

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

БРИЧКИН АНДРЕЙ СЕРГЕЕВИЧ

ВЛИЯНИЕ SP-D ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ЭКСИТОННЫЕ
СОСТОЯНИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
КВАНТОВЫХ ЯМАХ И ТОЧКАХ

01.04.07 – физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Доктор физико-математических наук, профессор
Кулаковский Владимир Дмитриевич

Черноголовка 2010

Оглавление:

Введение	3
1. Литературный обзор.	8
§1.1 Полумагнитные полупроводники	8
§1.2 Получение полупроводниковых гетероструктур	13
§1.3 Магнитный полярон	18
§1.4. Оптические свойства экситонов в квантовых точках	22
1.4.1 Экситон в изотропных и анизотропных незаряженных квантовых точках	23
1.4.2 Экситон в продольном и поперечном магнитном поле	26
1.4.3 Трион в продольном и поперечном магнитном поле	29
2. Методика эксперимента.	32
§2.1 Структура образцов	32
§2.2 Методика микрофотолюминесценции	34
§2.3 Экспериментальная установка	36
2.3.1 Экспериментальное оборудование и используемые методики	36
2.3.2 Времяинтегрированные измерения	38
2.3.3 Времяразрешённые измерения	39
3. Отрицательно заряженные экситоны (трионы) в полумагнитных квантовых точках CdSe/ZnSe/ZnMnSe.	41
§3.1 Излучение экситонов из отрицательно заряженных одиночных полумагнитных квантовых точек	43
§3.2 Зеемановское расщепление линий фотолюминесценции трионов	47
§3.3 Спиновая релаксация и безызлучательная рекомбинация трионов	56
Выводы главы 3	60

4. Эффект $sp-d$ обменного взаимодействия на экситонные состояния в нейтральных квантовых точках CdSe/ZnSe/ZnMnSe.	62
§4.1 Излучение экситонов из нейтральных квантовых точек	62
§4.2 Энергия переходов и волновые функции экситонных состояний	71
§4.3 Энергия переходов: сравнение с экспериментом	77
§4.4 Поляронный эффект в нейтральных квантовых точках	80
§4.5 Спиновая релаксация и безызлучательная рекомбинация экситонов	82
Выводы главы 4	86
5. Безызлучательная рекомбинация в полумагнитных квантовых точках.	88
§5.1 Анизотропия квантового выхода излучения из ансамбля ZnSe/CdMnSe квантовых точек в магнитном поле	88
§5.2 Матричные элементы безызлучательного перехода	92
§5.3 Анизотропия квантового выхода: сравнение с экспериментом	97
Выводы главы 5	101
6. Экситонные магнитные поляроны в квантовых ямах типа II ZnMnSe/ZnSSe.	102
§6.1 ЭМП в ZnMnSe/ZnSSe КЯ при непрерывном возбуждении	102
6.1.1 Излучение из ZnMnSe/ZnSSe КЯ при вариации температуры, плотности возбуждения и во внешнем магнитном поле	103
6.1.2 Размер области дырочной локализации и интенсивность фононной реплики ЭМП от магнитного поля	110
6.1.3 Зеемановское расщепление уровней в магнитном поле	116
§6.2 ЭМП в ZnMnSe/ZnSSe КЯ при импульсном возбуждении	119
6.2.1. Фотолюминесцентные исследования ЭМП	

с высоким временным разрешением	120
6.2.2. Эффект безызлучательной рекомбинации экситонов	127
6.2.3 Магнитная локализация. Механизмы формирования ЭМП	130
Выводы главы 6	134
Заключение	136
Список литературы	139

Введение.

Последние три десятилетия развития физики твёрдого тела характеризуются тем, что основными объектами исследования всё в большей степени становятся не массивные кристаллы, а тонкие плёнки, многослойные тонкоплёночные системы и кристаллиты малого размера. В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств – возникает большое число новых, так называемых размерных эффектов. Наиболее кардинальной перестройкой свойств отличаются квантовые размерные структуры, в которых свободные носители заряда локализованы в одном (квантовые ямы), двух (квантовые проволоки) или трёх координатных направлениях в области порядка дебройлевской длины волны носителей (квантовые точки). При этом происходит изменение наиболее фундаментальной характеристики электронной системы – её энергетического спектра, который становится дискретным. Квантовые структуры, в которых движение носителей ограничено во всех трёх направлениях, напоминают искусственные атомы и их энергетический спектр является чисто дискретным.

Квантово-размерные структуры обладают целой совокупностью уникальных свойств, весьма далёких от тех, которые можно наблюдать в системе обычных, трёхмерных электронов и дырок. Такие структуры могут служить для создания новых типов полупроводниковых приборов, в первую очередь, для опто- и наноэлектроники.

То обстоятельство, что квантово-размерные структуры находятся в центре внимания именно сейчас, вызвано интенсивным развитием в последние годы технологии изготовления полупроводниковых гетероструктур – молекулярно-пучковой эпитаксии, нанолитографии, открытием явления самоорганизации наноструктур. Это даёт возможность создания структур любого профиля с точностью до одного атомного слоя.

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) представляют собой квази-нульмерные электронные структуры, где движение носителей ограничено во всех трёх направлениях очень малой областью характеризуемой обычно десятком нанометров.

Оптические исследования на одиночных КТ открывают новую область фундаментальной науки. Полупроводниковые КТ с размерами меньшими, чем боровский радиус экситона объёмного полупроводника дают возможность исследования кулоновского и электрон-дырочного обменного взаимодействия экситона в трёхмерно пространственно ограниченной системе.

В последнее десятилетие активно развивались методы спектроскопии высокого пространственного разрешения, позволяющие выделять спектры индивидуальных КТ нанометровых размеров в массивах КТ высокой плотности. Эти методы были успешно применены для исследования индивидуальных КТ в $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^V$ немагнитных п/п [1,2].

Возможность спектроскопического анализа электрон-дырочных состояний в одиночных КТ, достигнутая в последнее десятилетие, привела к качественному скачку в фундаментальных исследованиях этих объектов. Различные экситонные состояния (экситоны, биэкситоны, трионы) были

тщательно проанализированы в КТ в $A^{II}B^{VI}$ [3] и $A^{III}B^V$ [4] немагнитных структурах с самоорганизующимися КТ.

В тоже время основное внимание в исследованиях экситонных состояний в КТ в последнее время привлекают возможности использования спиновой подсистемы экситонов в КТ в различных областях спинтроники [5,6]. Использование спинового состояния носителя перспективно для реализации квантового бита (qubit) и квантовых вычислений, а также реализации магнитной и магнитооптической памяти [7,8]. С этой точки зрения весьма интересными являются полумагнитные полупроводниковые КТ, позволяющие реализовать большую спиновую поляризацию носителей в слабых магнитных полях благодаря $sp-d$ обменному взаимодействию между носителями заряда и ионами магнитных примесей.

Исследования индивидуальных полумагнитных КТ пока немногочисленны и в основном ограничены изучением основного состояния экситона в незаряженных КТ [9,10,11].

Оптические исследования полумагнитных КТ показали, что $sp-d$ взаимодействие приводит к дополнительному уширению линий фотолюминесценции (ФЛ) из-за флуктуаций намагниченности ионов магнитной примеси в области локализации носителя заряда [10,12,13]. Ширина линии экситонной ФЛ полумагнитных КТ в гетероструктурах CdSe/ZnMnSe в отсутствие магнитного поля достигает ~ 10 мэВ, что приводит к полному замыканию тонкой структуры спиновых состояний в КТ. Кроме того, наличие магнитной примеси в полупроводниках с большой шириной запрещенной зоны приводит к радикальному уменьшению сигнала ФЛ по сравнению с немагнитными образцами из-за процессов безызлучательной рекомбинации на магнитных ионах [14,15].

Для того чтобы уменьшить влияние этих эффектов, в данной работе были выбраны КТ в гетероструктурах CdSe/ZnSe/ZnMnSe, в которых между слоем КТ и полумагнитным барьером добавлен немагнитный ZnSe слой, увеличивающий расстояние между КТ и ионами марганца. Введение

дополнительного слоя приводит к уменьшению доли волновой функции электронов и дырок в полумагнитном слое. Это приводит, с одной стороны, к уменьшению $sp-d$ обменного взаимодействия и, следовательно, спинового расщепления в магнитном поле, а с другой стороны, к сужению линий ФЛ, уменьшению скоростей спиновой релаксации и безызлучательной рекомбинации.

Варьируя толщину ZnSe слоя, можно реализовать условия, когда $sp-d$ обменное взаимодействие спинов электронов (дырок) с магнитными ионами доминирует над электрон-дырочным обменным взаимодействием, а неоднородное уширение экситонных уровней становится меньше расщепления экситонных состояний в одиночных КТ вследствие обменного электрон-дырочного взаимодействия. Такие условия были реализованы в данной работе, что позволило не только исследовать влияние $sp-d$ обменного взаимодействия на энергию основного состояния экситона в нейтральных и заряженных КТ, но и детально изучить эффект этого взаимодействия на тонкую структуру.

Одним из наиболее широко исследуемых эффектов обменного взаимодействия в полумагнитных структурах является формирование ЭМП [16,17]. Несмотря на интенсивные исследования свойств ЭМП в полумагнитных полупроводниковых гетероструктурах [17,18], ряд вопросов, касающихся кинетики формирования и распада ЭМП, до настоящего времени так и не получил полного экспериментального прояснения. К их числу, в частности, относятся проблемы конкуренции механизмов магнитной и немагнитной локализации и сосуществования в гетероструктурах $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_ySe_{1-y}$ с квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешётками типа II экситонных состояний с сильной и слабой магнитной локализацией [19,20].

Для определения природы этого явления в данной работе были исследованы множественные КЯ $Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnS_xSe_{1-x}$, характеризующиеся большими временами жизни экситонных состояний, что позволило

исследовать ЭМП в квазиравновесных условиях и подробно изучить механизмы его формирования.

Другой сновной задачей работы было экспериментальное исследование спектров ФЛ индивидуальных полумагнитных КТ при низких температурах в высоких магнитных полях и изучение тонкой структуры линий излучения различных электрон-дырочных комплексов в полумагнитных КТ со слабой величиной обменного взаимодействия.

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. В первой главе представлен литературный обзор работ, по исследованию полумагнитных полупроводников и гетероструктур на их основе, работ по различным технологическим методикам эпитаксиального роста КТ, а также работ связанных с изучением фундаментальных оптических свойств одиночных КТ. Вторая глава посвящена экспериментальной методике данной работы и описанию изучаемых образцов. В главах 3-6 представлены результаты экспериментальной работы, по материалам которой опубликовано 5 печатных работ в научных журналах.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.

§1.1 Полумагнитные полупроводники.

Полумагнитные полупроводники (п/м п/п) являются особым классом материалов, привлекающим к себе внимание исследователей уникальным сочетанием п/п и магнитных свойств [21,22]. Они включают в себя как широкозонные ($\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, ...) так и узкозонные и бесщелевые п/п ($\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$,...). Фактически, в данный класс материалов может быть включён любой п/п, в котором некоторая часть входящих в него ионов замещена какими-либо магнитными ионами (т.е. ионами, обладающими полным магнитным моментом). В качестве магнитных добавок обычно используются ионы переходных металлов (Mn, Fe, Co,...) или редкоземельных элементов (Sm, Eu, Yb,...). Кристаллическая и зонная структуры, магнитные и оптические характеристики многих представителей этого класса были детально исследованы за последние 30 лет [17,23,24,25,26]. Был открыт ряд новых магнитооптических явлений, таких как гигантское спиновое расщепление зонных состояний, гигантское фарадеевское вращение плоскости поляризации света, магнитополяронный эффект [17,24].

Отличительной особенностью п/м п/п является наличие системы магнитных ионов, оказывающей существенное влияние на электрические, оптические и магнитные свойства материала [17,24,25]. Носители заряда (электроны и дырки) связаны с магнитной системой, главным образом, через $sp-d$ обменное взаимодействие. Такая связь в первую очередь влияет на спиновое состояние носителей и приводит к различным магнитооптическим эффектам.

В настоящее время наиболее востребованной особенностью п/м п/п является возможность относительно легко управлять спинами п/п носителей заряда. Эта возможность находит широкое применение в быстроразвивающейся области науки - спиновой электронике

(«спинтронике»), использующей в качестве носителя информации спиновые состояния носителей заряда [5].

Наиболее распространённой магнитной добавкой в п/м п/п на основе II-VI соединений являются ионы Mn^{2+} . Это обусловлено следующими факторами: 1) ионы Mn^{2+} , внедрённые в матрицу п/п, не понижают качество кристаллической решётки даже при больших концентрациях магнитной добавки; 2) ион Mn^{2+} в II-VI п/п электрически нейтрален, он не образует ни акцепторных, ни донорных центров; 3) ион Mn^{2+} обладает довольно большим магнитным моментом ($S = 5/2$), что обуславливает большую величину соответствующих магнитных эффектов в п/м п/п. Именно п/п с магнитной добавкой ионов Mn^{2+} будут исследованы в данной работе.

Магнитный ион Mn^{2+} имеет наполовину заполненную $3d$ оболочку с пятью электронами. В II-VI п/п кристаллах основное состояние Mn^{2+} характеризуется спином $S = 5/2$, угловым моментом $L=0$ и пренебрежимо малым спин-орбитальным расщеплением. Как следствие, магнитный момент электронов в Mn^{2+} имеет чисто спиновую природу (g -фактор равен 2). При малых концентрациях магнитной примеси ($x < 0.01$) в соединениях $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ марганец является почти идеальным парамагнетиком. При увеличении концентрации начинают играть роль взаимодействия между спинами соседних ионов. Наиболее сильным взаимодействием между спинами Mn^{2+} является скалярное $d-d$ обменное взаимодействие. Это взаимодействие описывается гейзенберговским гамильтонианом [27,28] $H_{nm}^{dd,ex} = -2J_{nm}(S_n \cdot S_m)$, где S_n и S_m – спины ионов Mn в соответствующих узлах решётки, J_{nm} – обменная энергия. Характерная энергия обменного взаимодействия для ионов, являющихся ближайшими соседями, составляет несколько десятых мэВ и имеет отрицательный знак: соседние магнитные спины стремятся к антиферромагнитному упорядочению. С ростом расстояния между магнитными ионами величина обменного взаимодействия быстро спадает, сохраняя отрицательный знак. В результате, в п/м п/п с большой концентрацией Mn формируются антиферромагнитные пары и

кластеры. С ростом концентрации Mn размер кластера увеличивается, и при достижении некоторой критической концентрации кластер становится бесконечным и формируется фаза спинового стекла. При этом спины Mn, которые не сформировали антиферромагнитные пары, продолжают проявлять свойства, близкие к идеальному парамагнетику. Большое количество экспериментов подтверждает, что в умеренных магнитных полях ($B < 10T$) намагниченность, обусловленная наличием ионов Mn, $M(B, T)$ может быть описана обычной формулой Бриллюэна, используемой для описания идеального парамагнетика, модифицированной для учёта антиферромагнитного спаривания некоторой части спинов [29]:

$$M = S_0 x N_0 \mu_B g_{Mn} Br_{5/2} \left(\frac{5 \mu_B g_{Mn} B}{2 k(T + T_0)} \right), \quad (1.1)$$

где $S_0 \leq 5/2$ - эффективный спин иона марганца, x - концентрация марганца, N_0 - число катионов в единичном объёме, μ_B - магнетон Бора, $g_{Mn} = 2$ - спиновой g -фактор электронов d -оболочки, $Br_{5/2}(y)$ - функция Бриллюэна:

$$Br_{5/2}(y) = \frac{6}{5} \text{cth}\left(\frac{6y}{5}\right) - \frac{1}{5} \text{cth}\left(\frac{y}{5}\right),$$

k - постоянная Больтцмана, T - температура, B - внешнее магнитное поле. Эмпирически вводимые параметры - $S_0(x)$ - эффективный спин иона марганца и $T_0(x)$ - эффективная температура - учитывают антиферромагнитное спаривание части спинов Mn^{2+} . Величины S_0 и T_0 определяются экспериментально магнитооптическими методами для каждого материала и при различных концентрациях марганца [17].

Магнитные свойства системы взаимодействующих ионов существенно изменяются в гетероструктурах, где на границах между п/м и немагнитным материалами магнитные ионы имеют меньшее число магнитных соседей [30,31]. Этот механизм, в сочетании с частичной диффузией магнитных ионов в немагнитный материал на глубину 1-2 монослоя, значительно усиливает проявление магнитных эффектов в структурах с КЯ и КТ [30].

Магнитная примесь оказывает существенное влияние на электронные свойства п/м п/п. В основном оно связано с большой величиной обменного

взаимодействия между и электронами из зоны проводимости (*s*-зоны) и дырками из валентной зоны (*p*-зоны) с *d*-электронами ионов марганца. Именно *sp-d* обменное взаимодействие определяет уникальные магнитооптические свойства п/м п/п, такие как гигантское спиновое расщепление зонных состояний, фарадеевское вращение плоскости поляризации, магнитополяронные эффекты и т.д [17].

Обменное взаимодействие свободного электрона со спином \vec{s}_e или дырки из валентной зоны со спином \vec{s}_h с локализованными спинами \vec{S}_n магнитных ионов описывается гамильтонианом Кондо вида [17,24]:

$$H_{e(h)} = -\vec{s}_{e(h)} \sum_n J_{sp-d} (\vec{r} - \vec{R}_n) \vec{S}_n \quad (1.2)$$

где \vec{r} и \vec{R}_n координата электрона зоны проводимости (дырки из валентной зоны) и магнитного иона соответственно, J_{sp-d} – константа обменного взаимодействия для электрона проводимости (дырки из валентной зоны), а суммирование ведётся по всем магнитным ионам.

Для свободных носителей, которые в силу протяжённости своей волновой функции взаимодействуют сразу с большим числом ионов Mn^{2+} , можно воспользоваться моделью среднего эффективного поля и заменить $\sum S_n$ на $\langle S_z \rangle$. Воспользовавшись приближением виртуального кристалла можно заменить $J_{sp-d}(\vec{r}-\vec{R}_n)$ на $xJ_{sp-d}(\vec{r}-\vec{R})$, где \vec{R} – координаты узлов катионной подрешётки, и перейти к суммированию по всем узлам. В этом приближении обменная энергия в зоне проводимости равна:

$$E_c = x N_0 \alpha \langle S_z \rangle s_e, \quad \text{где } s_e = \pm 1/2, \quad \alpha = \langle u | J_{sp-d} | u \rangle \text{ - обменный интеграл,}$$

вычисленный на блоховских электронных функциях u .

В четырехкратно вырожденной валентной зоне обменное взаимодействие приводит к её расщеплению на четыре подзоны с энергиями:

$$E_v = 1/3 \times N_0 \beta \langle S_z \rangle J, \quad J = -3/2 ; -1/2 ; +1/2 ; + 3/2$$

где $\beta = \langle X | J_{sp-d} | X \rangle$ - обменный интеграл, вычисленный на блоховских функциях *p*-электронных состояний, *J* - эффективный спин дырки [21].

Обменные константы для исследуемого материала CdSe/ZnMnSe были определены экспериментально и составляют $N_0\alpha=260$ мэВ и $N_0\beta= -1110$ мэВ, соответственно [32].

Как следует из теоретического рассмотрения, s-d взаимодействие (отвечающее за величину и знак α определяется «прямым» обменом, связанным с кулоновским взаимодействием свободного или локализованного электронов [24]. Оно приводит к ферромагнитной взаимной ориентации s и d электронов. Вклад в p-d взаимодействие, вносимый p-d гибридизацией электронных состояний, намного превосходит прямой обмен, что и определяет знак β , свидетельствующий об антиферромагнитной ориентации спинов дырок и локализованных магнитных моментов.

Обменное взаимодействие приводит к тому, что магнитный момент \vec{M} марганца зависит от состояния электрона и дырки. Воздействие электронов (дырок) на систему ионов Mn может быть учтено введением эффективного магнитного поля, пропорционального среднему моменту носителя:

$$\vec{B}_{ex}^e(r) = \frac{\alpha}{\mu g_{Mn}} \langle \vec{s}_e \rangle |\psi_e(r)|^2 \quad (1.3)$$

$$\vec{B}_{ex}^h(r) = -\frac{\beta}{3\mu g_{Mn}} \langle \vec{j}_h \rangle |\psi_h(r)|^2$$

где $\langle \vec{s}_e \rangle$ - средний спин электрона проводимости, $\langle \vec{j}_h \rangle$ - средний момент дырки в валентной зоне, $\psi_{e(h)}(r)$ - координатная часть волновой функции электрона (дырки). В свою очередь, поле \vec{B} в выражении (1.1) для намагниченности марганца должно быть заменено суммой внешнего магнитного поля и обменных полей носителей [24].

Зависимость обменного поля от квадрата волновой функции носителей заряда означает, что полное описание во взаимодействующей системе носителей заряда и марганца требует решения нелинейной системы уравнений. Для упрощения задачи можно воспользоваться приближением «обменного ящика», в котором волновая функция электрона или дырки считается постоянной в некотором объёме локализации V и равной нулю вне

этого объёма. Эффективное обменное поле в этом случае также постоянно внутри объёма локализации и равно:

$$\vec{B}_{ex}^e(r) = \frac{\alpha}{\mu g_{Mn}} \frac{1}{V} \langle \vec{s}_e \rangle \quad (1.4)$$

$$\vec{B}_{ex}^h(r) = -\frac{\beta}{3\mu g_{Mn}} \frac{1}{V} \langle \vec{j}_h \rangle$$

Электронные и дырочные состояния в вершинах зоны проводимости и валентной зоны в кубических кристаллах вырождены двукратно и четырёхкратно, соответственно. В КЯ и КТ, изучаемых в данной работе, пониженная симметрия приводит к расщеплению дырочных состояний на два двукратно вырожденных состояния с проекциями орбитального момента на направление нормали к КЯ $J_h^z = \pm 1/2$ и $J_h^z = \pm 3/2$. При этом состояние с $J_h^z = \pm 3/2$ имеет более низкую энергию, т.е. является основным. Поскольку это состояние двукратно вырождено, дырки, по аналогии с электронами, часто рассматриваются как квазичастицы с псевдоспином $j_h = 1/2$.

§1.2. Получение полупроводниковых гетероструктур

Первые п/м п/п гетероструктуры (КЯ) были получены на основе CdTe/CdMnTe в 1984 г. одновременно двумя группами L.A. Kolodziejcki и др. [33] и R.N. Vicknell и др. [34]. В работах использовался метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), который и до настоящего времени остаётся главным способом изготовления п/м п/п гетероструктур.

МПЭ - метод эпитаксиального выращивания материалов в условиях сверхвысокого вакуума, основанный на химическом взаимодействии одного или нескольких молекулярных пучков различной интенсивности и состава на поверхности нагретой монокристаллической подложки [35]. Общей чертой всех установок МПЭ является наличие систем получения и поддержания сверхвысокого вакуума, необходимого для реализации режима молекулярного потока и снижения интенсивности неконтролируемых

потоков молекул остаточной атмосферы, что позволяет получать эпитаксиальные слои и гетероструктуры очень высокого качества.

Сложным техническим вопросом является рост КТ - нульмерных п/п структур. В настоящее время, для роста массива КТ, обладающих высокой степенью однородности (по размеру и пространственному расположению) необходимо комбинировать методы литографии и эпитаксиального роста – либо выращивая КТ на предварительно размеченных подложках, либо используя разметку и/или травление уже выращенных гетероструктур. Однако такие методы позволяют получать КТ с поперечными размерами существенно больше 10 нм – размера, необходимого для приемлемой величины квантования энергии и локализации носителей заряда. Для получения КТ с размерами порядка 10 нм необходимо использовать другие методы роста. Одним из наиболее известных методов является самоорганизующийся рост методом Странского-Крастанова.

Важнейшими факторами, определяющими направление и конечный результат процесса самоорганизации, являются рассогласование постоянных решеток напыляемых материалов А и В, создающее упругие напряжения в системе и повышающие ее внутреннюю энергию и толщина осаждённого слоя. Различают три режима роста гетероэпитаксиальных структур:

а) послойный (двумерный) рост слоя. Он происходит, если материал В смачивает подложку, то есть обладает большим сцеплением с ней, и его постоянная решётки мало отличается от постоянной решётки материала А;

б) островковый (трехмерный) рост слоя. Он имеет место при плохом смачивании;

в) промежуточный механизм роста (механизм Странского и Крастанова), когда сначала происходит послойный рост материала В на подложке А, который при некоторой толщине смачивающего слоя сменяется островковым ростом. Этот механизм наблюдается при наличии смачивания и значительном рассогласовании решёток А и В (несколько процентов).

При наличии рассогласования по постоянной решётки между осаждаемым слоем В и подложкой А на первых этапах рост может происходить послойно, однако более толстый слой осаждённого материала имеет и большую упругую энергию. Тогда возникает тенденция уменьшить упругую энергию путём образования трёхмерных изолированных островков, в которых происходит релаксация упругих напряжений. Так возникает режим роста Странского-Крастанова, в котором на подложке образуются островки, промежутки между которыми заполнены тонким смачивающим слоем. Этот режим роста используется для получения КТ в системах InGaAs/GaAs, CdSe/ZnMnSe и CdMnTe/ZnTe .

Впервые рост самоорганизованных $A^{II}B^{VI}$ КТ был проведён для CdSe/ZnSe гетероструктуры [36,37]. Выбор такой пары п/п материалов обусловлен тем, что при росте CdSe на (001) ZnSe, рассогласование постоянных решётки (7%) практически идентично величине рассогласования для хорошо изученной пары InAs/GaAs (7.1%).

Успешный рост п/м п/п КТ был выполнен в 2000 г. для системы CdMnTe/ZnTe [38]. На подложку (100) GaAs наносился буферный слой ZnTe, толщиной 0.6-1 μm . Далее напылялся слой $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$: поочерёдно подавались пучок Cd+Mn и пучок Te. За один цикл чередования выращивалось приблизительно пол-монослоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Производилось несколько таких циклов в зависимости от требуемой толщины слоя. Полученный слой анализировался с помощью атомно-силового микроскопа.

Формирование самоорганизующихся КТ наблюдалось при толщине слоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 3.5 монослоя и концентрации Mn менее 10%. При $x=0.03$ полученные КТ имели средний диаметр около 23 нм и высоту около 2 нм при поверхностной плотности 10^{11} cm^{-2} . Плотность КТ была почти постоянной при $x=0-0.1$ и резко уменьшалась при $x>0.1$, критическая толщина для формирования самоорганизующихся КТ составляла чуть более двух монослоёв [38].

Квази-нульмерные нанобъекты (КТ), получаемые такими методами обладают достаточно малыми размерами для наблюдения эффектов трёхмерной локализации и квантования. Однако однородность таких КТ оказывается недостаточной для их качественного исследования в массивах КТ. В результате, для фундаментальных исследований необходимо искать пути работы с индивидуальными КТ, а не их массивами – в этом случае исследуемый объект имеет фиксированные, хотя и не всегда известные размеры. Исследованию индивидуальных п/м нульмерных структур и посвящена значительная часть данной работы, где будут использованы самоорганизованные п/м п/п КТ, выращенные путём МПЭ.

Одними из первых объектов, изготовленных методом МПЭ, были п/п сверхрешётки – структуры с искусственной периодической одномерной модуляцией свойств, производимой на шкале размеров, сравнимых с длиной волны де Бройля электрона [39]. В настоящее время наибольший интерес вызывают композиционные сверхрешётки, включающие слои полупроводников с различной шириной запрещённой зоны [40], легированные сверхрешётки, представляющие собой последовательность слоев n-, i- и p- типа [39,40] и спиновые сверхрешётки [41], в которых чередуются слои п/м п/п, отличающиеся направлением спина носителей. В первом случае надо различать сверхрешётки типа I, в которых минимумы локализирующего потенциала для электронов и дырок пространственно совпадают, и сверхрешётки типа II, в которых модуляция краев зоны проводимости и валентной зоны имеет один и тот же знак.

Широкий класс п/м п/п, успешно выращиваемых методом МПЭ на GaAs подложках, представлен селенидами цинка и кадмия, а также твёрдыми растворами на их основе, включающими относительно небольшие концентрации магнитных ионов Mn^{2+} . Однако, равновесные постоянные решётки всех соответствующих бинарных соединений (5.668 Å у ZnSe, 6.077 Å у CdSe и 5.904 Å у MnSe) оказываются больше постоянной решётки GaAs (5.6532 Å). Величина рассогласования определяет максимальную

(критическую) толщину слоя, который может быть выращен псевдоморфно, т.е. без релаксации напряжений. Последняя неминуемо сопровождается появлением протяжённых дефектов, прежде всего, дислокаций несоответствия, приводящих к деградации оптических и транспортных свойств структуры. В перечисленном ряду материалов максимальная критическая толщина (600-1000 Å) наблюдается у чистого ZnSe. Для твёрдых растворов $Zn_{1-x}Mn_xSe$ рост концентрации ионов Mn быстро увеличивает рассогласование и, соответственно, уменьшает критическую толщину бездефектного роста. В результате, строгие ограничения накладываются на толщины эпитаксиальных слоёв и сверхрешёток или количество КЯ в образце. Существенное увеличение суммарной толщины сверхрешёток и множественных КЯ, состоящих из сильно-напряжённых псевдоморфных слоев, может быть достигнуто с использованием концепции компенсации упругих напряжений [42,43].

Суть метода заключается в компенсации напряжений, возникающих за счёт несоответствия постоянных решёток слоя и подложки, в результате введения другого слоя соответствующей толщины, имеющего противоположный знак несоответствия параметров решёток. Для псевдоморфного роста такой гетероструктуры с чередующимися разнополярно-напряжёнными слоями необходимо выполнение двух условий: толщины как каждого отдельного слоя, так и всей структуры в целом не должны превышать критических значений. В применении к соединениям группы A₂B₆, такой подход позволил псевдоморфный рост множественных КЯ ZnSSe/ZnCdSe с суммарной толщиной 6600 Å, тогда как критические толщины для отдельных составляющих слоёв находились в диапазоне 100-200 Å [43].

§1.3. Магнитный полярон

Понятие полярон определяет совместное состояние частицы и окружающей среды, поляризованной этой частицей, при этом энергия частицы при образовании полярона снижается за счёт поляризации среды. Соответственно, магнитным поляроном (МП) называется коллективное состояние частицы, обладающей магнитным моментом, и окружающей её магнитной среды с магнитными моментами, поляризованными за счёт взаимодействия с этой частицей [16].

В п/м п/п частицами, формирующими МП могут быть различные носители заряда – как электрон и дырка в отдельности, так и экситон. Спины носителя заряда и окружающих магнитных ионов ориентируются друг относительно друга за счёт обменного взаимодействия, образуя МП, при этом энергия носителя при образовании МП снижается за счёт поляризации среды.

Первые теоретические описания МП были проведены в работе [44], а экспериментально МП были впервые обнаружены в магнитных п/п типа EuO при исследовании транспортных и магнитных свойств [45]. Магнитные поляроны в п/м п/п могут быть условно разделены на три типа. Первый тип – автолокализованный (свободный) магнитный полярон (АМП). Энергия поляронного состояния в АМП и его пространственная локализация полностью определяются обменным взаимодействием между носителем заряда и окружающими магнитными ионами. Термодинамическая устойчивость такого состояния определяется довольно жёсткими критериями: энергия, затраченная на локализацию носителя и на парамагнитное ориентирование спинов магнитной примеси (приводящее к уменьшению энтропии системы) должна компенсироваться выигрышем в энергии обменного взаимодействия между носителем и магнитной системой [46]. Условия формирования АМП в системах различной размерности (3D,2D,1D) были проанализированы в работе [47], где было показано, что

автолокализация облегчается по мере уменьшения размерности системы. Подробный анализ показал, что формирование свободного электронного МП термодинамически невыгодно, в то время как возможность формирования АМП на дырке не может быть исключена [48]. До настоящего времени не было представлено убедительных экспериментальных подтверждений существования АМП.

Второй тип магнитного полярона – связанный МП (СМП). В СМП часть энергии поляронного состояния приобретается за счёт локализации носителя заряда на каком-либо примесном центре. При достаточной энергии связи носителя заряда на примесном центре, существование СМП становится термодинамически выгодным благодаря обменному взаимодействию. Однако обменное взаимодействие не является в СМП первопричиной локализации, как в случае АМП. В 3D п/м п/п были изучены СМП, образованные электроном, связанным на доноре [49,50], дыркой, связанной на акцепторе [51,52], и экситоном, связанным на нейтральном доноре [53,54], экситоном, связанным на нейтральном акцепторе [55, 56].

Третьим типом МП является локализованный магнитный полярон [57,58]. Его отличие от СМП заключается в том, что локализация носителя заряда происходит не на примесных центрах, а на иных флуктуациях потенциала, например, из-за флуктуаций состава твёрдого раствора, ширины КЯ и т.д. Область локализации такого МП, и, следовательно, энергия его основного состояния, определяется не кулоновским потенциалом примесного центра, а условиями локализации носителя заряда.

В процессе формирования связанных и локализованных МП существенную роль играет не только намагничённость системы ионов магнитной примеси, но и её флуктуации около равновесного значения. В зависимости от параметров системы различают два основных режима магнитополяронного состояния – флуктуационный и коллективный [59,60].

Во флуктуационном режиме носитель заряда подстраивает свой спин под направление флуктуационного магнитного момента, создаваемого

магнитными ионами в области локализации носителя, тем самым понижая свою энергию. Средняя величина такого момента $\sim\sqrt{N}$, где N - число локализованных спинов, взаимодействующих с носителем. Во флуктуационном режиме не происходит выстраивания локализованных спинов обменным полем носителя, т.е. носитель не изменяет поляризацию системы магнитных ионов. Такая ситуация реализуется либо при высоких температурах, либо в начальный момент формирования МП на временах, короче времени спиновой релаксации в системе магнитных ионов.

В коллективном режиме, проявляющемся при низких температурах (меньших, чем энергия обменного взаимодействия) энергия МП зарабатывается за счёт выстраивания локализованных магнитных моментов под воздействием обменного поля носителя. При этом, магнитные ионы, взаимодействующие с носителем стремятся к энергетически более выгодной ситуации, хотя она и не выгодна статистически. Магнитный момент МП в коллективном режиме при полной ориентации спинов магнитной примеси пропорционален числу магнитных ионов в объёме полярона N . При характерном для п/м п/п значении $N=100$ он на порядок величины превышает момент МП во флуктуационном режиме. Именно МП в коллективном режиме является магнитным поляроном в более строгом смысле этого определения: энергию связи такого МП определяет поляризация среды вызванная взаимодействием с носителем, а флуктуации величины поляризации играют второстепенную роль и именно данный тип магнитополяронного состояния будет изучаться в данной работе.

Теория локализованного экситонного магнитного полярона (ЭМП) была последовательно развита Меркуловым и Кавокиным [61,62,63,64] и применена для описания многочисленных экспериментальных данных для объёмных и квазидвумерных п/п структур.

При исследовании локализованного ЭМП важной задачей является разделение вкладов в энергию от немагнитной локализации носителя заряда и со стороны собственно обменного взаимодействия, приводящего к

образованию МП. Поскольку степень немагнитной локализации может существенно различаться для каждого конкретного локализованного состояния в образце, простое исследование интегральных характеристик ФЛ структуры не даёт необходимой информации об энергии магнитной и немагнитной локализации. Для решения этой проблемы, успешно использовался метод селективного возбуждения [65,66], позволивший разделить вклады магнитной и немагнитной локализации.

Энергия МП уменьшается при приложении к образцу внешнего магнитного поля (в этом случае говорят о подавлении МП внешним полем [65], поскольку магнитное поле приводит к частичной намагниченности вне области локализации частицы. Природа поляронного состояния такова, что подразумевает взаимное влияние поляризующей частицы и поляризуемой среды. Если же среда полностью поляризована инородным воздействием (внешним полем), то эта связь нарушается и дополнительной локализации частицы не происходит.

При интерпретации спектров МП в п/м п/п ключевым является понимание различных динамических процессов, происходящих в системе и их характерных времён. При оптическом возбуждении системы, формирование МП можно условно разделить на следующие этапы [65]:

(i) Фотовозбуждённые неравновесные носители заряда релаксируют на дно запрещённой зоны с характерным временем $\sim 10-100$ пс [67,68], при этом время релаксации спина электрона и дырки в п/м п/п обычно значительно короче, чем в немагнитных п/п и находится в районе 0.5-20 пс для ненапряжённого объёмного п/м п/п [69].

(ii) В 3D структурах, где g-фактор носителя заряда изотропен, после энергетической релаксации спин носителя быстро (за время τ_{se}, τ_{sh}) ориентируется вдоль мгновенного направления магнитного момента в области локализации носителя заряда. В структурах с пониженной размерностью значительное расщепление состояний лёгких и тяжёлых

дырок приводит к появлению преимущественного направления спина тяжелой дырки вдоль направления размерного квантования [61].

(iii) После установления направления спина носителя магнитные моменты окружающих ионов Mn^{2+} начинают выстраиваться вдоль него за счёт $sp-d$ обменного взаимодействия, минимизируя энергию системы и образуя МП. Время формирования МП t_{mp} составляет порядка 100 пс, и, предположительно, определяется не скалярными спин-спиновыми взаимодействиями (магнито-дипольное и Дзялошинского-Мория) [65,70].

Время жизни ЭМП определяется рекомбинацией электрон-дырочной пары. В структурах, где безызлучательная рекомбинация подавлена, время жизни электрон-дырочной пары τ_0 определяется излучательным процессом и составляет несколько сотен пикосекунд, что по порядку величины сравнимо со временем формирования МП. Таким образом, конечное состояние МП, детектируемое по время-интегрированным спектрам ФЛ, определяется конкретным соотношением времён τ_0/τ_{mp} , которое может быть как больше, так и меньше единицы для различных структур. Очевидно, что квазиравновесное состояние намагниченности МП будет достигаться только в случае $\tau_0/\tau_{mp} \gg 1$.

§1.4 Оптические свойства экситонов в квантовых точках.

В данной работе основное внимание уделяется анизотропным нейтральным КТ или заряженным КТ, содержащим постоянно один электрон. Размер изучаемых КТ в плоскости (x-y) значительно превышает размер вдоль оси роста структуры, ось z. В нейтральной КТ внешняя электромагнитная волна возбуждает одну электрон-дырочную пару (экситон) или одновременно две электрон-дырочные пары (биэкситон). В заряженной КТ дополнительный локализованный в КТ электрон образует вместе с электрон-дырочной парой трёхчастичный комплекс (трион) с отличными от экситона оптическими свойствами.

В этом параграфе приведены некоторые базовые оптические свойства экситонов в незаряженных КТ и трионов в заряженных КТ для немагнитного материала, которые были подробно изучены в многочисленных работах. В экспериментальных главах, посвященным изучению экситонов и трионов в полумагнитных КТ материал этого параграфа будет широко использован.

§1.4.1 Экситон в изотропных и анизотропных незаряженных квантовых точках.

Экситон в объёмном п/п - двухчастичный комплекс, образованный электроном и дыркой, связанными между собой кулоновским взаимодействием - аналогично атому водорода, имеет различные энергетические уровни: $E_n^{3D} = E_g - E_0^{3D} / n^2$, где E_0^{3D} - экситонный ридберг и E_g - запрещённая зона п/п. По аналогии с атомом водорода размер экситона описывается экситонным боровским радиусом.

Электрон-дырочная пара в КТ находится в потенциальной яме, в которой оба носителя локализованы даже если пренебречь их кулоновским взаимодействием. Из решения уравнения Шрёдингера для электрона или дырки следует, что оба носителя заряда в квантовой структуре имеют дискретный набор энергий $E_{v,n}$. Число уровней и величина энергий $E_{v,n}$ сильно зависят от потенциала КТ.

Для обсуждающихся в данной работе КТ, выращенных методом Странского-Крастанова, ограничение движения носителей по z направлению является наибольшим, поскольку размер КТ в направлении роста (O_z) гораздо меньше, чем в плоскости (x-y). Размер КТ порядка боровского радиуса экситона, а глубина потенциальной ямы для электрона и дырки H_e и H_h больше, чем энергия связи экситона, определяемая кулоновским взаимодействием. Этот случай обычно называют приближением сильного

размерного квантования. Полный гамильтониан для электрон-дырочной пары в квантовой структуре может быть записан в виде:

$$H = H_e + H_h + H_{\text{Кулон}} + H_{e-h} + H_{\text{Зееман}} \quad (1.5)$$

Здесь $H_{\text{Кулон}}$ описывает прямое кулоновское взаимодействие, H_{e-h} - электрон-дырочное обменное взаимодействие и $H_{\text{Зееман}}$ - влияние внешнего магнитного поля.

В приближении сильного размерного квантования основной вклад в гамильтониан дают H_e и H_h . Вклад для электрона и дырки можно рассчитать независимо друг от друга и отдельно от других членов, рассматривая их в виде возмущения. Два члена в гамильтониане (1.5) H_{e-h} и $H_{\text{Зееман}}$ - чувствительны к различным комбинациям спинов частицы и приводят к появлению тонкой структуры у изначально вырожденных энергетических уровней, задаваемых гамильтонианом размерного квантования и кулоновской частью гамильтониана (1.5).

В валентной зоне размерное квантование приводит к энергетическому разделению между состояниями лёгких и тяжёлых дырок, причем нижним по энергии является состояние с тяжёлой дыркой. Вместе с электроном, у которого проекция спина $S_{e,z} = \pm 1/2$ они составляют экситон с тяжёлой дыркой с полной проекцией углового момента $M_z = S_{e,z} + J_{hh,z} = \pm 1, \pm 2$. Экситон с $M_z = \pm 1$ является оптически активным («светлым»), тогда как экситон с $M_z = \pm 2$ является оптически неактивным («тёмным»). Электрон-дырочная обменная энергия в общем виде определяется интегралом:

$$E_{eh} \propto \iint d^3r_1 d^3r_2 \Psi_X^*(\vec{r}_e = \vec{r}_1, \vec{r}_h = \vec{r}_2) \cdot \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \cdot \Psi_X(\vec{r}_e = \vec{r}_2, \vec{r}_h = \vec{r}_1) \quad (1.6), \quad \text{где } \Psi_X(\vec{r}_e, \vec{r}_h) -$$

волновая функция экситона и \vec{r}_e, \vec{r}_h - координаты электрона и дырки.

