

## АНОМАЛЬНО БОЛЬШАЯ ВЕЛИЧИНА $p$ - $d$ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНИТОСМЕШАННЫХ КРИСТАЛЛАХ $Cd_{1-x}Mn_xS$

С.И.Губарев, М.Г.Тяжлов

Обнаружено, что кристаллы  $Cd_{1-x}Mn_xS$  обладают аномально большой, по сравнению с другими полумагнитными полупроводниками, константой  $p$ - $d$  обменного взаимодействия. Величина обменного интеграла для кристаллов с мольной долей  $Mn$   $x = 0,001$  составляет  $N_0 J_h = 3,3$  эВ, что более чем в 3 раза превышает известные до сих пор значения для магнитосмешанных полупроводников на основе  $A_2B_6$  соединений.

Обменное взаимодействие с локализованными спиновыми моментами (ЛСМ) магнитных примесей приводит к гигантским спиновым расщеплениям электронных состояний в валентной зоне и зоне проводимости магнитосмешанных полупроводников<sup>1-3</sup>. Основными параметрами характеризующими обменное взаимодействие в магнитосмешанных полупроводниках являются значения  $s$ - $d$  и  $p$ - $d$  обменных интегралов, описывающих обменное взаимодействие ЛСМ  $Mn$  с электронными и дырочными состояниями. К настоящему времени обменное взаимодействие достаточно хорошо исследовано в теллуридах и селенидах  $Cd$  и  $Zn$ <sup>4-8</sup>. Что касается сульфидов, то надежная информация относительно  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в этих кристаллах отсутствует. Гигантские спиновые расщепления экситонных состояний в кристаллах  $CdMnS$  исследовались ранее в работе<sup>9</sup>. Хотя разделить вклады от дырочных и электронных состояний основываясь только на экспериментальных данных по экситонному магнитоотражению в этой работе не удалось, было установлено тем не менее, что расщепление валентной зоны существенно превышает расщепление зоны проводимости. В настоящей работе информация о спиновых расщеплениях в валентной зоне и зоне проводимости была получена в результате сравнения данных по экситонному магнитоотражению и спин-флип комбинационному рассеянию (СФКР) света на мелких донорных центрах. Это позволило независимо определять величину спинового расщепления зоны проводимости и отношение  $p$ - $d$  и  $s$ - $d$  обменных интегралов.

Эксперименты проводились на кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  с мольной долей  $Mn$   $x = 0,001$ ;  $0,005$ ;  $0,014$ . Спектры экситонного отражения и спектры СФКР измерялись в конфигурации Фарадея, вдоль направления магнитного поля нормально к поверхности образца. Направление магнитного поля совпадало с направлением гексагональной оси кристалла  $C_6$ . Эксперименты проводились при температуре  $T = 1,7$  К в магнитных полях до 50 кЭ. Фотоэлектрическая регистрация осуществлялась в режиме счета фотонов с помощью многоканального накопителя с последующей обработкой на ЭВМ.

Как было показано в работах<sup>9-11</sup> величина спинового расщепления экситонного термина в кристаллах со структурой вюрцита в геометрии  $H \parallel C_6$  равна сумме спиновых расщеплений валентной зоны и зоны проводимости

$$\Delta E_{\text{экс}}^A = \Delta E_e + \Delta E_h, \quad (1)$$

$$\Delta E_e = N_0 x^* J_e \langle S_M^z \rangle_{H,T} + \mu_B g_e H, \quad (2)$$

$$\Delta E_h = N_0 x^* J_h \langle S_M^z \rangle_{H,T} + \mu_B g_h H, \quad (3)$$

где  $J_{e,h}$  — обменный интеграл,  $x^*$  — эффективная концентрация магнитной примеси,  $N_0$  — число катионных состояний в  $\text{см}^{-3}$ ,  $\langle S_M^z \rangle_{H,T}$  — среднее значение намагниченности магнитопримесной подсистемы,  $g_{e,h}$  — эффективный  $g$ -фактор носителя (электрона или дырки). Как видно из формул (2) — (3) спиновое расщепление электронного состояния обусловлено двумя факторами: во-первых, обменным взаимодействием с магнитопримесной подсистемой, которое определяется обменным интегралом, эффективной концентрацией магнитной

примеси и средней намагниченностью магнитопримесной подсистемы, и во-вторых, непосредственным воздействием магнитного поля на спин носителя. Последнее зависит только от величины внешнего магнитного поля и эффективного  $g$ -фактора носителя. В случае электронов валентной зоны обменное взаимодействие как правило значительно превышает непосредственное влияние магнитного поля воздействием которого можно с хорошей точностью пренебречь. В то же время для состояний из зоны проводимости обменный вклад при концентрациях магнитной примеси  $x \sim 0,001$  может оказаться сравнимым с зеемановским членом и его необходимо учитывать.

