяют электронные свойства таких кристаллов при низких температурах. Образование МП связано с возникновением в ПМП магнитоупорядоченной системы спинов носителя и магнитных ионов в пределах боровского радиуса носителя. Это приводит к дополнительной локализации носителей, связанных с примесными центрами донорного или акцепторного типа.

В настоящее время уделяется значительное внимание теоретическому [1–6] и экспериментальному [6–10] исследованию магнитополяронных эффектов в ПМП. Так, в [1,3,6] разработаны принципиальные основы теории связанных МП для случая донорных электронов. В этой теории наряду с рассмотрением намагниченности в области боровского радиуса донорного электрона, вызванной  $s-d$ -обменным взаимодействием, учитываются и термодинамические флуктуации локальной намагниченности. Влияние флуктуаций может быть существенным вследствие конечного размера области локализации электрона.

В настоящей работе на основе полученных в [3] аналитических выражений для спинового расщепления донорного уровня вследствие проявления эффекта МП с использованием введенных нами эффективных значений характеристической энергии МП впервые экспериментально исследованы вклады среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности в энергию МП для случая экситонно-примесных комплексов (ЭПК) в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Изучено влияние внешнего магнитного поля, а также легирования исследуемых кристаллов магнитными примесями (Sc, V и Co) на проявление в низкотемпературных спектрах фотолюминесценции (ФЛ) эффектов МП.

Как показано в [11], такие сведения могут быть получены из результатов экспериментальных исследо-

ваний температурных зависимостей энергетического положения соответствующих линий экситонного излучения. При этом в случае кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  эффекты МП для ЭПК наиболее четко проявляются при значениях  $x \approx 0.05$  [11]. Поэтому измерения низкотемпературных спектров ФЛ и их анализ проведены для кристаллов  $Cd_{0.952}Mn_{0.048}Te$ .

## 1. Методика эксперимента

Исследования проводились на выращенных методом Бриджмена кристаллах. Концентрация Mn определялась с помощью рентгеновского микроанализатора MS-46. При этом макроскопических неоднородностей (более  $2 \mu m$ ) в распределении ионов Mn не обнаружено. Концентрация примесных атомов Sc, V и Co определялась по загрузке в шихту и составляла  $5 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ . Измерения спектров экситонного отражения (ЭО) и ФЛ выполнены при помощи спектрометра СДЛ-1. Возбуждение ФЛ осуществлялось аргоновым лазером ЛГИ-404А ( $\lambda = 514.5 nm$ ). Интенсивность лазера выбиралась такой, чтобы положение линий экситонного излучения при прочих равных условиях не зависело от интенсивности возбуждения. Спектральная ширина щели монохроматора для всех измерений не превышала  $1 cm^{-1}$ . Точность измерения и стабилизации температуры системой "УТРЕКС" в области 1.8–50 К составляла 0.01 К.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

1) М П в нулевом магнитном поле. На рис. 1 представлены спектры ФЛ и ЭО исследуемых кристаллов при  $T = 1.8 K$ . Наиболее интенсивной линией в данном спектре является линия излучения экситонов, связанных на нейтральном доноре ( $D^0X$ -линия). На коротковолновом крыле

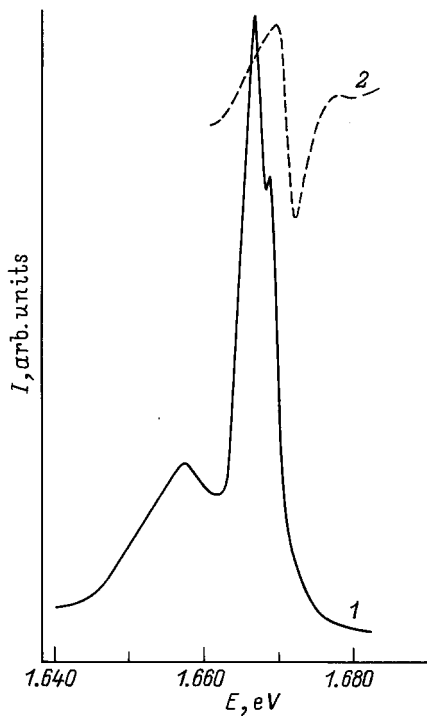


Рис. 1. Спектры экситонного излучения (1) и ЭО (2) кристаллов  $\text{Cd}_{0.952}\text{Mn}_{0.048}\text{Te}$  при 1.8 К.

этой линии видна другая линия, обусловленная излучением локализованных экситонов ( $M^0X$ -линия). С длинноволновой стороны от  $D^0X$ -линии расположена линия излучения экситонов, связанных на нейтральном акцепторе ( $A^0X$ -линия).

Ранее было показано [11], что температурные зависимости энергетического положения максимумов линий ФЛ ЭПК, а также полосы ЭО свободных экситонов, определяемой положением середины расстояния между максимумом и минимумом кривой отражения, при малых концентрациях ионов марганца ( $x < 0.01$ ) вносят одинаковый характер. При больших концентрациях Mn в области достаточно низких температур ( $T \leq 10-15$  К) с понижением температуры наблюдается длинноволновое смещение линий излучения ЭПК. Это связано с возникновением дополнительной локализации ЭПК, обусловленной образованием связанных экситонных МП. Температуры, при которых происходит длинноволновый сдвиг линий излучения ЭПК, определяется концентрацией Mn и различны для  $A^0X$ - и  $D^0X$ -линий ФЛ.