Поскольку состояния с лёгкими и тяжёлыми дырками расщеплены на десятки мэВ, то влиянием состояния лёгкой дырки можно пренебречь. Электрон-дырочный обменный гамильтониан можно записать в матричной

форме в соответствие с базисом светлых и тёмных состояний ($|+1\rangle, |-1\rangle, |+2\rangle, |-2\rangle$) [71]:

$$H_{eh} = 1/2 \begin{pmatrix} +\Delta_0 & +\Delta_1 & 0 & 0 \\ +\Delta_1 & +\Delta_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Delta_0 & +\Delta_2 \\ 0 & 0 & +\Delta_2 & -\Delta_0 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

D2d		< D2d	
Энергия	Собственная функция	Энергия	Собственная функция
$+\frac{1}{2}\Delta_0$	$ -1\rangle$	$\frac{1}{2}\Delta_0 + \frac{1}{2}\Delta_1$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+1\rangle + -1\rangle)$
$+\frac{1}{2}\Delta_0$	$ +1\rangle$	$\frac{1}{2}\Delta_0 - \frac{1}{2}\Delta_1$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+1\rangle - -1\rangle)$
$-\frac{1}{2}\Delta_0 + \frac{1}{2}\Delta_2$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+2\rangle + -2\rangle)$	$-\frac{1}{2}\Delta_0 + \frac{1}{2}\Delta_2$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+2\rangle + -2\rangle)$
$-\frac{1}{2}\Delta_0 - \frac{1}{2}\Delta_2$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+2\rangle - -2\rangle)$	$-\frac{1}{2}\Delta_0 - \frac{1}{2}\Delta_2$	$\frac{1}{\sqrt{2}}(+2\rangle - -2\rangle)$

Табл. 1.1 Энергии и собственные функции гамильтониана электрон-дырочного обменного взаимодействия для симметрии D_{2d} и ниже D_{2d} .

Константа Δ_0 равна энергии расщепления между светлым и тёмным состояниями, константы Δ_1 и Δ_2 - расщепление двух компонент светлого и тёмного дублетов, соответственно, симметрия КТ зависит от формы КТ и может быть как близка к изотропной (принадлежать к точечной группе симметрии D_{2d}), так и существенно анизотропной (т.е. например C_{2v} , C_2 или C_1) [4,72,73]. Симметрия оказывает качественное влияние на структуру уровней и собственные функции обменного гамильтониана (табл. Т1).

Для изотропной КТ $\Delta_1=0$, т.е, светлые экситонные состояния являются вырожденными с волновыми функциями $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$, а переходы $|+1\rangle \rightarrow |0\rangle$ и $|-1\rangle \rightarrow |0\rangle$ являются σ^+ и σ^- поляризованными (рис.1.1). В КТ с анизотропией в плоскости константа Δ_1 не равна нулю, и собственные функции имеют

более сложный вид (табл.1.2). Для светлого экситона переходы $|X\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+1\rangle + |-1\rangle) \rightarrow |0\rangle$ и $|Y\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}i}(|+1\rangle - |-1\rangle) \rightarrow |0\rangle$, оказываются взаимно перпендикулярно линейно поляризованы друг относительно друга (рис.1.1).

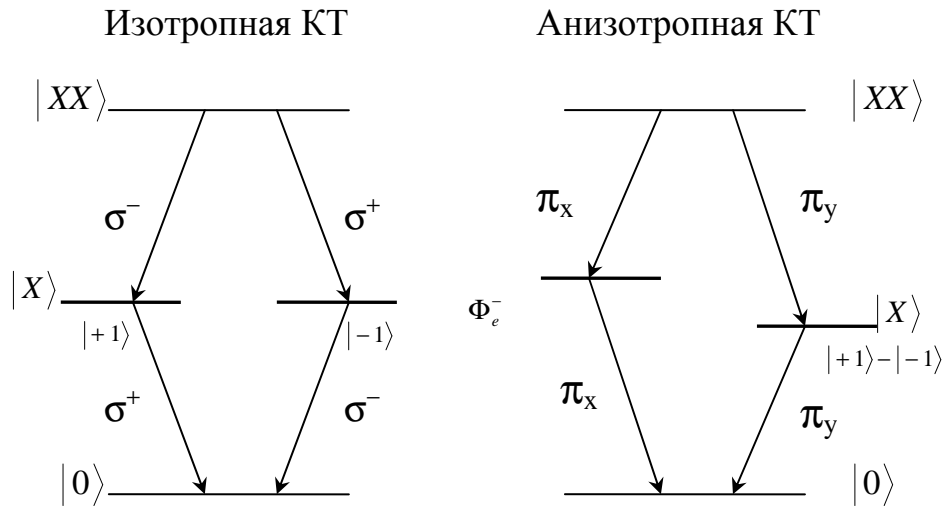


Рис.1.1 Схема энергетической структуры оптических переходов экситона и биэкситона в изотропной и анизотропной КТ

§1.4.2 Экситон в продольном и поперечном магнитном поле.

Гамильтониан взаимодействия электрона и дырки с внешним магнитным полем может быть записан в виде [71]:

$$H_{\text{Зееман}} = \mu_B [g_{e,\parallel} S_{e,z} B_z + g_{e,\perp} (\vec{S}_{e,\perp} \vec{B}_\perp)] - 2\mu_B \sum_i [k_i J_i B_i + q_i J_i^3 B_i] \quad (1.8)$$

где μ_B - магнетон Бора, $g_{e,\perp}$ и $g_{e,\parallel}$ - электронный g-фактор в плоскости x-y и вдоль оси z, k и q – константы Зеемановского расщепления для дырки. Для продольного магнитного поля $\mathbf{B} = (0,0,B_z)$ (геометрия Фарадея), для зоны тяжёлых дырок можно переписать гамильтониан в виде:

$$H_{\text{Зееман}}^{\text{Фарадей}} = [g_{e,\parallel} S_{e,z} - 2(\kappa_z + \frac{9}{4} q_z) J_{h,z}] \mu_B B_z \quad (1.9)$$

В уравнении (1.9) учтено, что матрицы операторов углового момента J_z и J_z^3 имеют одинаковую диагональную форму, а $J_{h,z}^3 = \frac{9}{4}J_{h,z}$. Вводя в описание эффективный дырочный g-фактор $g_{h,z} = 6(\kappa_z + \frac{9}{4}q_z)$, гамильтониан (1.9) можно записать в матричной форме с использованием базисных экситонных состояний:

$$H_{\text{Зееман}}^{\text{Фарадей}} = \frac{\mu_B B_z}{2} \begin{pmatrix} (g_{e,z} + g_{h,z}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -(g_{e,z} + g_{h,z}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -(g_{e,z} - g_{h,z}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (g_{e,z} - g_{h,z}) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Определяя новые константы $\beta_1 = \mu_B (g_{e,z} + g_{h,z}) B_z$ и $\beta_2 = -\mu_B (g_{e,z} - g_{h,z}) B_z$, получаем для полного гамильтониана симметрии D_{2d} и ниже:

$$H = H_{eh} + H_{\text{Зееман}}^{\text{Фарадей}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} +\Delta_0 + \beta_1 & +\Delta_1 & 0 & 0 \\ +\Delta_1 & +\Delta_0 - \beta_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\Delta_0 + \beta_2 & +\Delta_2 \\ 0 & 0 & \Delta_2 & -\Delta_0 - \beta_2 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Соответствующие собственные энергии и собственные функции этого гамильтониана для симметрий D_{2d} и ниже показаны в табл.1.2:

Энергия	Собственные функции
Симметрия D2d	
$\frac{1}{2}(\Delta_0 + \beta_1)$	$ -1\rangle$
$\frac{1}{2}(\Delta_0 - \beta_1)$	$ +1\rangle$
Симметрия ниже D2d	
$\frac{1}{2}(\Delta_0 + \sqrt{\Delta_1^2 + \beta_1^2})$	$C_1 \left[+1\rangle + \left(\frac{\beta_1}{\Delta_1} + \sqrt{1 + \frac{\beta_1^2}{\Delta_1^2}} \right) -1\rangle \right]$
$\frac{1}{2}(\Delta_0 - \sqrt{\Delta_1^2 + \beta_1^2})$	$C_2 \left[+1\rangle + \left(\frac{\beta_1}{\Delta_1} - \sqrt{1 + \frac{\beta_1^2}{\Delta_1^2}} \right) -1\rangle \right]$

Табл.1.2 Энергии и собственные функции экситона в продольном магнитном поле для симметрии D_{2d} и ниже для гамильтониана (1.11). Нормализованные константы C_1 и C_2 зависят от приложенного поля B_z . В таблице приведены только оптически разрешённые состояния с полным угловым моментом равным единице.

В случае симметрии D_{2d} оба оптически разрешённых перехода являются противоположно циркулярно поляризованными и расщеплёнными на величину $\beta_1 = \beta_1(B_z)$. Для симметрии ниже D_{2d} ситуация с поляризацией переходов становится более сложной, поскольку $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$ не являются собственными функциями системы. В небольшом магнитном поле, когда $\beta_1 \ll \Delta_1$, могут наблюдаться две линейно поляризованные компоненты, разделённые электрон-дырочной обменной энергией Δ_1 . С ростом магнитного поля две линейно поляризованные компоненты, разделённые в нулевом поле электрон-дырочной обменной энергией Δ_1 становятся эллиптически поляризованными, а в большом магнитном поле, при $\beta_1 \gg \Delta_1$ они становятся циркулярно поляризованными противоположно друг другу.

В поперечном магнитном поле ситуация более сложная. Зеемановское взаимодействие смешивает светлые и тёмные экситонные состояния, поскольку симметрия вращения вокруг оси Oz снимается магнитным полем перпендикулярным Oz.

Следовательно, в спектре излучения в поперечном магнитном поле к двум линиям светлых экситонных состояний добавляются две линии, соответствующие излучению из тёмных экситонных состояний.

Гамильтониан Зеемановского взаимодействия в этом случае может быть записан в матричной форме следующим образом:

$$H_{\text{Зееман}}^{\text{Фойгт}} = \frac{\mu_B B_x}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & g_{e,x} & g_{h,x} \\ 0 & 0 & g_{h,x} & g_{e,x} \\ g_{e,x} & g_{h,x} & 0 & 0 \\ g_{h,x} & g_{e,x} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Здесь эффективный g-фактор дырки для x - направления $g_{h,x}$ определяется в соответствии с гамильтонианом (1.8), где учтено, что для тяжёлой дырки члены с k малы, поскольку $J_{h,x} = 0$, и вдобавок $J_{h,x}^3$ имеет только недиагональные элементы, равные $3/4$, поэтому $g_{h,x} = 3q_x$.

Недиагональные элементы в гамильтониане (1.12) приводят к тому, что после диагонализации гамильтониана в новых собственных функциях для ненулевого магнитного поля присутствуют как оба светлых $|\pm 1\rangle$, так и оба тёмных $|\pm 2\rangle$ состояния, т.е, все четыре перехода становятся оптически разрешёнными. В случае $\Delta_1, \Delta_2 < \Delta_0$, энергетическое расщепление между четырьмя разными компонентами (P_i) может быть записано в виде [4]:

$$\begin{aligned}
 P_1 &: +\frac{1}{4}[(\Delta_1 + \Delta_2) + \sqrt{(2\Delta_0 + \Delta_1 - \Delta_2)^2 + 4(g_{e,x} - g_{h,x})^2 \mu_B^2 B^2}] \\
 P_2 &: +\frac{1}{4}[-(\Delta_1 + \Delta_2) + \sqrt{(2\Delta_0 - \Delta_1 + \Delta_2)^2 + 4(g_{e,x} + g_{h,x})^2 \mu_B^2 B^2}] \\
 P_3 &: -\frac{1}{4}[-(\Delta_1 + \Delta_2) + \sqrt{(2\Delta_0 + \Delta_1 - \Delta_2)^2 + 4(g_{e,x} - g_{h,x})^2 \mu_B^2 B^2}] \\
 P_4 &: -\frac{1}{4}[(\Delta_1 + \Delta_2) + \sqrt{(2\Delta_0 - \Delta_1 + \Delta_2)^2 + 4(g_{e,x} + g_{h,x})^2 \mu_B^2 B^2}] \quad (1.13)
 \end{aligned}$$

§1.4.3 Трион в продольном и поперечном магнитном поле.

Заряженные КТ характеризуются дополнительным захваченным в них носителем заряда. При возбуждении электрон-дырочной пары в таких КТ образуется трион [74,75,76]. В дальнейшем мы будем рассматривать отрицательно заряженный трион. В отличие от нейтрального экситона, рассмотренного выше, трион является комплексом с полуцелым спином. Собственные состояния представляют собой Крамерсовский дублет, который является вырожденным в отсутствие внешнего магнитного поля. На рис.1.2 схематически дана энергетическая структура триона. Нижайшее трионное состояние представляет собой синглет, состоящий из двух электронов с антипараллельными спинами в нижайшей электронной оболочке и одной дырки в нижайшей дырочной оболочке. Согласно принципу Паули два электрона имеют противоположные спины и полный спин электронов равен нулю. В результате это состояние обладает двумя важными свойствами. Во-первых, в отличие от экситона в основном состоянии триона отсутствует

электрон-дырочное обменное расщепление [4,77]. Во-вторых, полный спин триона определяется только спином дырки $J_z = \pm 3/2$.

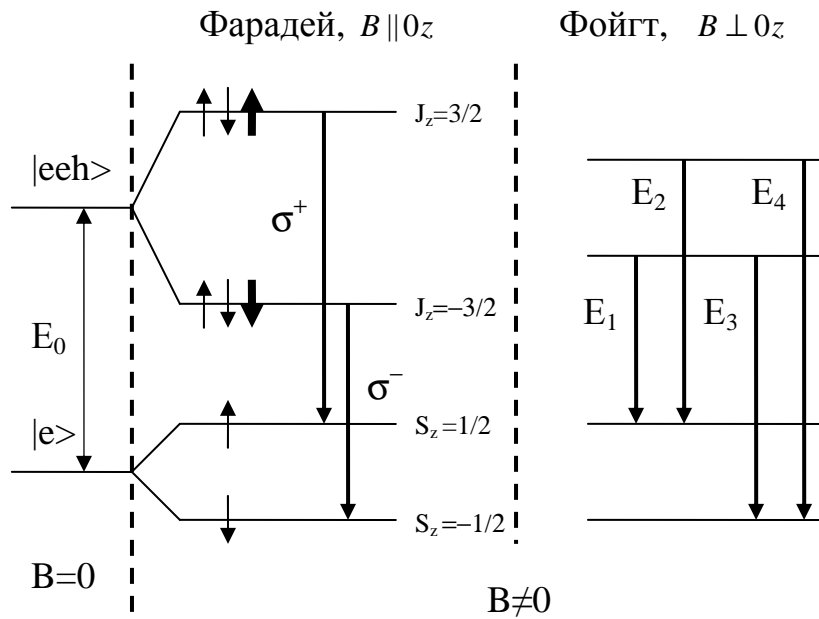


Рис.1.2 Схема оптических переходов для триона.

После рекомбинации из основного состояния триона в КТ остаётся один электрон. На рис.1.2 представлена энергетическая структура трионного состояния и дипольно-разрешённые оптические переходы в продольном и поперечном магнитных полях. Действие внешнего магнитного поля на тяжёлую дырку с проекцией момента $J_z = \pm 3/2$ (начальное состояние триона) аналогично действию на состояние одиночного электрона (конечное состояние триона) с проекцией спина $S_{e,z} = \pm 1/2$. Общий вид гамильтонианов Зеемановского взаимодействия для этих двух случаев:

$$H_{\text{Зееман}}^{hh} = 2\mu_B \sum_i (k_i J_i B_i + q_i J_i^3 B_i) \quad (1.14)$$

$$H_{\text{Зееман}}^e = \mu_B \sum_i g_{e,i} B_i \vec{S}_{e,i} \quad (1.15)$$

Здесь $i = \{x, y, z\}$ - декартовы координаты, $g_{e,i}$ - компоненты электронного g-фактора, k, q - константы Зеемановского расщепления.

В случае продольного магнитного поля $\vec{B} = \{0, 0, B_z\}$, J_z и $S_{e,z}$ по-прежнему остаются хорошими квантовыми числами и гамильтонианы для триона и электрона могут быть записаны в матричной форме с базисом $|\pm 3/2\rangle$ и $|\pm 1/2\rangle$:

$$H_{\text{Зееман}}^{\alpha, \text{Фарадей}} = \frac{\mu_B}{2} g_{\alpha,z} B_z \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

где $\alpha = \{h, e\}$ и $g_{h,z}$ - g-фактор тяжёлой дырки. полное расщепление начального и конечного состояния $\Delta_\alpha = \mu_B g_{\alpha,z} B_z$, как показано на рис.(1.2)

Т.е расщепление двух компонент ФЛ оптически разрешённых переходов $|\pm 3/2\rangle \rightarrow |\pm 1/2\rangle$ в магнитном поле: $\Delta E = \mu(g_{h,z} - g_{e,z})B_z$ (1.17)

В поперечном магнитном поле ситуация становится другой. Поле снимает симметрию в плоскости и смешивает состояния лёгкой и тяжёлой дырок и все четыре возможных перехода становятся оптически разрешёнными. Гамильтониан Зеемановского взаимодействия, записанный в том же базисе, для магнитного поля вдоль оси x выглядит следующим

$$\text{образом: } H_{\text{Зееман}}^{\alpha, \text{Фойгт}} = \frac{\mu_B}{2} g_{\alpha,x} B_x \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

Диагонализация этого гамильтониана приводит к тому, что собственные функции основного состояния триона и оставшегося после электрон-дырочной рекомбинации электрона соответственно равны: $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+3/2\rangle \pm |-3/2\rangle)$ и $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+1/2\rangle \pm |-1/2\rangle)$.

Расщепление между четырьмя компонентами (рис 1.2) :

$$\begin{aligned} E_1 &= -\frac{\mu_B}{2}(g_{h,x} + g_{e,h})B_x; & E_2 &= +\frac{\mu_B}{2}(g_{h,x} - g_{e,h})B_x \\ E_3 &= -\frac{\mu_B}{2}(g_{h,x} - g_{e,h})B_x; & E_4 &= +\frac{\mu_B}{2}(g_{h,x} + g_{e,h})B_x \end{aligned} \quad (1.19)$$

Из уравнения (1.19), можно получить g-факторы тяжёлой дырки и электрона:

$$\begin{aligned} g_{h,x} &= \frac{1}{2\mu_B}(E_4 - E_3 + E_2 - E_1) \cdot B_x \\ g_{e,x} &= \frac{1}{2\mu_B}(E_4 + E_3 - E_2 - E_1) \cdot B_x \end{aligned} \quad (1.20)$$

ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

§2.1 Структура образцов.

Образцы - структуры с когерентными дисковидными островками (КТ) [78] и множественными КЯ II типа [79] были изготовлены в лаборатории С. В. Иванова в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург.

В структурах с КТ на подложку GaAs напылялся слой промежуточный $Zn_{0.97}Be_{0.03}Se$, за ним следовал слой магнитного барьера ZnMnSe толщиной 10нм, а затем тонкий немагнитный слой ZnSe, толщиной 1.5 и 2 нм (образец №1 и №2). Далее следовал слой КТ, с номинальной толщиной 2 монослоя. Далее, аналогично напылялись немагнитный и магнитный барьеры (рис. 2.1). Промежуточный слой был предназначен для согласования параметров решёток и компенсации упругих напряжений между подложкой и материалом барьера [78].

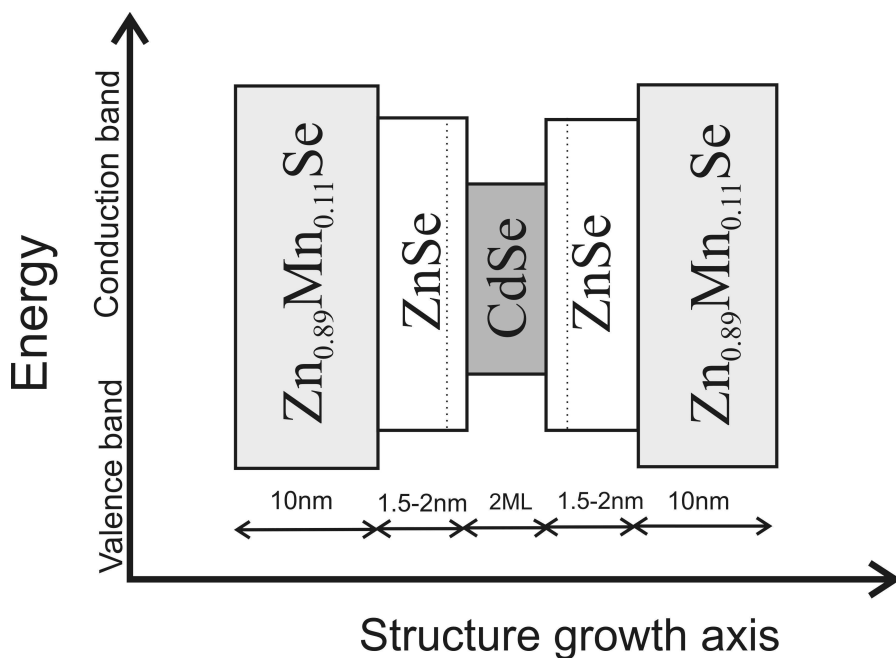


Рис 2.1 Структура образцов с КЯ. Образцы отличаются толщиной помежеточного немагнитного барьера

Контроль с помощью электронной микроскопии свидетельствует о том, что выращенный описанным способом слой CdSe номинальной толщиной около двух монослоёв формируется в виде плоских островков с характерными линейными размерами около 10-15 нм и высотой несколько монослоёв, характерная плотность КТ составляет $\sim 1 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

Структуры с КЯ II в которых локализующиеся электроны и дырки пространственно разделены: электроны локализованы в немагнитных ZnSSe КЯ, а дырки в полумагнитных ZnMnSe КЯ были выращены на буферном слое GaAs методом МПЭ. Энергетическая схема структуры приведена на рис. 2.2

Сверхрешетки содержали 10 периодов и были помещены между двумя толстыми слоями ZnMgSSe. Оценки величины разрывов зоны проводимости на интерфейсах дают значения $\sim 60 - 80$ мэВ, а для зоны тяжёлых дырок $\sim 90 - 120$ мэВ [79]. Образцы $\text{Zn}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Se}[8\text{нм}]/\text{ZnS}_{0.16}\text{Se}_{0.84}[18\text{нм}]$ (образец **A**) и $\text{Zn}_{0.84}\text{Mn}_{0.16}\text{Se}[8\text{нм}]/\text{ZnS}_{0.16}\text{Se}_{0.84}[18\text{нм}]$ (образец **B**). содержат 10 % и 16% атомов магнитной примеси соответственно.

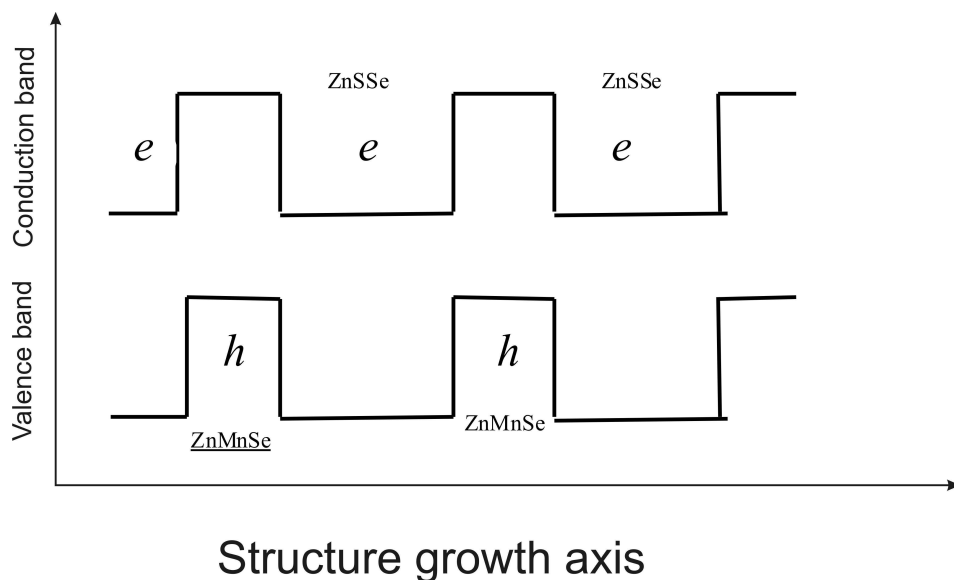


Рис. 2.2 Энергетическая схема структуры образцов с КЯ II типа.

§2.2 Методика микрофотолюминесценции.

Для исследования одиночных КТ в подобных самоорганизующихся слоях необходима техника микрофотолюминесценции. В данной работе использовалась технология литографии [80] и методика микрофотолюминесценции [72], успешно применённые ранее для изучения немагнитных КТ

Использовались два технологических подхода получения сигнала с одиночный КТ. В первом случае, на поверхность образца наносилась непрозрачная алюминиевая или золотая плёнка толщиной около 50 нм. С помощью методов стандартной фотолитографии в плёнке приготавливались периодически расположенные отверстия с переменным размером от 100 нм до нескольких мкм. Большие отверстия, видимые в оптический микроскоп использовались для ориентировки на образце при визуальном сканировании его поверхности лазерным пятном. Маленькие отверстия – для снятия спектров ФЛ отдельных КТ.

Помимо методики нанесения маски была использована также методика селективного травления. Образец стравливался по всей поверхности (на глубину, превышающую глубину залегания слоя КТ) кроме отдельных периодически расположенных столбиков также имеющие размеры от 100 нм до нескольких микрон в диаметре.

Расстояние между отдельными отверстиями или столбиками («мезами») выбиралось таким образом, чтобы было удобно сканировать пятном возбуждающего лазера от «мезы» к «мезе». Диаметр сфокусированного лазерного пятна, в зависимости от используемого в эксперименте криостата и фокусирующего объектива, изменялся в диапазоне от 30 до 100 мкм. Поэтому наиболее удобным расстоянием между соседними «мезами» был размер порядка 150 мкм, который и использовался при обеих методиках. Оптимальная фокусировка лазерного пятна, а также его прецизионное сканирование вдоль осей образца осуществлялось с помощью

внешнего фокусирующего объектива закреплённого на микрометрической подвижке. Пятно возбуждающего лазера помещалось на отдельную «мезу» (отверстие или столбик) и снимался соответствующий спектр ФЛ, формируемый КТ, расположенными непосредственно под единичным отверстием или с одиночного столбика.

Наиболее оптимальный для исследования размер диаметра отверстия или столбика варьировался в довольно широком диапазоне, примерно от 150 до 300 нм, так же как и число отдельных КТ попадавших в изучаемую «мезу» - от нескольких единиц до нескольких сотен КТ.

Для исследования спектров ФЛ одиночных КТ было необходимо, чтобы сигнал с отдельной точки был хорошо спектрально отделён от соседних. Этого удавалось достичь как в случаях малых «мез» (диаметр отверстия или столбика ~ 100-150 нм), где в спектре наблюдалось лишь несколько отделённых друг от друга линий, так и в случае достаточно больших «мез» (300-350 нм), где на низкоэнергетическом хвосте спектра порядка сотни КТ наблюдались хорошо отделённые линии, соответствующие сигналу с одиночной КТ.

При исследовании спектров ФЛ использовался различный диапазон оптических накачек, в зависимости от задачи эксперимента. Однако, даже при максимально возможных используемых накачках довольно часто величины детектируемого сигнала оказывались крайне малы – несколько десятых фотона в секунду на один канал ПЗС-камеры в максимуме спектра. Для получения удовлетворительного сигнала время записи одного спектра должно было составлять не менее 10-15 минут. В условиях низких температур и, особенно, больших магнитных полей, обеспечение пространственной стабильности всей системы представляло дополнительную трудность. Частично эта задача была решена модификацией магнитного криостата. Что позволило существенно уменьшить дрейфт образца относительно возбуждающего пятна. Это накладывало дополнительные условия на величину используемых оптических накачек и размеры мез : при

использовании слишком низкой плотности накачек ($\leq 4 \text{ Вт/см}^2$) и мез с размерами менее 150 нм – не удавалось получить спектры необходимого качества в серии по магнитному полю.

§2.3 Экспериментальная установка.

Исследования проводились методом микрофотолюминесценции. Образец помещался в оптический криостат и охлаждался до температуры $\sim 1.6 \text{ К}$. Для измерения в магнитных полях использовался криостат со сверхпроводящим соленоидом позволяющий получить поля до 12 Тл.

В работе проводились измерения фотолюминесценции в двух режимах: в первом случае образцы возбуждались непрерывным излучением лазера, а во втором использовалось импульсное возбуждение и спектры записывались с временным разрешением.

§2.3.1 Экспериментальное оборудование и используемые методики.

В экспериментальной работе были использованы три различных типа оптических криостатов:

Фотолюминесцентные измерения во внешнем магнитном поле проводились в двухсекционном криостате со сверхпроводящим соленоидом, позволяющим получать магнитные поля до 12 Тл. Во внешнем объёме криостата, который заполнялся жидким гелием при атмосферном давлении ($T \sim 4.2 \text{ К}$) находился сверхпроводящий магнитный соленоид. Образец помещался во внутреннюю камеру криостата со сверхтекучим гелием при давлении $\sim 5 \text{ мм. рт.ст.}$ ($\sim 1.6 \text{ К}$). Образец мог располагаться как перпендикулярно направлению магнитного поля (геометрия Фарадея) так и параллельно ему (геометрия Фойгта). Для измерений в геометрии Фойгта рядом с образцом помещалась дополнительная призма для поворота возбуждающего света и сигнала ФЛ на 90° .

Для времяразрешённых измерений в магнитном поле использовался однокамерный криостат со сменными соленоидами (геометрия Фарадея и геометрия Фойгта), позволяющими получать магнитные поля до 6Тл . Гелиевый объём криостата аналогично откачивался до $\sim 5\div 10$ мм рт. ст. Образец помещался непосредственно в центр катушки магнита.

Для первичного тестирования образцов, отбора мез для исследования в магнитном поле, поляризационных измерений, а также температурных измерений в диапазоне 1.6-45К в отсутствие внешнего магнитного поля использовался оптический криостат без магнита.

Оптическое возбуждение образца в серии время-интегрированных экспериментов осуществлялось непрерывным излучением газовых лазеров – аргоновым лазером ($\lambda=355$ нм) или гелий-кадмиевым лазером ($\lambda=441.6$ нм).

Для записи спектров с временным разрешением использовался TiSp лазер дающий импульсное излучение $\lambda\sim 840$ нм и кристалл удвоения частоты ВаВ₂О₄ генерирующий лазерное излучение на второй гармонике ($\lambda\sim 420$ нм).

Стрик-камера представляет собой электронно-оптическое устройство, предназначенное для многоканального измерения временной зависимости интенсивности света. В качестве приемника излучения используется горизонтальный полосковый фотокатод. Положительный ускоряющий потенциал прикладывается к люминесцентному экрану. Между катодом и экраном располагается пара горизонтальных пластин, на которые подается синусоидальное напряжение с частотой следования импульсов лазера, отклоняющее электроны только в вертикальном направлении. Задержка подбирается так, чтобы момент прихода оптического сигнала соответствовал прохождению напряжения на пластинах через нуль, и, следовательно, максимальной скорости изменения напряжения. Электроны, выбитые светом из катода в разные моменты времени отклоняются в вертикальной плоскости под разными углами. В результате на люминесцентном экране получается двумерная картина: вертикальное направление соответствует развертке по времени, а горизонтальное может быть использовано для развертки по

дополнительному независимому параметру. В данном эксперименте горизонтальное направление соответствовало спектральному разложению излучения. Сигнал с экрана, усредненный по большому числу возбуждающих импульсов, считывался с помощью ПЗС-матрицы и поступал на компьютер для обработки.

§2.3.2 Время-интегрированные измерения.

Схема установки для исследования ФЛ одиночных КТ при непрерывном возбуждения приведена на рис. 2.3.

Ультрафиолетовое излучения лазера (1) заводилось в криостат (2) и фокусировалось на образце (3) объективом (4) с помощью поворотного зеркала (5) установленного на оптической оси. Возбуждение сигнала ФЛ осуществлялось с помощью одного и того же объектива (4), размер зеркала (5) был намного меньше апертуры объектива (4). Фокусное расстояние объектива (4) и соответственно диаметр возбуждающего лазерного пятна менялись в зависимости от используемого криостата.

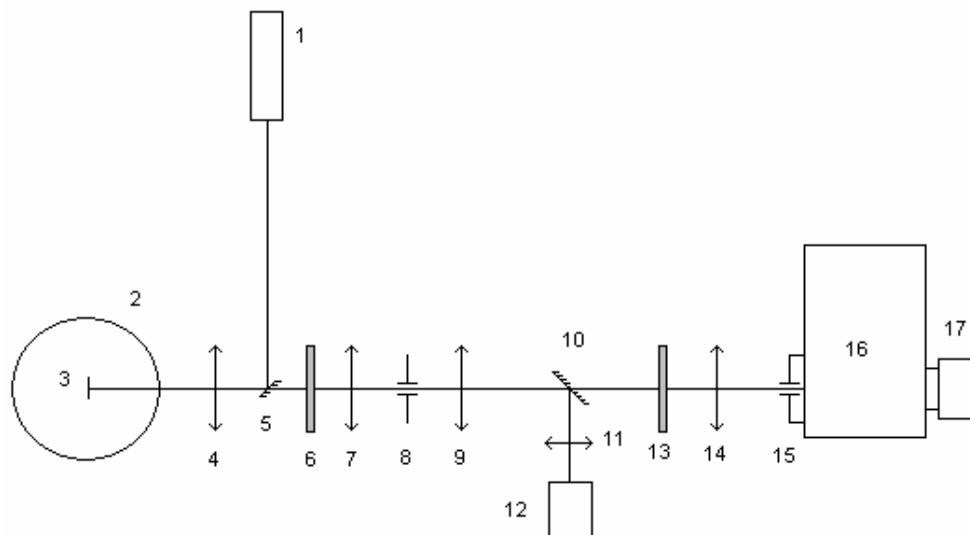


Рис. 2.3 Схема установки для измерения ФЛ при непрерывном возбуждении.

Светофильтр (6) использовался для подавления рассеянного ультрафиолетового излучения. Объектив (7) создавал действительное изображение образца и пятна возбуждающего лазера на нём в плоскости подвижной промежуточной щели (8). Изображение промежуточной щели и образца могло либо передаваться и наблюдаться в микроскоп (12) при помощи съёмного зеркала (10) и объективов (9),(11), либо фокусироваться с помощью системы объективов (9) и (14) на вертикальную входную щель монохроматора (15).

В режиме наблюдения через микроскоп, выбирался такой размер и положение промежуточной щели, чтобы обеспечить максимальное прохождение полезного сигнала ФЛ с исследуемого места на образце и минимальное прохождение постороннего сигнала (ФЛ с соседних областей образца под воздействием лазерного пятна либо рассеянного света лазера). Для измерения поляризационных свойств излучения в параллельном пучке в положении (13) помещались съёмные линейный поляризатор и четвертьволновая пластинка. Сигнал ФЛ разлагался в спектр с помощью монохроматора (16) (типа МДР-23 или ДФС-12) с дифракционными решётками 1200 или 2400 штр./мм. Далее, разложенное в спектр излучение проецировалось на двумерную ПЗС-матрицу (17), охлаждаемую жидким азотом, данные с которой поступали на компьютер.

Пространственное выделение сигнала ФЛ в горизонтальном направлении осуществлялось с помощью спектральной щели монохроматора (15). Ограничение поля зрения в вертикальном направлении в плоскости детектора осуществлялось промежуточной щелью (8). Спектральное разрешение системы составляло порядка 100 или 200 мкэВ в зависимости от типа использованной дифракционной решетки.

§2.3.3 Время-разрешённые измерения.

Схема измерения ФЛ с временным разрешением приведена на рис.2.2. Возбуждение осуществлялось TiSp лазером (1), дающим импульсное

излучение с изменяемой длиной волны порядка 840 нм, длительностью импульса порядка 100 пс и частотой повторения 80 МГц.

Линзы (8) и (10) представляют собой телескоп. В их общей фокальной плоскости помещался нелинейный кристалл BaV_2O_4 (9). Данный кристалл при определенном угле падающего луча с осью анизотропии (угол синхронизма), генерировал излучение на второй гармонике с КПД порядка 8%. Фильтр (11) поглощал прошедшее инфракрасное излучение. Система сбора сигнала и визуализации аналогична описанной выше для время-интегрированных измерений, за исключением отсутствия промежуточной щели. Монохроматор (16), с вертикальной входной щелью, управляемый с компьютера (21) позволял переключать разложенный в спектр сигнал либо на ПЗС-камеру (20), либо на горизонтальную щель (18), являющуюся входной щелью для стрик-камеры (19). Пластина (7) использовалась для отделения части пучка на лавинный фотодиод (12). Электрический сигнал, полученный с него, после прохода через линию задержки (17) использовался для синхронизации генератора развертки стрик-камеры. Спектральное разрешение системы было порядка 1 мэВ. Временное разрешение установки составляло 15-20 пс при для сигнала в диапазоне 0-800 пс и 30- 40 пс для диапазона 0-2000 пс.

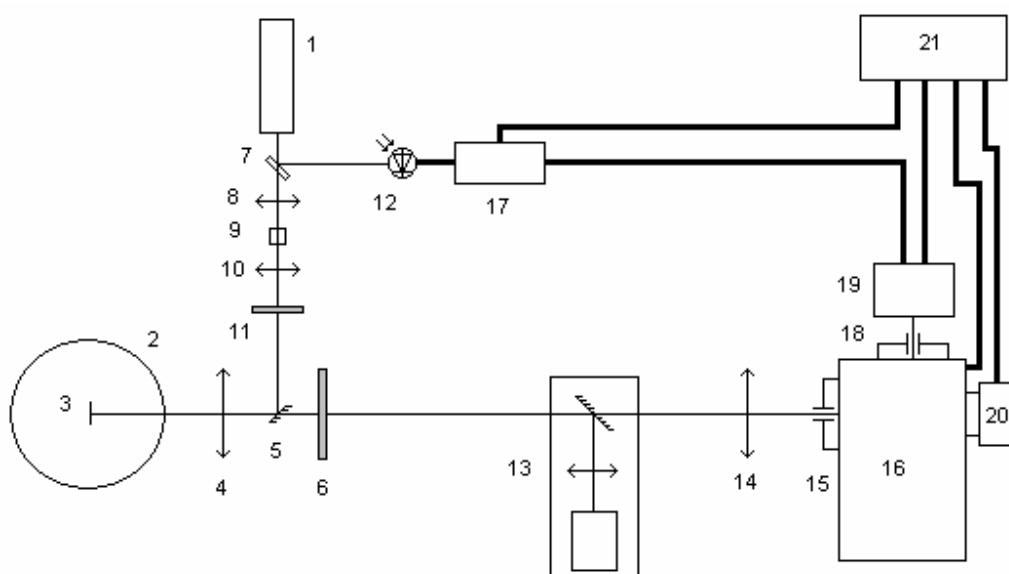


Рис.2.4 Схема установки для измерения ФЛ при импульсном возбуждении.

Глава 3. Отрицательно заряженные экситоны (трионы) в полумагнитных квантовых точках CdSe/ZnSe/ZnMnSe

Полупроводниковые КТ с размерами сравнимыми с боровским радиусом экситона в объёмном материале представляют собой трёхмерно пространственно ограниченную систему для электронов и дырок. Полное пространственное квантование выражается в дискретном энергетическом спектре электронных состояний. Нульмерный характер электронных состояний подтверждается многочисленными исследованиями, в т.ч. оптической спектроскопией высокого пространственного разрешения на одиночных КТ. Исследования показали, что ширина линии излучения экситона в II-VI и III-V немагнитных п/п наноструктурах не превышает 0.1 мэВ, что позволяет изучать тонкую структуру экситонных состояний в КТ. Тонкая структура определится межчастичным обменным взаимодействием и зависит от материала КТ, её размера и симметрии, числа частиц в КТ, внешними электрическими и магнитными полями [4,81].

Оптические исследования п/м п/п КТ показали, что *sp-d* обменное взаимодействие приводит к радикальному уширению линий ФЛ (~ до 10 мэВ) из-за флуктуаций намагниченности ионов магнитной примеси в области локализации носителя заряда [10,12,13], что приводит к полному замыванию тонкой структуры спиновых состояний в КТ. Поэтому исследование индивидуальных п/м КТ до настоящего времени были немногочисленны и, в основном, ограничены изучением основного состояния экситона в незаряженных КТ [9,10,11].

Для того, чтобы избежать сильного уширения линии, в работе [82] были использованы немагнитные CdSe КТ с одиночным внедрённым ионом Mn и наблюдалась тонкая структура линий связанных с обменным *sp-d* взаимодействием электрона и дырки в КТ с ионом Mn. Предложенная для описания полученных в [82] магнитополевые зависимости спектра излучения модель работает только в случае симметричных КТ [83]. Таким

образом влияние $sp-d$ обменного взаимодействия на тонкую структуру экситонных состояний в асимметричных КТ до сих пор не было изучено.

В данной работе для изучения тонкой структуры экситонных состояний исследовались п/м п/п одиночные КТ с заметно ослабленной посредством использования промежуточного немагнитного барьера величиной $sp-d$ обменного взаимодействия. Величина $sp-d$ обменного взаимодействия между спинами носителей заряда и ионами магнитной примеси в п/м п/п структурах пропорциональна квадрату амплитуды электронной и дырочной волновой функции в точке локализации магнитного иона [84]. Если в структуре с CdSe/ZnMnSe КТ [10,85,86] примерно половина волновой функции локализованных в КТ электрона и дырки проникало в полумагнитный барьер, то в структурах CdSe/ZnSe/ZnMnSe амплитуда электронной и дырочной волновой функции сильно уменьшается в немагнитном ZnSe слое.

Низкотемпературные исследования спектров ФЛ индивидуальных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с относительно малой величиной $sp-d$ обменного взаимодействия между ионами магнитной примеси и носителями заряда в КТ в магнитном поле до 12 Тл, ориентированном как вдоль, так и поперёк плоскости роста структуры позволили наблюдать, спектрально разрешить и идентифицировать зеемановские компоненты в спектрах излучения экситонов в отрицательно заряженных и нейтральных индивидуальных КТ.

Величина обменного взаимодействия регулировалась путем изменения доли волновых функций носителей ($\eta_{e,h}$) в п/м барьере с помощью вариации толщины промежуточного немагнитного ZnSe барьера. Было исследовано два образца с различной толщиной немагнитного барьера, что позволило оценить влияние обменного взаимодействия в исследуемых образцах.

