

УДК 537.311.322 : 538.61

ГИГАНТСКИЕ СПИНОВЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В МАГНИТОСМЕШАННОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ $Zn_{1-x}Mn_xS$

В. Г. Абрамшвили, С. М. Рябченко, О. В. Терлецкий

Исследованы экситонные спектры отражения и их магнитополевые расщепления для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xS$ при $x=0.001$ и $x=0.01$. Установлено, что введение в кристаллы ZnS ионов Mn приводит к аномально сильному в сравнении с другими $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ уширению полос экситонного отражения уже в отсутствие магнитного поля ($B=0$), а при $B \neq 0$ наблюдаются сильные эффекты сужения и уширения σ^- , σ^+ -компонент гигантски расщепленного по спину экситонного спектра, по величине сравнимые с величинами спиновых расщеплений и отличающиеся от ситуации в остальных кубических $A_{1-x}^2Mn_xB^6$. Определены величины констант обменного взаимодействия ионов Mn^{2+} с электронами проводимости и валентными электронами (дырками): $J_{eM}=(0.3 \pm 0.15)$ эВ; $J_{hM} = -(-1.0 \pm 0.4)$ эВ для $x=0.001$ и $J_{eM}=(0.28 \pm 0.2)$ эВ; $J_{hM} = (-2.1 \pm 0.4)$ эВ для $x=0.01$. Обсуждаются возможные пути объяснения особенностей гигантских спиновых расщеплений экситонных состояний в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xS$.

За последние 10 лет был исследован целый ряд магнитосмешанных (полумагнитных) кристаллов группы $A_{1-x}^2Mn_xB^6$. Носитель — ионное обменное взаимодействие (ОВ) локализованных магнитных моментов ионов Mn с носителями в этих кристаллах — проявляется в гигантском спиновом расщеплении (ГСР) экситонных полос отражения, «гигантском» усилении величины межзонного эффекта Фарадея и т. д. (см., например, [1-4]). В настоящей работе впервые исследованы экситонные спектры отражения и их магнитополевые расщепления в магнитосмешанном кристалле $Zn_{1-x}Mn_xS$. Интерес к его исследованиям, помимо того, что ранее в ряду $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ это соединение не изучалось, связан также с тем, что в единственном исследованном сульфиде группы $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ — $Cd_{1-x}Mn_xS$ наблюдался ряд особенностей [3-5], не свойственных теллуридам и селенидам. Дополнительную актуальность данным исследованиям придает широкое исследование системы $ZnS : Mn$ как кристаллаламинофора, электролюминоесцентного материала.

Исследовались кристаллы $Zn_{1-x}Mn_xS$ с мольной концентрацией Mn , равной $x_1=0.001 \pm 0.0002$ и $x_2=0.01 \pm 0.0005$. Концентрация Mn измерялась методом рентгеновского микроанализа. Спектры ЭПР исследуемых кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xS$ показали, что они имеют в основном кубическую структуру, что согласуется с [6]. Измерения проводились на спектрометре ДФС-12 (с измененной спектральной областью) при $T=2$ К в магнитных полях $B \leq 3$ Тл при $k \parallel B$ и $k \perp B$ (k — волновой вектор света). На рис. 1 представлены нормированные на спектр отражения нейтрального зеркала спектры близкого к нормальному отражению света при $k \parallel B$ (σ^+ , σ^- -поляризации). Экситонные переходы $\Gamma_6-\Gamma_8$ и $\Gamma_6-\Gamma_7$ в кристалле с $x_2=0.01$ сильно уширены, и поэтому их удалось выявить лишь в результате многократного накопления и нормировки. Следует обратить внимание на специфическое поведение длинноволнового крыла спектра отражения в $Zn_{1-x}Mn_xS$, особенно оно заметно в кристалле с $x_2=0.01$, где наблюдаются резкий подъем и некий широкий «горб» (уши-