Из представленных на рис. 2 зависимостей видно, что для  $A^0X$ -линии при  $T < 10$  К наблюдается длинноволновое смещение. В то же время для  $D^0X$ -линии оно отсутствует, хотя коротковолновое смещение ее максимума в области низких температур является меньшим, чем для свободных или локализованных экситонов. Следует отметить, что глубина локализации экситонов или энергия связи ЭПК определяются положением соответствующих линий излучения отно-

сительно линии отражения свободных экситонов, как это показано на рис. 3. Представленные результаты позволяют, используя полученные в [3] аналитические выражения для энергии МП в случае донорного электрона, определить вклады в энергию МП среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности, их изменение с температурой и в условиях слабого внешнего магнитного поля.

Согласно [3], среднее значение спинового расщепления донорного уровня в нулевом магнитном поле определяется следующим соотношением:

$$\langle \Delta \rangle = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{1 + \varepsilon_p/2kT}{1 + \varepsilon_p/kT} \left( (8\varepsilon_p kT)^{1/2} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_p}{2kT} \right] + 3\pi^{1/2} \varepsilon_p \frac{1 + \varepsilon_p/3kT}{1 + \varepsilon_p/2kT} \Phi \left[ \frac{\varepsilon_p}{2kT} \right] \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\Phi$  — функция ошибок,  $\varepsilon_p$  — характеристическая энергия полярона. В выражении (1) первый член определяет вклад в расщепление от флуктуаций намагниченности, а второй — от среднего обменного поля.

Характеристическая энергия полярона  $\varepsilon_p$  зависит от параметров кристалла, и значение  $\varepsilon_p(T)$  может быть представлено в следующем виде [1]:

$$\varepsilon_p(T) = \frac{w_0}{4k(T + T_{AF})}, \quad (2)$$

где  $T_{AF}$  учитывает образование антиферромагнитных кластеров в кристалле при низких температурах,

$$w_0^2 = \frac{35}{96} \frac{\bar{x}(\alpha N_0)^2}{\pi(a_B)^3 N_0}. \quad (3)$$

Здесь  $\bar{x}$  — эффективная концентрация магнитных ионов  $\text{Mn}^{2+}$ , определяемая количеством одиночных ионов,  $\alpha N_0$  — величина обменной энергии для электронов,  $N_0$  — количество катионных узлов в единице объема кристалла,  $a_B$  — борковский радиус электрона.

Согласно [3], соотношение (1) может быть использовано для описания смещения положений линий

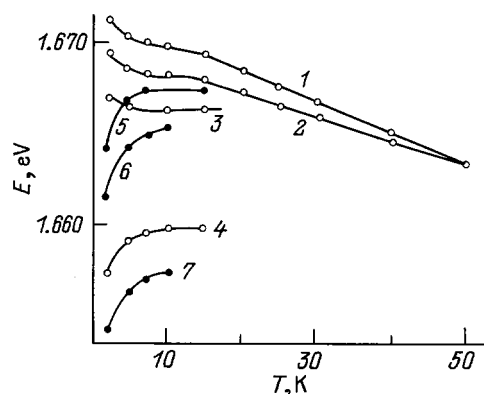
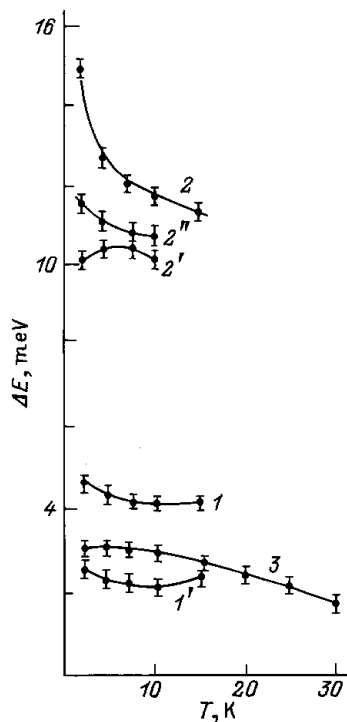


Рис. 2. Температурные зависимости положения полосы ЭО (1),  $M^0X$ - (2, 5),  $D^0X$ - (3, 6),  $A^0X$ -линий излучения (4, 7) при  $H = 0$  (1-4) и 3.5 кОе (5-7).



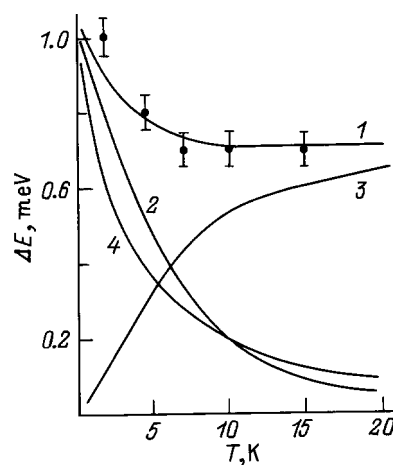
**Рис. 3.** Температурные зависимости энергетического рассеяния максимумов  $D^0X$ - (1, 1'),  $A^0X$ - (2, 2', 2'') и  $M^0X$ -линий излучения (3) от полосы ЭО при  $H = 0$  (1-3), 2.0 (2') и 3.5 кОе (1', 2'') для поляризации  $E \perp H$ .