В данной главе проводится анализ спектров излучения одиночных п/м КТ, которые отвечают излучению экситонов в отрицательно заряженных КТ (трионов), содержащих один электрон. Наличие заряженных КТ

обусловлено локализацией в них электронов с донорных центров в барьерном слое, концентрация которых составляет $\sim 10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$.

§3.1 Излучение экситонов из отрицательно заряженных индивидуальных полумагнитных квантовых точек.

При локализации экситона в отрицательно заряженной точке два электрона образуют спиновой синглет, при этом остается только одна частица (дырка) с неспаренным спином. Как следствие, обменное расщепление триона в основном состоянии отсутствует. Поэтому в отсутствие магнитного поля в спектре наблюдается одиночная неполяризованная линия. В магнитном поле состояние триона расщепляется на дублет. На дублет расщепляется также и конечное состояние перехода – электрона в КТ. Максимальное число зеемановских компонент – 4.

Характерные спектры излучения экситонов в однократно отрицательно заряженных одиночных КТ в двух образцах CdSe/ZnSe/ZnMnSe с разной долей волновой функции электронов и дырок в п/м слое (образцы №1 и №2) приведены на рис.3.1. Так же, как и в ранее исследованных спектрах немагнитных КТ [87,88], при низкой плотности возбуждения в спектре излучения в нулевом магнитном поле наблюдается одиночная неполяризованная линия. Увеличение плотности возбуждения вплоть до 300 Вт/см^2 не приводит к появлению дополнительных линий в спектре, что свидетельствует об отсутствии биэкситонных состояний даже при столь относительно больших плотностях возбуждения.

Такое поведение характерно для заряженных КТ, в которых при локализации первого экситона образуется состояние с полностью заполненной двумя электронами 1s-электронной оболочкой, и следующий электрон может локализоваться только в возбужденном слабо-связанном р-состоянии. Вероятность такого процесса существенно ниже, чем вероятность

захвата второго экситона в незаряженной КТ, где второй электрон попадает в глубоко лежащую 1s-оболочку.

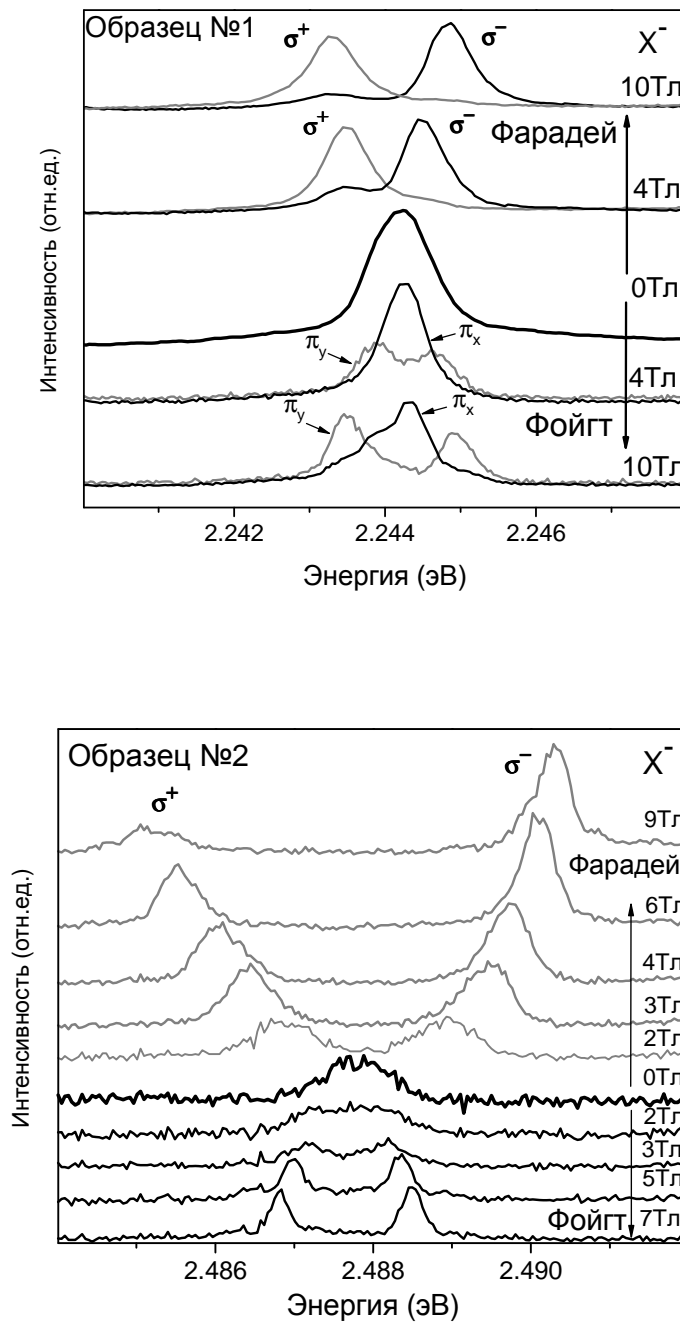


Рис.3.1 Спектры ФЛ трионов (X^-), локализованных в одиночных КТ в образцах №1 и №2 с разным проникновением волновой функции в полумагнитный барьер. Одиночная трионная линия в продольном магнитном поле $B \parallel Oz$ расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты, причём в образце №2 верхняя по энергии (σ^-) компонента доминирует в больших полях. В поперечном магнитном поле в образце №1 наблюдаются все 4 зеемановских компоненты, а в образце №2 из-за быстрой спиновой релаксации дырок только две.

Основным отличием излучения CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ от немагнитных CdSe/ZnSe КТ является заметно большая ширина линий ФЛ [12,13]. Уширение связано с флуктуациями полного магнитного момента [10]. Поскольку магнитная примесь находится на достаточном удалении от КТ, то это уширение оказывается гораздо меньшим, чем в CdSe/ZnMnSe КТ, исследованных ранее в работах [10,85,86]. Оценки показывают, что проникновение электронной и дырочной волновых функций в барьер в изучаемых КТ с толщиной ZnSe слоя 1.6 нм не превышает 10%, вследствие чего величина *sp-d* взаимодействия на порядок слабее, чем в п/м КТ без ZnSe слоя. В результате ширина линии излучения заряженного экситона в нулевом магнитном поле находится в пределах 0.8-1.0 мэВ.

Сравнение спектров излучения исследуемых КТ со спектрами немагнитных КТ в поле $B \parallel Oz$ показывает, что так же, как и в немагнитных КТ, в спектре излучения доминируют две циркулярно поляризованных (σ^+ и σ^-) компоненты, однако поляризация зеемановских компонент триона в изучаемых КТ противоположна наблюдающейся в немагнитных КТ [73,89]. Следовательно, несмотря на небольшое проникновение волновых функций электрона и дырки в п/м барьер, вклад в *g*-фактор от *p-d* обменного взаимодействия спинов электронов и дырок в КТ со спинами ионов Mn уже является доминирующим.

Во внешнем магнитном поле в геометрии Фойгта одиночная линия излучения триона, так же, как и в немагнитной КТ [87,88], расщепляется на четыре компоненты, которые хорошо разрешаются в поляризационных измерениях. Линии имеют высокую, более 90%, степень линейной поляризации. Из серии измерений в геометрии Фойгта в магнитных полях от 0 до 10 Тл, проведённых для четырёх различных направлений $B \perp Oz$ следует, что плоскость поляризации не зависит от направления магнитного поля и полностью определяется симметрией КТ (рис.3.2). Внешние и внутренние компоненты линии поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях, близких к кристаллографическим плоскостям (110) и (1 $\bar{1}$ 0),

соответственно. При вращении магнитного поля изменяется только отношение интенсивностей внешних и внутренних компонент (рис.3.2). Такое поведение аналогично наблюдавшемуся ранее в исследованиях трионов в немагнитных КТ [87]. Оно свидетельствует о существенной анизотропии потенциала в плоскости КТ, приводящей к смешиванию дырочных состояний с $j_z=3/2$ с состояниями отщепленных лёгких дырок $j_z=1/2$ уже в нулевом магнитном поле.

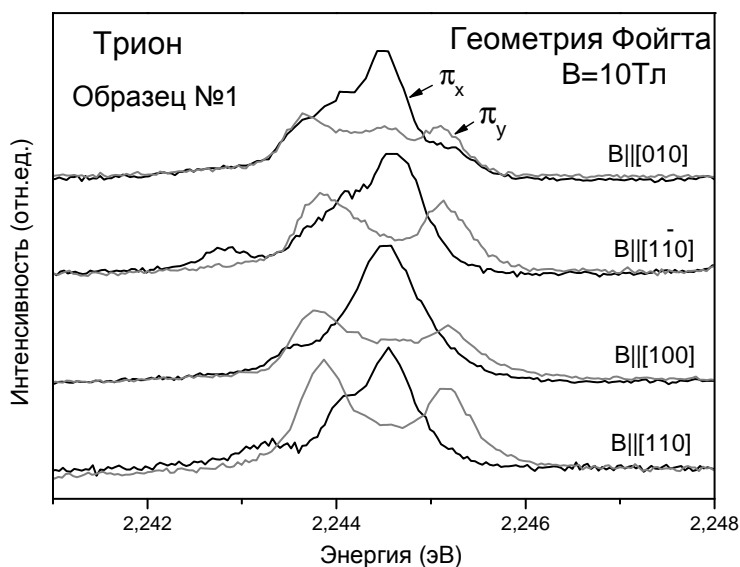


Рис.3.2 Линия триона в QD1 образца N1, записанная в поле $V=10$ Тл при $V \parallel [100]$, $[110]$, $[1-10]$ и $[010]$. Поляризация $\pi_x \parallel [110]$, $\pi_y \parallel [1\bar{1}0]$.

Из сравнения спектров излучения трионов в двух исследуемых образцах, приведенных на рис.3.1, видно, что с ростом проникновения электронной и дырочной волновых функций в область ZnMnSe барьера наблюдается увеличение ширины линий, связанное с флуктуациями момента Mn. Сравнение интенсивностей излучения КТ при фиксированной плотности возбуждения показывает, что в образце №2 квантовый выход излучения в нулевом магнитном поле оказывается значительно меньшим. Такое уменьшение квантового выхода характерно для экситонов в п/м п/п с шириной запрещенной зоны, превышающей энергию внутрицентрового

перехода в ионах Mn из основного состояния 6A_1 в нижайшее возбужденное состояние 4T_1 ($E \sim 2.1$ эВ). Оно обусловлено эффективной безызлучательной рекомбинацией экситонов с передачей энергии ионам Mn. Более подробно этот эффект будет обсуждаться в главе 5, посвящённой безызлучательной рекомбинации экситонов.

Ширина линии и величина зеемановского расщепления увеличивается с ростом проникновения волновой функции электронов и дырок в п/м слой. При этом вместо уменьшения интенсивности фиолетовой компоненты с ростом магнитного поля, ожидаемого вследствие спиновой релаксации дырки в основное состояние, в спектрах излучения, наоборот, наблюдается её существенный рост. Тогда как в геометрии Фойгта интенсивности двух зеемановских компонент остаются одинаковыми во всех магнитных полях.

§3.2 Зеемановское расщепление линий фотолюминесценции трионов

В отрицательно заряженном трионе X^- два электрона образуют спиновый синглет. Поэтому взаимодействие трионов X^- с магнитным полем определяется дыркой. В п/м КТ симметрии D_{2d} оно описывается дырочным гамильтонианом вида:

$$\hat{H}_{Bh} = \mu_B g_0 \left(\kappa \vec{j} \vec{B} + q \sum_i j_i^3 B_i \right) + \frac{\beta}{3} |\psi_h(r)|^2 \vec{j} \vec{M} \quad (3.1),$$

где κ и q – константы, описывающие взаимодействие дырки с магнитным полем в немагнитных CdSe и ZnSe [71], μ_B – магнетон Бора, g_0 - g-фактор свободного электрона. Последний член в гамильтониане обусловлен p - d обменным взаимодействием дырок с ионами марганца [17], где β - константа обменного взаимодействия, $\psi_h(r)$ - волновая функция дырки и \vec{M} намагниченность единицы объема \vec{M} равна:

$$\vec{M} = -5/2 x_{eff} N_0 g_{Mn} \mu_B B r_{5/2}(y) \vec{B}_\Sigma / B_\Sigma \quad (3.2),$$

где N_0 - число элементарных ячеек в единице объема ZnMnSe, x_{eff} - эффективная концентрация марганца, $g_{Mn} = 2$ -g-фактор d-электронов в Mn, $Br_{5/2}(y)$ - функция Бриллюэна, $y = 5g_{Mn}\mu_B B_\Sigma / (2k_B T)$. Вектор $\vec{B}_\Sigma = \vec{B} + \vec{B}_{ex}^h$, где \vec{B}_{ex}^h - эффективное обменное поле дырки:

$$\mathbf{B}_{ex}^h = \frac{\beta}{2\mu_B g} |\psi_h(r)|^2 \frac{\langle \vec{j} \rangle}{|\langle \vec{j} \rangle|} \quad (3.3),$$

где $\langle \vec{j} \rangle$ определяется коллективным действием внешнего магнитного поля и обменного взаимодействия ионов марганца с дыркой [61].

Конечным состоянием процесса рекомбинации триона X^- является один электрон в КТ, взаимодействие которого с магнитным полем описывается гамильтонианом:

$$\hat{H}_{Be} = g_e \mu_B \vec{s} \vec{B} + \alpha |\psi_e(r)|^2 \vec{s} \vec{M} \quad (3.4)$$

где s – оператор спина, g_e - g-фактор электрона в CdSe ($g_{e,\perp} \approx g_{e,\parallel} \approx g_e$ [71]), α -константа s - d обменного взаимодействия электронов с ионами Mn и обменное поле в намагниченности определяется спином электрона:

$$B_{ex}^e = \frac{a}{\mu_B g} |\psi_e(r)|^2 \frac{\vec{s}}{|s|}. \quad \text{Зеемановские сдвиги уровней электрона в магнитном}$$

$$\text{поле равны : } \Delta E_{1,2} = \pm 1/2 (g_e \mu_B B + G_e Br_{5/2}(y)) \quad (3.5)$$

$$G_e = 5/2 \eta_e \alpha N_0 x_{eff} \quad (3.6),$$

где η_e - доля квадрата волновой функции электрона в ZnMnSe барьере,

$Br_{5/2}(y)$ - функция Бриллюэна.

Образование МП должно приводить к ряду эффектов в спектре ФЛ: сужению линий ФЛ из-за подавления флуктуаций магнитного момента полярона внешним магнитным полем [10], фиолетовому сдвигу линии ФЛ основного состояния экситонов и трионов с ростом температуры, [13] несимметричному расщеплению линий ФЛ триона в геометрии Фарадея, обусловленному обменным полем \mathbf{B}_{ex}^h [12], красному сдвигу линии время-

разрешённой ФЛ электрон-дырочного комплекса с ростом времени задержки после импульса возбуждения из-за формирования МП.

В исследованных КТ эти эффекты незначительны. На рис.3.1 видно, что расщепление линий излучения в геометрии Фарадея почти симметрично по отношению к энергии перехода в нулевом магнитном поле. Далее, на рис.3.3 приведены время-разрешенные спектры ФЛ триона в КТ №1, записанные в нулевом магнитном поле, и зависимость интенсивности излучения от времени. Время жизни трионов, определенное из этой зависимости составляет ~ 320 пс. Красный сдвиг в течение времени жизни триона при этом не превышает 0.2 мэВ, что свидетельствует о том, что за время жизни МП в исследуемых КТ не успевает сформироваться. Таким образом, влиянием обменного поля следует пренебречь, и величина намагниченности определяется только внешним магнитным полем.

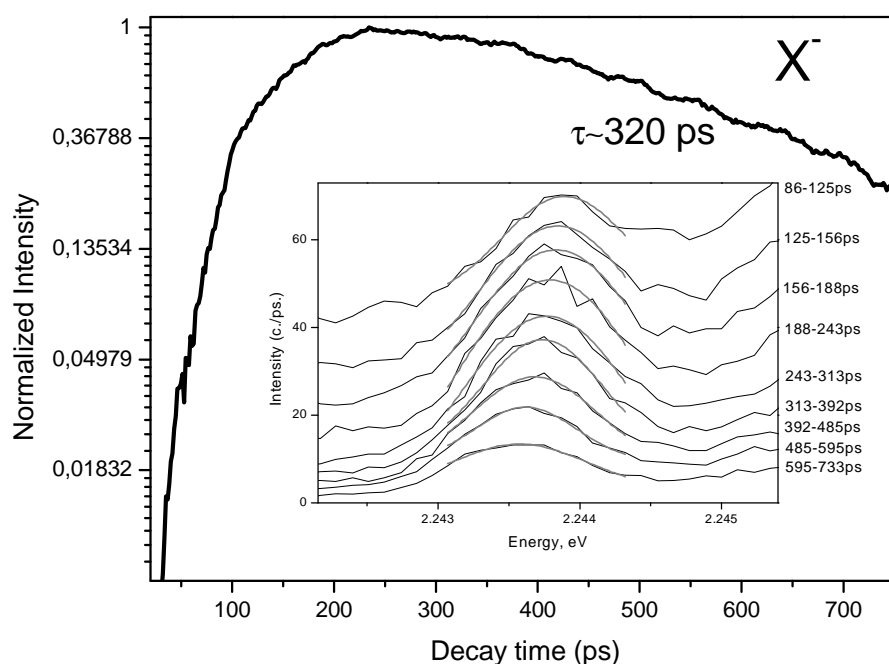


Рис.3.3 Кинетика ФЛ триона X^- в образце №1. Данные приведены для нулевого магнитного поля, однако время жизни трионов (~ 320 пс) практически не зависит от величины поля. На вставке показана эволюция энергетического спектра со временем, сигнал время-разрешённого эксперимента просуммирован по интервалам временной развёртки, указанным справа от рисунка.

При симметрии КТ равной D_{2d} , поляризация зеемановских компонент в геометрии Фойгта не привязана к направлениям кристаллографических осей и полностью определяется направлением магнитного поля. На рис.3.2 видно, что в эксперименте наблюдается противоположный результат: поляризация линий не зависит от направления магнитного поля. Аналогичное поведение наблюдалось ранее в немагнитных CdSe/ZnSe КТ [87,88] и даже в КЯ [90]. В этих работах было показано, что такое поведение поляризации зеемановских компонент обусловлено смешиванием состояний тяжёлых и лёгких дырок из-за понижения симметрии КЯ и КТ вследствие упругих деформаций в плоскости роста. Исследуемые в данной работе КТ выращены в аналогичных условиях, поэтому следует ожидать, что сильная анизотропия потенциала в плоскости вызвана теми же причинами.

Наличие упругих деформаций в плоскости КТ приводит к понижению симметрии одночастичного потенциала КТ и, соответственно, к появлению дополнительного анизотропного члена в гамильтониане для дырок [71].

$$\hat{V} = b(j_x^2 \varepsilon_{xx} + j_y^2 \varepsilon_{yy}) + d/\sqrt{3}(j_x j_y + j_y j_x) \varepsilon_{xy} \quad (3.7),$$

где ε_{ij} -компоненты тензора упругих деформаций, b и d -деформационные константы.

Очень слабая зависимость величины расщепления зеемановских компонент от направления магнитного поля в плоскости CdSe КТ (рис.3.2) накладывает дополнительные условия на потенциал. Во-первых, вклад от кубического по j члена в гамильтониане (3.1) должен быть пренебрежимо мал по сравнению с линейным по j , т.е. $\kappa \gg q$ [71]. Во-вторых, в потенциале \hat{V} существенны только компоненты, приводящие к смешиванию состояний $j=+3/2$ и $-1/2$ и состояний $j=-3/2$ и $+1/2$, т.е. собственными функциями гамильтониана деформации являются:

$$\psi_h^\pm = |\pm 3/2\rangle - \gamma_\pm / \Delta E_{lh} |\mp 1/2\rangle \quad (3.8)$$

где $\gamma_+ = \langle 1/2|\hat{V}|-3/2\rangle$, $\gamma_- = \langle 1/2|\hat{V}|-3/2\rangle^*$, $\gamma^\pm = \gamma e^{\pm 2i\theta} = \frac{\sqrt{3}}{2}b(\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx}) \pm id\varepsilon_{xy}$,

ΔE_{lh-hh} - расщепление подзон лёгких и тяжёлых дырок, 2θ -фаза матричного элемента [71].

В симметрии C_{2v} компоненты $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, так что $lh-hh$ -смешивание определяется деформацией сдвига ε_{xy} . При симметрии деформационного потенциала C_2 $\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy}$. В работах [87,88] было найдено, что в CdSe/ZnSe КТ отношение $\gamma/\Delta E_{lh}$ достигает значения 0.2-0.3. В нулевом поле дырочные состояния $|\psi_h^+\rangle$ и $|\psi_h^-\rangle$ образуют крамерсовский дублет. Магнитное поле приводит к его расщеплению. В CdSe/ZnSe КТ расщепление дырочных уровней в поле $\vec{B} \parallel 0z$ с точностью до членов $(\gamma/\Delta E_{lh})$ равно $\Delta E^0 = 3\mu_B g_{\parallel}^h B$, где $g_{\parallel}^h = g_0 \kappa$ [71].

Обменное $p-d$ взаимодействие дырок с ионами марганца приводит к дополнительному вкладу в расщепление дырочных уровней ΔE^m . В поле $\vec{B} \parallel 0z$ вектор $\langle \vec{j} \rangle \parallel M \parallel \vec{B}$. В этом случае расщепление уровней ψ_h^\pm равно:

$$\Delta E_{1,2} = (\Delta E^0 + \Delta E^m) = (3g_{\parallel}^h \mu_B B + G_h B r_{5/2}(y)) \quad (3.9),$$

$$\text{где } G_h = 5/2 \eta_h g_{Mn} \mu_B \beta N_0 x_{eff} \quad (3.10)$$

η_h - доля квадрата волновой функции дырки в ZnMnSe барьере, $y = 5/2 g_{Mn} \mu_B B / (k_B T)$. Знаки G_e и G_h определяются знаками обменных констант α и β : $G_e > 0$, а $G_h < 0$.

В поле $\vec{B} \perp 0z$ направления векторов \vec{M} и \vec{B} для триона могут не совпадать, вследствие чего разложение энергий зеемановских компонент в ряд по B и $\gamma/\Delta E_{lh}$ сложнее, чем в случае $\vec{B} \parallel 0z$. Однако в силу малой величины волновой функции дырки в ZnMnSe барьере, как следует из аппроксимации экспериментальных зависимостей, уже в полях 1.5-2 Тл, неколлинеарностью векторов \vec{M} и \vec{B} можно пренебречь. В этом случае:

$$\Delta E_{1,2} = \pm(\Delta E^0 + \Delta E^m), \text{ где } \Delta E^m = G_h B r_{5/2}(y)(2\sqrt{3}\gamma/\Delta E_{lh}), \Delta E^0 = \mu_B g_{\perp}^h B(2\sqrt{3}\gamma/\Delta E_{lh}) \quad (3.11)$$

Второй член в выражении для расщепления состояния дырки обязан своим появлением эффекту $p-d$ взаимодействия Мп и дыркой, локализованной в КТ [10], а g -фактор дырки в поперечном магнитном поле $g_{\perp}^h = 2\sqrt{3}\gamma g_{\parallel}^h / \Delta E_{lh-hh}$ [87]. При этом собственными функциями гамильтониана \hat{H}_{Bh} так же, как и в немагнитных CdSe/ZnSe КТ, являются $\Phi_h^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm e^{i\varphi_h/2}|\psi_h^+\rangle + e^{-i\varphi_h/2}|\psi_h^-\rangle)$, где $\varphi_h = \varphi + 2\theta$. Собственными функциями электрона в поле $\vec{B} \perp 0z$ являются состояния $\Phi_e^{\pm} = |\pm 1/2\rangle_B$ с проекцией спина $\pm 1/2$ на направление поля \vec{B} .

Для идентификации наблюдаемых переходов в спектрах ФЛ КТ обратимся к схеме разрешённых оптических переходов в CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ, приведенной на рис.3.4 с указанием их поляризации при измерении в геометрии Фарадея ($\vec{B} \parallel 0z$) и в геометрии Фойгта ($\vec{B} \perp 0z$).

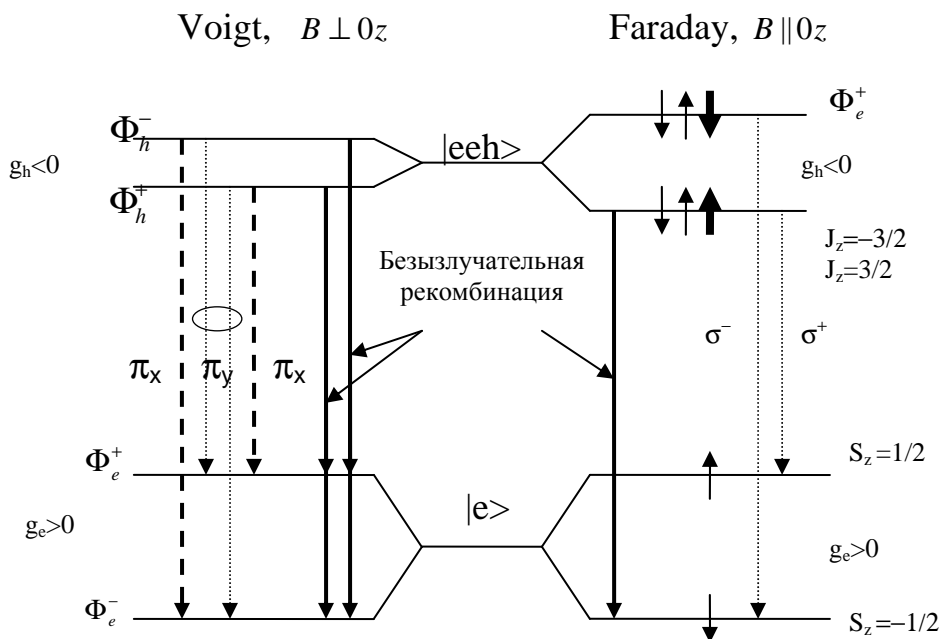


Рис.3.4 Схема переходов в трионе X^- в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта. Пунктиром отмечены разрешенные оптические переходы в различных поляризациях, а сплошными стрелками – разрешенные безызлучательные переходы. Их порядок зависит от знаков и величин g -факторов. Короткими стрелками обозначены спиновые состояния электрона $s_z = \pm 1/2$ (тонкие) и тяжелой дырки $j_z = \pm 3/2$ (толстые).

В этой схеме учтено, что g-фактор электрона больше нуля и σ^- - переход имеет энергию больше, чем σ^+ -переход. Измеренные зависимости энергий переходов в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта для трионов в образцах №1 и №2 приведены на рис. 3.5.

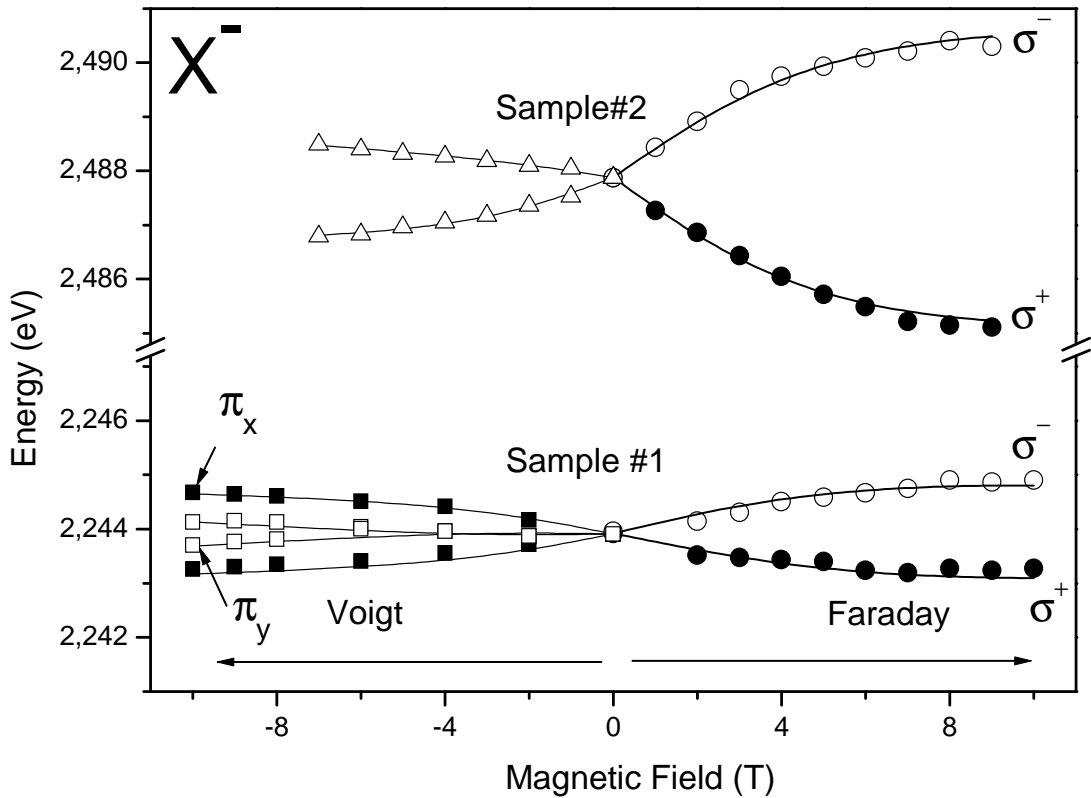


Рис. 3.5 Зеemanский сдвиг линий ФЛ триона в магнитном поле в геометриях Фойгта и Фарадея для двух образцов (№1 и №2). Экспериментальные результаты – положение максимумов линии ФЛ (обозначены на рисунке символами), аппроксимируются подгоночными кривыми (сплошные линии) по формулам (3.12) и (3.13).

Аппроксимация зеemanовского сдвига линий в геометрии Фарадея, показанная на рис.3.5 сплошными линиями, осуществлялась с помощью

$$\text{выражения: } E_{1,2} = E_0 \pm \frac{1}{2} \left[GBr(y) + (3g_{\parallel}^h - g_e) \mu_B B \right] \quad (3.12), \quad \text{где } y = \frac{5\mu_B g_{Mn} B}{2kT_{eff}}.$$

Подгоночными параметрами являлись коэффициент $G = G_h - G_e$ и T_{eff} - эффективная температура. В геометрии Фойгта для расщепления пар

одинаково линейно поляризованных $\Delta E_{1,2}$ и $\Delta E_{3,4}$ линий триона описывается выражениями:

$$E_{1,2} = E_0 \pm \frac{1}{2} \left[(G_h Br(y) + 3g_{\parallel}^h \mu_B B)a + (G_e Br(y) + g_e \mu_B B) \right] \quad (3.13)$$

$$E_{3,4} = E_0 \pm \frac{1}{2} \left[(G_h Br(y) + 3g_{\parallel}^h \mu_B B)a - (G_e Br(y) + g_e \mu_B B) \right],$$

где подгоночными параметрами являлись G_e , G_h и параметр

$$a = g_{\perp}^h / 3g_{\parallel}^h = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\gamma}{\Delta E_{lh}},$$

пропорциональный $lh-hh$ -смешиванию, и эффективная температура T_{eff} . При аппроксимации были использованы значения g -факторов электронов и дырок в немагнитных CdSe КТ $3g_h$ - $g_e=1.56$, $g_e=1.1$, найденные ранее в работах [73,91]

Необходимо отметить, что параметр G_h , отвечающий вкладу от p - d обменного взаимодействия, является отрицательным и существенно превышает немагнитный вклад даже в случае меньшего влияния магнитной примеси (образец №1), поэтому первое слагаемое в квадратных скобках в формуле (3.9), соответствующее дырочному вкладу в сдвиг линий в геометрии Фойгта, оказывается отрицательным.

Зеемановские расщепления в обеих геометриях аппроксимировались при одинаковых параметрах G_e, G_h, T_{eff} . При этом значения G_e были получены из расщепления в геометрии Фойгта линий, отвечающих переходам из одного дырочного состояния, например Φ_h^+ , в различные электронные Φ_e^{\pm} , а $G = G_h - G_e$ из расщепления зеемановских компонент в геометрии Фарадея. Для образца №1 аппроксимация дает следующие значения: $G_h = -2.8$ мэВ, $G_e = 0.4$ мэВ, $a = 0.2$ и $T_{eff} = 7$ К. Дублетная структура линии излучения триона в геометрии Фойгта в образце №2 обусловлена опустошением верхнего уровня вследствие быстрой спиновой релаксацией дырки. Поэтому расщепление компонент в геометрии Фойгта связано с расщеплением электронного уровня в конечном состоянии. Из аппроксимации для образца

№2 были найдены следующие значения параметров: $G_h = -5.7$ мэВ, $G_e = 1.4$ мэВ, $a = 0.3$, $T_{eff} = 6$ К.

В немагнитных КТ в геометрии Фойгта следствием деформационного $lh-hh$ -смешивания является почти стопроцентная линейная поляризация линий излучения триона вдоль осей симметрии потенциала КТ [87]. Вероятности переходов $\pi_x I_{1,2}$ и $\pi_y I_{3,4}$ поляризованных компонент в спектре равны:

$$\begin{aligned} I_{1,2} &= \left| \langle \Phi_h^\mp | \vec{e} \vec{d} | \Phi_e^\pm \rangle \right|^2 = (1 - k\gamma / \Delta E_{lh})^2 \cos^2(\phi - \theta) \\ I_{3,4} &= \left| \langle \Phi_h^\pm | \vec{e} \vec{d} | \Phi_e^\pm \rangle \right|^2 = (1 + k\gamma / \Delta E_{lh})^2 \sin^2(\phi - \theta) \end{aligned} \quad (3.14)$$

где ϕ -угол поляризации излучения, \vec{e} -единичный вектор вдоль направления электрического поля, \vec{d} -дипольный момент, $k^2 = 1/3$ -отношение сил осцилляторов электрон-дырочной рекомбинации с участием тяжёлой и лёгкой дырок, соответственно. Учет обменного $sp-d$ взаимодействия не изменяет этих выражений до тех пор, пока зеемановское расщепление заметно меньше E_{lh-hh} .

Величины эффективных g-факторов при $B=0$ Тл характеризуют влияние $sp-d$ взаимодействия ионов Mn с электрона и дырками. Из анализа энергий переходов в трионе на рис. 3.4 и 3.5 следует, что расщепление компонент в геометрии Фойгта в образце №1 описывается двумя g-факторами, равными 1.2 ± 0.2 и 2.4 ± 0.2 . Учитывая, что в немагнитных CdSe/ZnSe КТ $g_e \approx 1.1$, а обменное взаимодействие с ионами Mn даёт большой положительный вклад в g-фактор, мы приписываем значение 2.4 ± 0.2 g-фактору электрона $g_{eff}^e = \Delta E_{1,2}^e / \mu_B B$. Таким образом, g-фактору дырки в поле $B \perp Oz$ отвечает $g_{\perp}^h = \Delta E_{1,2}^h / \mu_B B = 1.2 \pm 0.2$.

В геометрии Фарадея из аппроксимации расщепления σ^+ и σ^- компонент следует, что $g_{eff}^e - 3g_{eff}^h = 6.0 \pm 0.3$. Принимая во внимание найденное выше значение эффективного электронного g-фактора $g_{eff}^e = 2.4 \pm 0.2$ и последовательность σ^+ и σ^- компонент в спектре, находим, что

$3g_{eff}^h = \Delta E_{1,2}^h / \mu_B B = -3.6 \pm 0.3$. В образце №2 с большим проникновением волновых функций (рис.3.1б) расщепление σ^+ и σ^- компонент отвечает разности $g_{eff}^e - 3g_{eff}^h = 19 \pm 0.4$, эффективный электронный g-фактор из аппроксимации в геометрии Фойгта $g_{eff}^e = 5.2 \pm 0.3$. Отсюда следует, что $3g_{eff}^h = -13.8 \pm 0.3$. Вычитая из найденных значений эффективных g-факторов электронов и дырок их значения в немагнитных КТ, находим, что вклады от обменного взаимодействия электронов и дырок с ионами Mn равны, соответственно: $g_{eff}^e - g_e = 1.3$ и $3g_{eff}^h - 3g_h = -6.1$ для образца №1 и $g_{eff}^e - g_e = 4.1$ и $3g_{eff}^h - 3g_h = -16.4$ - для образца №2.

Таким образом, отношение вкладов в g-факторы дырок g_{eff}^h и электронов g_e в исследуемых КТ составляет $\sim 4:1$, что почти совпадает с их отношением в объемном ZnMnSe [17], т.е. доля волновых функций электрона и дырки, находящихся в удаленном ZnMnSe барьере совпадают. Величина проникновения квадрата волновой функции носителей в удалённый ZnMnSe барьер ($\eta_{e,h}$) может быть оценена из значений подгоночных параметров $G = G_h - G_e$, поскольку согласно формулам (3.6) и (3.10) величина $\eta \sim G$. Для КТ в образцах №1 и №2 величины $G = -3.2$ мэВ и -7.1 мэВ, соответственно.

Из величины зеемановского расщепления в объёмном материале согласно работам [17,92] получаем, что $\eta_{e,h}$ составляет примерно 2% (образец №1) и примерно 4.3 % (образец №2).

§3.3 Спиновая релаксация и безызлучательная рекомбинация трионов.

Добавление Mn в п/п ведёт к ускорению спиновой релаксации электронов и дырок, вследствие чего в магнитном поле наблюдается излучение только из основного состояния [10,12]. Кроме того, в CdSe КТ с шириной запрещённой зоны, превышающей энергию внутрицентрального перехода в Mn из состояния 6A_1 в состояние 4T_1 , равную ~ 2.1 эВ, добавление

Mn приводит к существенному уменьшению времени жизни экситонных состояний вследствие эффективной безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением электронов Mn [15,93]. Скорость безызлучательной рекомбинации зависит от концентрации Mn, величин волновых функций электрона и дырки на атоме Mn и спинов электрона, дырки и ионов Mn. Как было получено в измерениях время-разрешённой ФЛ на массиве КТ в $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}/\text{ZnSe}$ КТ с $x \sim 0.1$, время безызлучательной рекомбинации при $B=0$ Тл оказывается меньше, чем 10 пс.

Для измерения времени жизни заряженных экситонов в $\text{CdSe}/\text{ZnSe}/\text{ZnMnSe}$ КТ с малой ($\sim 2\%$) долей электронных волновых функций в п/м барьере (рис.3.1а) была исследована кинетика излучения при импульсном пикосекундном возбуждении (рис.3.3). Затухание линии ФЛ трионов имеет экспоненциальный характер с временем $\tau \sim 350$ пс и почти не изменяется в магнитном поле, как для основного, так и для возбуждённого состояний. Найденное время жизни трионов близко к их времени жизни в немагнитных КТ (~ 500 пс) [94]. Таким образом, в КТ с $\eta_{e,h} \sim 2\%$ обменное взаимодействие спинов электронов и дырок со спинами ионов Mn еще не приводит ни к заметной безызлучательной рекомбинации, ни к заметному изменению скорости спиновой релаксации, хотя при этом обменный вклад в g-фактор дырок уже превышает его величину в немагнитных КТ.

При увеличении доли волновой функции электронов и дырок в п/м барьере ситуация заметно изменяется. Для образца №2 (рис.3.1б) квантовый выход излучения из заряженных КТ в нулевом магнитном поле почти на порядок величины меньше, чем для образца №1. Следовательно, в образце №2 безызлучательный канал рекомбинации экситонов становится доминирующим. Включение магнитного поля ведёт к нетривиальному поведению интенсивности излучения из основного и возбуждённого электрон-дырочных состояний в КТ. Так, в трионе (рис.3.1) с $g_{eff}^e > 0, g_{eff}^h < 0$ переходу из основного спинового состояния с $j_z = 3/2$ отвечает низкоэнергетическая σ^+ -компонента. Поэтому естественно ожидать, что при

наличии спиновой релаксации дырок интенсивность этой компоненты будет расти с полем, а фиолетовой σ^- -компоненты, отвечающей переходу из возбуждённого спинового состояния - уменьшаться. Однако из рис.3.1б. видно, что в магнитном поле интенсивность σ^+ -компоненты почти не изменяется, в то время как интенсивность фиолетовой σ^- -компоненты растёт с увеличением поля.

Такое поведение спектра излучения в магнитном поле связано с различием времён безызлучательной рекомбинации с возбуждением иона Mn из состояния 1A_6 ($s_{Mn} = 5/2$) в состояние 4T_1 ($s_{Mn} = 3/2$) для трионов с $J_z = 3/2$ и $-3/2$, вытекающим из требования сохранения при безызлучательной рекомбинации проекции полного спина системы трион+ион марганца $S_z = s_{Mn,z} + s_z$, где $s_{Mn,z}$ - проекция спина иона Mn, а s_z - спин дырки.

Действительно, в силу слабого спин-орбитального взаимодействия начальное и конечное состояние иона марганца в кристаллическом поле характеризуется спином и его проекцией при условии, что магнитное поле достаточно для выстраивания спинов Mn ($g_{Mn}\mu_B B > kT$). Орбитальный момент электронов d-оболочки и его проекция перестают быть хорошими квантовыми числами под действием кристаллического поля. С другой стороны, в сильном магнитном поле $B \parallel Oz$ состояния тяжёлой дырки наряду с определенной проекцией момента $j_z = \pm 3/2$ характеризуется и определенной проекцией спина s_z (для лёгкой дырки $|\pm 1/2\rangle$ это утверждение уже не верно). Поскольку центральное кулоновское взаимодействие между электронами валентной зоны и d-электронами марганца не смешивает состояний с разными S_z , то правила отбора для безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных комплексов в КТ определяются равенством S_z в начальном и конечном состояниях. Заметим, что безызлучательная рекомбинация возможна только благодаря p-d-взаимодействию локализованных электронов d-оболочки Mn с

делокализованными электронами валентной зоны, так как в этом случае кулоновские интегралы безызлучательного перехода не равны нулю благодаря подмешиванию нечётных состояний валентной зоны к чётным состояниям $3d^5$ -оболочки Mn.