ренный максимум) в отличие от спектра отражения в чистом ZnS (рис. 1). На коротковолновом склоне этого «горба» проявляются наблюдаемые экситонные переходы ($\Gamma_6-\Gamma_8$ и $\Gamma_6-\Gamma_7$). Положения энергий экситонов фиксировались как точки перегибов на кривых экситонного отражения $R(E)$. Экситонная полоса $\Gamma_6-\Gamma_8$ с ростом x практически не сдвигается по сравнению с ее положением в нелегированном кубическом ZnS (рис. 2, а), хотя, по данным [7], ширина запрещенной зоны E_g несколько уменьшается с ростом x . Энергетическое расстояние между $\Gamma_6-\Gamma_8$ и $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонами незначительно увеличивается с ростом x (рис 2, а).

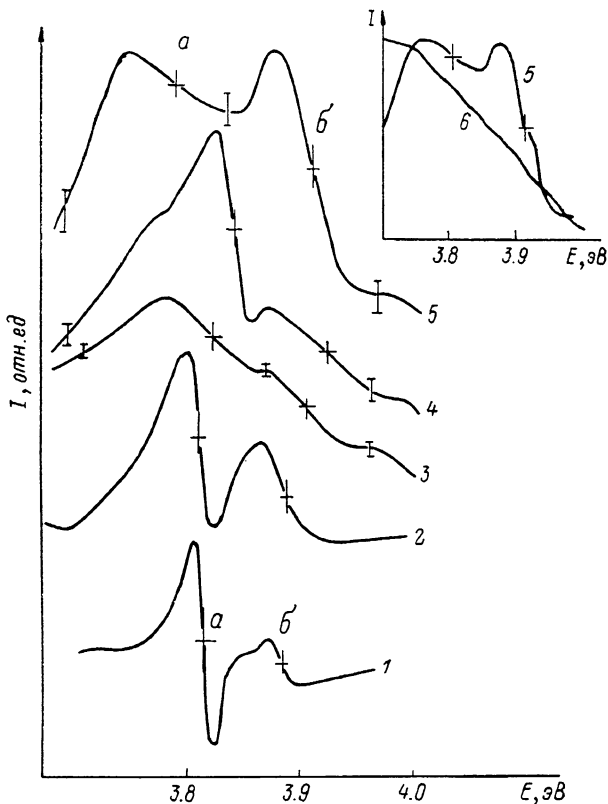


Рис. 1. Спектр отражения в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xS$ при $T=2$ К.

1 — $x=0$, 2 — 0.001, 3—5 — 0.01 (представлены сглаженные кривые, усы изображают шумы). 1—3 — в поле $B=0$, 4 — σ^- , 5 — σ^+ -поляризации ($k \parallel B$) при $B=3$ Тл. Крестиками отмечены положения энергий экситонов: а — ($\Gamma_6-\Gamma_8$), б — ($\Gamma_6-\Gamma_7$). На вставке — спектр отражения в кристалле с $x=0.01$ при $B=3$ Тл для σ^+ -поляризации. 5 — нормированная на спектр отражения нейтрального зеркала, 6 — ненормированная.