излучения ЭПК в ПМП. Однако сравнение данных расчета с экспериментальными результатами по относительному температурному смещению положения линий излучения (рис. 3) показывает, что в последнем случае как для  $D^0X$ -, так и для  $A^0X$ -линии излучения вместо ожидаемого увеличения  $\Delta E$  с повышением температуры наблюдается его уменьшение, что, очевидно, связано со следующими обстоятельствами. Среднее обменное поле в случае ЭПК, включающего три носителя, намного больше, чем для донорного электрона. Наряду с этим следует отметить, что величины смещений линий излучения для  $D^0X$ - и  $A^0X$ -комплексов кроме магнитного вклада, обусловленного средним обменным полем и флуктуациями намагниченности, включают также и немагнитный вклад — энергию связи ЭПК. Последний вклад зависит от глубины уровня примеси и может быть найден путем сравнения с результатами температурных смещений линий излучения ЭПК для нелегированного кристалла CdTe. В данном случае предполагается, что энергия ионизации донорных и акцепторных уровней в исследуемых кристаллах и кристаллах CdTe одинаковы.

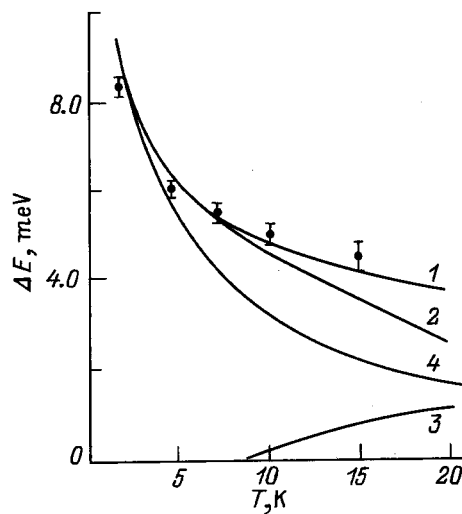
На рис. 4 представлены результаты измерения магнитного вклада в смещение  $D^0X$ -линии излучения при различных температурах (экспериментальные точки). Кривая 1 является расчетной и получена на основе соотношения (1) с использованием эффек-

тивного значения  $w_0^*(D^0X) = 0.92 \text{ meV}$ , найденного путем подбора наилучшей аппроксимации экспериментальных результатов. Кривая 1 соответствует зависимости  $1/2\langle\Delta\rangle(T)$ , поскольку именно эта величина определяет понижение энергетического уровня ЭПК в результате проявления эффекта МП. На рис. 4 представлены также температурные зависимости вкладов в энергию МП от среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций локальной намагниченности, а также эффективной характеристической энергии МП (величины  $\langle\Delta\rangle^{\text{ex}}(T)/2$ ,  $\langle\Delta\rangle^{\text{fl}}/2$  и  $\varepsilon_p^*(D^0X)$  соответственно).

Как показывает анализ, соотношение (1) позволяет также описать температурную зависимость маг-



**Рис. 4.** Рассчитанные температурные зависимости  $\langle\Delta\rangle/2$  (1),  $\langle\Delta\rangle^{\text{ex}}/2$  (2),  $\langle\Delta\rangle^{\text{fl}}/2$  (3) и  $\varepsilon_p^*(D^0X)$  (4) для  $D^0X$ -комплекса. Точки — значения магнитного вклада в энергию связи  $D^0X$ -комплекса, найденные экспериментально.



**Рис. 5.** Рассчитанные температурные зависимости  $\langle\Delta\rangle/2$  (1),  $\langle\Delta\rangle^{\text{ex}}/2$  (2),  $\langle\Delta\rangle^{\text{fl}}/2$  (3) и  $\varepsilon_p^*(A^0X)$  (4) для  $A^0X$ -комплекса. Точки — значения магнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса, найденные экспериментально.

нитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса (рис. 5). При этом, поскольку величина обменной энергии для акцепторной дырки в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xTe$   $|\beta N_0| = 4|\alpha N_0|$  [12], использовано значение  $w_0^*(A^0X) = 3.68 \text{ meV}$ . На рис. 5 показаны экспериментально полученные значения магнитного вклада в смещение положения  $A^0X$ -линии излучения при различных температурах. Видно, что вклад в значение  $\langle \Delta \rangle$  от флуктуаций намагниченности при  $T < 8 \text{ K}$  практически отсутствует, а затем в области  $T = 8-20 \text{ K}$  увеличивается приблизительно линейно.

2) МП в условиях слабого магнитного поля. Аналитические выражения для спинового расщепления донорного электрона, полученные Спалекком и Кошуттом в [3], позволяют также находить значения  $\langle \Delta \rangle$  в условиях внешнего магнитного поля ( $H$ ). В этом случае величина  $\langle \Delta \rangle$  определяется соотношением

$$\langle \Delta \rangle (H \neq 0) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left[ \cosh \left( \frac{\Delta_0}{2kT} \right) + \frac{2\varepsilon_p}{\Delta_0} \sinh \left( \frac{\Delta_0}{2kT} \right) \right]^{-1} A + 2\pi^{1/2} \frac{\varepsilon_p kT}{\Delta_0} (B + C), \quad (4)$$

где

$$A = (8\varepsilon_p kT)^{1/2} \exp \left[ -\frac{\varepsilon_p}{2kT} \left( 1 + \frac{\Delta_0^2}{4\varepsilon_p^2} \right) \right],$$

$$B = \left\{ 1 + \frac{\varepsilon_p}{kT} \left( \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_p} + 1 \right)^2 \right\} \exp \left( \frac{\Delta_0}{2kT} \right) \times \Phi \left[ \left( \frac{\varepsilon_p}{2kT} \right)^{1/2} \left( \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_p} + 1 \right) \right],$$

$$C = \left\{ 1 + \frac{\varepsilon_p}{kT} \left( \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_p} - 1 \right)^2 \right\} \exp \left( -\frac{\Delta_0}{2kT} \right) \times \Phi \left[ \left( \frac{\varepsilon_p}{2kT} \right)^{1/2} \left( \frac{\Delta_0}{2\varepsilon_p} - 1 \right) \right].$$

Значение  $\Delta_0$  соответствует спиновому расщеплению донорного уровня, вызванному приложенным магнитным полем, и практически определяется соотношением

$$\Delta_0 = g^* \mu_B \mathbf{H}, \quad (5)$$

где

$$g^* = \frac{35\bar{x}(\alpha N_0)}{12k(T + T_{AF})} g_{Mn}$$

— эффективное значение  $g$ -фактора для донорного электрона. Результаты расчета показывают, что для исследуемых кристаллов при  $T = 1.8 \text{ K}$  значение  $g^* = 114$ .