Рассмотрение правил отбора для безызлучательной рекомбинации (подробнее в главе 5) показывает, что в магнитном поле, достаточном для выстраивания спинов Mn, безызлучательная рекомбинация дырки в основном состоянии триона ($j_z = 3/2$) разрешена для перехода в основное состояние электрона в КТ с $s_z = -1/2$, поскольку такой переход удовлетворяет закону сохранения суммы S_z проекций спина иона Mn $s_{Mn,z}$ и спинов электронов и дырок в КТ. Действительно, в этом случае в исходном состоянии спин Mn $s_{Mn,z} = -5/2$, в трионе с $j_z = 3/2$ полный спин электронов равен 0, спин дырки в состоянии $j_z = 3/2$ равен $s_z = 1/2$, и, следовательно, в трионе $s_{trion,z} = 1/2$, а полная сумма проекций $S_z = -2$. В конечном состоянии перехода Mn находится в возбуждённом состоянии ${}^4T_1(3/2)$. Проекция спина Mn в этом состоянии $s_{Mn,z}({}^4T_1) \geq -3/2$, поэтому единственным разрешённым переходом является переход в состояние с проекцией спина электрона КТ $s_z = -1/2$ и проекцией спина Mn $s_{Mn,z} = -3/2$. Для триона в возбуждённом спиновом состоянии $j_z = -3/2$, проекция спина триона $s_{trion,z} = -1/2$, сумма $S_z = s_{trion,z} + s_{Mn,z} = -3$, в то время как в конечном состоянии минимальное значение $S_z = -2$. Как следствие, переходы из возбуждённого спинового состояния триона оказываются запрещёнными, а на квантовый выход излучения из этого состояния влияет только спиновая релаксация дырок в трионе.

Из сказанного выше следует, что соотношение интенсивностей из основного и возбуждённого состояния триона в КТ определяется соотношением трех времён: времени излучательной рекомбинации τ_r , времени безызлучательной рекомбинации τ_{NR} и времени спиновой

релаксации дырок τ_s . В частности, относительный рост заселения возбуждённого состояния происходит при $\tau_{NR} < \tau_s/2$. Таким образом, из эксперимента следует, что добавление Mn в барьер CdSe КТ в поле $B \parallel 0z$ оказывает существенно большее влияние на скорость безызлучательной рекомбинации, чем на скорость спиновой релаксации дырок. Малая скорость спиновой релаксации дырок в поле $B \parallel 0z$ обусловлена тем, что она требует изменения $\Delta j_z = 3$. В поле $B \perp 0z$, смешивающем состояния дырок с $j_z = 3/2$ и $-3/2$, наличие ионов Mn, наоборот, ведёт к быстрой спиновой релаксации дырок уже при $\eta_{e,h} \sim 4\%$. В тоже время, смешивание дырочных состояний с $j_z = 3/2$ и $-3/2$ в поле $B \perp 0z$ приводит к тому, что выстраивание спинов Mn в сильном магнитном поле оставляет разрешённой безызлучательную рекомбинацию и в нижнем, и в верхнем спиновом состояниях триона. Как следствие, в геометрии Фойгта в спектре излучения наблюдаются переходы только из основного состояния триона.

Выводы главы 3:

Низкотемпературные исследования спектров ФЛ индивидуальных CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с относительно малой величиной $sp-d$ обменного взаимодействия между ионами магнитной примеси и носителями заряда в КТ в магнитном поле до 12 Тл, ориентированном как вдоль, так и поперёк плоскости роста структуры позволили наблюдать, спектрально разрешить и идентифицировать зеемановские компоненты в спектрах излучения отрицательных трионов. Величина обменного взаимодействия регулировалась путём изменения доли волновых функций носителей ($\eta_{e,h}$) в полумагнитном барьере с помощью вариации толщины немагнитного ZnSe барьера.

Проанализирован эффект взаимодействия носителей заряда с ионами Mn в отсутствие поля и в магнитном поле при различных ориентациях поля относительно осей КТ на энергетическую структуру уровней трионов.

Найдено, что вплоть до $\eta_{e,h} \sim 2\%$ скорости спиновой релаксации и безызлучательной рекомбинации трионов в CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ остаются меньше времени излучательной рекомбинации. При этом эффективный g-фактор дырки в магнитном поле, перпендикулярном плоскости КТ (геометрия Фарадея), уже меняет знак и достигает значения $3g_{eff}^h = -3.6 \pm 0.3$. Дальнейшее увеличение $\eta_{e,h}$ до $\sim 4\%$ ведёт к существенному уменьшению квантового выхода излучения трионов как в нулевом поле, так и в поле, параллельном плоскости КТ из-за роста скорости безызлучательной рекомбинации с возбуждением электронов Mn..

Найдено, что в геометрии Фарадея магнитное поле приводит к возгоранию излучения из возбуждённого состояния трионов ($j_z = -3/2$), в то время как интенсивность излучения из основного состояния остается низкой. Показано, что такое неожиданное поведение излучения трионов при $B \parallel 0z$ обусловлено двумя факторами: запретом безызлучательной рекомбинации из состояний триона с $j_z = -3/2$ и малой эффективностью спиновой релаксации дырок в трионе, требующей изменения $\Delta j_z = 3$. В поле $B \perp 0z$, смешивающем состояния дырок с $j_z = 3/2$ и $-3/2$, наличие ионов Mn ведет к быстрой спиновой релаксации дырок уже при $\eta_{e,h} \sim 4\%$.

Глава 4. Эффект $sp-d$ обменного взаимодействия на экситонные состояния в нейтральных квантовых точках CdSe/ZnSe/ZnMnSe.

§4.1 Излучение экситонов из нейтральных квантовых точек.

На рис. 4.1 представлены характерные спектры ФЛ индивидуальных КТ в образце №1 для двух одиночных КТ при разных плотностях возбуждения в отсутствие внешнего магнитного поля. Так же, как и в ранее исследованных спектрах немагнитных КТ [73, 89], в спектре излучения CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ при низкой плотности возбуждения наблюдается интенсивная линия X, расщепленная на две компоненты с взаимно перпендикулярной линейной поляризацией. Направление поляризации компонент π_x' и π_y' совпадает с направлением осей кристалла $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$, соответственно. В спектре КТ1 дополнительно наблюдается слабая линия X*, расположенная на ~ 2 мэВ краснее линии X. С увеличением плотности возбуждения в спектре появляется еще один дублет XX, расположенный примерно на 23-25 мэВ краснее линии X. Компоненты дублета XX также линейно поляризованы вдоль осей $Ox' \parallel [110]$ и $Oy' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, но, в отличие от линии X, компонента, поляризованная вдоль оси Oy' , является более высокоэнергетичной. Поведение излучения из КТ полностью аналогично наблюдавшемуся ранее в немагнитных КТ [73], где было показано, что линии X и XX отвечают излучению из незаряженных КТ, содержащих один и два локализованных экситона, соответственно. Линия X отвечает излучению светлого экситона с моментом $J=1$, а линия XX – разрешённым переходам из биэкситонного синглетного состояния с $J=0$ в экситонные состояния с $J=1$.

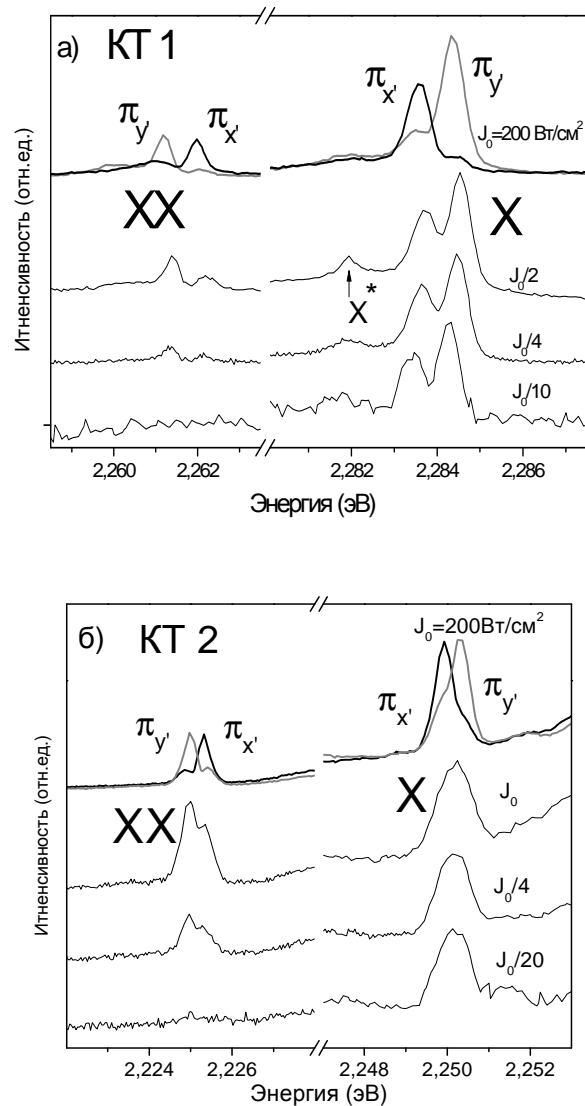


Рис.4.1 Спектры ФЛ экситонов (X) и биэкситонов (XX) из двух различных одиночных КТ CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ 1 (рис.4.1а) и КТ 2 (рис.4.1б) образца №1, записанные при различной накачке в нулевом магнитном поле. Линии экситонной и биэкситонной ФЛ линейно поляризованы вдоль осей близких к $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ с противоположным порядком компонент $\pi_{x'}$ и $\pi_{y'}$. В спектре КТ 1 дополнительно наблюдается линия X^* , соответствующая излучению тёмного экситона.

Расщепление экситонной линии свидетельствует о том, что симметрия исследуемых КТ ниже, чем D_{2d} , а ориентация поляризации вдоль осей кристалла $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ указывает на то, что КТ вытянуты вдоль одной из осей

кристалла $\{110\}$. Обратная по отношению к экситонной линии энергетическая последовательность компонент π_x' и π_y' в биэкситонной линии хорошо согласуется с правилами отбора для экситонных переходов в КТ [73]. Слабую линию X^* в спектре излучения экситона следует приписать излучению тёмных экситонов с полным моментом $J=2$. [4]. Такие переходы являются запрещёнными в КТ с симметрией C_s и выше. Однако, учитывая, что данное состояние является нижайшим по энергии, для проявления его в спектре излучения достаточно относительно небольшой анизотропии формы КТ, понижающей симметрию КТ ниже C_s и, как следствие, приводящей к подмешиванию состояний с $J=1$ в компоненту с $J=2$ [71].

Основным отличием излучения нейтральных экситонов в CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ от немагнитных CdSe/ZnSe КТ является заметно большая ширина линий ФЛ [10,11,13]. Уширение связано с обменным взаимодействием электронов и дырок со спинами ионов магнитной примеси из-за флуктуаций полного магнитного момента ионов примесей в области локализации носителя заряда [10]. Поскольку магнитные примеси находятся на достаточном удалении от КТ, где величина электронной и дырочной волновых функций заметно меньше, чем в самой КТ, то это уширение оказывается гораздо меньшим, чем в аналогичных п/м образцах, исследованных ранее. Оценки показывают, что проникновение электронной и дырочной волновых функций в барьер в CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с толщиной ZnSe слоя 1.5 и 2 нм составляет $\sim 2\%$ и $\sim 4\%$ для образцов №1 и №2, соответственно (глава 3), вследствие чего влияние *sp-d* взаимодействия на порядок слабее, чем в п/м КТ без ZnSe слоя. Благодаря заметно ослабленному влиянию флуктуаций момента Mn на энергию экситона в КТ ширина линий излучения не превышает величину электрон-дырочного обменного взаимодействия в КТ, что и позволяет наблюдать тонкую структуру экситонных и биэкситонных линий в спектрах ФЛ. Ширина линий ФЛ экситонных и биэкситонных компонент в образце №1, а также величина обменного расщепления меняется от одной КТ к другой (рис. 4.1а и 4.1б),

однако качественно спектральные характеристики линий (дублетная структура, спектральное расположение биэкситонной линии, поляризация компонент вдоль осей $Ox' \parallel [110]$ и $Oy' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, обратная энергетическая последовательность компонент дублетов у линий экситона и биэкситона) в изучаемых одиночных КТ остаются одинаковыми.

На рис.4.2 показаны спектры экситона в КТ в образце №1, записанные в геометриях Фарадея и Фойгта. В магнитном поле в геометрии Фарадея две линейно поляризованные компоненты, соответствующие состояниям светлого экситона $|X\rangle = (|+1\rangle + |-1\rangle) / \sqrt{2}$ и $|Y\rangle = (|+1\rangle - |-1\rangle) / \sqrt{2} i$, демонстрируют сильное зеемановское расщепление и становятся циркулярно поляризованными (степень поляризации в поле 10 Тл достигает $\rho_c \approx 90\%$). Линия, соответствующая излучению «тёмного» экситона с $J=2$, уширяется и на ее фиолетовом краю формируется относительно узкая линия Z , которая с ростом магнитного поля сдвигается в область высоких энергий, и, по мере приближения к светлой компоненте, резко увеличивается в интенсивности. В области $B \sim 5$ Тл происходит антипересечение высокоэнергетичной компоненты тёмного экситона (линии Z) с низкоэнергетичной σ^+ -компонентой светлого экситона, при этом две компоненты обмениваются силами осциллятора. В точке пересечения наблюдается хорошо заметное отталкивание двух компонент с обменной константой ~ 0.2 мэВ. В CdSe/ZnSe КТ без Mn такое антипересечение не наблюдается, поскольку зеемановское расщепление в магнитном поле 10-12 Тл остаётся меньше энергии электрон-дырочного обменного взаимодействия.

В магнитном поле в геометрии Фойгта линии излучения основного дублета с $J=1$ остаются линейно поляризованными, их интенсивность слабо зависит от магнитного поля, а величина расщепления уменьшается с ростом поля. При этом наблюдается резкий рост интенсивности тёмного экситона с $J=2$, что связано с ростом подмешивания экситонных состояний с $J=1$. Величина расщепления светлых и тёмных экситонов слегка увеличивается (с

2.1 мэВ при 0 Тл до 2.45 мэВ при 12 Тл) причём в большом магнитном поле в спектре удаётся различить обе зеемановские компоненты тёмного экситона, которые также оказываются взаимно перпендикулярно линейно поляризованными (рис.4.2).

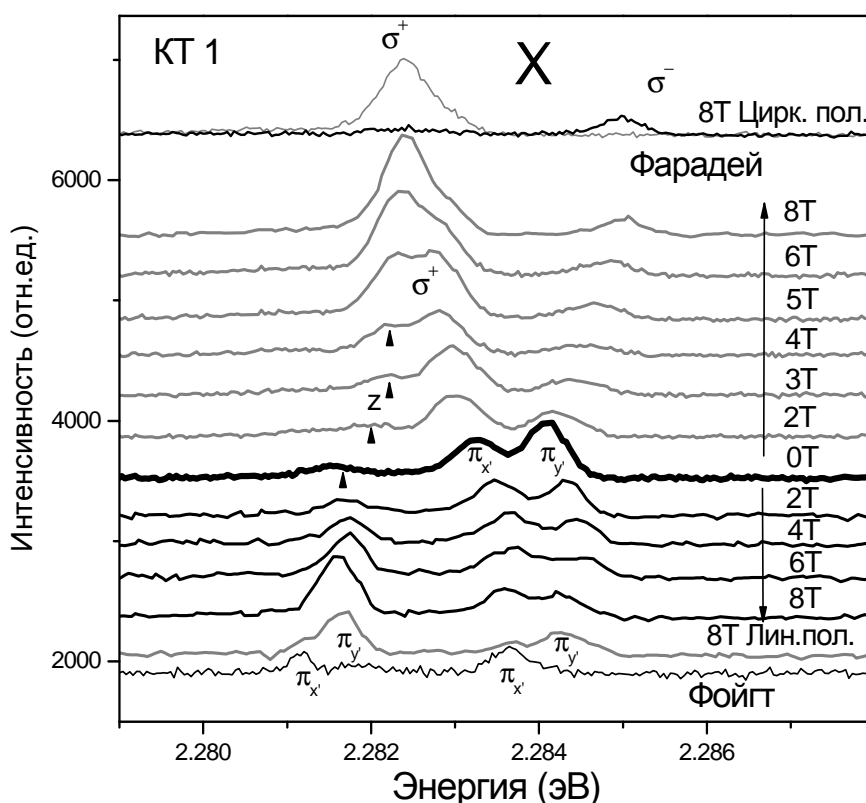


Рис 4.2 Спектр излучения линии экситона из КТ1 (образец №1) в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта. В магнитном поле в геометрии Фарадея наблюдается антипересечение нижней компоненты светлого экситона с верхней компонентой тёмного экситона (линия z). В магнитном поле в геометрии Фойгта компоненты экситонного дублета по-прежнему остаются линейно поляризованными и наблюдается резкий рост линии соответствующей излучению тёмного экситона, причём, так же как и у светлого экситона наблюдаются две взаимно перпендикулярно линейно поляризованные компоненты.

Величина расщепления зеемановских компонент в продольном магнитном поле очень чувствительна к температуре системы ионов

магнитной примеси, она заметно уменьшается при увеличении плотности оптического возбуждения (Рис.4.3). Соответственно, при большей накачке точка антипересечения находится в большем магнитном поле.

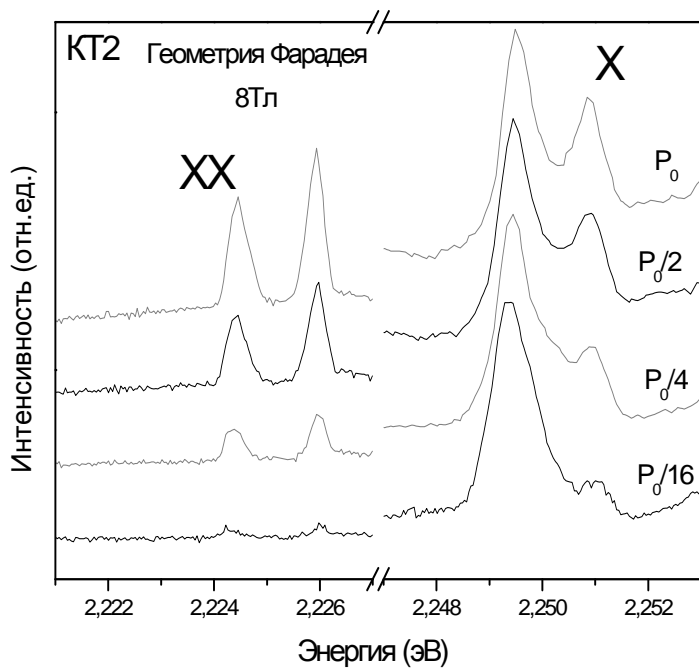


Рис.4.3 Спектры излучения экситона и биэкситона в образце №1 в зависимости от плотности оптического возбуждения в магнитном поле 8 Тл в геометрии Фарадея.

Детальное сравнение спектров излучения CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с аналогичными немагнитными CdSe/ZnSe структурами выявляет несколько существенных отличий, связанных с *sp-d* обменным взаимодействием, кроме вышеупомянутого уширения линий. Так в п/м КТ последовательность двух зеемановских компонент оказывается противоположной немагнитному случаю, где более высокоэнергетичной является σ^+ -компонента [73, 89]. Это связано с вкладом в *g*-фактор от обменного взаимодействия электронов и дырок в КТ со спинами ионов Mn, который приводит к смене знака *g*-фактора дырки.

В изучаемых образцах CdSe/ZnSe/ZnMnSe наблюдается сублинейная зависимость расщепления зеемановских компонент от величины продольного магнитного поля, а также зависимость величины расщепления и соотношения зеемановских компонент от плотности возбуждения (рис.4.3). Кроме того, наблюдается существенное переигрывание интенсивностей основной и возбуждённой экситонных компонент от примерно 7:1 при наименьших плотностях возбуждения, до 1.5:1 при увеличении накачки от 10 до 300 Вт/см². Такое переигрывание интенсивностей характерно только для экситонной линии в нейтральных КТ, ни у биекситона, ни у экситонов в заряженных КТ не наблюдается.

Необходимо отметить, что доминирование линии тёмного экситона в спектрах излучения, записанных в геометрии Фойгта (магнитном поле в плоскости образца), так же как и антипересечение σ^+ -поляризованных компонент светлого и тёмного экситона в продольном поле, наблюдаются не во всех КТ. Это связано с тем, что излучение состояния тёмного экситона определяется подмешиванием светлых экситонных состояний из-за низкой симметрии изучаемых КТ. Наиболее ярко этот эффект выражен в том случае, когда симметрия КТ ниже, чем C_s , и уже в нулевом поле наблюдается линия тёмного экситона. В противном случае линия тёмного экситона проявляется в спектре лишь в достаточно большом поле в геометрии Фойгта (рис.4.4), когда подмешивание светлого экситонного состояния к тёмному вызвано действием внешнего магнитного поля. Интенсивность линии излучения тёмного экситона в этом случае оказывается пропорциональной B^2 в поле в плоскости образца. Подробнее об этом будет сказано в параграфе 4.2, посвящённом рассмотрению волновых функций и энергетических зависимостей экситонных компонент.

Расщепление компонент биекситонной линии в магнитном поле, как в геометрии Фарадея, так и в геометрии Фойгта полностью совпадает с расщеплением экситонной линии рис. 4.4, что подтверждает принадлежность обсуждаемых линий X и XX к излучению из одной КТ: расщепление линий

излучения при переходе из синглетного биэкситонного состояния в экситонное полностью определяется расщеплением конечного состояния.

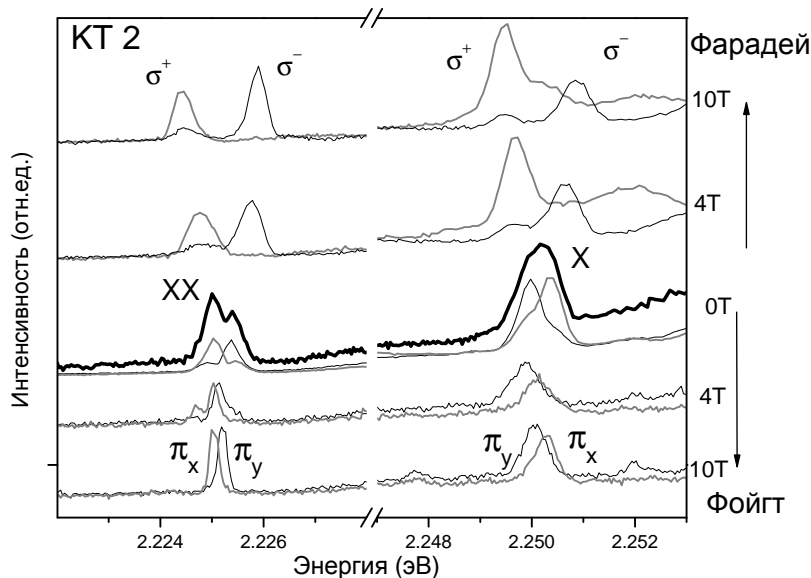


Рис.4.4 Спектры излучения экситона и биэкситона в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта в образце №1

Биэкситонный дублет, в отличие от экситонного, в магнитном поле в геометрии Фойгта довольно заметно увеличивается в интенсивности – соотношение интенсивностей линии X и линии XX изменяется в 2.5-3 раза (рис.4.4). Также обращает на себя внимание различие в ширине линий излучения экситонов и биэкситонов: полуширина компонент линии биэкситонной линии в 1.5-2 раза меньше, чем экситонной линии, несмотря на то, что в обоих случаях ширина линий связана с эффектом обменного взаимодействия ионов Mn с одиночным экситоном в КТ (в биэкситоне два электрона и две дырки образуют спиновые синглеты). С ростом магнитного поля полуширина линий X и XX заметно уменьшается и в геометрии Фарадея, и в геометрии Фойгта, однако различие в абсолютных величинах сохраняется.

Обратимся теперь ко второму исследуемому образцу, в котором толщина промежуточного немагнитного барьера меньше, чем в рассмотренном выше случае, и соответственно, влияние обменного взаимодействия $sp-d$ заметно больше.

В этом случае линии гораздо более уширены из-за магнитных флуктуаций, а квантовый выход излучения существенно ниже из-за того, что безызлучательный канал безызлучательной рекомбинации становится доминирующим. В результате спектр излучения качественно изменяется – экситонная линия в отсутствие магнитного поля настолько уширена, что дублетная структура экситонной линии не наблюдается. Кроме того, вплоть до самых больших плотностей возбуждения (~ 300 Вт/см²) в спектре отсутствует линия излучения биэкситона.

Во внешнем магнитном поле в геометрии Фарадея линия излучения экситонов сужается, и сдвигается в красную сторону, а её интенсивность заметно растёт. В геометрии Фойгта заметного изменения интенсивности излучения и энергетического сдвига не происходит, однако наблюдается существенное сужение линий (рис.4.5).

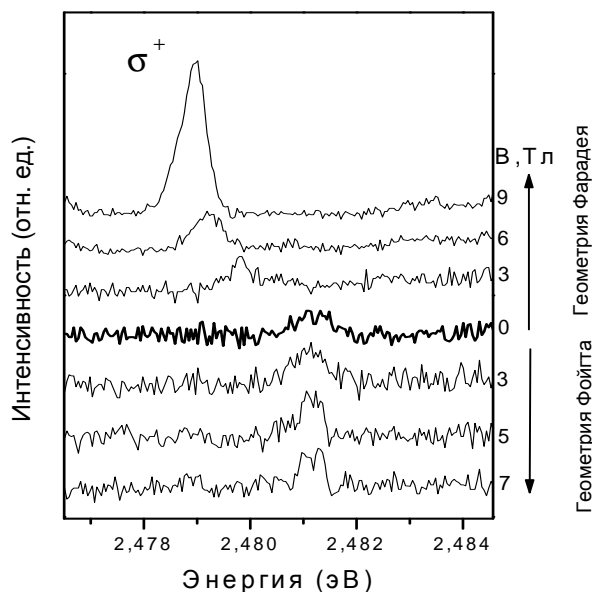


Рис 4.5 Спектры излучения экситона в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта в образце №2

В геометрии Фарадея линия излучения экситона уже в полях 1-2 Тл становится практически полностью циркулярно поляризованной, т.е. в отличие от образца №1 в магнитном поле наблюдается только σ^+ -компонента. Отсутствие в магнитном поле в геометрии Фарадея высокоэнергетической σ^- компоненты свидетельствует о быстрой спиновой релаксации в основное состояние.

Резкий рост интенсивности экситонного излучения в продольном магнитном поле и его слабое изменение в поперечном поле связаны с процессом безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn. Подробно это явление будет рассмотрено в главе 5.

§4.2 Энергия переходов и волновые функции экситонных состояний

Структура экситонов в CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с sp-d обменным взаимодействием со спинами ионов Mn в отсутствие магнитополярированного эффекта подобна их структуре в аналогичных немагнитных КТ (глава 1). Базисные функции включают двукратно вырожденные состояния φ_e^\pm из зоны проводимости со спином $s_z = \pm 1/2$ и четырёхкратно вырожденные дырочные состояния из валентной зоны с проекцией момента $j_z = \pm 1/2, \pm 3/2$. Тонкая структура определяется точечной симметрией в КТ, зависящей как от симметрии полупроводникового кристалла, так и от симметрии потенциала КТ [4, 95]. Линейная поляризация экситонных компонент вдоль направления близкого к $[1\ 1\ 0]$ показывает, что симметрия потенциала КТ близка к C_{2v} . Исследования заряженных экситонов (глава 3) показали, что основной вклад в понижение симметрии потенциала КТ связан с упругими напряжениями в кристаллической решетке.

Учитывая это, гамильтониан экситонных состояний может быть записан в виде суммы слагаемых связанных с упругими напряжениями, обменным взаимодействием и внешним магнитным полем :

$$H = H_{stress} + H_{exch} + H_{magn} \quad (4.1)$$

Член гамильтониана, связанный с упругими напряжениями равен:

$$H_{stress} = \frac{\Delta_{lh}}{2} \left(\frac{1}{4} I - j_z^2 \right) + \frac{\gamma \Delta_{lh}}{\sqrt{3}} (j_x j_y + j_y j_x) \quad (4.2)$$

Система координат здесь выбрана вдоль осей кубического кристалла с осью Oz вдоль направления роста структуры, j_i - операторы проекции момента дырки в валентной зоне, и I - единичный оператор. Второе слагаемое гамильтониана с безразмерной величиной $\gamma < 1$, соответствует компонентам тензора упругого напряжения ε_{xy} [87]. В первом порядке по γ они могут быть записаны в виде: $\psi_{hh}^+ = | +3/2 \rangle - i\gamma | -1/2 \rangle$ и $\psi_{hh}^- = | -3/2 \rangle + i\gamma | -1/2 \rangle$.

Волновые функции экситона с тяжёлой дыркой для H_{stress} , могут быть составлены в виде: $| \pm 1 \rangle = \psi_{hh}^\pm \phi_e^\mp$ для светлых состояний и $| \pm 2 \rangle = \psi_{hh}^\pm \phi_e^\pm$ - для тёмных состояний. Основные значения проекции момента экситона $\langle J_z \rangle$ равны $\pm(1-2\gamma^2)$ для светлых и $\pm(2-2\gamma^2)$ для тёмных состояний, соответственно [95].

Влияние электрон-дырочного обменного взаимодействия описывается вторым слагаемым в уравнении (4.1):

$$H_{exch} = [a_1(j_x s_x + j_y s_y) + a_z j_z s_z + b_1(j_x^3 s_x + j_y^3 s_y) + b_z j_z^3 s_z] + [a_2(j_x s_y + j_y s_x) + b_2(j_x^3 s_y + j_y^3 s_x)] \quad (4.3),$$

где s_i операторы спина электрона и a_i , b_i - обменные константы. Первая квадратная скобка в (4.3) соответствует обменному взаимодействию в КТ с симметрией D_{2d} , а вторая описывает понижение симметрии до C_{2v} . Обменное взаимодействие расщепляет экситонные состояния, а также приводит к подмешиванию состояний лёгкого экситона к состояниям тяжёлого экситона. Это подмешивание имеет порядок величины $(|a| + |b|) / \Delta_{lh}$

и им можно пренебречь при $\Delta_{\text{th}} > 10 \text{ meV}$. В этом приближении энергии тяжёлого экситона и его волновые функции могут быть записаны в виде:

Табл. 4.1

$E_1 = \delta_0 / 2 + \delta_1 / 2$	$\Psi_1 = (+1\rangle + i -1\rangle) / \sqrt{2}$
$E_2 = \delta_0 / 2 - \delta_1 / 2$	$\Psi_2 = (+1\rangle - i -1\rangle) / \sqrt{2}$
$E_3 = \delta_0 / 2 + \delta_2 / 2$	$\Psi_3 = (+2\rangle - -2\rangle) / \sqrt{2}$
$E_4 = \delta_0 / 2 - \delta_2 / 2$	$\Psi_4 = (+2\rangle + -2\rangle) / \sqrt{2}$

где константы обменного расщепления равны:

$$\delta_0 = -\frac{3}{8}(4a_z + 9b_z), \delta_1 = -\frac{1}{2}(3b_2 + \sqrt{3}(4a_1 + 7b_1)\gamma), \delta_2 = \frac{1}{2}(3b_1 + \sqrt{3}(4a_2 + 7b_2)\gamma).$$

Излучение из светлых состояний Ψ_1 and Ψ_2 полностью линейно поляризовано вдоль направлений $\vec{e}_{x'} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + \vec{e}_y)$ и $\vec{e}_{y'} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - \vec{e}_y)$, соответственно. Оптический переход из состояния Ψ_3 является запрещённым в дипольном приближении, а состояние Ψ_4 имеет дипольный момент вдоль \vec{e}_z , пропорциональный $\sim \gamma^2$.

Действие внешнего магнитного поля на энергии экситонных состояний в немагнитных КТ симметрии C_{2v} описывается гамильтонианом:

$$H_{\text{magn}} = \mu g_e (\vec{s}, \vec{B}) + 2\mu_B \sum_{i=(x,y,z)} (k_i j_i + q_i j_i^3) B_i \quad (4.4),$$

где μ_B - магнетон Бора, g_e - электронный g-фактор, а константы k и q описывают взаимодействие дырки с магнитным полем [95].

Магнитное поле $B \parallel O_z$ (геометрия Фарадея), не понижает симметрии КТ и, следовательно, не смешивает светлых и тёмных состояний экситона. Смешивание с состояниями экситона с лёгкой дыркой также очень мало и поэтому гамильтониан уменьшается до задачи 2×2 на собственные значения, которая может быть решена в общем виде. Решение имеет следующий вид:

$$E_{1,2} = \frac{1}{2}(\delta_0 \pm \sqrt{\delta_1^2 + \mu_B^2 g_{xz}^2 B_z^2}), \Psi_{1,2} = L_{1,2}(|+1\rangle, |-1\rangle)$$

$$E_{3,4} = \frac{1}{2}(\delta_0 \pm \sqrt{\delta_2^2 + \mu_B^2 g_{xz}^2 B_z^2}), \Psi_{3,4} = L_{3,4}(|+2\rangle, |-2\rangle)$$

где дырочный g-фактор вводится соотношением:

$$g_{hz} = \frac{1}{2}(12k_z + 27q_z), g_{xz} = g_{hz} - g_e, \text{ а } L_i \text{ -линейные функции с коэффициентами,}$$

зависящими от внешнего поля и констант обменного расщепления δ_i .

Магнитное поле $B \parallel O_z$ меняет линейную поляризацию излучения светлого экситона на циркулярную и степень линейной поляризации

$$\rho_L = |(I_{x'} - I_{y'}) / (I_{x'} + I_{y'})| \text{ уменьшается с ростом поля } B_z : \rho_L = \delta_1^2 / \sqrt{\delta_1^2 + \mu_B^2 g_{xz}^2 B_z^2}$$

В пределе большого магнитного поля степень циркулярной поляризации стремится к $\rho = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = \pm(1 - \gamma^2/3)$, которая несколько меньше

единицы из-за подмешивания состояний лёгкой дырки.

В геометрии Фойгта, $B \perp O_z$, магнитное поле понижает симметрию и смешивает светлые и тёмные экситонные состояния. Для магнитного поля вдоль главных осей симметрии КТ задача может быть решена аналитически. При условии, что $\delta_0 \gg \delta_1, \delta_2$, энергии и интенсивности дипольных переходов для светлых экситонных состояний могут быть записаны в виде:

Табл. 4.2

$E_1 = \frac{1}{2}\delta_1 + \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2 (g_{h\perp} - g_e)^2 B_\perp^2}{\delta_0^2}}$	$I_1 = (1 - 2\gamma/\sqrt{3})\vec{e}_{y'}$
$E_2 = -\frac{1}{2}\delta_1 + \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2 (g_{h\perp} + g_e)^2 B_\perp^2}{\delta_0^2}}$	$I_2 = (1 + 2\gamma/\sqrt{3})\vec{e}_{x'}$

где g-фактор в плоскости дырки зависит от направления магнитного поля :

$$g_{hx'} = \sqrt{3}\gamma(4\kappa_{x'} + 7q_{x'}) + 3q_{x'}, \quad g_{hy'} = \sqrt{3}\gamma(4\kappa_{y'} + 7q_{y'}) - 3q_{y'}, \quad (4.5).$$

Таким образом, магнитное поле в плоскости образца не изменяет поляризационных свойств излучения. Однако для тёмных состояний решение зависит явно от направления магнитного поля.

Для $B \parallel \vec{e}_{x'}$ оно имеет следующую форму:

Табл. 4.3.1

$E_3 = \frac{1}{2}\delta_2 - \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2(g_{hx'} + g_e)^2 B_{x'}^2}{\delta_0^2}}$	$I_3 = \frac{\mu^2(g_{hx'} + g_e)^2 B_{x'}^2}{4\delta_0^2} (1 + 2\gamma/\sqrt{3}) \vec{e}_{x'}$
$E_4 = -\frac{1}{2}\delta_2 - \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2(g_{hx'} - g_e)^2 B_{x'}^2}{\delta_0^2}}$	$I_4 = \frac{\mu^2(g_{hx'} - g_e)^2 B_{x'}^2}{4\delta_0^2} (1 - 2\gamma/\sqrt{3}) \vec{e}_{x'}$

а для $B \parallel \vec{e}_{y'}$:

Табл. 4.3.2

$E_3 = \frac{1}{2}\delta_2 - \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2(g_{hy'} - g_e)^2 B_{y'}^2}{\delta_0^2}}$	$I_3 = \frac{\mu^2(g_{hy'} - g_e)^2 B_{y'}^2}{4\delta_0^2} (1 - 2\gamma/\sqrt{3}) \vec{e}_{y'}$
$E_4 = -\frac{1}{2}\delta_2 - \frac{1}{2}\delta_0 \sqrt{1 + \frac{\mu^2(g_{hy'} + g_e)^2 B_{y'}^2}{\delta_0^2}}$	$I_4 = \frac{\mu^2(g_{hy'} + g_e)^2 B_{y'}^2}{4\delta_0^2} (1 + 2\gamma/\sqrt{3}) \vec{e}_{y'}$

Смешивание светлых и тёмных состояний не изменяет поляризации излучения светлого экситона, но даёт тёмным экситонным состояниям силу осциллятора $I \sim B^2$ с поляризацией подмешанного светлого состояния.

Проникновение экситонной волновой функции в п/м барьер приводит к sp-d обменному взаимодействию электронов (e) и дырок (h) с магнитными ионами, описываемому гамильтонианами:

$$H_{exch}^e = \alpha \sum_n \int \vec{\sigma}_n |\psi_e(\vec{r})|^2 \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) d^3\vec{r} \quad (4.6.1)$$

$$H_{exch}^h = \beta \sum_n \int \vec{J}\vec{S}_n |\psi_h(\vec{r})|^2 \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) d^3\vec{r} \quad (4.6.2)$$

где S_n – оператор спина магнитных ионов с радиус-вектором R_n , $\alpha(\beta)$, ψ_i , и r – электронный (дырочный) обменный интеграл, волновая функция и радиус-вектор, соответственно.

В п/м п/п sp-d обменное взаимодействие приводит к образованию ЭМП, вызывая выстраивание спинов ионов Mn в направлении спина экситона. Этот эффект может быть опущен в изучаемых CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ с введенным дополнительным ZnSe барьером около ~ 1 нм в спектрах излучения, записанных при непрерывном возбуждении из-за большого времени формирования ЭМП по сравнению со временем жизни экситона. В

этом случае средний спин ионов Mn $\langle \vec{S} \rangle$ определяется только внешним магнитным полем. Поскольку система спинов ионов Mn в п/м п/п является парамагнитной, то в магнитном поле $\langle \vec{S} \rangle$ параллелен \vec{B} и равен нулю при $B=0$. Однако влияние sp-d обменного взаимодействия на спектр излучения не исчезает и при $B=0$ из-за статистических флуктуаций моментов Mn. Магнитное поле приводит к выстраиванию спинов Mn и, следовательно, к макроскопической намагниченности, $\vec{M} = -xN_o\mu_B g_{Mn} \langle \vec{S} \rangle$, которая описывается с помощью модифицированной функции Бриллюэна $Br_{5/2}(y)$:

$$\vec{M} = -xN_o S_{eff} \mu_B g_{Mn} Br_{5/2} \left(\frac{\mu_B g_{Mn} SB}{k_b(T+T_0)} \right) \frac{\vec{B}}{B} \quad (4.7),$$

где x - концентрация Mn, N_o - число катионов на единицу объема, $g_{Mn}=2$ g-фактор Mn^{2+} . Эффективный спин Mn $S_{eff} < S=5/2$, и эффективная температура $T_{eff} = T + T_0$ учитывают антиферромагнитное взаимодействие между соседними ионами Mn.

В исследуемых образцах лишь небольшая часть электронной (дырочной) волновой функции $\eta_{e(h)}$ проникает в п/м барьер, где она экспоненциально затухает. Таким образом, эффективное sp-d обменное взаимодействие происходит только с ограниченным числом $N_{Mn} = N_o V_{loc} x$ ионов Mn в объеме локализации экситона V_{loc} с магнитным моментом $\langle \vec{m} \rangle = V_{loc} \vec{M}$. Действие магнитного момента \vec{m} на электронные (дырочные) состояния подобны действию внешнего магнитного поля и могут быть учтены в следующем члене в гамильтониане: $\frac{\alpha \eta_e}{g_{Mn} \mu_b V_{loc}} (\vec{s}, \vec{m}), \frac{\beta \eta_h}{3g_{Mn} \mu_b V_{loc}} (\vec{j}, \vec{m})$ для электронов и дырок соответственно. Этот дополнительный член имеет ту же структуру, что и зеемановский член в (4.3).

Энергетические уровни и степень линейной поляризации светлого экситона в геометрии Фарадея могут быть записаны в следующем виде:

$$E_{1,2} = \frac{1}{2} (\delta_0 \pm \sqrt{\delta_1^2 + (\mu_B g_{xz} B_z + C m_z)^2}) \quad (4.8.1) \quad \text{и}$$

$$\rho_L = \delta_1^2 / \sqrt{\delta_1^2 + (\mu_B g_{Xz} B_z + C m_z)^2} \quad (4.8.2)$$

где $C = \frac{(\beta \eta_h - \alpha \eta_e) N_0 x}{g_{Mn} \mu_B N_{Mn}}$, $g_{Xz} = g_{hz} - g_e$ - это немагнитный g-фактор экситона,

$$G_{Xz} = G_{hz} - G_{ez} \left(G_{ez} = \frac{7x \alpha g_{Mn} \eta_e S_{eff}}{6k_b (T + T_0)}, G_{hz} = \frac{7x \beta g_{Mn} \eta_h S_{eff}}{6k_b (T + T_0)} \right) \quad (4.9)$$

- вклад в эффективный g-фактор из-за sp-d обменного взаимодействия в пределе малого магнитного поля : $g_{e(h)}^{eff} = g_{e(h)} + G_{e(h)}$ (4.10)

§4.3 Энергии переходов: сравнение с экспериментом.

Из зависимости величины расщепления циркулярно поляризованных компонент в продольном магнитном поле от степени проникновения волновой функции экситона в п/м барьер мы оценили вклад sp-d обменного взаимодействия в каждой из рассматриваемых КТ, также как и в случае экситонов в заряженных КТ, рассмотренных в главе 3

Энергии экситонных переходов в магнитном поле в геометрии Фарадея, полученные из спектров КТ в образцах №1 и №2 с различным проникновением экситонной волновой функции в п/м барьер, представлены на рис.4.6. Аппроксимация зеемановского сдвига линий, показанная на рис.4.6 сплошными линиями, осуществлялась с помощью выражения:

$$E_{1,2} = E_0 \pm \frac{\delta_1}{2} \mp \frac{1}{2} [(3g_{\parallel}^h - g_e) \mu_B B - GBr(y)] \quad \text{где} \quad y = \frac{5\mu_B g_{Mn} B}{2kT_{eff}}. \quad \text{Подгоночными}$$

параметрами являлись коэффициенты G и T_{eff} , аналогично случаю аппроксимации излучения трионов (глава 3).