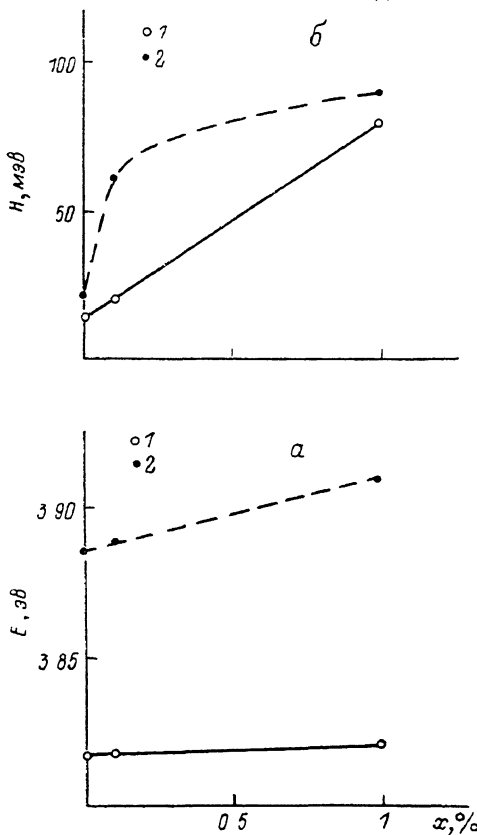
Введение в кристалл ZnS ионов Mn приводит к аномально сильному (в сравнении с другими $A_{1-x}^{2+}Mn_xB^6$) уширению полос экситонного отражения (рис. 2, б), так же как и в $Cd_{1-x}Mn_xS$ [3, 4]. При этом уширение по-разному меняется в магнитном поле для различных компонент (σ^+ , σ^-) гигантски расщепленного спектра. Так, σ^- -компонента $\Gamma_6-\Gamma_8$ и σ^+ -компонента $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонов в магнитном поле довольно сильно сужаются, а σ^+ -компонента $\Gamma_6-\Gamma_8$ и σ^- -компонента $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонов уширяются, становясь почти ненаблюдаемыми (рис. 3). В максимальном магнитном поле ($B_{max}=3$ Тл) σ^- -компонента $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона сужается в кристалле с $x_1=0.001$ в 1.5 раза, а в кристалле с $x_2=0.01$ почти в 3 раза (рис. 3). Эффект магнитополевого сужения и уширения σ^- , σ^+ -компонент в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xS$ по величине сравним (для $x_2=0.01$) или даже превосходит (для $x_1=0.001$) величину расщепления этих компонент в максимальном поле. Перечисленные эффекты однотипны наблюдаемым в $Cd_{1-x}Mn_xS$ [3, 4], где в кристалле с $x=0.001$ A -экситона

сужается в максимальном поле ($B=3$ Тл) более чем в 3 раза, отщепляясь от положения при $B=0$ практически на ту же величину, на которую она сузилась. Данная ситуация качественно отлична от эффектов магнито-полевых сужений и уширений в остальных кубических $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ [8], где, во-первых, ширины расщепленных компонент и величины их изменений под действием магнитного поля существенно меньше величин расщеплений, а, во-вторых, из «сильных» σ^+ , σ^- -компонент спектра в магнитном поле сужается σ^+ , а уширяется σ^- . Заметим при этом, что в $Zn_{1-x}Mn_xS$ знаки смещений наблюдаемых «сильных» σ^+ , σ^- -компонент $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона при ГСР такие же, как и в остальных соединениях $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ [2, 4]: σ^- -компонента сдвигается в коротковолновую, а σ^+ -компонента — в длинноволновую области (рис. 4). С точки зрения отмеченных особенностей магнито-полевых сужений и уширений компонент экситонного спектра ситуация в $Zn_{1-x}Mn_xS$ представляется аналогичной наблюдавшейся для A -экситона в $Cd_{1-x}Mn_xS$ [3, 4]. Отметим также, что эффекты магнито-полевого сужения и уширения $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситона, связанного со спин-орбитально отщепленной валентной зоной (рис. 3), ранее ни в одном из соединений $A_{1-x}^2Mn_xB^6$ не наблюдались.

Рассмотрим теперь величины и знаки спиновых расщеплений экс-

Рис. 2. Зависимость энергии $\Gamma_6-\Gamma_8$ и $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонов в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xS$ от состава x при $B=0$ (а) и зависимость ширины $H=E_{\min}-E_{\max}$ экситонных полос $\Gamma_6-\Gamma_8$, $\Gamma_6-\Gamma_7$ от состава x при $B=0$ (б).

Точки — эксперимент: 1 — экситон $\Gamma_6-\Gamma_8$, 2 — экситон $\Gamma_6-\Gamma_7$. Линии проведены по точкам: сплошные — для $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситонов, штриховые — для $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонов.