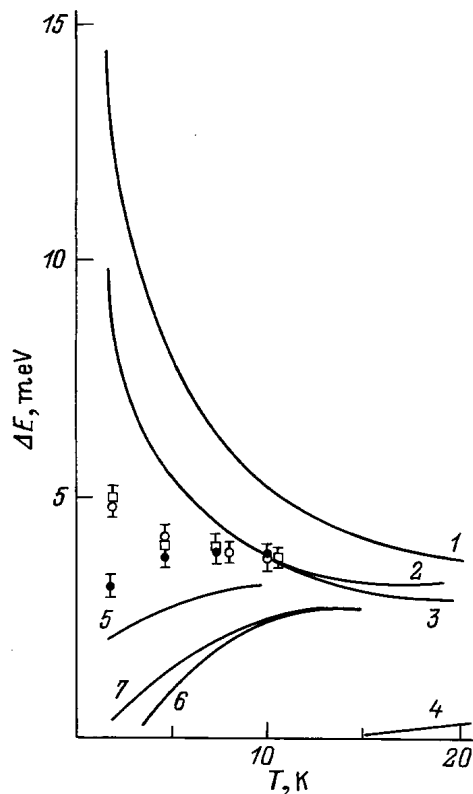
Как следует из рис. 2, в случае внешнего магнитного поля при понижении температуры наблюдается длинноволновое смещение линий излучения ЭПК

(кривые 6 и 7), а также локализованных экситонов (кривая 5). Однако наблюдаемые величины смещения не являются следствием увеличения энергии связи связанных на примесных центрах или локализованных на флуктуациях потенциала кристаллической решетки экситонов. Реальное смещение относительно свободного экситона следует определять с учетом гигантского спинового расщепления экситонных состояний при различных температурах. Поскольку в спектрах экситонного излучения наблюдаются линии излучения, соответствующие нижайшим компонентам спектра ЭО, то относительно этих компонент и следует определять указанные смещения линий ФЛ.

На рис. 3 представлены смещения линий излучения  $D^0X$ - и  $A^0X$ -комплексов для случая ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ )-поляризации. Видно, что по сравнению со случаем  $H = 0$  величина смещения при  $H \neq 0$  как для  $D^0X$ -, так и  $A^0X$ -комплексов уменьшается. Так, в случае  $D^0X$ -линии излучения (кривая 1') при  $T = 10 \text{ K}$  и  $H = 3.5 \text{ kOe}$  такое смещение составляет  $2.4 \text{ meV}$ . Эта величина заметно меньше энергии связи такого ЭПК для кристалла  $CdTe$  ( $3.6 \text{ meV}$ ), что свидетельствует об ее уменьшении в условиях внешнего магнитного поля.

Механизм уменьшения энергии связи  $D^0X$ -комплекса становится понятным, если такой комплекс рассматривать как состоящий из двух электронов с антипараллельными спинами, находящихся на одной орбите, и слабо связанной дырки на большей орбите [7]. При  $H = 0$  и отсутствии эффекта МП эти состояния вырождены. Наличие эффекта связанного МП приводит к небольшому расщеплению такого состояния. Для нижнего уровня значение спина электрона  $s = -1/2$ . При внешнем магнитном поле спиноное расщепление донорного уровня увеличивается и при некотором значении  $H_c$  следует ожидать пересечения различных энергетических компонент свободного (или слабо связанного) и связанного электронов. Связанному электрону со спином  $s = 1/2$  выгодно, изменив направление спина, перейти в слабо связанное состояние, т.е. на более высокую орбиту со спином  $s = -1/2$ . Таким образом, при увеличении внешнего магнитного поля оба электрона  $D^0X$ -комплекса предпочитают иметь одинаковое спиновое состояние. Однако, поскольку принцип Паули это исключает, один из носителей переходит на более высокую орбиту, и поэтому происходит уменьшение энергии связи  $D^0X$ -комплекса, что при определенных магнитных полях может приводить к его диссоциации.

Уменьшение энергии связи  $D^0X$ -комплекса при слабом внешнем магнитном поле можно оценить, если от наблюдаемого положения ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ )-компоненты  $D^0X$ -линии излучения относительно соответствующей компоненты полосы отражения вычесть энергию спинового уровня донора, остающегося после рекомбинации  $D^0X$ -комплекса [2],



**Рис. 6.** Рассчитанные температурные зависимости  $\langle \Delta \rangle (H \neq 0)/2$  (1),  $\{\langle \Delta \rangle (H \neq 0) - \Delta_0\}/2$  (2),  $\{\langle \Delta \rangle^{ex}(H \neq 0)\}/2$  (3) и  $\{\langle \Delta \rangle^a(H \neq 0)\}/2$  (4) для  $A^0X$ -комплекса при  $H = 3.5$  кОе. Экспериментальные точки — величины смещений  $A^0X$ -линии излучения относительно положения свободного экситона при  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$  с вычетом немагнитного вклада (темные и светлые кружки соответствуют нелегированному кристаллу при  $H = 3.5$  и  $2.0$  кОе, а квадраты — кристаллу, легированному Со, при  $H = 3.5$  кОе). Кривые 5–7 соответствуют магнитному вкладу в энергию связи  $A^0X$ -комплекса для нелегированного при  $H = 2.0$  и  $3.5$  кОе и легированного Со кристалла при  $H = 3.5$  кОе.