В процедуре аппроксимаций используется упрощённая формула, в которой расщепление светлого дублета (для образца №1) берётся в качестве константы из эксперимента, а также не учитываются флуктуации намагниченности и поляронный сдвиг, также влияющие на энергетическое положение экситонного перехода. Влияние поляронного эффекта будет рассмотрено в параграфе 4.4, а для данной оценки им можно пренебречь.

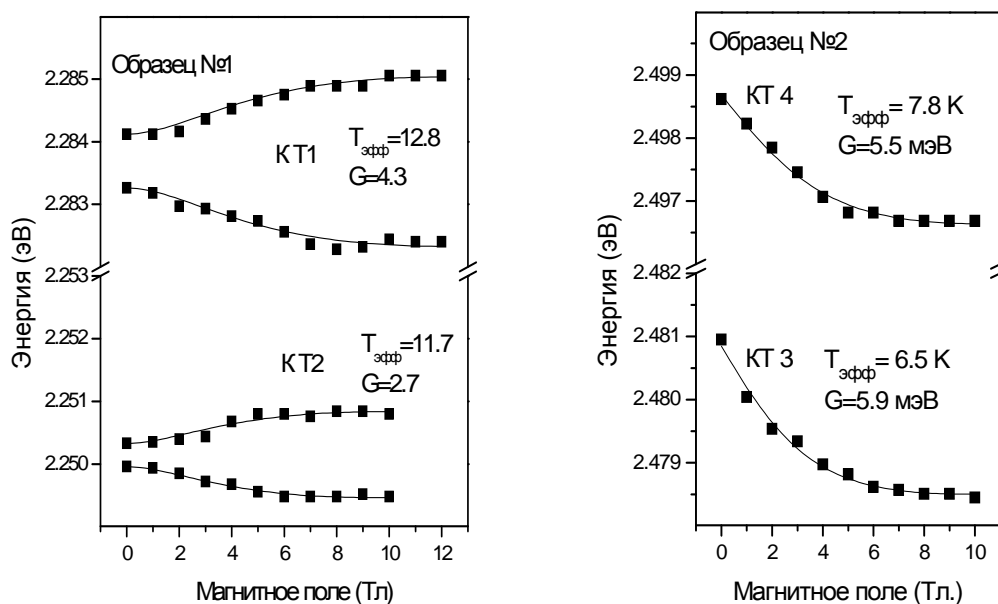


Рис. 4.6. Энергии экситонных переходов в образцах №1 и №2 в магнитном поле в геометрии Фарадея. Сплошными линиями показаны аппроксимационные кривые.

Однако даже упрощённая аппроксимация экситонного сдвига, сделанная по аналогии с аппроксимацией для линии триона, показывает, что разброс значений подгоночных параметров для разных экспериментальных КТ в одном образце достаточно велик. Это говорит о том, что локальная концентрация магнитной примеси и величина проникновения волновой функции экситона в слой с магнитной примесью сильно меняется от одной КТ к другой в номинально одинаковых КТ. Таким образом, из оценки зеемановского сдвига линий мы можем лишь грубо оценить величину проникновения волновой функции экситона в полумагнитный барьер.

Тем не менее, из эксперимента видно, что линии экситонных переходов двух образцов, лишь незначительно различающихся толщиной немагнитного слоя (номинальная толщина 1.5 и 2 нм) качественно совершенно различны: в образце с большим влиянием магнитной примеси существенно меньше квантовый выход излучения, отсутствует верхняя экситонная компонента в

магнитном поле в геометрии Фарадея. Причины такого различия будут подробно обсуждаться в главе 5 посвящённой спиновой релаксации и безызлучательной рекомбинации экситонов.

Теперь рассмотрим зависимости экситонных переходов от магнитного поля в геометрии Фойгта, которая качественно отличается от случая геометрии Фарадея.

Рис. 4.2 и 4.4 показывают, что светлые компоненты в магнитном поле сохраняют линейную поляризацию и демонстрируют лишь слабую зависимость энергии переходов от величины магнитного поля, что хорошо согласуется с формулами табл. 4.2. Действительно, из этих формул следует, что энергии компонент светлого дублета в магнитном поле в плоскости КТ, зависят от их смешивания с тёмными состояниями, отщепленными на ~ 2 мэВ. Рост смешивания подтверждает также появление в спектре при увеличении магнитного поля линии излучения тёмного экситона. Её интенсивность растёт квадратично с ростом поля, как это ожидается по формулам табл.4.3 из-за роста подмешивания в состояние $J=1$.

Энергия переходов компонент светлого экситона определяются величиной смешивания с тёмными состояниями, отщеплёнными на величину ~ 2 мэВ. Тот факт, что с ростом магнитного поля расщепление компонент дублета уменьшается, хорошо согласуется с тем, что нижнее экситонное состояние смешивается с тёмными сильнее верхнего. Заметный рост обеих компонент тёмного экситона подчёркивает, что они достаточно хорошо смешиваются со светлыми, и что расщепление компонент тёмного экситона в нулевом поле невелико. Это так же показывает, что величина дырочного g -фактора в плоскости близка к нулю, поскольку согласно экспериментальным данным $\mu^2(g_{h\perp} - g_e)^2 B_{\perp}^2 \approx \mu^2(g_{h\perp} + g_e)^2 B_{\perp}^2$ (табл.4.3). Слабая зависимость энергии переходов как светлых, так и тёмных экситонов от величины магнитного поля в плоскости образца показывает, что $\mu g_e B_{\perp} < \delta_0$

§ 4.4 Полярный эффект в нейтральных квантовых точках.

Для оценки полярного эффекта в изучаемых КТ рассмотрим поляризационные свойства излучения экситона в нулевом магнитном поле. В КТ с высокой симметрией (D_{2d} и выше) светлые состояния экситона $J_z = \pm 1$ являются двукратно вырожденными и полярный эффект одинаков для обоих состояний. В изучаемых низкосимметричных КТ электрон-дырочное обменное взаимодействие расщепляет экситонные состояния и делает их неэквивалентными для полярного эффекта. Действительно, только для нижнего уровня светлого экситона энергия понижается с ростом эффективного обменного поля $B_{exch,z} \propto |m_z|$ (рис.4.7).

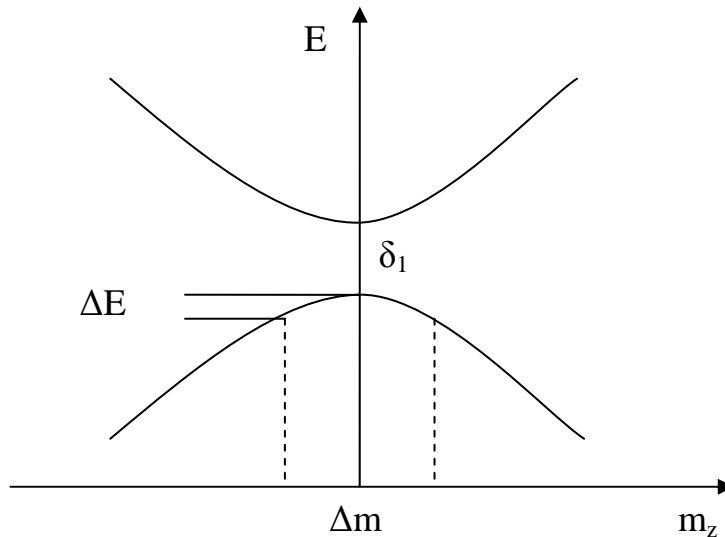


Рис 4.7. Схема энергии экситонных уровней в нулевом магнитном поле с учётом анизотропного электрон-дырочного обменного взаимодействия.

Средняя энергия светлого экситонного перехода для нижнего и верхнего экситонных состояний может быть записана следующим образом :

$$\langle E_{1,G} \rangle = E_0 - \sqrt{(\delta_1/2)^2 + E_{fl}^2 + E_{MP}^2} \quad \text{и} \quad \langle E_{1,E} \rangle = E_0 + \sqrt{(\delta_1/2)^2 + E_{fl}^2}$$

где E_0 - средняя энергия в отсутствие обменного взаимодействия δ_1 - электрон-дырочное обменное расщепление, E_{fl} - вклад в энергию экситона, обусловленный $sp-d$ обменным взаимодействием электронов и дырок с

флуктуациями намагниченности \vec{m} и E_{MP} - вклад обусловленный $sp-d$ обменным взаимодействием вследствие поляронного эффекта.

Наличие намагниченности в момент рекомбинации экситона приводит к частичному преобразованию линейной поляризации в циркулярную из-за нарушения равенства между вкладами $J_z = 1$ и $J_z = -1$ в экситонную волновую функцию.

Поскольку оба направления \vec{m} вдоль оси Oz являются равновероятными для магнитных флуктуаций, то флуктуации намагниченности и поляронный эффект приводят только к деполаризации излучения: линейная поляризация экситонных компонент уменьшается, а циркулярная не появляется.

Формирование ЭМП приводит к появлению дополнительной намагниченности M_p в области волновой функции дырки в направлении, перпендикулярном плоскости КТ, что приводит к росту деполаризации излучения нижней компоненты. Степень линейной поляризации ρ_L , измеренная для нижней и верхней экситонной компоненты в КТ1, составляет примерно 60% и 90% соответственно (рис.4.8). Большая деполаризация основной компоненты связана с дополнительным вкладом в деполаризацию из-за поляронного эффекта.

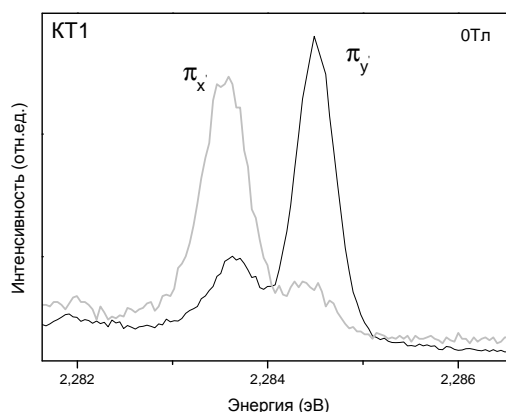


Рис 4.8. Спектр излучения экситона в КТ1 в нулевом поле в двух линейных поляризациях вдоль главных осей $Ox' \parallel [110]$ и $Oy' \parallel [1\bar{1}0]$

Различие в степени линейной поляризации двух компонент отсутствует в биекситонном дублете, частичная деполяризация излучения которого обусловлена влиянием магнитных флуктуаций на энергию экситонов в конечном состоянии перехода

§4.5 Спиновая релаксация и безызлучательная рекомбинация экситонов

С увеличением доли экситонной волновой функции в п/м барьере отношение интенсивностей I_U/I_G верхней $\sigma^-(I_U)$ и нижней $\sigma^+(I_G)$ – энергетических экситонных компонент в спектре излучения уменьшается (рис.4.2, 4.5). Такое поведение противоположно обсуждавшемуся в главе 3 поведению этих компонент в спектре излучения трионов. Как было показано в главе 3, в спектре излучения трионов рост фиолетовой компоненты связан с тем, что для возбуждённого состояния триона с ростом магнитного поля закрывается канал безызлучательной рекомбинации с возбуждением электрона в ионе Mn, который приводит к заметному уменьшению интенсивности излучения в области малых магнитных полей при наличии заселённых состояний Mn с $S_z > -5/2$.

В случае экситонов в нейтральных КТ в малых магнитных полях канал безызлучательной рекомбинации является разрешённым для всех экситонных состояний с $J=1$ и 2 . Он приводит к уменьшению квантового выхода излучения КТ по мере увеличения доли экситонной волновой функции на ионах Mn (доли экситонной волновой функции в полумагнитном барьере). В большом магнитном поле, перпендикулярном плоскости КТ, когда электроны в Mn заполняют только основное спиновое состояние с $S_{Mn,z} = -5/2$, канал безызлучательной рекомбинации с сохранением спина остаётся возможным только для одного спинового состояния с $J_z=+2$ (рис.4.9). Для светлых экситонов с $J_z=\pm 1$ суммарный спин электрона и дырки $S_{z,ex}$ равен нулю, суммарный спин светлого экситона и Mn в исходном состоянии в

сильном магнитном поле равен $-5/2$, в то время как в конечном состоянии (M_n в состоянии T) его минимальное значение равно $-3/2$

Таким образом, в экситоне, в отличие от триона, оба оптически разрешенных σ^+ и σ^- перехода в сильном магнитном поле идут из состояний, для которых безызлучательная рекомбинация запрещена.

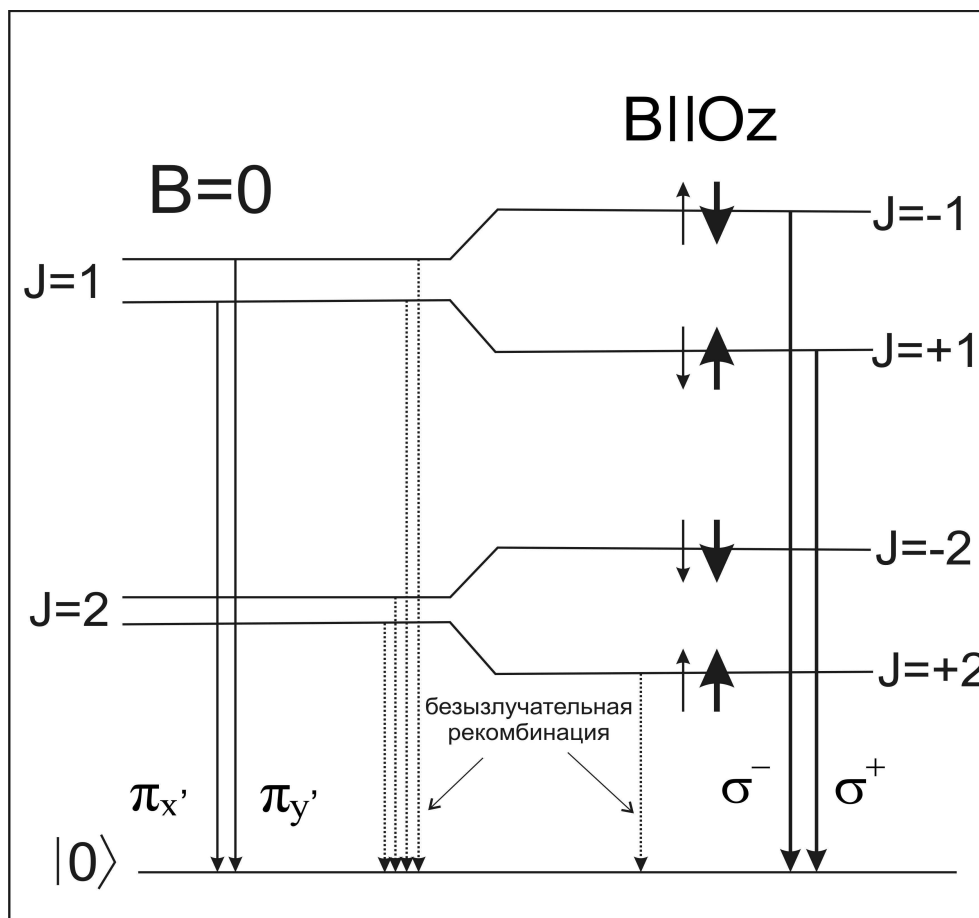


Рис. 4.9 Схема экситонных энергетических уровней в нулевом магнитном поле и сильном (8-10 Тл) магнитном поле в геометрии Фарадея. Короткими стрелками обозначены спиновые состояния электрона $s_z = \pm 1/2$ (тонкие) и тяжёлой дырки $j_z = \pm 3/2$ (толстые); $+1/2, +3/2$ – стрелка вверх, $-1/2, -3/2$ – вниз.

Времена жизни биэкситона и светлого экситона в одиночной КТ в образце №1 были получены из время-разрешённых измерений с временным разрешением ~ 20 пс. На рис.4.10 показаны кривые затухания интенсивности

линии экситона и биэкситона в магнитном поле 5Тл. Измерения показали, что компоненты экситона и биэкситона в пределах погрешности имеют одинаковое время жизни, поэтому на рис. представлены суммарные кривые затухания для экситонных и биэкситонных компонент. Полученные значения времён жизни светлого экситона ($\tau_X \sim 350$ пс) и биэкситона ($\tau_{XX} \sim 140$ пс) близко к времени жизни экситонов и биэкситонов в немагнитных КТ [96].

Следовательно, время релаксации экситонов в нижележащее состояние тёмного экситона в данной п/м п/п структуре остаётся существенно больше времени жизни светлых экситонов, несмотря на появление дополнительных каналов спин-флип рассеяния на ионах Mn, а канал безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn не эффективен из-за малого проникновения экситонной волновой функции в область ZnMnSe барьера.

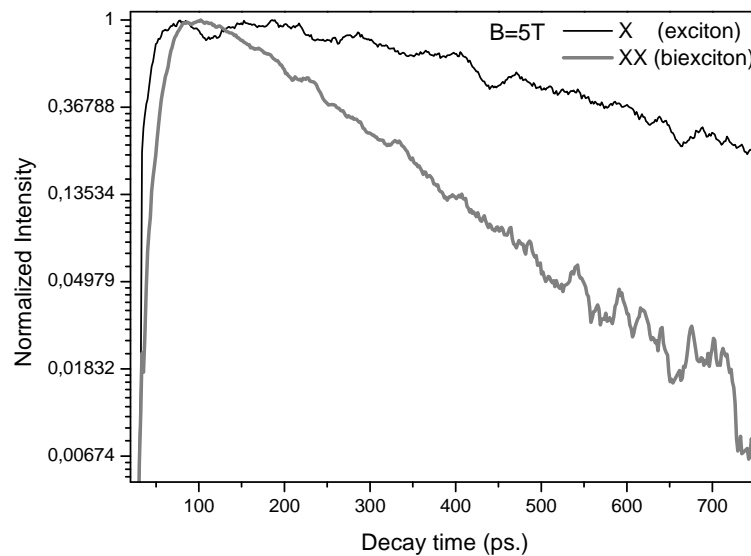


Рис.4.10 Временные зависимости интенсивности линии экситона и биэкситона в магнитном поле 5Тл.

Анализ изменения в магнитном поле σ^+ и σ^- компонент линии излучения нейтрального экситона показывает, что магнитные флуктуации

приводят к ускорению спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями, т.е. вызывают ускорение одновременного спин-флипа электрона и дырки в экситоне. В большом магнитном поле безызлучательная рекомбинация запрещена для обоих оптически разрешённых экситонных переходов и отношение σ^+ и σ^- компонент определяется только временами спиновой релаксации. В случае немагнитных КТ время одновременного спин-флипа электрона и дырки между двумя светлыми состояниями в экситоне заметно меньше чем время релаксации из светлого в тёмное состояние экситона, однако также превышает время излучательной рекомбинации [73], что приводит к практически одинаковой интенсивности экситонных σ^+ и σ^- компонент даже в большом магнитном поле, когда величина Зеемановского расщепления $\Delta = g\mu_B B > kT$.

В изучаемых п/м п/п КТ отношение интенсивностей компонент светлого экситона I_U/I_G заметно меняется в магнитном поле. С учётом пренебрежимо малой спиновой релаксации из «светлого» экситонного состояния в ниже расположенное «тёмное» состояние из отношения интенсивностей компонент светлого экситона I_U/I_G можно получить оценку времени спиновой релаксации между двумя «светлыми» состояниями τ_s :

$$I_U/I_G = (2\exp(-\Delta/kT) + \tau_s/\tau_X) / (2 + \tau_s/\tau_X) \quad (4.11)$$

При $\Delta \gg kT$ отношение I_U/I_G в (4.11) стремится к $I_U/I_G = \tau_s / (2\tau_X + \tau_s)$. На рис. 4.3 видно, что отношение интенсивностей I_U/I_G сильно зависит от плотности оптического возбуждения. Оно уменьшается до тех пор, пока эффективная температура не достигнет температуры гелиевого резервуара.

Таким образом, предполагая, что для минимальной плотности возбуждения выполняется условие $\Delta \gg kT$ (в поле 8Тл $\Delta \approx 1.7$ мэВ), из отношения интенсивностей для этого случая $I_U/I_G \approx 0.14$, $\tau_s/\tau_X \approx 0.32$, получаем : $\tau_s \approx 100$ пс.

Таким образом в образце №1 с долей волновой функции экситона в п/м барьере $\eta \sim 2\%$ наблюдается существенное увеличение спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями. При этом времена

релаксации из светлого в тёмное экситонного состояния по прежнему велики относительно времени излучательной рекомбинации даже в образце №2 с $\eta \sim 4\%$, о чём свидетельствует резкое возрастание интенсивности в магнитном поле σ^+ компоненты (рис 4.5).

Магнитное поле в плоскости КТ (геометрия Фойгта) в отличие от поля, нормального к плоскости КТ, слабо влияет на интенсивность излучения экситонов в нейтральных КТ для обоих образцов (рис.4.6; 4.7). Основная причина заключается в том, что даже сильное магнитное поле $\sim 10-12$ Тл в плоскости КТ не приводит к какому-либо запрету безызлучательной рекомбинации экситонов на всех четырёх уровнях. Это связано с тем, что поле 10-12 Тл еще явно недостаточно для переориентации спина тяжёлой дырки в направлении магнитного поля. Небольшой рост интенсивности излучения тёмных экситонов в магнитном поле, наблюдаемый в геометрии Фойгта, обусловлен, в основном, некоторым увеличением вероятности излучения из тёмных экситонных состояний, $1/\tau_{r,\text{dark}}$ вследствие подмешивания к ним светлых экситонных состояний.

Выводы главы 4:

Исследовано влияние sp-d обменного взаимодействия на тонкую структуру экситонных состояний в нейтральных п/м CdSe/ZnSe/ZnMnSe КТ в условиях, когда величины электрон-дырочного и sp-d обменного взаимодействий одного порядка.

Найдено, что в отсутствие внешнего поля тонкая структура уровней экситона аналогична наблюдаемой в немагнитных CdSe/ZnSe КТ пониженной симметрии, кроме существенно больших ширин линий излучения. В магнитном поле в геометрии Фарадея проявляется ряд отличий: обратная энергетическая последовательность циркулярно поляризованных компонент, сублинейная зависимость от магнитного поля величины

расщепления Зеемановских компонент, сильная зависимость интенсивности излучения от магнитного поля.

Эффективный g -фактор дырки в магнитном поле $B \parallel Oz$ имеет противоположный знак по сравнению с аналогичными немагнитными КТ и достигает значения, достаточного для наблюдения антикроссинга светлых и тёмных экситонных состояний в КТ с низкой симметрией в поле ~ 5 Тл.

Низкая симметрия изучаемых КТ позволяет наблюдать компоненты тёмного экситона, которые резко увеличиваются в интенсивности в магнитном поле, параллельном плоскости КТ.

Найдено, что в КТ с пониженной симметрией магнитные флуктуации приводят к увеличению расщепления линейно поляризованных «светлых» экситонных состояний и их частичной деполяризации в нулевом поле.

В магнитном поле $B \parallel Oz$ взаимодействие носителей с ионами Mn приводит к сильному увеличению спиновой релаксации между двумя «светлыми» экситонными состояниями уже при доле волновой функции экситона в п/м барьере $\eta \sim 2\%$, тогда как релаксация между светлыми и тёмными состояниями остаётся пренебрежимо малой даже при $\eta \sim 4\%$.

Найдено, что увеличение доли проникновения волновой функции носителей в п/м барьер до $\eta \sim 4\%$ приводит к существенному уменьшению квантового выхода излучения экситонов в нейтральных КТ из-за роста скорости безызлучательной рекомбинации с возбуждением ионов Mn.

Глава 5. Безызлучательная рекомбинация

в полумагнитных квантовых точках.

§ 5.1 Анизотропия квантового выхода излучения из ансамбля ZnSe/CdMnSe квантовых точек в магнитном поле.

Атомы Mn внедрённые в решетку II-VI п/п модифицируют их магнитооптические свойства. Sp-d обменное взаимодействие между спинами Mn и электронов (дырок) приводит к модификации энергетической структуры и спиновой релаксации носителей заряда [17]. Кроме того, в п/п с запрещённой зоной E_g , превышающей энергию внутрицентрового электронного перехода в ионах Mn ($E_{Mn} \sim 2.1$ эВ), эти ионы оказываются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации [14, 97].

Магнито-ФЛ исследования п/м п/п КЯ и КТ с $E_g > 2.1$ эВ показали, что квантовая эффективность излучения сильно зависит от величины внешнего магнитного поля: сигнал ФЛ существенно растёт (более чем на порядок величины) в сильном магнитном поле перпендикулярном плоскости КТ [98,99,100,101]. Этот эффект был объяснён в рамках модели спин-зависимой безызлучательной рекомбинации экситонов с возбуждением ионов Mn из основного в возбуждённое состояние [15]. В рамках этой модели предполагается, что переход фотовозбуждённого электрона из зоны проводимости в валентную зону происходит без изменения его спина и что такой переход разрешён только в том случае, когда спин иона Mn также сохраняется. Соответственно, в магнитном поле переход из основного состояния 6A_1 (спин $S=5/2$, проекция $S_z = -5/2$) запрещён, поскольку в возбуждённом состоянии 4T_1 , $S=3/2$ и $|S_z| \leq 3/2$, что приводит к подавлению безызлучательной рекомбинации. Данная модель не принимает в расчёт орбитальный момент дырки и, следовательно, не предполагает зависимости

вероятности процесса безызлучательной рекомбинации от направления магнитного поля.

В данной главе представлены экспериментальные исследования излучения экситонов в ансамбле самоорганизующихся анизотропных CdMnSe/ZnSe КТ в магнитном поле, в которых было найдено, что к сильному подавлению безызлучательной рекомбинации приводит только поле, перпендикулярное плоскости КТ $\mathbf{B} \parallel \mathbf{0z}$ (геометрия Фарадея), в то время как эффект от поля $\mathbf{B} \perp \mathbf{0z}$ (геометрия Фойгта) оказывается незначительным. Данная анизотропия не описывается в рамках предложенных на ранее моделей [15,102]. Для описания обнаруженной анизотропии были проанализированы матричные элементы переходов и получены правила отбора для передачи энергии от экситонов ионам Mn.

На рис.5.1 приведены спектры ФЛ экситонов из ансамбля ZnSe/CdMnSe КТ, записанные в магнитных полях до 11 Тл в геометриях Фарадея и Фойгта. В геометрии Фарадея линия излучения сдвигается в сторону меньших энергий (рис.5.2), при этом ее интенсивность увеличивается больше, чем на порядок (рис.5.3). Такое поведение излучения экситона в продольном магнитном поле характерно для излучения полумагнитных КЯ и КТ с шириной запрещенной зоны, превышающей энергию внутрицентрального перехода (~ 2.15 эВ) из состояния иона Mn 6A_1 в состояние 4T_1 [98,99]. Отношение $I(B)/I(0)$ растёт с уменьшением плотности оптического возбуждения (при мощности возбуждения 1 Вт/см^2 оно достигает 120 раз в поле 11 Тл) (Рис. 5.3). Напротив, в магнитном поле в геометрии Фойгта рост интенсивности мал даже при низкой мощности возбуждения (рис.5.1, 5.3).

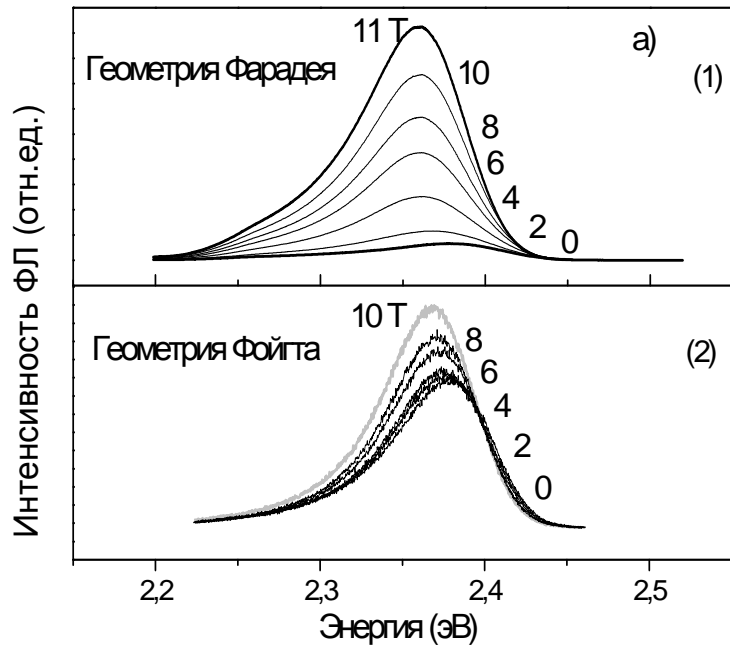


Рис.5.1. Спектр ФЛ CdMnSe/ZnSe КТ в магнитном поле в геометрии Фарадея (а) и Фойгта (б) при плотности мощности лазерного возбуждения $J=40 \text{ Вт/см}^2$

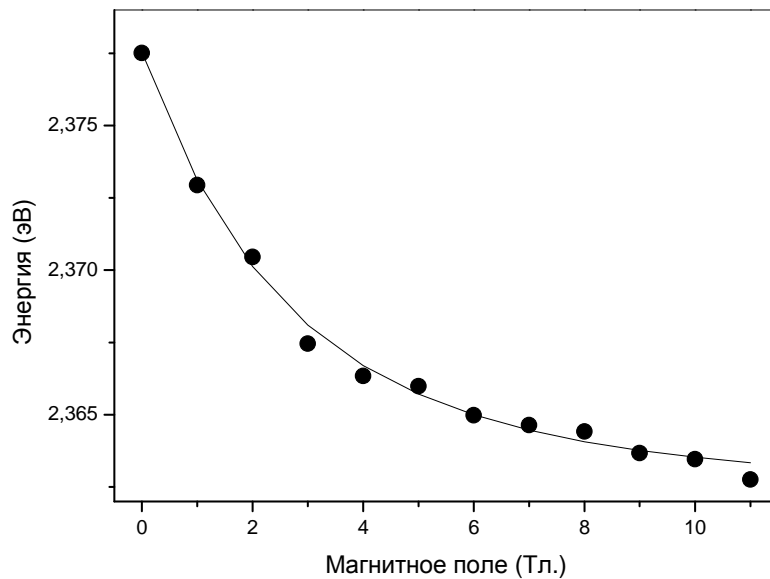


Рис.5.2 Зеemanовский сдвиг максимума линии ФЛ в магнитном поле в геометрии Фарадея при плотности мощности лазерного возбуждения $J= 40 \text{ Вт/см}^2$. Сплошная линия - результат аппроксимации по формуле (11) со значениями параметров: $B_{ex} = 2.6 \text{ Тл}$, $T_{eff} = 7\text{К}$, $E_{mp} = 17 \text{ мэВ}$, $E_0 = 2.39 \text{ эВ}$.

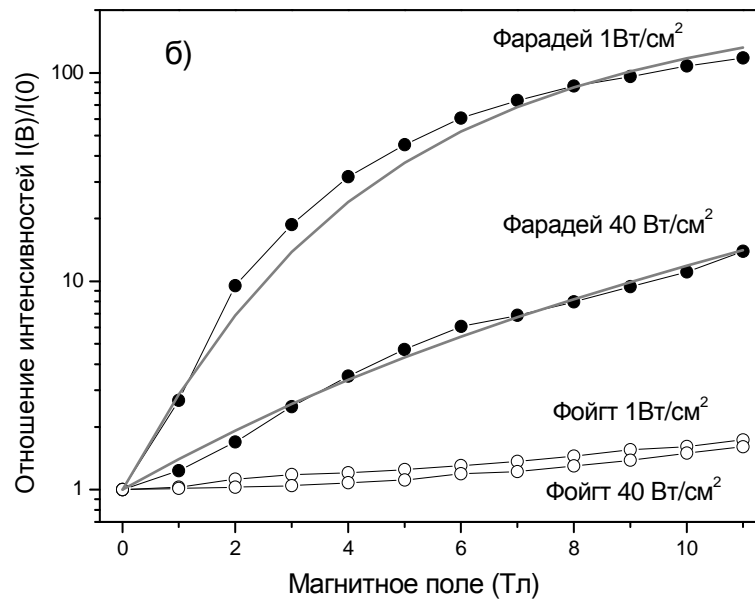


Рис.5.3 Зависимость отношения интенсивностей излучения $I(B)/I(0)$ от величины магнитного поля в геометрии Фарадея и Фойгта. Сплошная линия показывает результаты аппроксимации по формуле (7). Наилучшая аппроксимация получена при $T \approx 2.4K$ для $J=1$ Вт/см², и при $T \approx 6.5K$ для $J=40$ Вт/см². Параметры $N_A \tau_0 W_{1,-3/2} = 7.2 \cdot 10^7$ и $N_A \tau_0 W_{1,-1/2} = 1 \cdot 10^7$ были одинаковыми для обеих кривых.

Рассмотрим процесс безызлучательной рекомбинации с учётом орбитальных моментов электронов в d-оболочке Mn и электронов в валентной зоне и спин-орбитального взаимодействия более подробно.

Основным состоянием электронов в d-оболочке Mn^{2+} в тетраэдрическом кристаллическом поле T_d является состояние 6A_1 с полным спином $S=5/2$ и полным моментом $L=0$. Первое возбуждённое состояние 4T_1 ($S=3/2$) является триплетом, возникающим из 9*4-кратно вырожденного атомного уровня ${}^4G(L=4)$, который в поле кристалла расщепляется на 4 мультиплета. Следующее возбуждённое состояние – это триплет 4T_2 , который находится на ~ 2 мэВ выше по энергии. Спин-орбитальное взаимодействие расщепляет состояния 4T_1 , 4T_2 и 6A_1 на наборы состояний Γ_6 ,

Γ_7 и Γ_8 , однако это расщепление очень мало (< 200 мэВ) и им можно пренебречь.

Рассмотрим систему ион Mn + экситон, локализованный в дисковидной одиночной КТ с невырожденной валентной зоной и характерным размером в плоскости КТ, d , сравнимым с боровским радиусом экситона. Безызлучательная рекомбинация в такой системе, вызванная кулоновским взаимодействием, приводит к исчезновению экситона и возбуждению иона Mn из основного состояния 6A_1 в возбуждённое состояние 4T_1 или 4T_2 со спином $3/2$. Данный переход может сопровождаться испусканием фонона, однако правила отбора по спину определяются только резонансным процессом. Волновая функция d-электронов иона Mn в CdSe обладает симметрией T_d . Поскольку диаметр иона Mn $a_{Mn} \approx 1.8 \text{ \AA}$ значительно меньше, чем характерный размер КТ, дополнительным расщеплением триплета 4T_1 , обусловленным понижением симметрии в КТ, можно пренебречь. Ни орбитальный момент, ни спин в объединённой системе не являются хорошими квантовыми числами из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне и наличия кристаллического поля.

§ 5.2 Матричные элементы безызлучательного перехода.

Гамильтониан для системы ион Mn + экситон в одиночной КТ в нулевом магнитном поле можно записать в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_{Mn} + \hat{H}_{QD} + \hat{V}_{in} \quad (5.1).$$

$\hat{H}_{Mn} = \hat{H}_0 + \hat{V}_d$ - гамильтониан электронов d-оболочки иона Mn, помещённого в поле кристалла симметрии T_d , \hat{H}_0 - гамильтониан электронов d-оболочки свободного иона Mn, который определяется кулоновским взаимодействием электронов d-оболочки с электронами других оболочек и ядром. $\hat{V}_d = \sum_i^5 U(\vec{R}_i)$ - потенциал кристалла, действующий на пять электронов d-оболочки в ионе Mn, \vec{R}_i - координаты d-электронов иона Mn. ($U(\vec{R}_i)$ -

кристаллическое поле, действующее на электрон d-оболочки.) Действие кристаллического поля на d-оболочку учитывается в рамках приближения, в котором действие всего остального кристалла сводится к электростатическому полю, обладающему симметрией точечной группы кристалла в точке нахождения атома Mn. Оно обладает трансляционной симметрией и является одноэлектронным.

Мы можем использовать приближение сильного кристаллического поля [103,104,105], когда поле кристалла $\sum_i^5 U(\bar{R}_i)$ сильнее, чем общее взаимодействие $3d^5$ электронов, входящее в гамильтониан \hat{H}_0 . Тогда волновые функции d-оболочки являются собственными состояниями \hat{H}_{Mn} , а экситонные волновые функции – собственными состояниями кристаллической части гамильтониана \hat{H}_{QD} . В большом магнитном поле $B \parallel Oz$ волновая функция начального состояния «экситон+ион Mn» в основном состоянии 6A_1 в этом приближении является просто произведением волновых функций экситонного состояния $\Psi_{ex}^J = c_{c\sigma}^+ c_{vj} |0\rangle$ и состояния d-оболочки, т.е. описывается проекциями момента экситона J_z и спина иона Mn S_z на ось Oz. Здесь $c_{c\sigma}^+, c_{vj}$ – операторы рождения и уничтожения электронов в зоне проводимости и валентной зоны, соответственно, σ_z, j_z – проекции момента электрона в зоне проводимости и в валентной зоне (для удобства подстрочный символ «z» проекции на ось z в формулах опущен), $J_z = \sigma_z + j_z$ – проекция момента экситона. В конечном состоянии остается только ион Mn в возбужденном состоянии T, который описывается проекцией спина иона Mn – S'_z . Матричный элемент перехода между этими состояниями равен:

$$M_{0i}(J_z, S_z; S'_z) = \langle T_{li}(S'_z) \Psi_0 | \hat{V}_{in} | A_1(S_z) \Psi_{ex}^J \rangle \quad (5.2)$$

В основном состоянии КТ, Ψ_0 , валентная зона заполнена целиком, а зона проводимости и состояния d-оболочки иона пуста. Нижайшее возбужденное состояние в КТ, тяжёлый экситон – это электрон-дырочная

пара, локализованная в КТ, где электрон и тяжёлая дырка находятся на нижнем уровне размерного квантования.

В дисковидной КТ пространственная часть волновых функций электрона в валентной зоне (v) и зоне проводимости (c) имеет вид:

$$\varphi_{v,c}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_{c,v}(\vec{r}) C_{c,v}(\vec{r}_\perp, z) \quad (5.3),$$

где $\vec{r}_\perp = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y$ - часть радиус-вектора в плоскости, $u_{c,v}(\vec{r})$ - периодическая часть соответствующей Блоховской функции, $C_{c,v}(\vec{r}_\perp, z)$ - огибающая функция, V - объём интегрирования.

В приближении сильного кристаллического поля квантовые числа S и S_z по-прежнему характеризуют состояния иона Mn, а L и L_z - нет. Эти квантовые числа должны быть заменены на соответствующие одноэлектронные состояния $|\xi\rangle, |\eta\rangle, |\zeta\rangle, |u\rangle, |v\rangle$, чьи одноэлектронные волновые функции принадлежат T_2 и E представлениям группы симметрии T_d [103,104,105].

Часть оператора взаимодействия, отвечающая за безызлучательную рекомбинацию экситонов: $\hat{V}'_{in} = \sum_{\sigma, \sigma'} \sum_{\mu \neq \nu}^5 (V_{\mu c \nu v} a_{\mu\sigma}^+ c_{c\sigma'}^+ a_{v\sigma} c_{v\sigma'} + h.c.)$,

где $a_{\mu\sigma}^+$ и $a_{v\sigma}$ операторы рождения и уничтожения электронов в d-оболочке.

Пары операторов $c_{c\sigma, v\sigma}^+, c_{c\sigma, v\sigma}$ и $a_{\mu\sigma}, a_{\mu\sigma}^+$ - обладают обычными коммутационными соотношениями. Матричные элементы $V_{\mu c \nu v} = \int \psi_\mu^*(r_1) \psi_c^*(r_2) V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \psi_\nu(r_1) \varphi_v(r_2) dr_1 dr_2$. Здесь $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = e^2 / \epsilon_0 |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, $\psi_\eta(r)$ и $\varphi_v(r)$ - одноэлектронные волновые функции электронов d-оболочки и электронов в КТ, соответственно.

Используя записанные выше волновые функции, можно найти матричные элементы переходов $|A_1(S_z)\Psi_{ex}^1\rangle \rightarrow |T_{li}(S_z')\Psi_0\rangle$, где $i = x, y, z$ обозначает триплетные состояния T_1 , которые преобразуются как x, y, z соответственно под действием группы T_d .

Рассмотрим матричный элемент перехода $|A_1(-5/2)\Psi_{ex}^1\rangle \rightarrow |T_{1i}(-3/2)\Psi_0\rangle$.

Матричные элементы перехода $M_{0i}(1,-5/2,-3/2)$ из нижайшего состояния $|A_1(-5/2)\Psi_{ex}^1\rangle$ в состояния $|T_{1i}(-3/2)\Psi_0\rangle$ определяются выражениями:

$$\mp 1/2 \langle \theta(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_v(\bar{r}_2) \downarrow | V(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) | \nu(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_c(\bar{r}_2) \downarrow \rangle + \sqrt{3}/2 \langle \theta(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_v(\bar{r}_2) \downarrow | V(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) | u(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_c(\bar{r}_2) \downarrow \rangle, \quad (5.4)$$

где $\theta = \xi, \eta$ для $i = x, y$, соответственно. Верхняя формула соответствует $i = x$, а нижняя $i = y$

Матричный элемент для перехода в состояние ${}^4T_{1z}(-3/2)$:

$$1/2 \langle \zeta(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_v(\bar{r}_2) \downarrow | V(\bar{r}_1 - \bar{r}_2) | \nu(\bar{r}_1) \uparrow \varphi_c(\bar{r}_2) \downarrow \rangle, \quad (5.5)$$

Эти матричные элементы показывают, что прямое взаимодействие отвечает за разрешённые безызлучательные переходы с участием светлых экситонов, тогда как обменное взаимодействие приводит к разрешённым переходам с участием тёмных экситонов.

Матричные элементы в выражениях (5.4) и (5.5) можно интерпретировать как рекомбинацию электрон-дырочной пары с одновременным возбуждением одного d-электрона с уровня e на уровень t_2 через прямое кулоновское взаимодействие.