тонных состояний в магнитном поле. Поскольку в кристалле с $x_1=0.001$ величина расщепления между σ^+ , σ^- -компонентами спектра мала (по сравнению с ширинами полос), кривые экситонного отражения обрабатывались на ЭВМ с помощью метода, описанного в [9]. Расчеты показали, что величины расщеплений в максимальном поле ($B=3$ Тл) равны: $\Delta E_1 = 1.5 \pm 0.5$ мэВ для $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона и $\Delta E_2 = 0 \pm 0.5$ мэВ для $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситона. Магнито-полевая зависимость спиновых расщеплений «сильных» σ^+ , σ^- -компонент ($k \parallel B$) в кристалле с $x_2=0.01$ представлена на рис. 4. Магнито-полевые расщепления «слабых» σ^+ , σ^- -компонент ($k \parallel B$) $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона либо π -компонент ($k \perp B$) $\Gamma_6-\Gamma_8$ и $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситонов из-за сильного уширения экситонных линий зафиксировать не удалось. Поэтому для определения констант ОВ мы пользовались только данными по «сильным» σ^+ , σ^- -компонентам $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона и σ^+ , σ^- -компонентам $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситона. Полученные величины спиновых расщеплений экситонных состояний следует сопоставить с теорией ГСР [2, 10], в которой они описываются действием на спины носителей $S_{e(h)}$ дополнительно к прямому действию внешнего магнитного поля B эффективных обменных полей $G_{e(h)}$

$$G_{e(h)} = -xJ_{e(h)}, M \langle S_M \rangle \quad (1)$$

где $J_{e(h)}$, M — параметр ОВ ионов Mn^{2+} с электронами зоны проводимости (e) либо с дырками (электронами валентной зоны) (h); $\langle S_M \rangle$ — средняя по ансамблю величина проекции спина магнитного иона. При малых значениях x , когда спин-спиновым взаимодействием ионов Mn можно пренебречь, величина $\langle S_M \rangle$ описывается при помощи функции Бриллюэна

$$\langle S_M \rangle = -S_M B_S (g_M \beta S_M B / k_B T), \quad (2)$$

где β — магнетон Бора; $S_M = 5/2$, $g_M = 2.02$ — спин и g -фактор иона Mn^{2+} .

Выражение (1) для эффективного обменного поля получено в предположении идеального замещения катиона матрицы магнитным ионом, не искажающим распределение электронной плотности в кристалле.

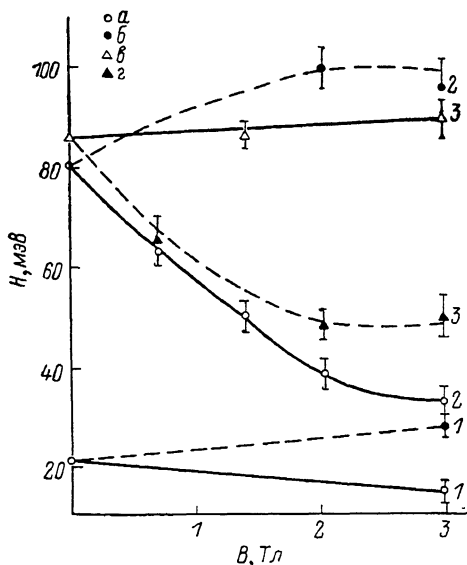


Рис. 3. Магнитооптическая зависимость ширины H экситонных полос $\Gamma_6-\Gamma_8$, $\Gamma_6-\Gamma_7$ в кристаллах $Zn_{1-x}Mn_xS$ при $T=2$ К.

Точки — эксперимент: a , b — $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситоны; δ , z — $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситоны; a , δ — σ^- ; b , z — σ^+ -поляризации. Линии проведены по точкам: сплошные — σ^- , штриховые — σ^+ -поляризации. 1 — $x=0.001$; 2, 3 — 0.01, 2 — $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситоны, 3 — $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситоны.