т.е. величину  $\{\Delta_0(D^0) + \langle \Delta \rangle(D^0)\}/2$ . Следовательно, при  $H = 3.5$  кОе и  $T = 1.8$  К энергия связи  $D^0X$ -комплекса составляет величину  $2.7 \text{ meV} - 1/2(2.31 + 0.34) \text{ meV} \approx 1.4 \text{ meV}$ , что значительно меньше, чем для чистого кристалла CdTe ( $3.6 \text{ meV}$ ).

Рассмотрим влияние магнитного поля на проявление эффекта МП для  $A^0X$ -комплекса. На рис. 6 представлены результаты расчета изменения спинового расщепления (кривая 1) акцепторного уровня при  $H = 3.5$  кОе. При расчетах использовано значение  $w_0^*(A^0X) = 3.68 \text{ meV}$ . На этом же рисунке приведены экспериментальные значения смещения  $A^0X$ -линии излучения относительно экситонной полосы отражения для  $(\mathbf{E} \perp \mathbf{H})$ -компоненты с вычетом немагнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса ( $\approx 7 \text{ meV}$ ) для двух значений магнитного поля. Видно, что

в области температур 7–10 К наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными данными. В области более низких температур имеет место значительное расхождение. Для расчетных значений характерно резкое увеличение значения  $\{\langle \Delta \rangle (H = 3.5 \text{ кОе}) - \Delta_0(A^0X)\}/2$  (кривая 2), что обусловлено увеличением спинового расщепления акцепторного уровня в результате проявления эффекта МП при низких температурах. При  $H = 3.5$  кОе в области температур  $T < 7$  К наблюдается уменьшение величины смещения (темные кружки), а при  $H = 2.0$  кОе его некоторое увеличение (светлые кружки).

Для определения изменения в магнитном поле магнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса, обусловленного проявлением эффекта МП, необходимо от величины наблюдаемого смещения  $A^0X$ -линии излучения вычесть немагнитный вклад и величину спиновой энергии нейтрального акцептора, остающегося после излучательной рекомбинации  $A^0X$ -комплекса. Полученные результаты представлены на рис. 6 (кривые 5–7). Видно, что при  $T < 10$  К во всех рассмотренных случаях происходит уменьшение эффекта МП. Величина такого уменьшения определяется значением внешнего магнитного поля. Следует отметить, что при  $T = 1.8$  К энергия связи  $A^0X$ -комплекса становится меньше величины, характерной для чистого кристалла CdTe ( $5.5$  и  $7.0 \text{ meV}$  соответственно). Таким образом, при данных условиях эксперимента ( $T = 1.8$  К,  $H = 3.5$  кОе) аналогично  $D^0X$ -комплексу имеет место уменьшение энергии связи  $A^0X$ -комплекса во всей исследуемой области температур ( $T = 1.8$ – $15$  К). Экситонно-примесный  $A^0X$ -комплекс можно рассматривать как состоящий из двух дырок, находящихся на орбите вокруг отрицательно заряженного центра, и слабо связанного электрона на более высокой орбите. Орбитально-симметричное состояние двух дырок допускает два состояния с суммарными угловыми моментами  $M_j = 0$  или  $2$  [7], которые не смешиваются между собой носитель-примесным обменным взаимодействием и магнитным полем. Для двух дырок нижайшими состояниями являются состояния с проекцией углового момента  $m_j = -3/2$  и  $-1/2$ . Вырождение таких состояний снимается в результате расщепления нулевым магнитным полем. При наличии внешнего магнитного поля связанная дырка с  $m = -1/2$  может перейти в слабо связанное состояние с  $m_j = -3/2$ . Дырка в таком состоянии более сильно перекрывается со слабо связанным состоянием электрона  $A^0X$ -комплекса, энергия связи которого с нейтральным акцептором уменьшается. При определенных внешних магнитных полях это может приводить к диссоциации ЭПК.

Свидетельством уменьшения энергии связи  $A^0X$ -комплекса в условиях внешнего магнитного поля является более слабое  $\Delta E(\parallel - \perp)$ -расщепление

$A^0X$ -линии излучения (в 4 раза), чем для линии экситонного отражения. Согласно [13], величина такого расщепления определяет значения  $G_h(A^0)$ , т.е. обменное поле носитель-примесного обменного взаимодействия для дырки нейтрального акцептора. При магнитном поле  $H = 3.5$  кОе для исследуемых кристаллов значение  $G_h(A^0)$  составляет 1.1 meV. В работе [13] отмечено, что в случае если величины  $G_e(A^0X)$  и  $G_e(X)$  равны, то магнитополевым сдвиг ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ )- и ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ )-компонент  $A^0X$ -комплекса должен составлять 1/5 от магнитополевой зависимости соответствующих компонент свободного экситона. В нашем случае это значение составляет 1/4, что, возможно, свидетельствует о некотором отличии величин  $G_e(A^0X)$  и  $G_e(X)$ . Близкие значения этих двух величин обусловлены тем, что состояние электрона в  $A^0X$ -комплексе является состоянием большего радиуса, чем для электрона  $D^0X$ -комплекса, где два электрона сильно связаны с положительным примесным центром и находятся на меньшей орбите.