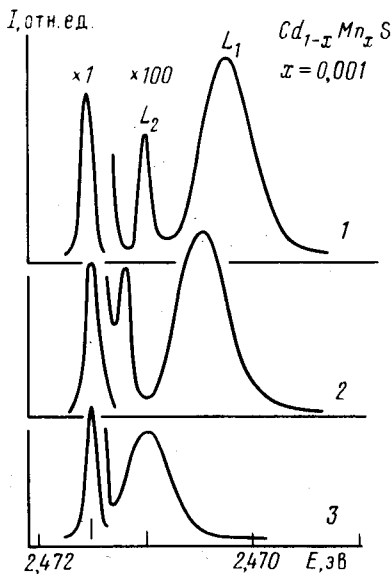


Рис. 1

Рис. 1. Спектры СФКР света в кристаллах  $Cd_{1-x}Mn_xS$  ( $x = 0,001$ ) в магнитных полях: 1 –  $H = 45$  кЭ, 2 –  $H = 30$  кЭ, 3 –  $H = 6$  кЭ. Температура  $T = 1,7$  К. Стрелкой показано положение возбуждающего лазера

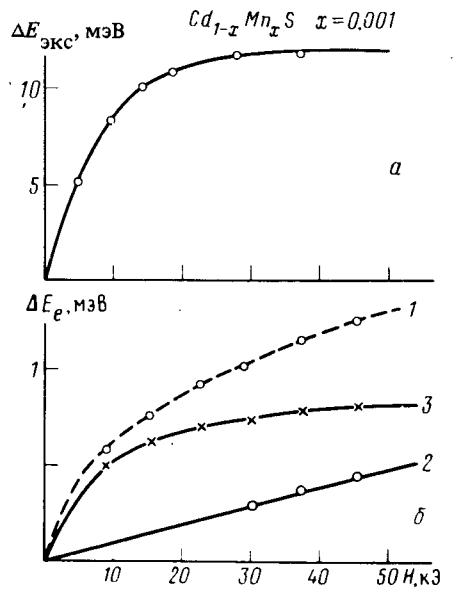


Рис. 2

Рис. 2. а – Зависимость от  $H$  величины расщепления между  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -компонентами  $A$ -экситонного терма в спектрах экситонного отражения; б – зависимость от  $H$  величины спинового расщепления для: 1 – мелкого донорного центра (линия  $L_1$  в спектрах СФКР), 2 – ЛСМ магнитной примеси (линия  $L_2$  в спектрах СФКР). Кривая 3 отражает вклад обменного взаимодействия в величину расщепления донорного центра. Получена путем вычитания из кривой 1 зеемановских членов  $\mu_B g_D H$ , где  $g_D$  принималась равной 1,76<sup>13</sup>

На рис. 1 приведены спектры СФКР для кристаллов  $Cd_{1-x}Mn_xS$  с мольной долей  $Mn$   $x = 0,001$ . В спектрах отчетливо проявляется две линии  $L_1$  и  $L_2$ . Линия  $L_1$  более удалена от линии лазера и представляет собой СФКР света на мелком нейтральном доноре. Эта линия значительно шире линии лазера ввиду флуктуаций локальной концентрации  $Mn$  и локальной намагниченности в пределах волновой функции донора. Линия  $L_2$  представляет собой линию КР света с переворотом спина  $Mn$ . Величина спектрального сдвига линии  $L_2$  пропорциональна магнитному полю и совпадает с величиной зеемановского расщепления локализованного спинового момента  $Mn$ . Спектральная ширина этой линии совпадает с шириной релейевской линии лазера и отражает аппаратную ширину спектрального прибора. Измеряя величину спектрального сдвига линии  $L_1$  и вычитая из нее величину зеемановского члена  $\Delta_z = \mu_B g_D H$ , можно определить величину обменного вклада в спиновое расщепление донорного состояния. Поскольку волновая функция мелкого донорного центра построена из волновых функций зоны проводимости, то величина обменного расщепления донорного состояния с хорошей точностью совпадает с величиной обменного расщепления зоны проводимости.