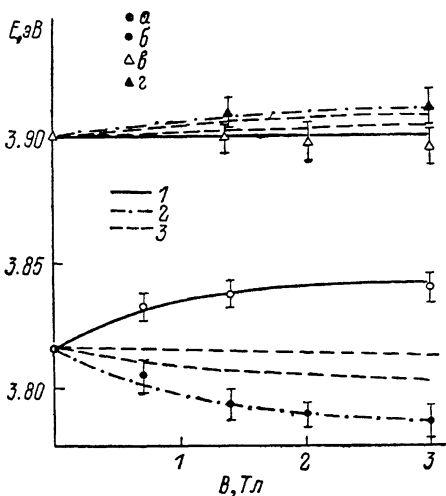


Рис. 4. Магнитооптическая зависимость ГСР в кристалле $Zn_{1-x}Mn_xS$ с $x=0.01$ при $T=2$ К.

Точки — эксперимент: a , b — $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситоны; δ , z — $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситоны. a , δ — σ^- ; b , z — σ^+ -поляризации. Кривые — расчет по формулам (3)–(7) при $J_{eM} = 0.28$ эВ. $J_{hM} = -2.1$ эВ. 1 — σ^- , 2 — σ^+ , 3 — π -поляризации.

Если же это не так, то эффективный объем взаимодействия носителя с магнитными ионами при мольной доле замещения x будет отличаться от xV (V — объем кристалла) и в (1) понадобится ввести соответствующий фактор, описывающий это отличие, физически означающее дополнительное стягивание либо, наоборот, отталкивание плотности носителей от узлов, занятых магнитными ионами. Мы будем сохранять запись (1), полагая, что соответствующие факторы перераспределения плотности носителей, если они отличны от единиц, включены в определение J_{eM} и J_{hM} .

Для кристаллов $Zn_{1-x}Mn_xS$ величина спин-орбитального расщепления Δ_{so} валентных зон Γ_8 и Γ_7 оказывается сравнимой с величиной ГСР, поэтому в отличие от стандартного подхода для описания расщеплений экситонных состояний обменным полем в кубических $A_{1-x}Mn_xB^6$ здесь необходимо учитывать смешивание Γ_8 и Γ_7 состояний носитель-ионным ОВ (1) подобно тому, как это учтено для вюрцитной структуры [3]. В пренебрежении внутривалентным ОВ и диамагнитными поправками, малыми в используемых полях, энергии шести оптически разрешенных спин-экситонных компонент $\Gamma_6-\Gamma_8$ экситона будут

$$E_{1, 2} = E_0^{(1)} - \Delta_{so}/3 \pm 1/2 (G_e - G_h), \quad (3)$$

$$E_{3, 4} = E_0^{(1)} + 1/2 [\Delta_{so}/3 \pm (G_e - G_h/3) - D_{1, 2}], \quad (4)$$

$$E_{5, 6} = E_0^{(1)} + 1/2 [\Delta_{so}/3 \mp (G_e + G_h/3) - D_{1, 2}]. \quad (5)$$

Здесь индексы 1, 2 нумеруют «сильные», 5, 6 — «слабые» σ^- - и σ^+ -компоненты соответственно, а 3, 4 — π -компоненты. Аналогично энергии четырех оптически разрешенных компонент Γ_6 — Γ_7 экситона будут

$$E_{7, 8} = E_0^{(2)} + 1/2 [\Delta_{so}/3 \mp (G_e - G_h/3) + D_{1, 2}], \quad (6)$$

$$E_{9, 10} = E_0^{(2)} + 1/2 [\Delta_{so}/3 \pm (G_e + G_h/3) + D_{1, 2}], \quad (7)$$