Таким образом, полученные матричные элементы позволяют определить правила отбора для безызлучательного процесса. Для светлых экситонов переходы разрешены, когда $S'_z = S_z$, что совпадает с найденным ранее в работах [15,102]. Следовательно, переходы с участием светлого экситона ($J=1$) и иона Mn в нижайшем состоянии с $S_z=-5/2$ ($|A_1(-5/2)\Psi_{ex}^1\rangle \rightarrow |T_{1i}(S'_z)\Psi_0\rangle$) являются запрещёнными, тогда как переходы со следующего уровня иона Mn $S_z=-3/2$ ($|A_1(-3/2)\Psi_{ex}^1\rangle \rightarrow |T_{1i}(-3/2)\Psi_0\rangle$) – разрешены.

Для тёмного экситона с $J_z = \pm 2$ безызлучательные переходы разрешены, когда $S'_z = S_z \pm 1$. Соответственно, для экситона с $J_z = -2$ безызлучательный переход из состояния $A_1(-5/2)$ запрещён, а для $J_z = +2$ разрешён (рис 5.4).

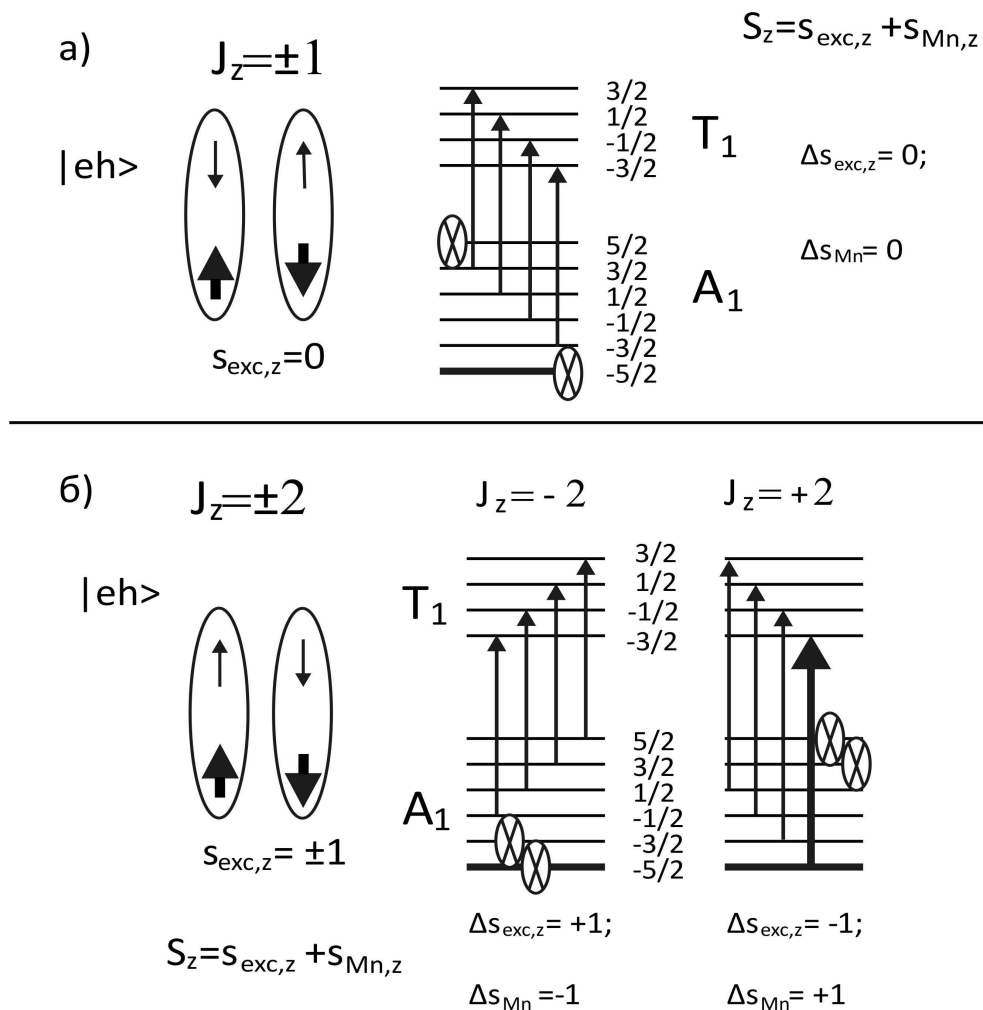


Рис.5.4 Схема процесса безызлучательной рекомбинации эксимера с возбуждением иона Mn из состояний 1A_6 ($s_{Mn} = 5/2$) в возбуждённые состояния 4T_1 ($s_{Mn} = 3/2$) для «светлых» (а) и «тёмных» (б) эксимеров. Безызлучательная рекомбинация эксимеров с возбуждением иона Mn из основного состояния 6A_1 с $s_{z,Mn} = -5/2$ запрещена для светлых эксимеров (с $J_z = +1$ и -1) и для тёмных эксимеров с $J_z = -2$ и разрешена только для тёмных эксимеров с $J_z = +2$.

Правила отбора для безызлучательной рекомбинации, т.е. правила, согласно которым матричные элементы (2) равны или не равны нулю, могут быть получены из весьма общих соображений. В силу слабого спин-орбитального взаимодействия в ионах Mn начальное и конечное состояние иона в кристаллическом поле характеризуется спином и его проекцией при условии, что магнитное поле достаточно для выстраивания спинов Mn ($g_{Mn} \mu_B B > kT$). Орбитальный момент электронов d-оболочки и его проекция

перестают быть хорошими квантовыми числами под действием кристаллического поля. С другой стороны, в сильном магнитном поле $B \parallel Oz$ состояния тяжёлой дырки наряду с определенной проекцией момента $j_z = \pm 3/2$ характеризуются и определенной проекцией спина s_z (для лёгкой дырки $|\pm 1/2\rangle$ это утверждение уже не верно). Поскольку центральное кулоновское взаимодействие между электронами валентной зоны и d-электронами марганца не смешивает состояний с разными S_z , то правила отбора для безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных комплексов в КТ определяются равенством S_z в начальном и конечном состояниях. Важно отметить, что безызлучательная рекомбинация возможна только благодаря p - d взаимодействию локализованных электронов d-оболочки Mn с делокализованными электронами валентной зоны, так как в этом случае кулоновские интегралы перехода не равны нулю благодаря подмешиванию нечётных состояний валентной зоны к чётным состояниям $3d^5$ -оболочки Mn [93].

Таким образом, рост интенсивности ФЛ светлых экситонов в CdMnSe КТ с ростом магнитного поля в геометрии Фарадея является результатом релаксации ионов Mn в состояние с $S_z = -5/2$. Магнитное поле в плоскости КТ смешивает светлые и тёмные экситонные состояния. Подмешивание состояния $J = 2$ к основному состоянию $J = 1$ является основной причиной коротких времён безызлучательной рекомбинации, наблюдаемой в геометрии Фойгта.

§ 5.3 Анизотропия квантового выхода: сравнение с экспериментом.

Магнитное поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Oz}$ быстро опустошает возбуждённое спиновое состояние светлого экситона $J_z = -1$ в КТ. Время жизни состояния $J_z = 1$ может быть записано в виде [98]:

$$1/\tau = 1/\tau_A + 1/\tau_0 \quad (5.6),$$

где τ_0 и τ_A - времена излучательной и безызлучательной рекомбинации экситона, соответственно. Интенсивность ФЛ экситона определяется отношением:

$$\frac{I(B)}{I(0)} = \frac{1}{1 + (\tau_0 / \tau_{NR})} \quad (5.7),$$

Скорость безызлучательной рекомбинации зависит от В как:

$$1/\tau_{NR} = N_A \sum_{J,S} W_{J,S} p_{ex}^J(B) p_{Mn}^S(B), \quad (5.8)$$

где вероятности безызлучательного перехода из основного состояния системы «экситон+ ион Mn» ($J_z = 1, S_z = -5/2$) в конечное состояние ($J = 0, S_z' = \pm 3/2, \pm 1/2$) равна $W_{J,S} \propto \sum_i |M_{0i}(J_z, -5/2, S_z)|^2$. Здесь $p_{ex}^J(B)$ и $p_{Mn}^S(B)$ - вероятности заселённости соответствующих состояний экситона и иона Mn, $N_A = xN_0V_{eff}$ - число ионов Mn в эффективном объёме V_{eff} . Вероятность произвольного иона Mn занять энергетический уровень $A_1(S_z)$ определяется выражением: $p_{Mn}^S = e^{-\lambda S} / Q_{Mn}$ (5.9)

$$\text{где } Q_{Mn} = \frac{\sinh(3\lambda)}{\sinh(\lambda/2)}, \quad \lambda = \frac{g_{Mn} \mu_B B}{kT}.$$

Вероятность p_{ex}^J может быть выражена следующим образом:

$$p_{ex}^J(B) = \frac{1}{Q_{ex}} \exp\left(\frac{-\Delta E_Z(J)}{kT}\right), \quad Q_{ex} = \sum_J p_{ex}^J, \quad (5.10),$$

$\Delta E_Z(J_z) = |E_Z(J_z) - E_0|$ - абсолютное значение сдвига экситонной линии, E_0 - позиция линии при $B = 0$. Значение $\Delta E_Z(J_z)$ может быть найдено из сдвига экситонной линии в спектре ФЛ, показанном на рис. 5.2.

Величина спектрального сдвига максимума сигнала ФЛ описывается выражением [9,13]: $E_z(J_z) - E_0 = -\vec{B}_{ex} \vec{M}(B_{ex}, T_{eff}) V_{eff}$, (5.11)

где $\vec{B}_{ex} = \vec{B}_{ex}^e + \vec{B}_{ex}^h$ - эффективное обменное поле экситона, описывающее его обменное взаимодействие с ионами Mn локализованными в объёме V_{eff} .

$\vec{B}_{ex}^e = \alpha \vec{\sigma}_z / (2V_{eff})$, $\vec{B}_{ex}^h = -\beta \cdot \vec{j}_z / (3V_{eff})$ - обменные поля электрона и дырки, α и β - константы обменного взаимодействия электрона и дырки [17].

Намагниченность \vec{M} определяется выражением:

$$\bar{M}(B, T_{eff}) = -5/2 \cdot x_{eff} N_0 B r_{5/2} (5 g_{Mn} \mu_B B / 2 k T_{eff}) \bar{B} / B \quad (5.12)$$

$T_{eff} = T + T_0$, где температура T_0 появляется из-за антиферромагнитного взаимодействия между ионами Mn [17].

Аппроксимация спектрального сдвига максимума сигнала ФЛ по формуле (5.11) представлена на рис.5.3. Для аппроксимации были использованы четыре подгоночных параметра: $T_{eff}, E_0, B_{ex}, E_{mp} = -B_{ex} M(B_{ex}, T_{eff})$.

Параметр E_{mp} обозначает энергию связи ЭМП в нулевом магнитном поле.

Из-за достаточно быстрой спиновой релаксации экситонов в ПМ ПП структурах, большинство светлых экситонов релаксирует в нижайшее состояние уже в поле $B < 1$ Т. Таким образом, мы можем положить $p_{ex}^{(+1)}(B) = 1$ и $p_{ex}^{(-1)}(B) = 0$. Если в уравнении (5.10), оставить только два члена, соответствующих переходам ионов Mn из состояний A_1 с $S_z = -3/2$ и $-1/2$, то: $1/\tau_A \approx N_A W_{1,-3/2} P_{Mn}^{-3/2} + N_A W_{1,-1/2} P_{Mn}^{-1/2}$.

Рис.5.3 демонстрирует хорошую аппроксимацию экспериментально наблюдаемого роста ФЛ в геометрии Фарадея, полученную из уравнения (7). Три подгоночных параметра T , $N_A \tau_0 W_{1,-3/2}$ и $N_A \tau_0 W_{1,-1/2}$ использовались для аппроксимации экспериментальных данных. Последние два параметра выбирались одинаковыми для обеих кривых.

На рис.5.5 показана степень поляризации излучения в геометриях Фарадея и Фойгта. В геометрии Фарадея сигнал ФЛ сильно циркулярно поляризован в магнитном поле выше 2 Тл, тогда как в геометрии Фойгта сигнал остаётся почти неполяризованным: спектр демонстрирует слабую линейную поляризацию $P_l = (I_{\perp} - I_{\parallel}) / (I_{\perp} + I_{\parallel})$, которая не превышает значения 0.2. Здесь I_{\perp} и I_{\parallel} интенсивности ФЛ, поляризованной перпендикулярно и параллельно направлению магнитного поля, соответственно. Низкая степень линейной поляризации является следствием значительного расщепления уровней лёгких и тяжёлых дырок в рассматриваемых дискообразных КТ из-за упругого напряжения и сильного размерного квантования. Заметная

линейная поляризация появляется только в большом магнитном поле, достаточном для смешивания состояний тяжёлой и лёгкой дырок [106].

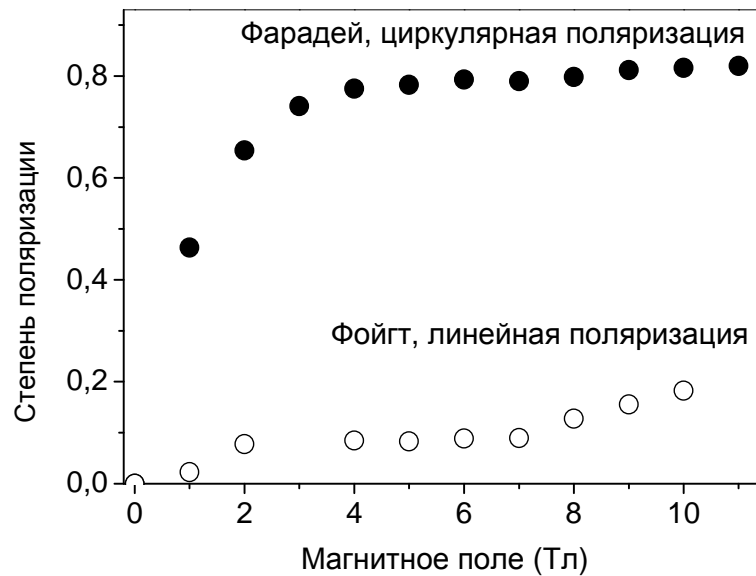


Рис.5.5. Степень поляризации излучения в геометрии Фарадея и Фойгта, при $J = 20 \text{ Вт/см}^2$

В поле $B \perp 0z$ линейная поляризация излучения экситонов не превышает 20% в максимальном поле 11 Тл (Рис.5.5). Это означает, что используемое магнитное поля недостаточно для изменения направления оси квантования тяжелой дырки; оно лишь ведёт к смешиванию состояний светлого и тёмного экситона. Нижайшее экситонное состояние состоит из смеси светлого и тёмного экситона с $J_z = \pm 1, \pm 2$. Подмешивание тёмной компоненты $J = 2$ к основному состоянию экситона приводит к усилению безызлучательной рекомбинации в геометрии Фойгта.

Таким образом, рост $I(B)$ в геометрии Фарадея определяется расщеплением состояний спина M_n , тогда как в геометрии Фойгта он связан в основном с уменьшением доли тёмной компоненты $J = 2$ с ростом магнитного поля. Сильная зависимость расщепления лёгкой и тяжёлой дырки от толщины КТ выражается в сильной дисперсии темпа безызлучательной рекомбинации.

Выводы главы 5 :

Исследования излучения экситонов в ансамбле CdMnSe/ZnSe КТ в магнитном поле в геометрии Фарадея и Фойгта выявили сильную зависимость квантовой эффективности экситонного излучения от направления внешнего магнитного поля. Найдено, что магнитное поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{Oz}$ гораздо слабее влияет на квантовую эффективность излучения (увеличение интенсивности не превышает 1.5 раза), чем магнитное поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Oz}$, в котором наблюдается рост интенсивности излучения до двух порядков величины. Такое поведение не описывается моделями, предложенными ранее [15, 102].

Детальный анализ правила отбора для передачи энергии от экситонов ионам Mn^{2+} при безызлучательной рекомбинации показал, что безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона Mn разрешена при условии сохранения проекции суммарного спина системы «экситон + ион Mn» на ось Oz.

Из этого условия следует, что в сильном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Oz}$ запрещены безызлучательные переходы с участием светлого экситона ($J_z = \pm 1, s_z = 0$) и тёмного экситона с $J_z = -2, s_z = -1$, и только переходы с участием тёмного экситона ($J_z = +2, s_z = +1$) - остаются разрешенными.

Поэтому в сильном магнитном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Oz}$, когда заселённость состояний иона Mn 6A_1 с $S_z \neq -5/2$ экспоненциально падает, происходит подавление безызлучательной рекомбинации светлых экситонов, что приводит к сильному росту интенсивности ФЛ.

В поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{Oz}$ безызлучательная рекомбинация остается разрешённой из-за смешивания экситонных состояний, в результате которого спин дырки перестаёт быть хорошим квантовым числом. Небольшое увеличение интенсивности излучения в сильном поле $\mathbf{B} \perp \mathbf{Oz}$ связано с частичным поворотом оси квантования экситонов в направлении магнитного поля, о чём свидетельствует монотонное увеличение линейной поляризации излучения до 20% в поле 10 Тл.

Глава 6. Экситонные магнитные поляроны в квантовых ямах типа II ZnMnSe/ZnSSe

В данной главе исследуется влияние $sp-d$ обменного взаимодействия на электрон-дырочную систему в ZnMnSe/ZnSSe гетероструктурах с КЯ типа II, в которых электроны и дырки пространственно разделены: электроны локализованы в немагнитных ZnSSe КЯ, а дырки в п/м ZnMnSe КЯ [79].

Такое разделение фотовозбуждённых электронов и дырок в структурах с широкими КЯ приводит к тому, что перекрытие их волновых функций становится слабым. Это приводит к увеличению времён излучательной и безызлучательной рекомбинации экситонов, что позволяет исследовать динамику образования ЭМП в квазиравновесных условиях [20].

В работах [20,107,108] было найдено, что в п/м п/п гетероструктурах в спектрах ФЛ доминируют две линии экситонного излучения. В асимметричных КЯ CdMgTe-CdTe-CdMnTe только нижняя по энергии линия излучения была отнесена к ЭМП, тогда как верхняя линия была приписана экситону локализованному в КЯ [107]. В КЯ ZnSe/ZnMnSe верхняя по энергии линия была объяснена излучением свободного экситона, а низкоэнергетическая – излучением ЭМП, в котором электроны локализованы в немагнитном слое ZnSe, а дырки в п/м ZnMnSe [108]. В КЯ типа II ZnMnSe/ZnSSe, [20] верхняя по энергии (I_{ex}), была объяснена излучением электрон-дырочных пар (экситонов) локализованных немагнитным образом, а нижняя (I_{mp}) – приписана излучению ЭМП.

§ 6. 1. ЭМП в ZnMnSe/ZnSSe КЯ при непрерывном возбуждении.

Исследуемые образцы ZnMnSe/ZnSSe содержат 10 % (образец **A**) и 16% (образец **B**), атомов магнитной примеси соответственно, в результате чего наблюдается существенное различие в свойствах исследуемого ЭМП.

§ 6. 1. 1. Излучение из ZnMnSe/ZnSSe КЯ при вариации температуры, плотности возбуждения и во внешнем магнитном поле

На рис.6.1 приведена серия спектров ФЛ в нулевом магнитном поле для образца **A** в зависимости от температуры в диапазоне 2-12К.

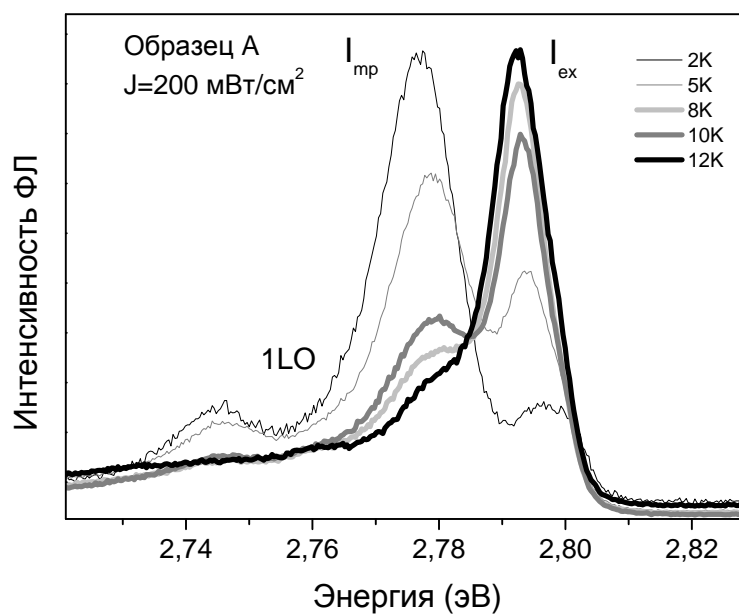


Рис.6.1 Спектры излучения $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se[8nm]/ZnS_{0.16}Se_{0.84}[18nm]$ (образец №1) в области температур 2-12 К при плотности оптического возбуждения $J=200 \text{ мВт/см}^2$.

При малой плотности возбуждения ($J=200 \text{ мВт/см}^2$) в спектрах наблюдается три линии. Наиболее коротковолновая линия - I_{ex} , приблизительно на 20 мэВ ниже находится линия I_{mp} . Кроме того, в спектре наблюдается линия, расположенная ниже линии I_{mp} на величину энергии, совпадающей с энергией продольного оптического фонона (1LO), которая для данного материала составляет $\approx 32 \text{ мэВ}$. В сериях по температуре, плотности мощности или магнитному полю энергетический промежуток между этой линией и линией I_{mp} сохраняется, поэтому её следует отнести к фоновому повторению линии I_{mp} . Такой же энергетический промежуток между линиями I_{mp} и LO наблюдается и в образце **B**, а у линии I_{ex} фоновое повторение отсутствует в обоих образцах.

В работе [20] линия I_{ex} объяснена рекомбинацией экситона локализованного немагнитным образом, а линия I_{mp} – излучением ЭМП. Такая интерпретация линий основана на резкой переигровке интенсивностей линий с ростом температуры: линия I_{mp} , расположенная на 20 мэВ краснее линии I_{ex} , почти полностью исчезает из спектра уже при 10-12 К (рис.6.1), что хорошо согласуется с гипотезой термического разрушения ЭМП, обусловленного деполяризацией спинов ионов Mn [109].

Аналогичное изменение спектра ФЛ с ростом температуры наблюдается в образце **В** с концентрацией Mn 16%, (рис.6.2). В низкотемпературном спектре при умеренных мощностях возбуждения (до 100 Вт/см^2) доминирует линия I_{mp} . Однако при повышении температуры до 12 К линия I_{mp} полностью гаснет, и вместо неё возгорается пик I_{ex} .

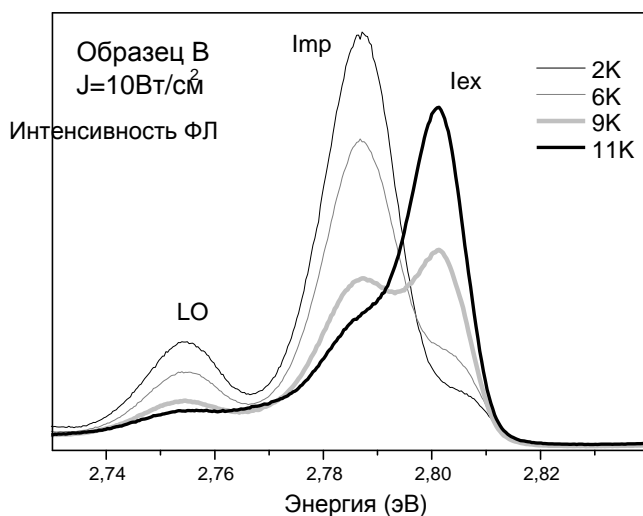


Рис.6.2 Спектры излучения $\text{Zn}_{0.9}\text{Mn}_{0.16}\text{Se}[18\text{нм}]/\text{ZnS}_{0.16}\text{Se}_{0.84}[8\text{нм}]$ (образец **В**) в области температур 2-11 К при плотности оптического возбуждения $J=10 \text{ Вт/см}^2$.

Из анализа спектров излучения, приведённых на рис 6.1 и 6.2 можно предположить, что интегральная интенсивность ФЛ в рассматриваемом диапазоне температур (2-12 К) для обоих исследуемых образцов слабо

зависит от температуры. Основным эффектом увеличения температуры является перераспределение интенсивности в пользу более высокоэнергетичного пика I_{ex} , причём данный эффект качественно одинаков для обоих образцов.

Таким образом, при повышении температуры до 12 К наблюдается практически полное исчезновение локализации магнитного характера для экситонов, которая определяет сдвиг линии I_{mp} по отношению к I_{ex} . Обычными механизмами немагнитной локализации в изучаемых структурах являются локализация экситонов на флуктуациях состава твёрдых растворов и ширины КЯ, а также связывание экситона на примесях.

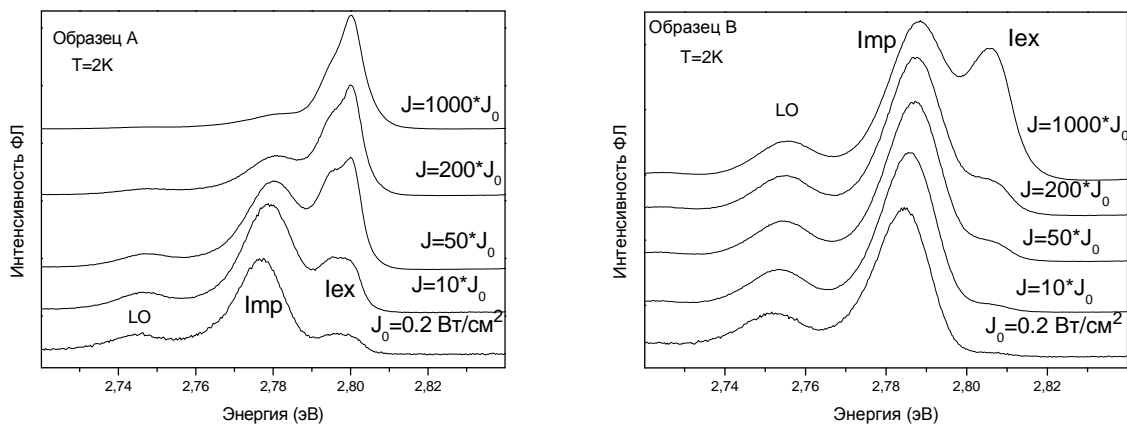


Рис.6.3 Спектры излучения образца **А** (а) и **В** (б) при $T=2K$ в диапазоне оптических накачек от $J=0.2 \text{ Вт/см}^2$ до $J=200 \text{ Вт/см}^2$.

На рис.6.3 приведена серия спектров ФЛ по плотности мощности в одинаковом диапазоне мощностей (от 0.2 Вт/см^2 до 200 Вт/см^2) для обоих исследуемых образцов. Видно, что соотношение интенсивностей линий в серии по плотности сильно отличается для двух образцов. В образце **А** (10% Mn) при изменении накачки на три порядка величины соотношение интенсивностей линий существенно переигрывается и при больших плотностях возбуждения наблюдается насыщение линии ЭМП. В образце **В** (16% Mn) линия ЭМП доминирует во всем представленном диапазоне

оптических накачек, и её насыщения не происходит. Только при увеличении плотности накачки ещё на 2 порядка наблюдается та же картина, что и в образце **A** – в спектре доминирует линия I_{ex} , а линия ЭМП насыщается. Таким образом, соотношение интенсивности линий I_{mp} и I_{ex} зависит не только от плотности мощности накачки и температуры, но и от доли магнитной примеси в слое ZnMnSe. Наблюдаемое насыщение интенсивности ЭМП указывает на наличие ограничения количества центров магнитной локализации дырок в п/м слое ZnMnSe, особенно ярко это проявляется в образце **A** с меньшим количеством магнитной примеси.

На рис.6.4 показано изменение спектров излучения в образце **A** в магнитном поле, нормальном к плоскости КЯ, при $T=2$ К и плотности возбуждения $J=1$ Вт/см². С включением магнитного поля оба основных пика ФЛ становятся практически полностью σ^+ поляризованными (уже в поле 1 Тл степень поляризации составляет 99%) и сдвигаются в сторону меньших энергий, демонстрируя эффект гигантского зеемановского расщепления экситонных уровней, характерный для п/м структур. Поскольку линии оказываются сильно поляризованными уже в малом поле, то на рис.6.4 приведены зависимости без измерения поляризации, которые полностью совпадают с σ^+ поляризованным спектром. Величины сдвигов двух основных линий оказываются разными, нижний пик с ростом поля сдвигается медленнее (в поле $B=2$ Тл сдвиг линии I_{mp} составляет 10 мэВ, а линии I_{ex} – 20 мэВ), и в большом поле линии I_{ex} и I_{mp} в спектре сливаются в одну. Подробная серия по магнитному полю в области магнитных полей 0-2 Тл (рис.6.4б) позволяет сделать вывод, что с ростом магнитного поля в спектре начинает доминировать линия немагнитного экситона I_{ex} уже при 2 Тл.

На рис. 6.4а видно также, что магнитное поле приводит к резкому возрастанию интенсивности излучения. Аналогичный резкий рост интенсивности (в 20-30 раз) наблюдается в образце **B** (рис.6.5).

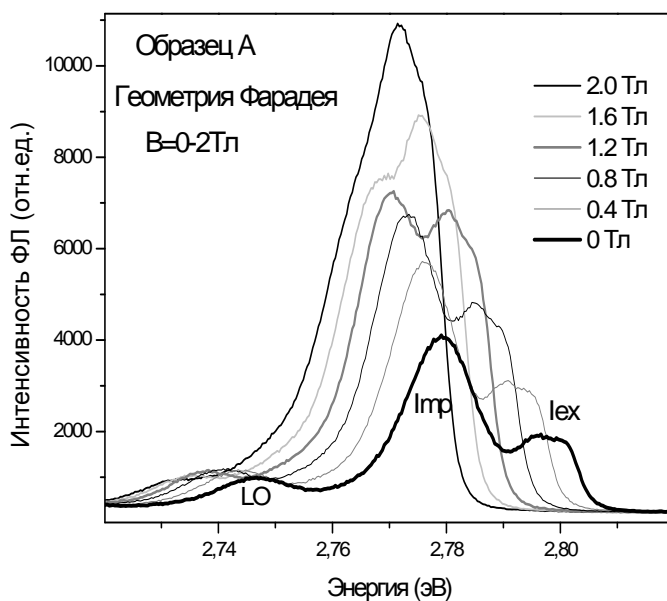
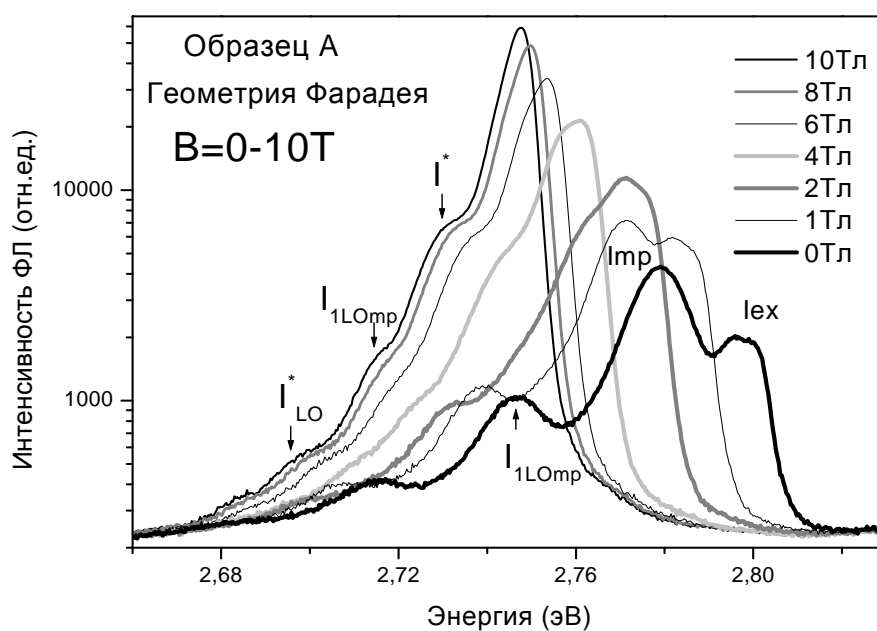


Рис.6.4 Спектры излучения образца А в магнитном поле в геометрии Фарадея в диапазоне полей 0-10Тл (а) и в диапазоне 0-2Тл (б) . В большом магнитном поле возгорается дополнительная линия I^* , также имеющая фононную реплику I_{LO}^* . Природа этой линии в работе не рассматривается, однако она учитывается при аппроксимации отношения интенсивностей $S=I_{I_{LOmp}}/I_{imp}$.

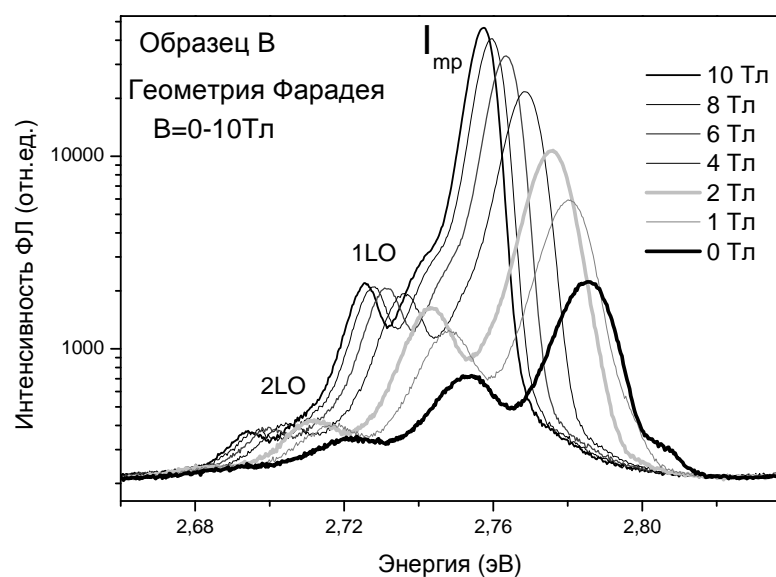


Рис.6.5 Спектры излучения образца **В** в зависимости от магнитного поля в геометрии Фарадея в диапазоне полей 0-10 Тл. В отличие от образца **А** в серии по полю наблюдается только один бесфонный пик I_{mp} , а также его фонные повторения 1LO и 2LO.

В образце **В** в серии спектров по магнитному полю в геометрии Фарадея в диапазоне 0-10 Тл при $J=1$ Вт/см² наблюдается только одна основная линия, а также её фонные повторения. В нулевом поле эта линия соответствует линии I_{mp} , а наличие в спектре во всём рассматриваемом диапазоне магнитных полей линии фонных повторений позволяет сделать вывод, что и в магнитном поле доминирует линия I_{mp} , поскольку интенсивность линии фонного повторения от I_{ex} должна быть пренебрежимо мала.

Спектры излучения образцов **А** и **В** в магнитном поле в геометрии Фойгта при $J=1$ Вт/см² приведены на рис. 6.6. В обоих образцах с ростом поля наблюдается красный сдвиг линий ФЛ и рост интенсивности излучения. Наблюдаемый энергетический сдвиг и рост интенсивности линий оказываются заметно меньшими, чем в геометрии Фарадея.

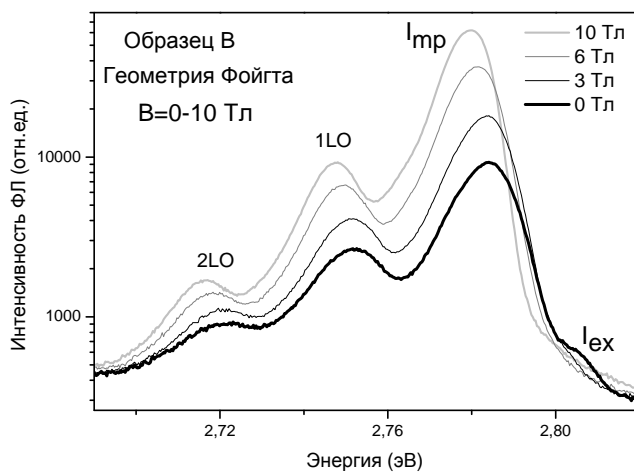
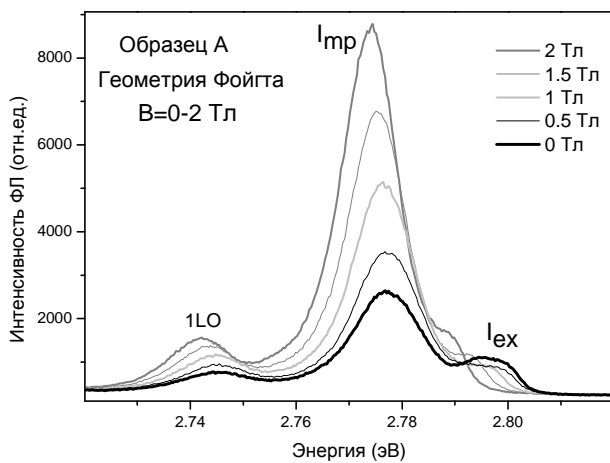
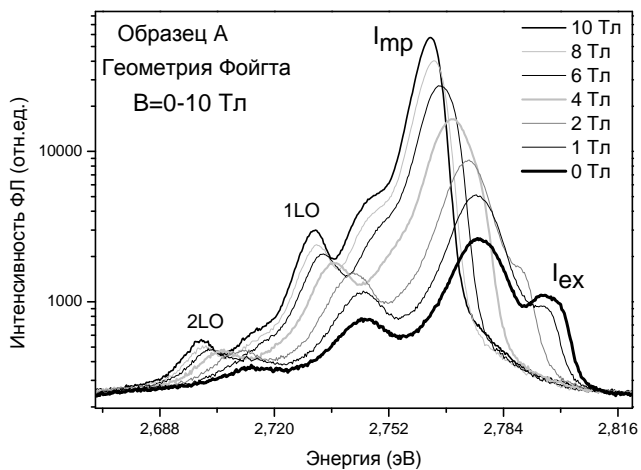


Рис 6.6 Спектры излучения в магнитном поле в геометрии Фойгта образца **А** в диапазоне 0-10Тл (а) и 0-2Тл (б) и образца **В** в диапазоне 0-10Тл (в).

На рис.6.6б представлено поведение спектров излучения в образце **A** в диапазоне магнитных полей 0-2 Тл в геометрии Фойгта. Видно, что эволюция спектра существенно отличается от наблюдаемой в аналогичном диапазоне полей в геометрии Фарадея (рис.6.4б). Так, в геометрии Фойгта линия I_{ex} так же, как и геометрии Фарадея, сдвигается с ростом поля быстрее линии I_{mp} , но доминирует в спектре линия I_{mp} , что подтверждается и наличием во всём диапазоне полей 0-10 Тл сильной линии фононного повторения, характерной для ЭМП (рис.6.6а). В образце **B** (рис.6.6в) наблюдается та же картина – линия I_{mp} доминирует и линия фононного повторения остаётся сильной во всём рассматриваемом диапазоне магнитных полей.

§ 6. 1. 2 Размер области дырочной локализации и интенсивность фононной реплики от магнитного поля.

Процесс излучательной рекомбинации экситона может сопровождаться одновременным испусканием продольного оптического фонона. Поэтому, помимо бесфононной линии, в спектре экситонной ФЛ наблюдаются также линии, сдвинутые в сторону меньших энергий относительно бесфононной линии на величину одного, двух и т.д. оптических фононов (рис.6.6). Вероятность рекомбинации с испусканием фононов зависит от размера области локализации экситона и структуры волновой функции [110]. Поэтому из зависимости отношения интенсивностей фононного повторения и бесфононной компоненты излучения ЭМП можно получить информацию о влиянии магнитного поля на радиус локализации ЭМП.

Для анализа влияния внешнего магнитного поля на локализованные экситонные состояния рассмотрим изменение в магнитном поле соотношения интенсивностей бесфононной линии ЭМП (I_{mp}), и её первой фононной реплики I_{1LOmp} , расположенной на $E_{ph} = 32$ мэВ ниже линии I_{mp} (рис. 6.4-6.6). Отношение интенсивностей $S = I_{1LOmp}/I_{mp}$ для двух образцов в обеих конфигурациях магнитного поля приведено на рис 6.7.

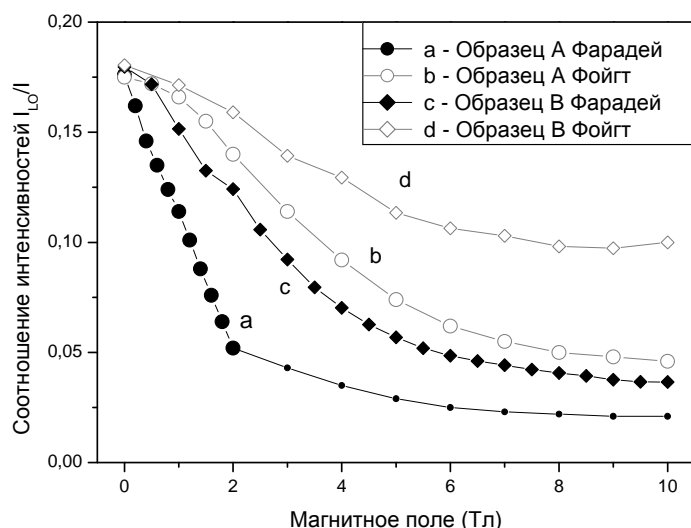


Рис 6.7 Фактор Хуанга-Риса - отношение интенсивностей однофононного пика I_{LO} и бесфононного пика I_{mp} ($S=I_{LOmp}/I_{mp}$) для двух образцов в обеих конфигурациях магнитного поля. Для определения параметра S в образце **А** в геометрии Фарадея в диапазоне полей 2-10 Тл использовались результаты аппроксимации (кривая «а», маленькие кружки)

В образце **А** в геометрии Фойгта и в образце **В** в обеих конфигурациях магнитного поля линия фононного повторения наблюдается во всём диапазоне магнитных полей (рис.6.6) и отношение интенсивностей $S=I_{LOmp}/I_{mp}$ прослеживается достаточно хорошо.