Ослабление магнитополевой зависимости температурного смещения  $A^0X$ -линии излучения при низких температурах ( $T < 10$  К) в случае слабых магнитных полей в значительной мере (как это следует из экспериментальных результатов, представленных на рис. 6) обусловлено уменьшением магнитополяронного эффекта. При температурах  $T < 10$  К уменьшение магнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса также имеет место, однако в значительно меньшей мере.

3) Влияние легирования Sc, V и Co на образование МП. Физические свойства полупроводниковых кристаллов, особенно энергетическая структура, экситонные возбуждения и процессы их локализации, являются весьма чувствительными к наличию в них различных дефектов кристаллической структуры. Это позволяет путем введения в кристаллы заданных наборов примесей управлять их физическими параметрами.

Особый интерес представляет изучение примесных атомов группы железа ( $3d$ -элементы), которые в полупроводниках  $A^2B^6$  образуют глубокие примесные уровни и приводят к изменению количества и типа собственных дефектов в легированных кристаллах [14]. Такие изменения в энергетической структуре кристаллов, безусловно, оказывают влияние на образование в них ЭПК. В случае ПМП это может привести к определенным изменениям в проявлении эффекта МП для ЭПК. Поскольку примесные  $3d$ -ионы обладают отличными от нуля магнитными моментами, введение таких примесей в ПМП в принципе может оказать влияние на характер обменного взаимодействия в таких кристаллах.

В настоящей работе исследовано влияние примесей скандия, ванадия и кобальта на проявление эффекта МП в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ .

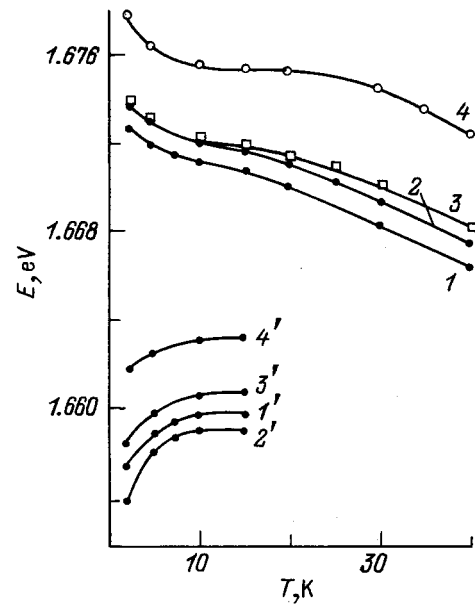


Рис. 7. Температурные зависимости энергетического положения нижней компоненты гигантского спинового расщепления ЭО нелегированного (1), легированных Co (2), Sc (3), V (4) кристаллов CdMnTe. Кривые 1'–4' соответствуют температурным зависимостям энергетического положения  $A^0X$ -линии излучения тех же кристаллов при  $H = 3.5$  кОе.

Анализ температурных зависимостей положения  $A^0X$ -линий излучения, представленных на рис. 7, свидетельствует о том, что для нелегированного (кривая 1') и легированного Sc (кривая 3') кристаллов они практически совпадают. В случае легирования кобальтом (кривая 2') при  $T < 10$  К происходит усиление, а при введении атомов V (кривая 4') — ослабление указанной зависимости по сравнению с аналогичной зависимостью для специально не легированных кристаллов. Отличия в энергетическом положении  $A^0X$ -линии при  $T = 1.8$  и 10 К относительно полосы отражения свободного экситона для чистого и легированных Sc, Co и V кристаллов составляют 4.0, 4.0, 4.8 и 3.4 meV соответственно. Длинноволновое смещение положения  $A^0X$ -линии при понижении температуры, как ранее упоминалось, связано с проявлением эффекта МП. Поэтому отличие величин такого смещения для различных кристаллов свидетельствует, в частности, об усилении при легировании Co и ослаблении в случае примесных атомов V эффекта МП, т.е. об изменении характеристической энергии  $\varepsilon_p$  МП.

Согласно соотношениям (2) и (3), величина  $\varepsilon_p$  определяется эффективной концентрацией магнитных ионов  $Mn^{2+}$ , значением энергии обменного взаимодействия с носителями и величиной борковского радиуса носителей. Как следует из энергетического положения полосы экситонного отражения, концентрации магнитных ионов  $Mn^{2+}$  в исследуемых кристаллах

мало отличаются. Так, оценка концентрации Mn в легированных ванадием кристаллах, проведенная согласно [15], свидетельствует о том, что ее величина отличается от полученной для нелегированного кристалла на 0.02% и составляет  $x = 0.05$ . Поэтому следовало бы ожидать, что и величины эффективных концентраций ионов  $Mn^{2+}$ , учитывающие образование при низких температурах антиферромагнитных кластеров магнитных ионов, практически совпадают для исследуемых кристаллов.

Из представленных на рис. 7 температурных зависимостей положений свободного экситона видно, что в случае легирования примесями Co (кривая 2) и Sc (кривая 3) коротковолновое смещение при  $T \leq 10$  К аналогично смещению для нелегированного кристалла (кривая 1). Из этого следует, что образование антиферромагнитных кластеров ионов  $Mn^{2+}$  в таких кристаллах имеет одинаковый характер [11]. Для легированных V кристаллов (кривая 4) ход температурной зависимости положения свободного экситона заметно отличается. Так, в области  $T \leq 10$  К наблюдается более сильное по сравнению с другими кристаллами (кривые 1–3) коротковолновое смещение. Согласно [11], это свидетельствует об относительном увеличении количества ионов  $Mn^{2+}$ , образующих антиферромагнитные кластеры в области низких температур.