где индексы 7, 8 нумеруют σ^- - и σ^+ -компоненты соответственно, а 9, 10 — π -компоненты. В (3)—(7) $E_0^{(n)} = (E_g - E_{CB}^{(n)})$, где E_g — ширина запрещенной зоны, а $E_{CB}^{(n)}$ — энергия связи соответствующих экситонов ($n=1, 2$ для Γ_6 — Γ_8 и Γ_6 — Γ_7 экситонов соответственно); $D_{1, 2} = (\Delta_{so}^2 + G_h^2 \mp 2/3 \Delta_{so} G_h)^{1/2}$; D_1 и D_2 должны подставляться в формулы для E_m ($m=1-10$) с нечетными и четными m соответственно. Учет прямого действия магнитного поля на спины носителей в уравнениях (3)—(7) сводится к замене $G_{e(h)}$ на $G_{e(h)} + g_{e(h)} \beta B$, где $g_{e(h)}$ — g -фактор электрона или дырки соответственно. Зарегистрированные нами спин-экситонные компоненты соответствуют состояниям 1, 2 и 7, 8. Сравнение экспериментально найденных расщеплений между этими парами состояний с выражениями (3), (6) с учетом (1), (2) позволяет найти величины констант ОВ J_{eM} и J_{hM} . Поскольку разрешить магнитополевые расщепления Γ_6 — Γ_8 , Γ_6 — Γ_7 экситонов в π -поляризации и «слабых» σ^+ -, σ^- -компонент Γ_6 — Γ_8 экситона не удалось, мы не можем независимо определить величины и знаки констант ОВ из уравнений (3), (6). Однако если предположить, что $|J_{hM}| > |J_{eM}|$, как это выполняется для всех остальных $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ [1-4], то с учетом экспериментальных результатов получим, что $J_{hM} < 0$ (антиферромагнитного типа), а $J_{eM} > 0$ (ферромагнитного типа), как и в остальных $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ [1-4].

Для кристалла с $x_1=0.001$ наилучшее согласие с экспериментом достигается при $J_{eM} = (0.3 \pm 0.15)$, $J_{hM} = (-1.0 \pm 0.4)$ эВ. Как видно, эти значения в пределах их точности такие же, как и для других кубических $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ [2]. Для кристалла с $x_2=0.01$, однако, наилучшая аппроксимация экспериментальных результатов (рис. 4) достигается при $J_{eM} = (0.28 \pm 0.2)$, $J_{hM} = (-2.1 \pm 0.4)$ эВ. Величина J_{eM} в пределах ошибок такая же, как для $x_1=0.001$ и остальных $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ [2]. Однако J_{hM} для кристалла с $x_2=0.01$ оказывается аномально большой подобно J_{hM} , обнаруженной для $Cd_{1-x}Mn_xS$ [3-5]; кроме того, различие значений J_{hM} , найденных для $x=0.01$ и $x_1=0.001$, явно выходит за пределы ошибок. Впервые концентрационная зависимость $J_{hM}(x)$ была обнаружена в $Cd_{1-x}Mn_xS$ [5], где аномально большое значение J_{hM} , найденное для $x=0.001$, заметно понижается при росте x . Зависимость $J_{hM}(x)$ для $Zn_{1-x}Mn_xS$, как видно из приведенных выше данных, носит качественно иной характер. Различие в характере этих зависимостей, видимо, требует более полного их изучения для обоих кристаллов.

Обсуждая совокупность полученных результатов по $Zn_{1-x}Mn_xS$, можно отметить следующие особенности. Во-первых, наблюдается аномально сильное в сравнении с другими $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ уширение экситонных линий, начиная с крайне малых значений x . Во-вторых, имеют место сильные эффекты магнитополевого сужения и уширения спин-экситонных компонент, по величине близкие к магнитополевым расщеплениям. При этом в отличие от других $A_{1-x}^2Mn_xV^6$ здесь сужается коротковолновая σ^- -а уширяется длинноволновая σ^+ -компоненты Γ_6 — Γ_8 экситона. И наконец, в $Zn_{1-x}Mn_xS$ наблюдается выходящее за пределы погрешностей изменения величины J_{hM} с ростом x , причем для $x_2=0.01$ ее величина становится аномально большой в сравнении с несурьфидными $A_{1-x}^2Mn_xV^6$.

Перечисленные особенности наблюдаются и в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$, хотя зависимость J_{hM} от x в нем качественно иная. Особенности $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$, не наблюдавшиеся ранее в других $\text{Al}_{1-x}^2\text{Mn}_x\text{B}^6$, в том числе и в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$, являются сильные эффекты магнитополевого изменения ширины спиновых экситонных компонент спин-орбитально отщепленного $\Gamma_6-\Gamma_7$ экситона и появление широкого «горба» отражения в экситонной области при введении Mn в ZnS.