В геометрии Фарадея в образце **А** в диапазоне полей 2-10 Тл линия I_{mp} сливается с доминирующей линией I_{ex} . Фононная реплика I_{LOmp} затухает с ростом магнитного поля и наблюдается в спектре в виде слабого низкоэнергетического «плеча» (рис.6.4а). Для оценки отношения интенсивностей S в этом случае использовалась аппроксимация спектра излучения пятью гауссианами (I_{ex} , I_{mp} , I_{LOmp} , а также дополнительной линии, возгорающейся в магнитном поле I^* , и её фононного повторения I^*_{LO} , рис. 6.4а). Отношение интенсивностей S уменьшается с ростом поля (рис. 6.7), однако даже в большом поле оно превышает отношение $S_{ex}=I_{LOex}/I_{ex}$ для линии I_{ex} , у которой фононная реплика пренебрежимо мала во всём рассматриваемом диапазоне магнитных полей [111].

В работе [112] было найдено, что интенсивность n -ной фононной реплики определяется выражением : $I_n = e^{-S} (S^n / n!)$ (6.1)

где S - фактор Хуанга-Риса - параметр, определяющий вероятность рассеяния с испусканием фонона. Из (6.1) следует, что $S = I_1 / I_0$ - определяет отношение интегральных интенсивностей первой фононной реплики к бесфононной линии.

Зависимость параметра S от радиуса локализации дырки в полумагнитном слое согласно работе [113] фактор Хуанга-Риса может быть записан в виде : $S \sim \sum_q |V_q|^2 \cdot |\rho_q|^2$ (6.2)

V_q -коэффициент взаимодействия между свободными носителями и фононами, $|V_q|^2 \sim \frac{1}{q^2}$ (6.3) , q – волновой вектор LO-фонона , ρ_q - фурье-образ

зарядовой плотности : $\rho_q = \int d\vec{r} |F(\vec{r})|^2 e^{i\vec{q}\vec{r}}$ (6.4)

$F(\vec{r})$ – волновая функция экситона.

Из условия нормировки огибающей: $\int d\vec{r} |F(\vec{r})|^2 = 1$ следует, что квадрат модуля огибающей волновой функции экситона обратно пропорционален объёму локализации экситона: $|F(\vec{r})|^2 \sim \frac{1}{V}$

Поскольку сильная фононная реплика наблюдается только у линии ЭМП, а у линии немагнитного экситона фононная реплика для исследуемого материала пренебрежимо мала [111], то сила экситон-фононного взаимодействия определяется локализацией дырки в п/м слое ZnMnSe. Согласно работе [113] величина S слабо зависит от расстояния между электроном и дыркой в экситоне. Поэтому для огибающей волновой функции мы можем рассматривать экситон как электрон-дырочную пару, и для оценки S рассмотреть отдельно волновую функцию дырки.

Тогда, если $F(\vec{r})$ – волновая функция дырки, то

$|F(r)|^2 \sim 1/V \sim 1/a_{loc}^3$, где a_{loc} - радиус дырочной локализации.

Выражение для S может быть получено заменой суммирования интегрированием по волновому вектору LO-фонона. Тогда с учётом (6.3) и

$$(6.4): \quad S \sim \sum_q |V_q|^2 \cdot |\rho_q|^2 \sim \int_V q^2 \sin \theta \cdot dq d\theta \frac{1}{q^2} |\rho_q|^2 \sim \int_0^\infty |\rho_q|^2 dq \sim \int_0^\infty \left| \int d\vec{r} F(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} \right|^2 dq$$

Далее, с помощью разложения плоской волны $e^{i\vec{q}\vec{r}}$ по функциям Бесселя $J_{\frac{1}{2}}(qr)$ получаем:

$$S \sim \int_0^\infty |\rho_q|^2 dq \sim \int_0^\infty \left| \int d\vec{r} F(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} \right|^2 dq \sim \int_0^\infty \int_0^\infty r^2 (qr)^{-\frac{1}{2}} J_{\frac{1}{2}}(qr) |F(r)|^2 dr \left| dq \sim \int_0^\infty \frac{1}{(1+a^2 q^2)^4} dq \right. \\ \left. / aq = \xi / \quad S \sim \int_0^\infty \frac{1}{(1+a^2 q^2)^4} dq = \frac{1}{a} \int_0^\infty \frac{1}{(1+\xi^2)^4} d\xi \sim \frac{1}{a}, \text{ т.е. } S \sim 1/a_{loc} \quad (6.5)$$

т.е. отношение S интенсивности первой фононной реплики к бесфононной линии ЭМП обратно пропорционально радиусу дырочной локализации.

Таким образом отношение I_{1LOmp}/I_{mp} позволяют оценить размер дырочной локализации r_{loc} [114]. Отношения I_{1LOmp}/I_{mp} у линии ЭМП в нулевом магнитном поле $I_{1LOmp}/I_{mp} \sim 0.18$, согласно работам [20,114] это значение соответствует величине $r_{loc} \sim 3.5$ нм, что несколько меньше толщины ZnMnSe КЯ, составляющей 8 нм. В то время как очень малое отношение I_{1LOex}/I_{ex} (<0.03) у линии I_{ex} свидетельствует о крайне слабой локализации рекомбинирующих носителей, $r_{loc} > 20$ нм.

В образце **A** радиус локализации r_{loc} в магнитном поле в геометрии $V||0z$ вырастает в ~ 3.5 раза при $V=2$ Тл и в ~ 10 раз при $V=10$ Тл. Таким образом в геометрии Фарадея растущий радиус дырочной локализации ЭМП становится сравним с радиусом немагнитной локализации (20-30 нм) уже в поле ~ 3 Тл и магнитная локализация становится энергетически невыгодной. Такое поведение хорошо согласуется с наблюдаемым на рис. 6.4 затуханием линии ЭМП с ростом поля. В геометрии Фойгта в образце **A** r_{loc} увеличивается примерно в 4 раза к 10Тл, тогда как в геометрии Фарадея такое увеличение происходит уже к 2 Тл.

В образце **B** магнитное поле 10 Тл в геометрии Фойгта увеличивает радиус локализации примерно в полтора раза, а в геометрии Фарадея примерно в 4 раза.

Проведённые оценки роста размера дырочной локализации хорошо подтверждают модель, согласно которой сосуществование двух пиков излучения может быть объяснено наличием мест локализации дырок с различными характерными размерами [20]. Дырки захватываются в местах с относительно малым радиусом локализации (~3.7 нм) и быстро понижают свою энергию, образуя ЭМП. Число таких мест локализации ограничено, что подтверждается насыщением соответствующей линии излучения с ростом плотности возбуждения (рис.6.3), поэтому другие фотовозбуждённые дырки захватываются в места с большим радиусом локализации (~20-30 нм) и не образуют ЭМП за время жизни.

Сильное уменьшение $I_{\text{ILOmp}}/I_{\text{mp}}$ у линии ЭМП в магнитном поле свидетельствует о быстром увеличении r_{loc} дырок в ЭМП с ростом магнитного поля. Это увеличение связано с уменьшением магнитной локализации из-за поляризации спинов Mn внешним магнитным полем вдоль направления спина дырки. В условиях насыщения поляризации спинов Mn во внешнем магнитном поле $B \parallel Oz$, которое при $T=2$ К реализуется в полях $B > 6$ Тл, остается только локализация дырок, обусловленная флуктуациями немагнитного потенциала.

Внешнее магнитное поле выстраивает спины ионов магнитной примеси, и, тем самым, уменьшает энергию ЭМП. Ослабление ЭМП приводит к росту радиуса дырочной локализации. Магнитное поле перпендикулярное плоскости образца выстраивает спины Mn вдоль направления спина дырки гораздо эффективнее, чем магнитное поле направленное вдоль плоскости образца.

Это связано с тем, что магнитное поле, параллельное плоскости КЯ, смешивает состояния тяжёлых дырок со спином $+3/2$ и $-3/2$ и спин дырки направлен вдоль оси роста структуры Oz , тогда как спины Mn выстраиваются вдоль направления внешнего поля в плоскости образца. Магнитное поле $B \perp Oz$ влияет на энергию тяжёлых дырок только через подмешивание состояний лёгких дырок. Поэтому эффект от обменного взаимодействия

тяжёлых дырок ($j_z \parallel Oz$) с ионами Mn, приводящего к отклонению полного эффективного поля в направлении оси Oz, оказывается существенным до больших полей. Из рис. 6.7 видно, что в этом случае магнитная локализация остается существенной вплоть до полей 10 Тл.

Однако, как показывают экспериментальные результаты, эффект роста радиуса локализации в магнитном поле в геометрии Фойгта также достаточно большой. Объяснить зависимость радиуса локализации дырки от величины магнитного поля в геометрии Фойгта можно подмешиванием состояний лёгких дырок со спином $+1/2$ и $-1/2$ и отклонением спина дырки от направления оси Oz на некий угол φ .

При этом радиус локализации и энергия локализации в двух образцах в отсутствие магнитного поля оказываются практически одинаковыми, поскольку значение параметра S и величина расщепления между линиями у двух образцов в нулевом поле отличаются очень мало. Заметные отличия проявляются только во внешнем магнитном поле и при увеличении плотности возбуждения.

На рис.6.8 представлены зависимости значения параметра S от величины расщепления между линиями I_{ex} и I_{mp} $S(\delta)$, где $\delta = (E_x - E_{mp})$ для образца А в продольном поле от 0 до 2 Тл, и в поперечном от 0 до 5 Тл. Видно, что эти зависимости слегка отличаются для $B \parallel Oz$ и $B \perp Oz$, однако в среднем они близки к линейным.

Наблюдаемая на рис.6.8 линейная зависимость $S(\delta)$ показывает, что фактор Хуанга-Риса S прямо пропорционален величине расщепления между линиями. Таким образом, поскольку величина расщепления между линиями характеризует величину магнитной локализации экситона, то следовательно радиус локализации дырки в ЭМП обратно пропорционален энергии магнитной локализации экситона. Наблюдаемое уменьшение значения параметра S является подтверждением уменьшения энергии магнитной локализации экситона с ростом поля.

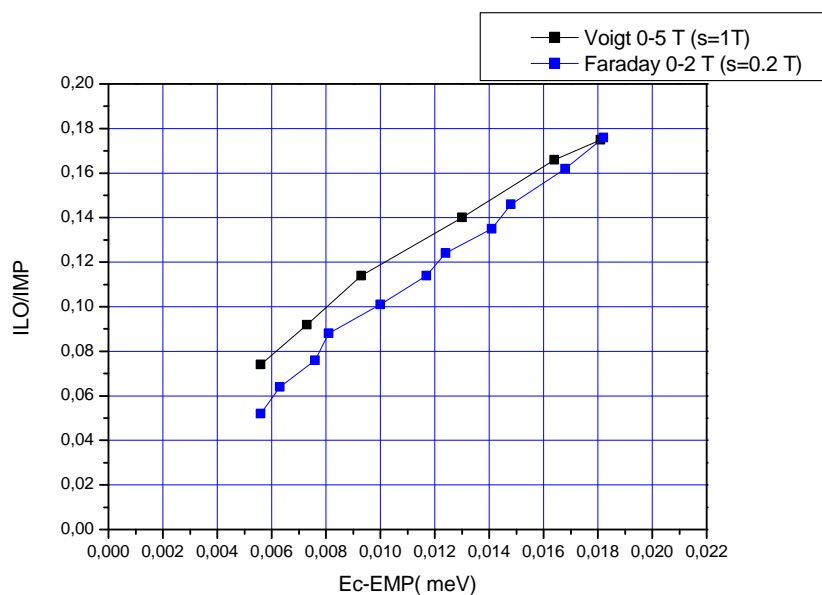


Рис 6.8 Зависимости отношения интенсивностей от величины расщепления между двумя линиями $S(\delta)$, где $\delta = (E_x - E_{mp})$ для образца **A** в продольном поле от 0 до 2 Тл, и в поперечном от 0 до 5 Тл. Серия в магнитном поле в геометрии Фарадея представлена с шагом $s=0.2$ Тл, а в геометрии Фойгта $s=1$ Тл.

§ 6. 1. 3 Зеемановское расщепление уровней в магнитном поле.

На рис.6.9 представлены зависимости энергий переходов от магнитного поля в геометриях Фарадея и Фойгта в образце **A**. В геометрии Фарадея изменение энергии σ^+ -компоненты экситонной линии хорошо описывается бриллюэновскими функциями – линейное изменение в малых магнитных полях и насыщение в больших полях, а σ^- -компоненту, отвечающую переходу из возбужденного состояния, в спектре удастся проследить только в области малых магнитных полей (до 0.25 Тл), где зависимость от поля хорошо аппроксимируется линейной функцией (см. вставку на рис. 6.9).

В магнитном поле в геометрии Фарадея разрешены только два из четырёх возможных переходов между расщеплёнными зеемановскими уровнями (рис.6.10), поэтому из найденных выше зависимостей можно определить только суммарную величину расщеплений электронов и дырок.

В магнитном поле в геометрии Фойгта возможны все 4 экситонных перехода. Энергетическое расположение уровней определяется значением электронного и дырочного g -фактора. Известно, что электронный g -фактор положителен, а дырочный – отрицателен и существенно превышает электронный по величине. Из-за быстрой спиновой релаксации в спектре наблюдается лишь два нижних спиновых подуровня, сдвигающихся вниз по энергии с ростом поля, причём интенсивность нижнего подуровня более чем в сто раз превышает интенсивность второго подуровня. Наблюдается одна интенсивная (π_x) и одна слабая (π_y) компоненты линии I_{ex} , имеющие взаимно перпендикулярную линейную поляризацию, причём обе компоненты сдвигаются по энергии вниз. Зависимость энергий переходов от магнитного поля в геометрии Фойгта заметно слабее, чем в геометрии Фарадея, что связано с уменьшением дырочного g -фактора из-за смешивания дырочных состояний со спином $+3/2$ и $-3/2$. Величина же электронного g -фактора в первом приближении не зависит от направления магнитного поля.

Электроны локализуются в основном в немагнитном ZnSSe п/п, поэтому можно было бы ожидать, что величина электронного g -фактора мало отличается от электронного g -фактора в ZnSSe $g_e \sim 2$. При такой величине g_e расщепление зоны проводимости в поле 12 Тл не превышало бы 2 мэВ, что существенно меньше полуширины линии излучения, и две линии в спектре излучения в геометрии Фойгта следовало бы приписать переходам из расщеплённых дырочных состояний. Однако при такой интерпретации линии излучения должны быть деполяризованными, а энергия возбуждённого состояния должна была бы увеличиваться с ростом магнитного поля. Поэтому следует предположить, что расщепления электронов и дырок в магнитном поле, параллельном плоскости КЯ, одного порядка.

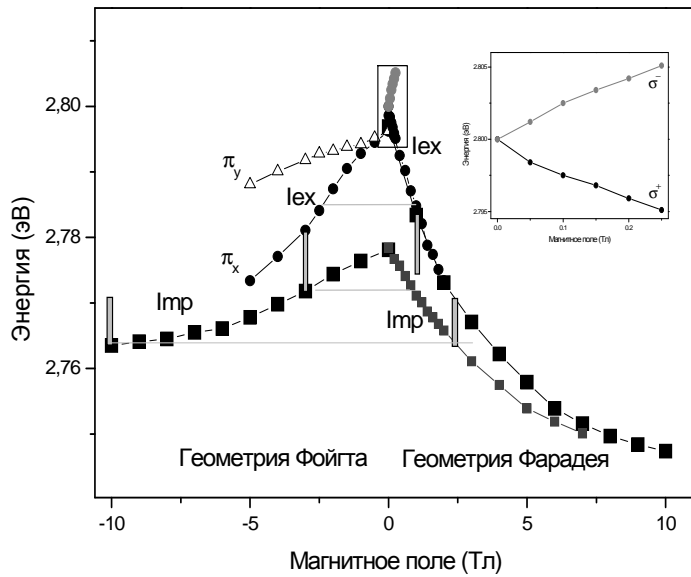


Рис.6.9 Зависимости энергий максимумов линий излучения немагнитного экситона и ЭМП от магнитного поля в геометриях Фарадея и Фойгта в образце А

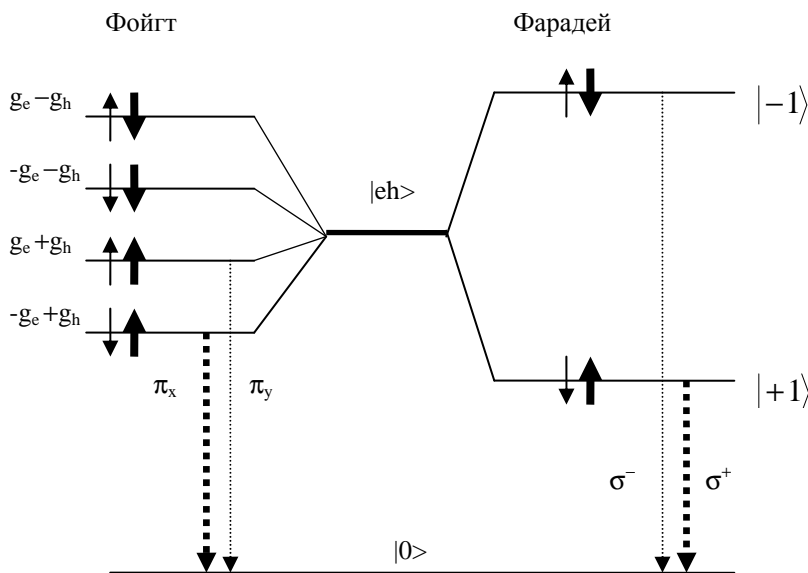


Рис. 6.10 Схема экситонных переходов и расщепления спиновых подзон в магнитном поле. В магнитном поле в геометрии Фарадея наблюдаются два светлых экситонных уровня $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$, которым соответствуют два экситонных перехода, соответственно σ^+ и σ^- циркулярно поляризованных. С ростом поля наблюдается быстрая спиновая релаксация на нижний по энергии уровень.

В этом случае из величины расщепления компонент π_x и π_y находим величину электронного g-фактора $g_e = \frac{\Delta E}{\mu_B B}$ в малых магнитных полях, $g_e \sim 60$.

Столь большая величина g_e предполагает существенное проникновение электронной волновой функции в п/м барьер, которое может быть обеспечено только кулоновским притяжением дырок в ZnMnSe КЯ.

Из величины сдвига компоненты π_y линии I_{ex} можно оценить величину поперечного g-фактора дырки $g_{h\perp}$: $g_{h\perp} + g_e \approx -60$, тогда $g_{h\perp} \approx -120$. Величина электронного g-фактора в первом приближении не зависит от направления магнитного поля, поэтому из величины расщепления циркулярно поляризованных компонент в геометрии Фарадея можно оценить величину продольного дырочного g-фактора $g_e - g_{h\parallel} \approx 690$ и $g_{h\parallel} \approx -630$.

Поскольку обменная константа для дырок в ZnMnSe примерно в пять раз больше, чем для электронов, то из полученных выше оценок отношения величин дырочного и электронного g-фактора $g_{h\parallel}/g_e \approx 10$ следует, что перекрытие волновой функции дырки с ионами магнитной примеси примерно в два раза больше аналогичного перекрытия волновой функции электрона. Учитывая, что электроны локализованы в немагнитном слое ZnSSe, а дырки в полумагнитном слое ZnMnSe, можно сделать вывод, что волновые функции электронов и дырок линии I_{ex} достаточно сильно проникают в соседние слои.

§6.2. ЭМП в ZnMnSe/ZnSSe КЯ при импульсном возбуждении.

В этом параграфе обсуждается кинетика ФЛ в ZnMnSe/ZnSSe КЯ. Для возбуждения ФЛ использовалась удвоенная частота титан-сапфирового лазера ($\lambda \sim 400$ нм) с суб-пикосекундной длительностью импульсов и периодом между импульсами ~ 13 нс. Диаметр пятна возбуждающего света на образце составлял ~ 200 мкм. Детектирование осуществлялось “стрик-камерой” с временным разрешением спектров ФЛ ~ 20 пс.

§6.2.1. Фотолюминесцентные исследования ЭМП с высоким временным разрешением

На рис.1а представлен спектр излучения время-разрешённой ФЛ для образца **В** (с 16%-ным содержанием Mn) при наименьшей из используемых плотностей оптического возбуждения ($J=10\text{Вт/см}^2$). В спектре наблюдаются короткоживущая линия I_{ex} (~ 2.805 эВ) с временем затухания менее 100 пс, долгоживущая линия I_{mp} (~ 2.785 эВ) с временем затухания около 10 нс, а также фоновное повторение линии I_{mp} (~ 2.75 эВ). Вследствие большого времени жизни линии I_{mp} , её интенсивность остаётся достаточно большой в момент прихода следующего импульса возбуждения $t \sim 13$ нс. В момент прихода нового импульса сигнал ФЛ резко нарастает и в спектре присутствуют сигналы ФЛ как от нового импульса, так и от предыдущего. Сигнал ФЛ до начала нарастания будем называть «нулевым сигналом», а момент максимальной скорости нарастания примем за нулевое значение времени задержки. Выделить изменения в сигнале ФЛ, отвечающие новому импульсу возбуждения, можно вычитанием из спектра «нулевого сигнала», такая процедура оправдана на временах значительно меньших характерного времени затухания линии P , составляющего несколько нс.

На рис.6.12 представлена эволюция спектра излучения в зависимости от времени задержки для образца **В** при $J=10\text{Вт/см}^2$ без вычета «нулевого сигнала» (рис. 6.12а) и с его вычетом (рис.2б). Из сравнения спектров на рис. 2а и 2б видно, что вычитание сигнала перед приходом нового импульса ($t= (-60)-(-30)$ пс на рис.6.12а) позволяет определить положение линии P в момент нарастания, а также определить её энергетический сдвиг с ростом времени задержки (рис.6.12б). Вычитаемый «нулевой сигнал» соответствует времени задержки 13 нс и, следовательно, определяет сигнал ФЛ равновесного состояния ЭМП. В дальнейшем мы будем использовать спектры с вычтенным «нулевым сигналом» при различных значениях времени

задержки, а также сам «нулевой сигнал» в качестве спектра при $t=13$ нс (он обозначен знаком «0» на рис. 6.12б)

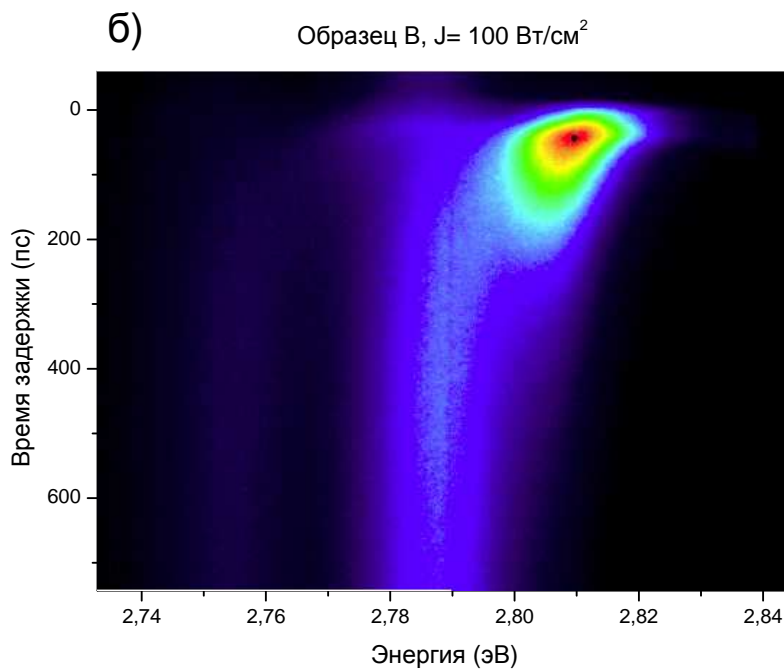
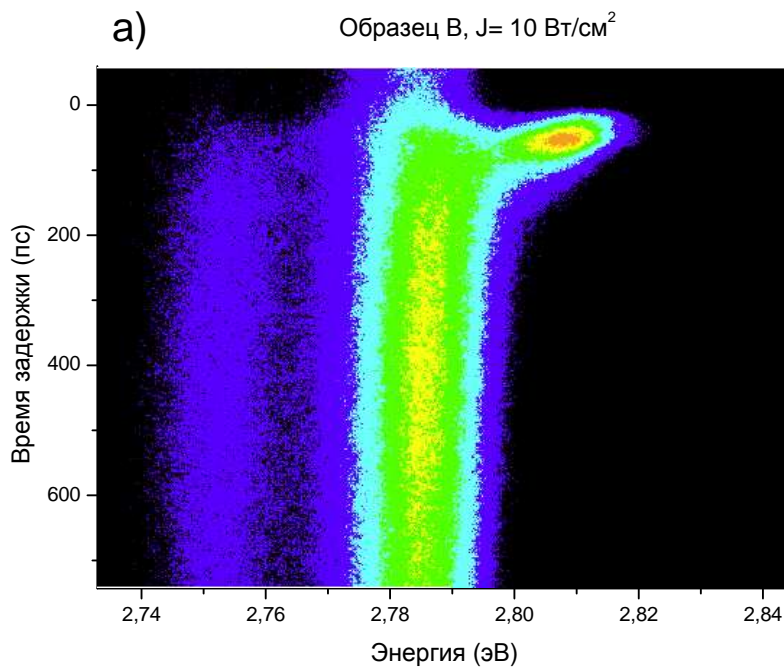


Рис.6.11 Спектр время-разрешённой ФЛ «энергия - время задержки - интенсивность» в образце В для малой (10 Вт/см²) - рис. 6.11а и большой (100 Вт/см²) - рис. 6.11б плотности оптического возбуждения.

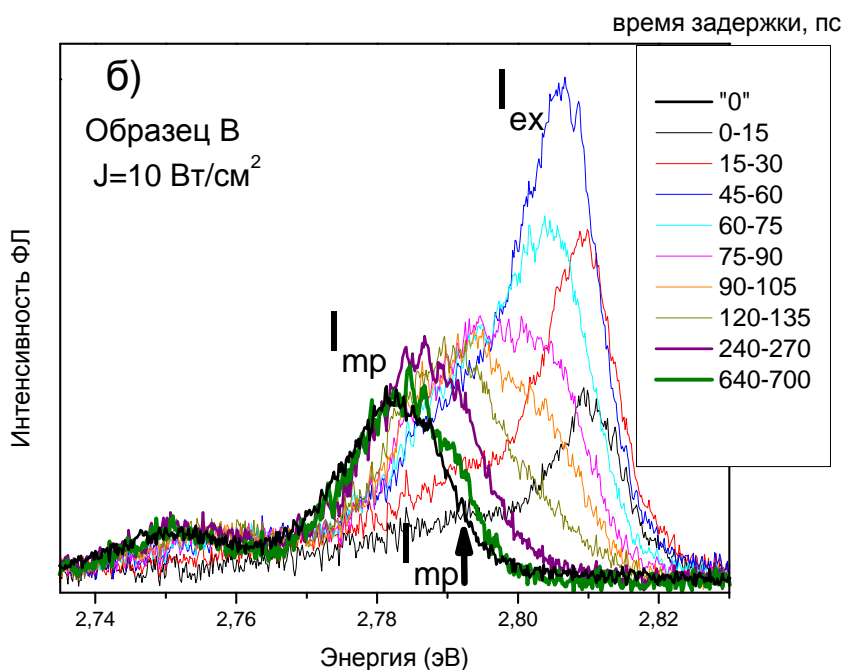
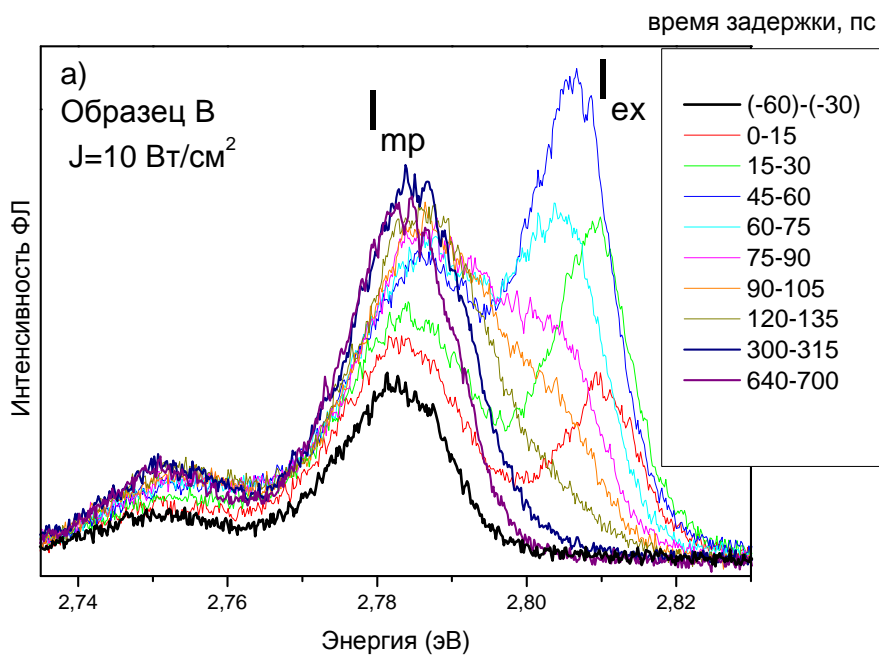


Рис.6.12 Эволюция спектра излучения в зависимости от времени задержки для образца **В** при $J=10 \text{ Вт/см}^2$ без вычета «нулевого сигнала» (рис. 2а) и с его вычетом (рис.2б) Во время нарастания сигнала ФЛ ($t=0-30 \text{ нс}$) энергетическое положение линии I_{mpr} возгорается в спектре примерно на 5-7 мэВ выше её равновесного положения при 13 нс (отмечено стрелкой на рис. 2б).

На рис. 6.11а и 6.12 видно, что линия I_{ex} затухает за время около 150 пс, а линия I_{mp} доминирует в спектре уже на 120 пс, и демонстрирует красный сдвиг (около 5-7 мэВ) в диапазоне времён 120-700 пс, её положение при 700 пс совпадает с её положением при 13 нс, т.е. энергетическое положение линии ЭМП за это время уже достигает своего равновесного состояния.

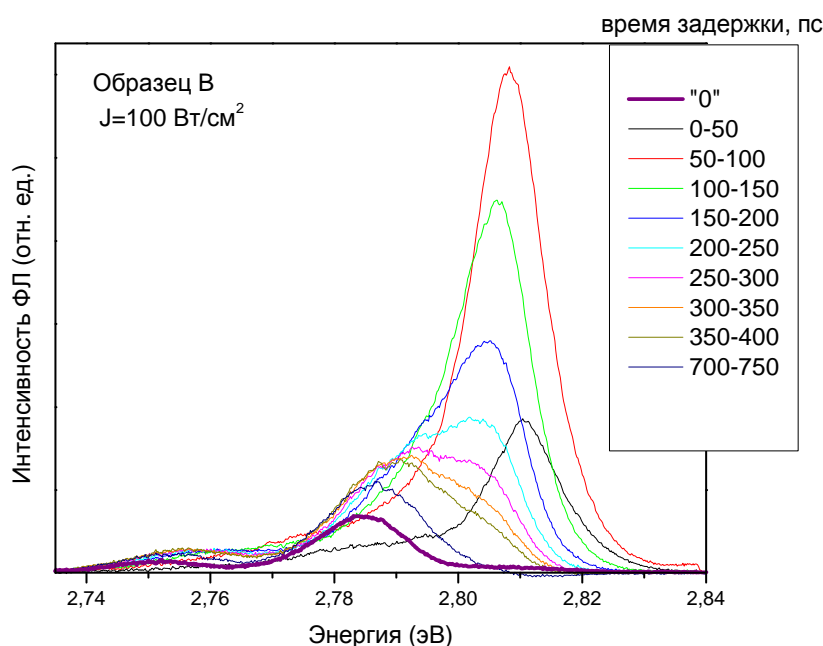


Рис.6.13 Эволюция спектра излучения в зависимости от времени задержки для образца **В** при $J=100 \text{ Вт/см}^2$

При повышении плотности возбуждения (рис.6.11б и 6.13) линия I_{ex} проявляется в спектре гораздо отчетливее. При $J=100 \text{ Вт/см}^2$ она доминирует в спектре вплоть до 250 пс, а полностью исчезает лишь при 700 пс. Характерное время затухания её интенсивности растёт с плотностью возбуждения. Линия I_{mp} при большой плотности возбуждения с ростом времени задержки релаксирует к равновесному состоянию заметно медленнее, так при $J=100 \text{ Вт/см}^2$ пик при 750 пс ещё находится на 1-2 мэВ выше по энергии, чем при 13 нс.

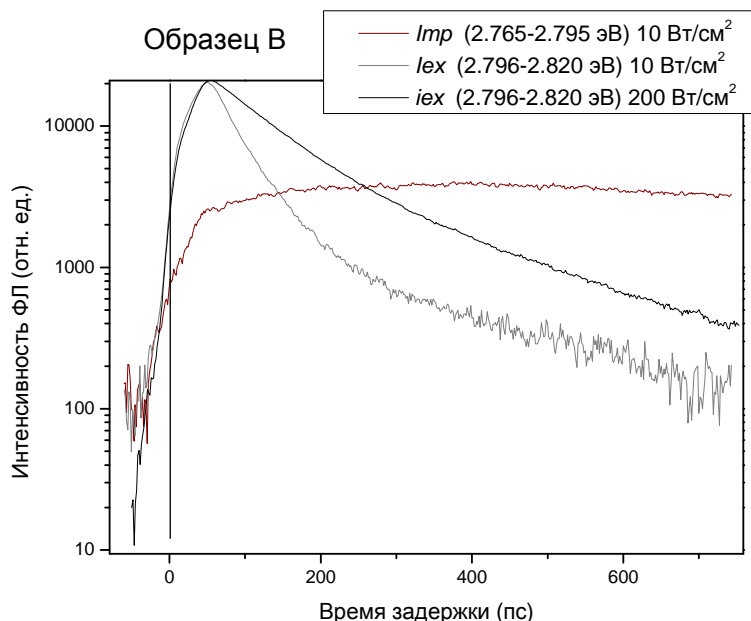


Рис.6.14 Зависимости интенсивности ФЛ линий I_{ex} и I_{mp} от времени задержки для образца **В**. За нулевое значение времени задержки выбран момент наибольшей скорости нарастания интенсивности. Характер затухания интенсивности линии P с изменением накачки не меняется.

На рис.6.14 представлены зависимости интенсивности ФЛ линий I_{ex} и I_{mp} от времени задержки для образца **В**. Характерное время нарастания интенсивности ФЛ обеих линий составляет около 20 пс, что сравнимо с временным разрешением системы. Максимум интенсивности линии I_{ex} достигается при $t=30$ пс, затем она затухает. Время затухания сильно зависит от плотности оптического возбуждения, причём затухание интенсивности линии I_{ex} отклоняется от экспоненциального. Аппроксимация экспонентой в диапазоне $t=30-200$ пс дает следующие характерные времена затухания: при малой плотности накачки ($J=10$ Вт/см²) время затухания составляет около 45 пс, а при повышении накачки до $J=100$ Вт/см² оно вырастает до 110 пс.

На рис.6.14 видно, что интенсивность линии I_{mp} также резко нарастает при $t < 30$ пс. Она продолжает плавно увеличиваться до $t \sim 400$ пс и лишь затем постепенно уменьшается. Характер затухания интенсивности линии I_{mp} с ростом накачки не меняется.

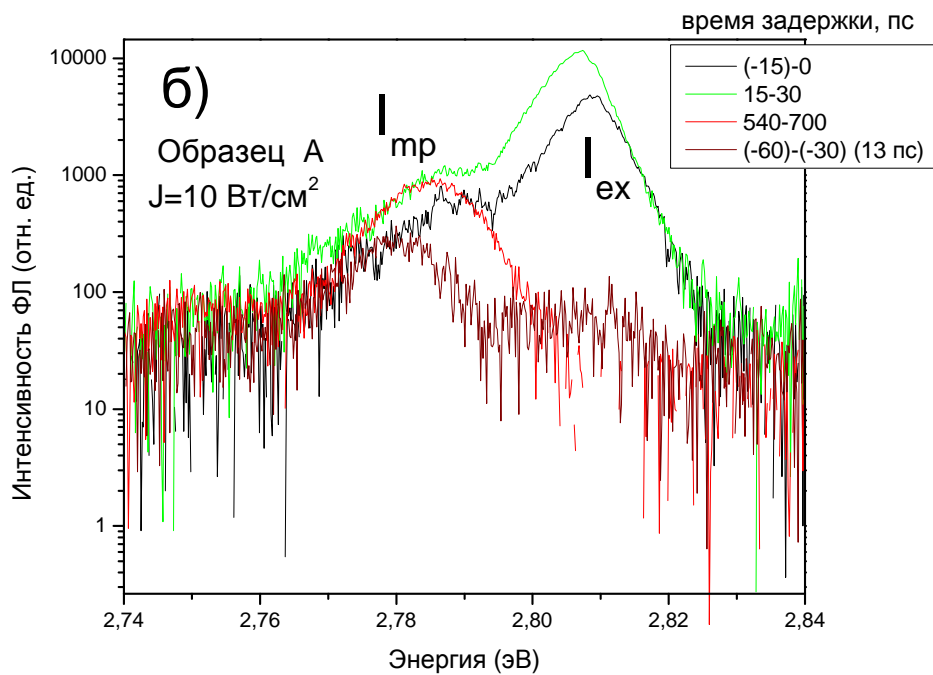
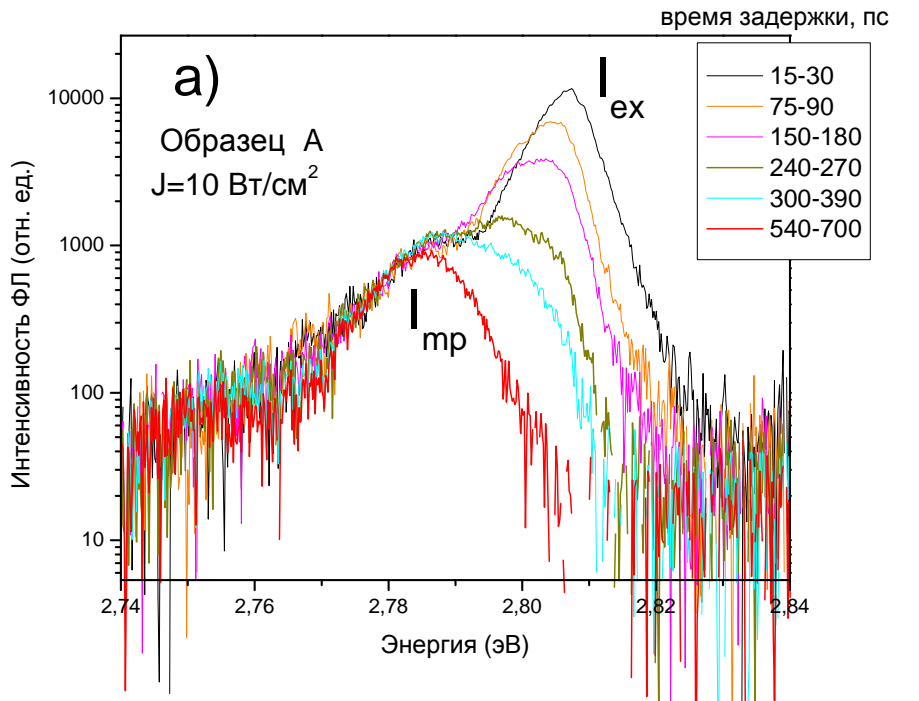


Рис.6.15 Эволюция спектра излучения в зависимости от времени задержки для образца А при $J=10 \text{ Вт/см}^2$ в диапазоне задержек $t=15-750$ пс (рис. 6.15а) и в момент нарастания интенсивности в сравнении с равновесным (540-700 пс) и «нулевым» сигналом (рис.6.15б).

На рис.6.15 представлена временная эволюция спектра излучения время-разрешённой ФЛ для образца **A** (с 10%-ным содержанием Mn) при наименьшей из используемых плотностей оптического возбуждения ($J=10\text{Вт/см}^2$). Так же, как и в образце **B**, в спектре наблюдаются короткоживущая линия I_{ex} и долгоживущая линия I_{mp} .

На рис.6.15а показана эволюция спектра в диапазоне задержек $t=15-750$ пс. Видно, что линия I_{ex} доминирует в спектре ФЛ при малых значениях времени задержки (до $t=250$ пс). С ростом времени задержки линия I_{ex} демонстрирует красный сдвиг около 5-6 мэВ и при $t \sim 600$ пс исчезает из спектра. Линия I_{mp} доминирует в спектре ФЛ при $t > 400$ пс, когда более короткоживущая линия I_{ex} затухает.

На рис. 6.15б показан спектр излучения в момент нарастания интенсивности ($t < 30$ пс), спектр для интервала $t=540-700$ пс и «нулевой сигнал», соответствующий времени задержки 13 нс. Линия I_{mp} возгорается в спектре примерно с такой же скоростью, что и линия I_{ex} , а её энергетическое положение в интервале времён задержки 30-700 пс практически не изменяется. Из сравнения спектров при 13 нс и при $t=540-700$ пс следует, что красный сдвиг линии I_{mp} за временной промежуток около 12 нс составляет 5 мэВ.

На рис.6.16 представлены зависимости интенсивности ФЛ линий I_{ex} и I_{mp} от времени задержки для образца **A**. Характерное время нарастания интенсивности ФЛ обеих линий так же, как в образце **B** составляет около 15-20 пс. Максимум интенсивности линии I_{ex} при $J=10\text{Вт/см}^2$ достигается при значении времени задержки $t=30$ пс, затем она затухает экспоненциально со временем 110 пс.

Характер изменения интенсивности линии I_{mp} практически совпадает наблюдаемым в образце **B** и также не зависит от плотности накачки. В отличие от образца **B** в образце **A** интенсивность линии I_{mp} слабо увеличивается с ростом оптической накачки и выходит на насыщение (аналогично измерениям при стационарном возбуждении, см. предыдущий

параграф) и основной рост интенсивности сигнала приходится на линию I_{ex} . В результате этого при большой плотности возбуждения линия I_{ex} наблюдается в значительно большем интервале времён, чем в образце **В**. Так при $J=100\text{Вт/см}^2$ линия I_{ex} доминирует в спектре вплоть до $t=700$ пс, при этом затухание её интенсивности заметно отклоняется от экспоненциальной зависимости (рис.6.16). Время затухания в диапазоне времён $t=100-250$ пс не превышает 120 пс, а при больших значения t время затухания растёт, и при $t=300-700$ пс время затухания составляет уже около 200 пс.