Аппроксимация низкотемпературной части кривых 1–4 к значению при  $T \approx 0$  позволяет оценить увеличение в области  $T < 10$  К ширины запрещенной зоны  $\Delta E_g$ . Такое изменение  $\Delta E_g$  обусловлено тем, что часть магнитных ионов  $Mn^{2+}$ , образующих антиферромагнитные кластеры, не принимает участия в обменном взаимодействии с носителями зон. Оценки, проведенные в [14], показывают, что величина  $\Delta E_g$  для нелегированных и легированных Sc и Co кристаллов составляет 1.6 meV. Согласно [16], при  $x = 0.05$  уменьшение величины  $\Delta E_g$ , вызванное обменным взаимодействием магнитных ионов и носителей энергетических зон без учета образования антиферромагнитных кластеров, составляет 8.0 meV. Поэтому увеличение  $\Delta E_g$  на величину 1.6 meV в области низких температур показывает, что 20% ионов  $Mn^{2+}$  при  $T = 1.8$  К не принимают участия в обменном взаимодействии. Полученное значение совпадает с результатами расчета статистического распределения отдельных ионов и кластеров типа двух ионов  $Mn^{2+}$ , расположенных в ближайших катионных узлах кристаллической решетки [17], что свидетельствует о достаточно однородном распределении ионов  $Mn^{2+}$  как в нелегированных, так и в легированных Sc и Co исследуемых кристаллах.

В случае легированных V кристаллов аналогичный анализ показывает, что около 30% ионов  $Mn^{2+}$  при  $T = 1.8$  К образуют антиферромагнитные кластеры. Эта величина значительно превышает ожидаемую за счет несколько большей концентрации ионов  $Mn^{2+}$

в этих кристаллах ( $x = 0.050$ ), чем в остальных исследуемых кристаллах ( $x = 0.048$ ). Можно полагать, что легирование V приводит к неоднородному распределению ионов  $Mn^{2+}$  в кристаллах и обуславливает дополнительную разупорядоченность кристаллической решетки вследствие образования в кристалле сложных примесных центров участием ионов V и собственных структурных дефектов подобно тому, как это имеет место в кристаллах CdTe:V [14]. Образование сложных примесных центров вызывает деформацию кристаллической решетки, способствует ее большему разупорядочению и соответственно увеличению флуктуаций концентрации ионов  $Mn^{2+}$ , что в свою очередь приводит к дополнительному образованию антиферромагнитно-упорядоченных кластеров ионов  $Mn^{2+}$ . Растворимость примесных атомов Co в полупроводниковых кристаллах группы  $A^2B^6$ , согласно [18], достаточно высокая, что приводит к образованию нового класса ПМП. Полученные результаты также указывают на однородное распределение атомов Sc в исследуемых кристаллах при  $N_{Sc} = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Описанный характер распределения примесных атомов в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  коррелирует с наблюдаемым уширением экситонных полос отражения в исследуемых кристаллах. Так, полуширины экситонных полос для нелегированного кристалла и кристаллов, легированных Co и Sc, практически одинаковы (около 2.8 meV), в то время как при легировании V полуширина экситонной полосы составляет 4.1 meV.

Таким образом, ослабление эффекта МП в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ , содержащих примесные атомы V, может быть связано с увеличением количества антиферромагнитно-упорядоченных ионов  $Mn^{2+}$ , т. е. с уменьшением эффективной концентрации  $\bar{x}$  магнитных ионов. Кроме того, в областях кристалла с повышенной концентрацией ионов  $Mn^{2+}$  происходит уменьшение количества вакантных катионных узлов и соответственно нейтральных акцепторов, с участием которых образуются  $A^0X$ -комплексы. Следовательно,  $A^0X$ -комплексы в основном возникают в областях кристаллов с пониженной концентрацией ионов  $Mn^{2+}$  и определяют положение максимума неоднородно уширенной  $A^0X$ -линии излучения.

Положения  $A^0X$ -линии излучения относительно полосы отражения свободного экситона для нелегированных и легированных Sc и V кристаллов в области температур  $T = 10$ –15 К практически совпадают. Следовательно, величины немагнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса этих кристаллов одинаковы. В случае кристаллов, содержащих примесные ионы Co, величина немагнитного вклада заметно больше. Поэтому энергия связи  $A^0X$ -комплекса возрастает, что, возможно, обусловлено большей ковалентностью в энергии связи  $A^0X$ -комплекса при легировании кристаллов кобальтом. Усиление эффекта МП в кристаллах, содержащих примесные ионы

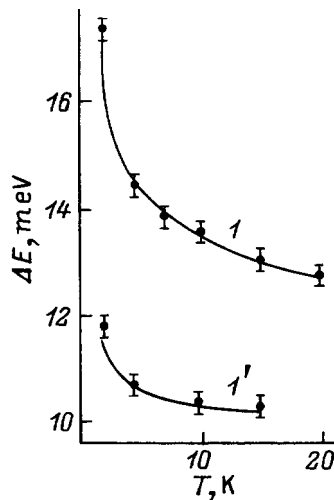


Рис. 8. Температурные зависимости энергетического расстояния  $A^0X$ -линии излучения от полосы ЭО легированных Co кристаллов при  $H = 0$  (1) и 3.5 kOe (1') для поляризации  $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ .

$Co^{2+}$ , связано как с уменьшением боровского радиуса дырки акцепторного уровня вследствие увеличения энергетической глубины акцепторов, так и с уменьшением дестабилизации МП свободными дырками вследствие их эффективного захвата и рекомбинации на примесных центрах [19].