На рис. 2 приведены зависимости величины спинового расщепления  $A$ -экситонного терма, определенной из спектров отражения кристалла, и величины спинового расщепления донорного центра, определенной из спектров СФКР, как функции магнитного поля. Из этих зависимостей, вычитая зеемановские члены, можно получить величины обменных вкладов в спиновое расщепление как валентной зоны, так и зоны проводимости. Для кристаллов  $\text{CdMnS}$  с мольной долей магнитной примеси  $x = 0,001$  эти величины в области насыщающих магнитных полей равны  $\Delta E_{s-d}^{ex} = 0,82$  мэВ и  $\Delta E_{p-d}^{ex} = 12,4$  мэВ. Это соответствует отношению абсолютных величин обменных интегралов  $J_h/J_e \approx 15$ , что существенно превышает значения наблюдаемые в остальных  $A_2B_6$  полупроводниках, где  $J_h/J_e$  меняется в диапазоне от 4,0 для  $\text{CdMnTe}$  <sup>4</sup> до 5,7 для  $\text{ZnMnTe}$  <sup>7</sup>. Пользуясь значением обменного интеграла  $N_0J_e = 0,22$  эВ, определенного для  $\text{CdMnS}$  кристаллов в работе <sup>12</sup> получаем теперь для  $p$ - $d$  обменного интеграла величину  $N_0J_h = 3,3$  эВ. Это значение совпадает с оценкой, сделанной на основе формулы (3) в предположении, что все магнитные примеси эффективны, т.е.  $x^* \approx x$ . Таким образом аномально большая величина отношения обменных интегралов  $J_h/J_e = 15$  в  $\text{CdMnS}$  обусловлена главным образом аномально большой величиной  $p$ - $d$  обменного взаимодействия.

Отношение обменных интегралов  $J_h/J_e$ , определенное для кристаллов с большей концентрацией Mn, составляет  $\approx 13$  при  $x = 0,005$  и  $\approx 9,5$  при  $x = 0,014$ , несколько уменьшаясь с ростом концентрации магнитной примеси, но по-прежнему оставаясь значительно больше, чем в теллуридах и селенидах.

Заметим, что величина  $p$ - $d$  обменного интеграла в кристаллах  $\text{CdMnS}$   $N_0J_h = 3,3$  эВ оказывается сравнимой с шириной валентной зоны полупроводника. В таких условиях следует ожидать зависимости электронной плотности валентных электронов в элементарной ячейке кристалла от спинового состояния магнитной примеси, с возможным образованием спинполяронных зон. На наличие такого рода корреляций в исследованных кристаллах указывает обнаруженная зависимость отношения обменных интегралов  $J_h/J_e$  от концентрации магнитной примеси. Однако для того чтобы сделать окончательное заключение о механизме усиления  $p$ - $d$  обменного взаимодействия в кристаллах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{S}$  необходимо проведение дальнейших экспериментальных исследований.

#### Литература

1. Комаров А.В., Рябенко С.М., Терлецкий О.В., Жеру И.И., Иванчук Р.Д. ЖЭТФ, 1977, 72, 608.
2. Galazka R.R. Proc. 14-th Int. Conf. Phys. Semicond., Ed. V.L.H.Wilson, The Inst. of Phys., Ser. № 44, Edinburgh, 1978, p. 133.
3. Gaj J.A., Ginter J., Galazka R.R. Phys. Stat. Sol. (b), 1978, 89, 655.
4. Gaj J.A., Planel R., Fishman G. Sol. St. Comm., 1979, 29, 435.
5. Комаров А.В., Рябенко С.М., Семенов Ю.Г., Шанина Б.Д., Витриховский Н.И. ЖЭТФ, 1980, 79, 1554.
6. Комаров А.В., Рябенко С.М., Витриховский Н.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, 441.
7. Twardowski A., Swiderski P., von Ortenberg M., Pauthenet R. Sol. St. Comm., 1984, 50, 509.
8. Twardowski A., von Ortenberg M., Demianiuk M., Pauthenet R. Sol. St. Comm., 1984, 51, 849.
9. Губарев С.И. ЖЭТФ, 1981, 80, 1174.
10. Aggarwal R.L., Jaspersen S.N., Stankiewicz J., Shapira Y., Foner S., Khazai B., Wold A. Phys. Rev. B, 1983, 28, 6907.
11. Gubarev S.I. Phys. Stat. Sol. (b), 1986, 134, 211.
12. Heiman D., Shapira Y., Foner S. Sol. St. Comm., 1983, 45, 899.
13. Thomas D.G., Hopfield J.J. Phys. Rev., 1968, 175, 1021.