Полное объяснение перечисленных выше особенностей требует дальнейших экспериментальных исследований. На данном этапе могут быть высказаны лишь предварительные предположения. Допустим, что в кристаллах $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ имеется тенденция к локализации экситона (дырки) на флуктуациях концентрации Mn с повышенной локальной концентрацией. Тогда при малых концентрациях Mn доля локализованных экситонов незначительна и вид спектра отражения и величина ГСР (а следовательно, J_{hM}) будут определяться свободными экситонами. Подобная ситуация, возможно, наблюдается в $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ с $x_1=0.001$. При увеличении концентрации Mn спектр отражения и ГСР начинают определяться экситонами (дырками), движение которых сильно возмущено флуктуациями состава, что приводит к появлению «горба» от сильно локализованных экситонов и к существенному уширению линий отражения, обусловленного экситонами вблизи порога подвижности. Такая ситуация приведет к увеличению электронной (дырочной) плотности на ионах Mn вследствие тенденции к локализации на местах с повышенной концентрацией Mn либо стягивания соответствующей плотности на узлы, занятые Mn, а в результате — к росту фактора перераспределения плотности носителей на узлах, занятых этими ионами, и, следовательно, к росту константы ОВ J_{hM} в приближении (1), в которую включен этот фактор. При больших концентрациях Mn должно происходить перекрытие областей понижения потенциала, связанных с ионами Mn, и, следовательно, перекрытие участков повышенной плотности волновых функций экситонов (дырок). Это должно привести к усреднению эффекта по всему объему кристалла и к уменьшению вычисляемых на основе представления о средней концентрации величин J_{hM} . Эффект должен быть более существенно выраженным для дырок ввиду их большей эффективной массы и наличия гибридизации состояний валентной зоны с $3d$ -состояниями Mn. В рамках данного предположения нужно полагать, что в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ уже при $x=0.001$ наблюдаемый спектр обусловлен сильно возмущенными или почти локализованными состояниями и при росте концентрации Mn наблюдается эффект перекрытия областей «локализации», в то время как для $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$ данные эффекты начинают проявляться при более высоких концентрациях. Магнитополевые сужения и уширения линий в рамках предлагаемой схемы следует связывать с различными изменениями степени (и радиуса области) повышенной плотности либо локализации носителей (экситонов) в магнитном поле для разных комбинаций проекций спинов, входящих в экситон электрона и дырки. Эффект может быть обусловлен спиновой зависимостью сечения рассеяния носителей на основном либо внутрицентровых возбужденных состояниях ионов Mn. Детальное подтверждение справедливости высказанных предположений требует дальнейших экспериментальных исследований.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Комаров А. В., Рябченко С. М., Терлецкий О. В., Жеру И. И., Иванчук Р. Д. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 2. С. 608—618.
- [2] Рябченко С. М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 3. С. 440—445.
- [3] Губарев С. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 1174—1184.
- [4] Абрамшвили В. Г., Губарев С. И., Комаров А. В., Рябченко С. М. // ФТТ. 1984. Т. 26, № 4. С. 1095—1100.
- [5] Губарев С. И., Тяжлов М. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 8. С. 385—387.
- [6] Goede O., Dang Dinh Thong. // Phys. St. Sol. (b). 1984. V. 124. N 1. P. 343—353.

- [7] Goede O., Heimbrodtt W., Lamba M., Weinhold V. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 146. N 1. P. k65—k69.
- [8] Рябченко С. М., Семенов Ю. Г., Терлецкий О. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 2901—2908.
- [9] Дмитренко К. А., Тараненко Л. В., Шевель С. Г., Маринченко А. В. // ФТП. 1985. Т. 19. № 5. С. 788—794.
- [10] Рябченко С. М., Семенов Ю. Г. // Сб. «Спектроскопия кристаллов». Л.: Наука, 1983. С. 206—225.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
10 августа 1988 г.