Помещение легированных Co кристаллов во внешнее магнитное поле приводит к уменьшению магнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса (рис. 8). Однако сравнение этих результатов с данными, полученными для нелегированного кристалла (кривые 2 и 2' на рис. 3), показывает, что при  $H = 3.5$  kOe МП в легированных кристаллах более стабилен. Это находится в полном согласии с результатами расчета, проведенными на основе (4), в соответствии с которыми уменьшение магнитного вклада определяется величиной характеристической энергии МП.

Таким образом, в настоящей работе показано, что для кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $x \approx 0.05$ ) увеличение энергии связи ЭПК при понижении температуры до 1.8 K достаточно хорошо описывается в рамках модели МП для донорного электрона. При этом необходимо использовать эффективные значения характеристической энергии МП, что отражает увеличение магнитополяронного эффекта для ЭПК по сравнению с донорным электроном.

Определены температурные зависимости вкладов в энергию связи ЭПК от среднего обменного поля и термодинамических флуктуаций намагниченности. Установлено, что для  $D^0X$ -комплекса вклад от флуктуаций намагниченности линейно возрастает в области температур  $T = 1.8-10$  K, в то время как для  $A^0X$ -комплекса такой вклад практически отсутствует при  $T < 8$  K.

Показано, что во внешнем слабом ( $H \leq 3.5$  kOe) магнитном поле происходит уменьшение величин спинового расщепления донорных и акцепторных уровней, обусловленного нулевым магнитным полем. Так, для  $D^0X$ -комплекса в области температур  $T \leq 4.5$  K наблюдается сильное уменьшение вклада в такое расщепление от термодинамических флуктуаций намагниченности, т. е. магнитное поле сглаживает флуктуации намагниченности.

Для  $A^0X$ -комплекса обнаружено сильное ослабление магнитополяронного эффекта в области температур  $T \leq 7$  K при  $H = 3.5$  kOe. Установлено, что величина такого уменьшения зависит как от величины магнитного поля, так и от значения энергии связи  $A^0X$ -комплекса.

Показано, что величина энергии связи ЭПК (немагнитный вклад) при  $H \neq 0$  по сравнению с нулевым магнитным полем уменьшается. Проведен анализ такого уменьшения энергии связи в рамках существующих моделей ЭПК. Установлено, что при определенных величинах магнитного поля может происходить диссоциация ЭПК.

Исследовано влияние легирования 3d-элементами на проявление в спектрах излучения ЭПК магнитополяронного эффекта. Найдено, что для легирования ванадием кристаллов происходит заметное уменьшение эффекта МП для  $A^0X$ -комплекса. Показано, что это обусловлено увеличением в этих кристаллах количества антиферромагнитно-упорядоченных ионов Mn и соответственно уменьшением их эффективной концентрации. Для легированных кобальтом кристаллов обнаружено усиление эффекта МП, что, возможно, связано как с увеличением ковалентности в энергии связи  $A^0X$ -комплекса, так и с эффективным захватом и рекомбинацией свободных дырок на примесных центрах. Установлено, что для кристаллов, содержащих атомы кобальта, уменьшение магнитного вклада в энергию связи  $A^0X$ -комплекса при  $H = 3.5$  kOe происходит в меньшей мере, чем для нелегированного кристалла.

Авторы выражают благодарность Ю.Спалеку за полезное обсуждение результатов настоящей работы.

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

## Список литературы

- [1] T. Dietl, J. Spalek. Phys. Rev. **B28**, 3, 1548 (1983).
- [2] С.М. Рябченко, Ю.Г. Семенов. ЖЭТФ **84**, 4, 1419 (1983).
- [3] J. Spalek, J. Kossut. Solid State Commun. **61**, 8, 483 (1987).



- [4] Ю.Г. Семенов, В.А. Стефанович. ЖЭТФ **101**, 3, 1024 (1992).
- [5] Ю.Ф. Берковская, Э.М. Вахабова, Б.Л. Гельмонт. ЖЭТФ **94**, 4, 183 (1988).
- [6] D. Heiman, P.A. Wolff, J. Warnock. Phys. Rev. **B27**, 8, 4848 (1983).
- [7] D. Heiman, P. Becla, R. Kershaw, D. Ridgley, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. Phys. Rev. **B34**, 6, 3961 (1986).
- [8] A.V. Nurmikko. J. Lumin. **30**, 1-4, 355 (1985).
- [9] A. Golnik, J. Ginter, J.A. Gaj. J. Phys. **C16**, 31, 6073 (1983).
- [10] Ю.Г. Кусраев, А.В. Кудинов. ФТТ **36**, 7, 2088 (1994).
- [11] П.Н. Букивский, Ю.П. Гнатенко, А.Х. Рожко. ФТТ **30**, 3, 683 (1988).
- [12] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman. Solid State Commun. **29**, 5, 435 (1979).
- [13] А.В. Комаров, С.М. Рябченко, О.В. Терлецкий. ЖЭТФ **73**, 2, 608 (1977).
- [14] Ю.П. Гнатенко. Автореф. докт. дис. ИФНАН Украины. Киев (1992).
- [15] П.И. Бабий, П.Н. Букивский, Ю.П. Гнатенко. ФТТ **28**, 11, 3358 (1986).
- [16] С.М. Рябченко, Ю.Г. Семенов, О.В. Терлецкий. Изв. АН СССР. Сер. физ. **52**, 3, 511 (1988).
- [17] S. McClue Donald. J. Chem. Phys. **39**, 11, 2850 (1963).
- [18] J.K. Furdyna. J. Vac. Sci. Technol. **A4**, 4, 2002 (1986).
- [19] П.Н. Букивский, Ю.П. Гнатенко, А.Х. Рожко. ФТП **29**, 4, 702 (1995).