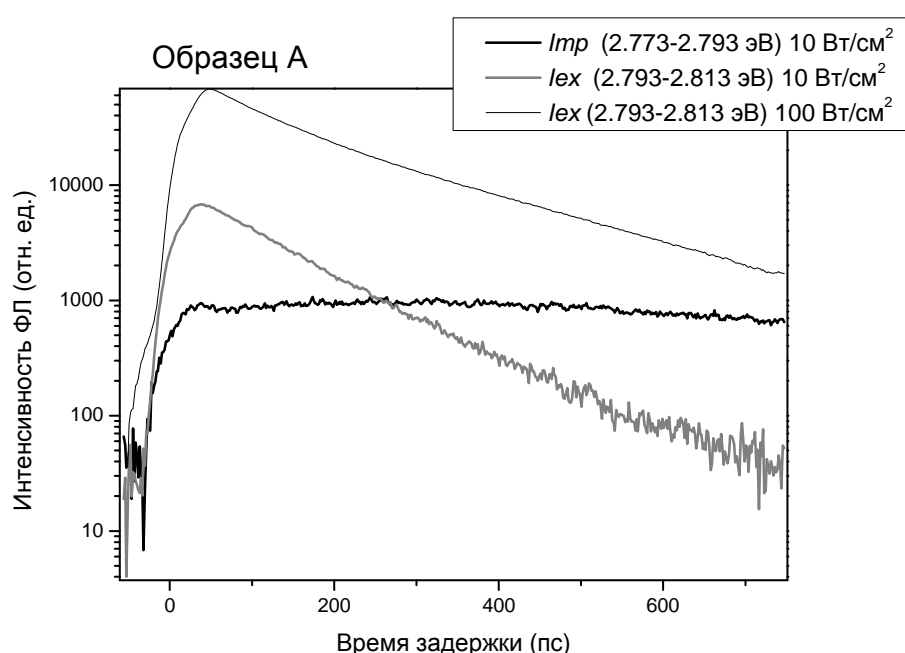


Рис.6.16 Зависимости интенсивности ФЛ линий I_{ex} и I_{imp} от времени задержки для образца **А**.

§6.2.3 Эффект безызлучательной рекомбинации экситонов.

К уменьшению времени жизни электрон-дырочных пар в п/м п/п может привести безызлучательная рекомбинация с возбуждением ионов Mn [15,93]. Такой механизм является эффективным в п/п с энергией электрон-дырочного перехода больше энергии возбуждения Mn, составляющей примерно 2.15 эВ, при условии перекрытия волновых функций электронов и дырок на ионах Mn. В частности, как было сказано в главе 5, в CdSe/ZnMnSe КТ время

безызлучательной электрон-дырочных пар в нулевом магнитном поле меньше 10 пс. Введение промежуточного ZnSe барьера толщиной 1.5 нм, приводящего к уменьшению проникновения волновых функций электронов и дырок в область п/м п/п ведёт к увеличению времени безызлучательной рекомбинации до десятков пс. Наблюдаемые большие времена жизни локализованных состояний в ZnSSe/ZnMnSe КЯ свидетельствуют о том, что проникновение волновых функций электрона в область локализации дырок в ZnMnSe КЯ, расположенных рядом с ZnSSe существенно меньше, чем в случае CdSe/ZnSe/ZnMnSe структур с промежуточным слоем ZnSe 1.5 нм и безызлучательная рекомбинация существенно подавлена.

Рассмотрим теперь излучение линии I_{ex} в области нелокализованных или очень слабо локализованных экситонов и электрон-дырочных пар, которые характеризуются коротким временем затухания ($\sim 50-200$ пс). В образце **B** с 16 %-ным содержанием Mn при относительно небольшой средней плотности возбуждения 10 Вт/см^2 излучение линии I_{ex} затухает с характерным временем < 50 пс (рис. 6.11а, 6.12) Причинами короткого времени затухания излучения может быть как безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением ионов Mn, в силу относительно большого проникновения волновой функции электронов в соседнюю ZnMnSe КЯ, так и магнитная локализация экситонов, приводящая к энергетическому сдвигу в область меньших энергий.

Вклад от безызлучательной рекомбинации можно оценить, сравнив времена затухания экситонной ФЛ в нулевом и сильном магнитном поле, нормальном плоскости КЯ. Как было найдено ранее, продольное магнитное поле приводит к выстраиванию спинов Mn вдоль оси Oz и релаксации экситонов в основное состояние с $J=+1$, безызлучательная рекомбинация которого оказывается запрещённой в силу правил отбора по спину [93]. Из измерения кинетики ФЛ экситонов в магнитных полях в геометрии Фарадея в диапазоне 0-6 Тл видно, что магнитное поле приводит к увеличению времени затухания излучения в экситонной области со 100 до 200 пс

(рис.6.17), т.е. вклад от безызлучательной рекомбинации не является основным, хотя полностью им пренебречь нельзя. В пользу большего влияния магнитной локализации на время затухания свидетельствует также наблюдаемое увеличение времени затухания линии I_{ex} с ростом плотности возбуждения (рис.6.14).

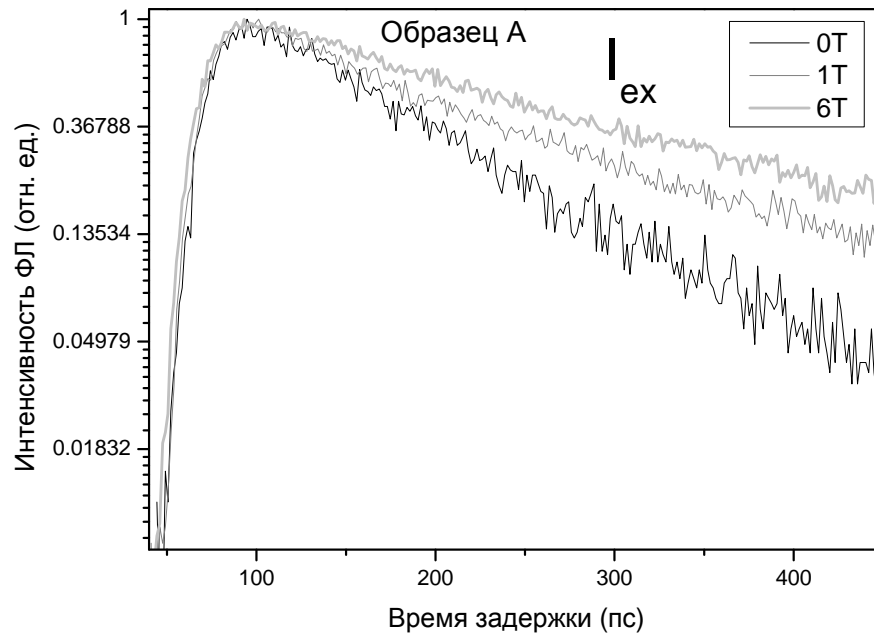


Рис.6.17. Кинетика линии I_{ex} в магнитном поле в геометрии Фарадея. Наблюдается некоторое увеличение времени жизни, наиболее заметные изменения происходят в диапазоне полей 0-1 Тл.

В сильном магнитном поле в геометрии Фарадея в образце **А** магнитная локализация экситонов также существенно подавлена, то найденное время затухания линии I_{ex} (200 пс) является качественной оценкой излучательного времени экситонной рекомбинации в условиях, когда механизмы безызлучательной рекомбинации и энергетической релаксации оказываются подавленными.

§6.2.3. Магнитная локализация экситонов. Механизмы формирования ЭМП.

Из представленных на рис.6.11 зависимостей интенсивности излучения ZnSSe/ZnMnSe КЯ от времени задержки относительно импульса видно, что используемое импульсное возбуждение приводит к почти одновременному возбуждению как экситонного (электрон-дырочного) излучения в области ~ 2.805 эВ (линия I_{ex}), так и излучения в области ~ 2.785 эВ (линия I_{mp}), обусловленного рекомбинацией ЭМП. Времена затухания экситонного излучения не превышают 200 пс в обоих образцах, а времена затухания излучения ЭМП составляет несколько нс. Таким образом, из эксперимента видно, что магнитная локализация экситонов ведёт к резкому увеличению времени затухания их излучения.

В II-VI п/п эффективное время магнитной локализации экситонов лежит в области 100-200 пс [65]. В исследуемых структурах в п/м ZnMnSe КЯ находятся дырки. Их взаимодействие со спинами ионов Mn приводит к выстраиванию последних вдоль направления спина дырки в КЯ, т.е. вдоль оси Oz, что в свою очередь приводит к понижению энергии дырок.

Сдвиг экситонной линии в область меньших энергий вследствие уменьшения энергии дырок хорошо прослеживается в спектрах излучения. На рис. 6.11б видно, что энергия части фотовозбуждённых пар уменьшается экспоненциально со временем ~ 150 пс, с энергии 2.805 эВ до 2.785 эВ.

Энергия магнитной локализации приблизительно равна величине расщепления между двумя наблюдаемыми линиями I_{mp} и I_{ex} и составляет примерно 15-20 мэВ. Магнитная локализация приводит к сильному уменьшению радиуса локализации дырок и, как следствие, к увеличению относительной вероятности рекомбинации локализованных дырок с испусканием LO-фонона.

Фононное повторение линии I_{ex} остаётся пренебрежимо малым по сравнению с величиной фононного повторения линии I_{mp} . Слабая интенсивность фононного повторения линии I_{ex} свидетельствует об

относительно большом радиусе локализации рекомбинирующий дырок. Это позволяет заключить, что линии I_{ex} и I_{mp} обусловлены рекомбинацией дырок в различных состояниях. Короткое время затухания линии излучения I_{ex} связано с относительно малым пространственным разделением рекомбинирующих электронов и дырок. По видимому, линия I_{ex} обусловлена рекомбинацией электронов с дырками локализующимися вблизи границы ZnMnSe/ZnSSe, например на флуктуациях, образующихся благодаря наличию связей MnS на данной границе. Сильной магнитной локализации в этом случае препятствует наличие потенциального барьера ZnSSe.

Время затухания линии излучения локализованных ЭМП более чем на порядок превышает время затухания линии I_{ex} . Столь значительное различие времён рекомбинации указывает на то, что перекрытие волновых функций электронов и дырок в ЭМП значительно меньше, чем в случае линии I_{ex} . Это связано с сильной магнитной локализацией дырок в центре ZnMnSe КЯ и соответственным увеличением расстояния между рекомбинирующими электронами и дырками в направлении оси роста. Такая ситуация характерна для структур с КЯ 2-го типа из-за пространственного разделения электронов и дырок в соседних КЯ.

На рис. 6.11 и 6.12 видно, что в интервале 30-200 пс энергетический сдвиг линии I_{ex} составляет около 5 мэВ. Данный сдвиг имеет в основном немагнитную природу, т.к. остаётся неизменным с ростом температуры.

Таким образом, из анализа кинетики спектров излучения после импульсного возбуждения следует, что локализация фотовозбуждённых дырок идёт по двум каналам – на границе ZnMnSe/ZnSSe слабая немагнитная локализация и в середине ZnMnSe КЯ сильная магнитная локализация. С ростом плотности возбуждения канал магнитной рекомбинации дырок, локализованных в центре КЯ насыщается, и основная рекомбинация идёт через быстрый канал рекомбинации дырок локализующихся на границе.

На рис.6.11-6.12 обращает на себя внимание то, что излучение линии I_{mp} включает не только излучение связанное с магнитной локализации

фотовозбуждённых дырок в течение $\sim 100-150$ пс с характерным энергетическим сдвигом в сторону меньших энергий. На рис.6.12-6.13 видно, что вследствие большого времени жизни сильнолокализованных дырок излучение I_{mp} не успевает затухнуть за время между двумя импульсами возбуждения $\Delta t = 13$ нс. К началу следующего импульса интенсивность излучения уменьшается примерно в 3 раза, но уже в первые 30-50 пс после начала импульса возбуждения интенсивность увеличивается почти в 2 раза.

Причиной столь быстрого нарастания интенсивности линии I_{mp} в области равновесного излучения ЭМП являются два возможных механизма формирования ЭМП.

Первый механизм - излучательной рекомбинация оставшихся в КЯ к началу нового импульса локализованных дырок с фотовозбуждёнными электронами, заселяющими флуктуации потенциала в электронной КЯ вблизи локализованных дырок.

Второй механизм - локализация фотовозбуждённых дырок непосредственно в области нерелаксировавших магнитных поляронов, которые остались после рекомбинации экситонов в ЭМП, возбуждённых предыдущим лазерным импульсом. Время релаксации магнитного момента таких поляронов определяется временем спин-решёточной релаксации [115] и сравнимо со временем повторения импульсов возбуждения (~ 12 нс).

В обоих описанных механизмах образования ЭМП фактически пройдена фаза ориентации локализованных спинов магнитных ионов в обменном поле дырки, поэтому в спектре при малых значениях времени задержки наблюдается линия излучения с энергией равновесного ЭМП.

В пользу преобладания быстрых процессов магнитной локализации (на остаточных дырках или магнитных флуктуациях) свидетельствует наблюдаемое в образце **В** увеличение времени затухания линии I_{ex} с ростом плотности возбуждения (рис.6.14). Заполнение электронных и дырочных состояний во флуктуационных минимумах ведёт к уменьшению числа свободных состояний и, как следствие, замедлению процесса локализации.

Это происходит при возбуждении концентрации электрон-дырочных пар сравнимой с плотностью возможных локализованных состояний. В образце **B** основной рост времени затухания наблюдается при средней мощности возбуждения $P=20$ Вт/см², что соответствует фотовозбуждению $\sim 2 \cdot 10^{10}$ см² электрон-дырочных пар. В случае, когда число фотовозбуждённых электрон-дырочных пар существенно превышает число локализованных состояний, время затухания линии I_{ex} определяется уже излучательной экситонной рекомбинацией (с учётом наличия безызлучательной рекомбинации).

Процесс магнитной локализации электрон-дырочной пары с фазой ориентации спинов магнитных ионов обменным полем дырки протекает заметно дольше, чем процесс спиновой релаксации носителя заряда в направлении флуктуационного магнитного момента и рекомбинации остаточных дырок с фотовозбуждёнными электронами и составляет около 200 пс. При небольшой плотности возбуждения этот процесс недостаточно эффективно выражен из-за большой доли экситонной локализации на флуктуационных минимумах и проявляется в спектре лишь в нарастании интенсивности линии I_{mp} вплоть до $t=400$ пс (рис.6.13). При повышении плотности возбуждения (рис.6.11б) в спектре излучения на низкоэнергетическом краю линии X при $t=150-200$ пс формируется линия, демонстрирующая красный сдвиг и достигающая равновесного состояния ЭМП при $t=400-500$ пс. Эта линия соответствует формированию ЭМП из фотовозбуждённой электрон-дырочной пары без её локализации на флуктуационных минимумах.

В образце **A** с меньшим содержанием Mn (10%) эффект магнитной локализации выражен существенно слабее. В этом образце время затухания линии X даже при относительно небольших плотностях возбуждения не уменьшается до значений меньших 110 пс и слабо зависит от плотности возбуждения. Это связано с тем, что центров эффективной магнитной локализации экситонов в образце **A** значительно меньше, чем в образце **B**, и

время затухания линии I_{ex} определяется излучательной рекомбинацией во всём используемом диапазоне плотностей возбуждения.

С увеличением времени задержки остаются только сильно локализованные дырки в центре КЯ. Время рекомбинации этих дырок растёт с временем задержки (в образце В при $t \sim 1$ нс время затухания линии I_{mp} составляет 3 нс, то при $t \sim 12$ нс оно увеличивается более чем в два раза), что свидетельствует об увеличении пространственного разделения рекомбинирующих электронов и дырок. Наиболее вероятной причиной этого является увеличение среднего расстояния между локализованными дырками и электронами в плоскости КЯ.

Выводы главы 6

В структурах с ZnSSe/ZnMnSe КЯ типа II во внешнем магнитном поле ν , в зависимости от температуры и плотности оптического возбуждения, а также во времяразрешённых измерениях наблюдается одновременное возбуждение экситонного излучения (I_{ex}) и излучения ЭМП (I_{mp}), времена затухания которых составляют около 50-200 пс и 2-5 нс соответственно.

Предположено, что излучение линии I_{ex} обусловлено рекомбинацией электронов с дырками локализующимися вблизи границы ZnMnSe/ZnSSe, а короткое время затухания свидетельствует о малом пространственном разделении рекомбинирующих электронов и дырок.

Предположено, что наблюдаемые большие времена затухания излучения линии ЭМП связано с магнитной локализацией дырок в центре ZnMnSe КЯ в результате чего перекрытие волновых функций электронов и дырок в ЭМП значительно уменьшается.

Найдено, что энергетический сдвиг линии I_{mp} с ростом времени задержки связан с формированием ЭМП, а у линии I_{ex} имеет немагнитную природу.

Найдено, что причинами короткого времени (< 50 пс) затухания излучения линии I_{ex} в образце **В** при малой плотности возбуждения (10 Вт/см²) является быстрая магнитная локализация экситонов, приводящая к энергетическому сдвигу в область меньших энергий, а вклад от безызлучательной рекомбинации с возбуждением ионов Mn достаточно мал.

Рассмотрены различные возможные механизмы формирования ЭМП. Это наблюдаемые в эксперименте линии излучения равновесного ЭМП из рекомбинации остаточных сильнолокализованных в центре магнитной КЯ дырок с фотовозбуждёнными электронами и рекомбинации экситона с дыркой, локализованной в областях остаточной поляризуемости, а также относительно медленный процесс (около 200 пс) магнитной локализации фотовозбуждённой электрон-дырочной пары за счёт выстраивания спином дырки спинов ионов магнитной примеси.

Найдено, что с ростом плотности возбуждения время затухания линии I_{ex} увеличивается. Предположено, что это связано с насыщением центров эффективной магнитной локализации экситонов.

Предположено, что основное различие в поведении наблюдаемого излучения двух образцов связано с разным количеством эффективных центров образования ЭМП. В образце **А** число таких центров относительно мало, поэтому уже при умеренной плотности оптического возбуждения большинство из них оказывается заполненными и значительная часть фотовозбуждённых носителей локализуется немагнитным образом.

В образце **В** эффективных центров образования ЭМП значительно больше, поэтому при той же интенсивности возбуждения линия излучения немагнитного экситона выражена гораздо слабее, и в спектре доминирует линия ЭМП.

Заключение

Результаты отдельных этапов работы подробно описаны в конце соответствующих глав. Резюмируя изложенное, основные положения работы, выносимые на защиту, формулируются следующим образом:

1) Исследовано влияние $sp-d$ обменного взаимодействия на тонкую структуру экситонных состояний в нейтральных и заряженных полумагнитных $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$ КТ в условиях, когда величины электрон-дырочного и $sp-d$ обменного взаимодействий одного порядка.

2) Найдено, что в нейтральных $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$ КТ с пониженной симметрией магнитные флуктуации приводят к увеличению расщепления линейно поляризованных светлых экситонных состояний и их частичной деполяризации в нулевом магнитном поле. В магнитном поле $B||Oz$ взаимодействие носителей с ионами Mn приводит к сильному увеличению спиновой релаксации между двумя светлыми экситонными состояниями ($J=1$) уже при доле волновой функции экситона в полумагнитном барьере $\eta \sim 2\%$, тогда как релаксация между состояниями с $J=1$ и $J=2$ остаётся пренебрежимо малой даже при $\eta \sim 4\%$.

3) Найдено, что увеличение доли проникновения волновой функции носителей в полумагнитный барьер до $\eta \sim 4\%$ приводит к существенному уменьшению квантового выхода излучения экситонов как в нейтральных, так и в заряженных КТ из-за роста скорости безызлучательной рекомбинации с возбуждением ионов Mn

4) Найдено, что в заряженных $CdSe/ZnSe/ZnMnSe$ КТ, в отличие от нейтральных КТ, магнитное поле в геометрии Фарадея не ведёт к подавлению безызлучательной рекомбинации в основном спиновом состоянии триона, однако подавляет её в возбуждённом спиновом состоянии, что в условиях малой скорости спиновой релаксации дырок приводит к доминированию в сильном магнитном поле излучения из возбуждённого состояния триона.

5) Обнаружена сильная зависимость скорости безызлучательной рекомбинации экситонов в КТ от направления магнитного поля. Получены правила отбора для спин-зависимой безызлучательной рекомбинации в КТ в магнитном поле. Показано, что безызлучательная рекомбинация экситонов с возбуждением иона Mn разрешена при условии сохранения проекции на ось Oz суммарного спина системы «экситон + ион Mn». Рост квантового выхода излучения светлых экситонов в поле $B \parallel Oz$ обусловлен вымораживанием спинов Mn в состояние с $S_z = -5/2$. Низкая квантовая эффективность излучения в поле $B \perp Oz$ связана со смешиванием экситонных состояний с разной проекцией спина.

6) В гетероструктурах ZnMnSe/ZnSSe с КЯ второго типа из анализа отношения интенсивностей I_{LOmp}/I_{mp} линии фононного повторения и бесфононной линии ЭМП найдена зависимость радиуса локализации ЭМП от магнитного поля в геометрии Фарадея и Фойгта. Найдено, что локализация фотовозбуждённых дырок идёт по двум каналам: сильная магнитная локализация в центре ZnMnSe КЯ и слабая - на её границе. Проанализированы вклады в формирование ЭМП от магнитной и немагнитной локализации.

Основные результаты диссертации изложены в следующих печатных работах:

1. A. V. Chernenko, P. S. Dorozhkin, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Ivanov and A. A. Toropov «Auger recombination of excitons in semimagnetic quantum dot structure in a magnetic field» Phys. Rev. B 72, 045302 (2005)
2. P. S. Dorozhkin, A. S. Brichkin, V. D. Kulakovskii, A. V. Chernenko, S. V. Zaitsev, S. V. Ivanov, A. A. Toropov «Electron-hole complexes in individual semimagnetic quantum dots» Phys. Stat Sol. (a) V. 202, Issue 14, p.2609 (2005)

3. А. С. Бричкин, А. В. Черненко, Е. А. Чехович, П.С. Дорожкин, В.Д. Кулаковский, С.В. Иванов, А.А. Торопов «Отрицательно заряженные экситоны в полумагнитных квантовых точках» CdSe/ZnSe/ZnMnSe» ЖЭТФ, Том 132, Вып. 2, стр. 426 (2007)
4. E. A. Chekhovich, A.S. Brichkin, A.V. Chernenko, V.D. Kulakovskii, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, and S.V. Ivanov «Effect of sp-d exchange interaction on excitonic states in CdSe/ZnSe/ZnMnSe quantum dots» Phys. Rev. B 76, 165305 (2007)
5. Максимов А.А., Пашков А.В., Бричкин А.С., Кулаковский В.Д., Тартаковский И.И., Торопов А.А., Иванов С.В. «Долгоживущие локализованные магнитные поляроны в сверхрешётках второго типа ZnMnSe/ZnSSe» ЖЭТФ, Том 133, Вып. 6, стр. 1290 (2008)

В заключение автор хочет выразить свою искреннюю благодарность научному руководителю работы Кулаковскому Владимиру Дмитриевичу за формулировку интересной темы исследований и всестороннюю поддержку на протяжении всего учебного и исследовательского процесса, а также обеспечение современной экспериментальной базы, необходимой для качественной работы.

Успешная работа автора была бы невозможна без помощи и поддержки сотрудников Лаборатории Неравновесных Электронных Процессов. Отдельно автору хочется поблагодарить за огромную помощь в работе Александра Черненко, а также Павла Дорожкина и Андрея Максимова за плодотворное сотрудничество.

Также автор хочет сказать спасибо своим родителям Бричкину С.Б. и Бричкиной М.В., а также супруге Екатерине, без поддержки которых выполнение данной работы было бы невозможным.

Список литературы :

- [1] H.F.Hess, E. Betzig, T.D. Harris, L.N. Pfeiffer, K.W. West,
//Near-field spectroscopy of the quantum constituents of a luminescent system//,
Science 264, pp.1740-1745, (1994).
- [2] D.Gammon, E.S. Snow, B.V. Shanabrook, D.S. Katzer and D. Park,
*//Homogeneous Linewidths in the Optical Spectrum of a Single Gallium Arsenide
Quantum Dot//* Science 273, pp. 87-90, (1996).
- [3] B. Patton, W. Langbein, and U. Woggon
*//Trion, biexciton, and exciton dynamics in single self-assembled CdSe quantum
dots//* Phys. Rev. B 68, pp.125316-125324, (2003).
- [4] M.Bayer, G.Ortner, O.Stern, A.Kuther, A.A.Gorbunov, A.Forchel, P.
Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F.
Klopf, and F. Schäfer, *//Fine structure of neutral and charged excitons in self-
assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots//* Phys. Rev. B 65, p.195315,(2002).
- [5] D.D.Awschalom, D.Loss, N.Samarth *//Semiconductor Spintronics and
Quantum Computations//*, (Springer-Verlag, Berlin 2002).
- [6] P. Ball, *//Meet the spin doctors//* Nature, 404, p.918, (2000).
- [7]G. A. Prinz, *//Magnetoelectronics//* Science,282, pp. 1660-1663, (1998)
- [8] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár,
M. L. Roukes,A. Y. Chtchelkanova and D. M. Treger, *//Spintronics: A Spin-
Based Electronics Vision for the Future//* Science, 294, p.1488, (2001).
- [9] A. Hundt, J.Puls and F. Henneberger, *//Spin properties of self-organized
diluted magnetic $Cd_{1-x}Mn_xSe$ quantum dots//* Phys. Rev. B 69, p.121309, (2004).
- [10] P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, A. A.
Maksimov, H. Schoemig, G. Bacher, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska and J.
K. Furdyna, *//Longitudinal and transverse fluctuations of magnetization of the
excitonic magnetic polaron in a semimagnetic single quantum dot//*,
Phys. Rev. B 68, p.195313, (2003).

- [11] J. Seufert, G. Bacher, M. Scheibner, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, *//Dynamical Spin Response in Semimagnetic Quantum Dots//* Phys. Rev. Lett. 88, p.027402, (2001).
- [12] A. A. Maksimov, G. Bacher, A. McDonald, V. D. Kulakovskii, A. Forchel, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, *//Magnetic polarons in a single diluted magnetic semiconductor quantum dot//* Phys. Rev. B 62, p.7767, (2000).
- [13] G. Bacher, A. A. Maksimov, H. Schömig, V. D. Kulakovskii, M.K. Welsch, A. Forchel, P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, S.Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, *//Monitoring Statistical Magnetic Fluctuations on the Nanometer Scale//* Phys. Rev. Lett. 89, p.127201, (2002).
- [14] S. Makowski, S. Lee, J. K. Furdyna, M. Dobrowolska, G. Prechal, W. Heiss, J. Kossut, and G. Karczewski, *//Growth and Optical Properties of Mn-Containing II-VI Quantum Dots//* Phys. Stat. Sol. (b), 229, p.469, (2002).
- [15] M. Nawrocki, Yu. G. Rubo, J. P. Lascaray, and D. Coquillat, *//Suppression of the Auger recombination due to spin polarization of excess carriers and Mn^{2+} ions in the semimagnetic semiconductor $Cd_{0.95}Mn_{0.05}S//$* Phys. Rev. B 52, p.2241, (1995).
- [16] P. A. Wolf, *//Theory of bound magnetic polarons in semimagnetic semiconductors//* in «Semiconductors and Semimetals» vol.25, ed. by J.K. Furdyna and J. Kossut, pp. 413-454 (Academic Press, London, 1988)
- [17] J.K. Furdyna, *//Diluted Magnetic Semiconductors//* J. Appl. Phys. 64, R29, (1988).
- [18] D. R. Yakovlev, G. Mackh, B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann, and E. O. Göbel, *//Exciton magnetic polarons in short-period CdTe/Cd $_{1-x}$ Mn $_x$ Te superlattices//* Phys. Rev. B 52, p. 12033, (1995).
- [19] A. A. Toropov, Ya. V. Terent'ev, A.V. Lebedev, S.V. Sorokin, V.A. Kaygorodov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, I.A. Buyanova, J.P. Bergman, B. Monemar, and W.M. Chen. *//Exciton magnetic polarons in a type II ZnMnSe/ZnSSe superlattice//* Phys. stat. sol. (c), v.1, pp. 847-850, (2004).

- [20] A. A. Toropov, Ya. V. Terent'ev, S. V. Sorokin, S. V. Ivanov, T. Koyama, K. Nishibayashi, A. Murayama, Y. Oka, J. P. Bergman, I. A. Buyanova, W. M. Chen, and B. Monemar, *//Density-dependent dynamics of exciton magnetic polarons in ZnMnSe/ZnSSe type-II quantum wells//* Phys. Rev. B 73, p.245335, (2006).
- [21] А. В. Комаров, С.М. Рябченко, И.И. Жеру, Р.Д. Иванчук, О.В. Терлецкий, *//Магнитооптические исследования и двойной оптико-магнитный резонанс экситонной полосы в CdTe:Mn//* ЖЭТФ 73, с.608-618, (1977).
- [22] С.М. Рябченко, *//Гигантское спиновое расщепление экситонных состояний и оптическое детектирование магнитного резонанса в кристаллах А2В6 с магнитными примесями//* Изв.АН СССР (сер. физ) 46, с.440-445, (1982).
- [23] N.Brandt and V.V. Moshchalkov, *//Semimagnetic semiconductors//* Advanced in Physics 33, pp.193-256, (1984)
- [24] T. Dietl *//Diluted magnetic semiconductors//* in: Handbook of semiconductors, Vol. 3b, ed. by S. Mahajan (North-Holland, Amsterdam, pp.1252-1342, (1994).
- [25] *//Diluted magnetic semiconductors//* ed. by J.K. Furdyna and J. Kossut, Vol 25 in serie «Semiconductors and Semimetals», (Academic Press, London), p.1-460, (1988).
- [26] *//Diluted magnetic semiconductors//* ed. by M. Jain (World Scientific, Singapore), p.1-380, (1991).
- [27] B.E. Larson, K.C. Hass and R.L.Aggarwal, *//Effect of internal exchange field on magnetization steps in diluted magnetic semiconductors//*, Phys. Rev. B 33, pp. 1789-1796, (1986).
- [28] S. Oseroff and P.H.Keesom *//Magnetic properties: Macroscopic studies//* in «Semiconductors and Semimetals» Vol.25, ed. by J.K. Furdyna and J. Kossut, (Academic Press, London), pp.73-123, (1988).
- [29] J.A. Gaj and A. Golnik, «*Influence of magnetic fluctuations on energy gap in CdMnTe*», Acta Physica Polonica A 71, p.197-203, (1987).

- [30] W.J. Ossau and B. Kuhn-Heinrich, *//Dimensional dependence of antiferromagnetism in diluted magnetic semiconductor structures//*. Physica B 184, p.422-431, (1993)
- [31] J.A. Gaj, W.Grieshaber, C.Bodin-Deshayes, J.Cibert, G. Feuillet, Y.Merle d'Aubigne and A.Wasiela, «*Magneto-optical study of interface mixing in the CdTe/(CdMn)Te system*». Phys. Rev. B 50, p.5512-5527, (1994).
- [32] P. J. Klar, D. Wolverson, J.J. Davies, W. Heimbrodt, and M. Happ, *//Determination of the chemical valence-band offset for Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe multiple quantum-well structures of high x//*, Phys. Rev. B 57, p7103-7113, (1998).
- [33] L. A. Kolodziejski, T. C. Bonsett, R.L. Gunshor, S. Datta, R.B. Bylsma, W.M. Becker, N. Otsuka, *//Molecular beam epitaxy of diluted magnetic semiconductor (Cd.Mn)Te superlattices//* Appl. Phys. Lett. 45, pp. 440-442, (1984).
- [34] R.N. Bicknell, R.W. Yanka, N.C. Giles-Taylor, D.K. Blanks, E.L. Buckland, and J.F. Schetzina, *//(Cd.Mn)Te-CdTe multilayers grown by molecular beam epitaxy//* Appl. Phys. Lett. 45, pp 92-94, (1984).
- [35] A.Y. Cho, J. R. Arthur, *//Molecular beam epitaxy//*, Prog. Sol. St. Chem., Vol. 10, p.157-190, (1975).
- [36] S.H. Xin, P.D. Wang, Aie Yin, C. Kim, M. Dobrowolska, J.L.Merz, and J.K. Furdyna, *//Formation of self-assembling CdSe quantum dots on ZnSe by molecular beam epitaxy//* Appl. Phys. Lett, 69, p.3884, (1996).
- [37] F. Flack, N. Samarth, V. Nikitin, P.A. Crowell, J. Shi, J. Levy, and D. Awschalom, *//Near-field optical spectroscopy of localized excitons in strained CdSe quantum dots//* Phys. Rev.B 54, p.17312, (1996).
- [38] Y. Terai, S Kuroda, and K. Takita, *//Self-organized formation and photoluminescence of Cd_{1-x}Mn_xTe quantum dots grown on ZnTe by atomic layer epitaxy//* Appl. Phys. Lett. 76, p.2400, (2000).
- [39] L. Esaki, R. Tsu, *//Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors //* IBM J. Res. Dev., v. 14, p. 61-65, (1970).
- [40] G.H. Döler, *//Electron states in crystals with “nipi-superstructure”//* Phys. Stat. Sol. (b), v. 52, p. 79-92, (1972).

- [41] M. von Ortenberg, *//Spin superlattice with tunable minigap //*
Phys. Rev. Lett., 49, pp. 1041-1043, (1982).
- [42] D.C. Houghton, M. Davies, M. Dion, *//Design criteria for structurally stable, highly strained multiple quantum well devices //*
Appl. Phys. Lett., v. 64, pp. 505-507, (1994).
- [43] T.V. Shubina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov, G.N. Aliev, M.G. Tkatchman, S.V. Sorokin, N.D. Il'inskaya, P.S. Kop'ev, *//Extremely thick ZnCdSe/ZnSSe multiple quantum-well heterostructures for optoelectronic applications//*
J. Cryst. Growth, v. 184/185, pp. 596-600, (1998).
- [44] P.G. De Gennes, *//Effects of double exchange in magnetic crystals//*,
Phys. Rev. 118, pp.141-154, (1960).
- [45] T. Kasuya, and A. Yanase, *//Anomalous transport phenomena in Eu-chalcogenide alloys//*, Rev.Mod. Phys. 40, pp.684-696, (1968).
- [46] T. Kasuya, A. Yanase, and T. Takeda,
//Stability condition for the paramagnetic polaron in a magnetic semiconductor//
Solid State Commun. 8, pp.1543-1546, (1970).
- [47] С.М. Рябченко, Ю.Г. Семёнов, *//Локализованные состояния электрона, определяемые спиновыми корреляциями в парамагнитном полупроводнике//*
ФТТ 26, с. 3347-3354, (1984).
- [48] L.Swierkowski and T. Dietl, *//Stability of self-traped magnetic polarons//*
Acta Physica Polonica A 73, pp.431-434, (1988).
- [49] Д. Г. Алов, С. И. Губарев, В. Б. Тимофеев, Б.Н. Шепель,
//Комбинационное рассеяние с переворотом спина электрона в магнитопримесном полупроводнике CdS:Mn//
Письма в ЖЭТФ 34, с. 76-80, (1981).
- [50] D. Heiman, P.A.Wolf, and J. Warnock, *//Spin-flip Raman scattering, bound magnetic polaron, and fluctuations in (Cd,Mn)Se//*
Phys Rev B 27, pp. 4848-4860, (1983).

- [51] Tran Hong Nhung, R. Planel, C. Benoit a la Guillaume and A.K. Bhattacharjee, *//Acceptor-bound magnetic polaron in (Cd,Mn)Te semimagnetic semiconductors//* Phys. Rev. B, 31, pp.2388-2395, (1985).
- [52] Ю.Ф. Берковская, Е. М. Вахабова, Б. Л. Гельмонт, И. А. Меркулов, *//Магнитополяронный эффект на связанном состоянии акцептора в полумагнитных полупроводниках//* ЖЭТФ 94, с 183-195, (1988).
- [53] C. A. Huber, A. V. Nurmikko, M. Gal, and A. Wolf, *//Magnetic polaron contribution to donor bound exciton in (Cd,Mn)Se//* Solid State Commun. 46, pp.41-43, (1983).
- [54] С.И. Губарев, Б.Н. Шепель, *//Излучение экситонов и экситон-примесных комплексов в кристаллах $Cd_{1-x}Mn_xSe$ //* Письма в ЖЭТФ 37, с. 528-531, (1983).
- [55] A. Golnik, J. Gaj, R. Planel and C. Benoit a la Guillaume, *//Optical observation of a magnetic molecule in (Cd,Mn)Te//* J.Phys.Soc.Japan Suppl. A 49, pp.819-822, (1980).
- [56] A. Golnik, J. Ginter and J. Gaj, *//Magnetic polarons in exciton luminescence of (Cd,Mn)Te//*, J.Phys. C, 16, p.6073, (1983).
- [57] J.J. Zayhowski, C.Jagannath, R.N Kershaw, D.Ridgley, K.Dwight, and A. Wold, *//Picosecond time-resolved photoluminescence studies of exciton magnetic polaron complexes in (Cd,Mn)Te//*, Solid State Commun. 55, pp.941-945, (1985).
- [58] J. Warnock, R.N Kershaw, D.Ridgley, K.Dwight, A. Wold and R.R. Galazka, *//Localized exsitions and magnetic polaron formation in (Cd,Mn)Se and (Cd,Mn)Te//* J. Luminescence 34, pp.25-35, (1985).
- [59] T. Dietl and J. Spalek, *//Effect of fluctuation of magnetization on the bound magnetic polaron: Comparison with experiment//* Phys. Rev. Lett. 48, pp. 355-358, (1982).
- [60] T. Dietl and J. Spalek, *//Effect of thermodynamic fluctuations of magnetization on the bound magnetic polaron in dilute magnetic semiconductors//* Phys. Rev. B 28, pp.1548-1563, (1983).

- [61] I.A. Merkulov, K.V. Kavokin, //Two-dimensional magnetic polarons: Anisotropic spin structure of the ground state and magneto-optical properties// Phys. Rev. B 52, pp. 1751-1758, (1995).
- [62] К. В. Кавокин, «Кинетика двумерных магнитных поляронов» ФТТ, 35, с. 1624-1640, (1993).
- [63] К.В. Кавокин, И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, //Магнитные поляроны в гетероструктурах на основе полумагнитных полупроводников// ФТТ, 40, с. 800-802, (1998).
- [64] K.V. Kavokin, I.A. Merkulov, D.R. Yakovlev, W.Ossau, and G. Landwehr, //Exciton localization in semimagnetic semiconductors probed by magnetic polarons// Phys. Rev. B 60, pp.16499-16505, (1999).
- [65] Яковлев Д.Р. //Экситонные магнитные поляроны в квантово-размерных гетероструктурах// (Докторская диссертация). Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, (1998).
- [66] T.Itoh and E.Komatsu, //Magnetic polaron formation of localized excitons in semimagnetic semiconductor alloy of $Cd_{0.8}Mn_{0.2}Te$ // J.Luminescence 38, pp. 266-268, (1987).
- [67] H. Krenn, K. Kaltenecker, T. Dietl, J.Spalek, G.Bauer, //Photoinduced magnetization in dilute magnetic (semimagnetic) semiconductors// Phys. Rev. B. 39, pp. 10918-10934, (1989).
- [68] T. Dietl, P.Peyla, W. Grieshaber, and Y.Merle d' Aubigne, //Dynamics of spin organization in diluted magnetic semiconductors// Phys. Rev. Lett. 74, pp. 474-477, (1995).
- [69] C. D. Poweleit, A.R. Hodges, T.-B. Sun, L.M. Smith, and B.T. Jonker, //Exciton spin thermalization in strained and relaxed $Zn_{1-x}Mn_xSe$ epilayers// Phys. Rev. B. 59, pp.7610-7619, (1999).
- [70] G. Mackh, W. Ossau, D.R. Yakovlev, G. Landwehr, R.Hellmann, E.O. Gobel, T. Wojtowicz, G. Karczewski and J.Kossut, //Exciton magnetic polarons in $CdTe/(CdMn)Te$ quantum wells with high manganese contents// Solid State. Commun. 96, pp. 297-304, (1995).

- [71] E. L. Ivchenko and G.E. Pikus // *Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena*// Springer-Verlag, New-York, (1995).
- [72] D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer, and D. Park, // *Fine structure splitting in the optical spectra of single GaAs quantum dots*// Phys. Rev. Lett. 76, p.3005, (1996).
- [73] V. D. Kulakovskii, G. Bacher, R. Weigand, T. Kummell, A. Forchel, E. Borovitskaya, K Leonardi, and D. Hommel, // *Fine structure of biexciton emission in symmetric and asymmetric CdSe/ZnSe single quantum dots*// Phys. Rev. Lett. 82, p. 1780, (1999).
- [74] A. Hartmann, Y. Ducommun, E. Kapon, U. Hohenester, and E. Molinari. // *Few-particle effects in semiconductor quantum dots: Observation of multicharged excitons*// Phys. Rev. Lett. 84, p. 5648, (2000).
- [75] J. Finley, W. Fry, A.D. Ashmore, A. Lematre, A.I. Tartakovskii, R. Oulton, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, P.D. Buckle, and P.A. Maksym. // *Observation of multicharged excitons and biexcitons in a single InGaAs quantum dot*// Phys. Rev. B, 63, p.161305, (2001).
- [76] V. Turck, S. Rodt, R. Heitz, O. Stier, M. Strassburg, U.W. Pohl, and D. Bimberg, // *Charged excitons and biexcitons in self-organized CdSe quantum dots*// Phys. Status Solidi B, 224, p.217, (2001).
- [77] J.G. Tischler, A.S. Bracker, D. Gammon, and D. Park. // *Fine structure of trions and excitons in single GaAs quantum dots*// Phys. Rev. B, 66, p.081310, (2002).
- [78] I. I. Reshina, S. V. Ivanov, D. N. Mirlin, A. A. Toropov, A. Waag and G. Landwehr, // *Raman scattering by magnetic excitations and phonons in diluted magnetic structures formed by self-organized quantum disks of CdZn(Mn)Se in a Zn(Mn)Se matrix*// Phys. Rev. B, 64, p. 035303, (2001).
- [79] А.А. Торопов, А.В. Лебедев, С.В. Сорокин, Д.Д. Солнышков, С.В. Иванов, П.С.Копьев, И.А. Буянова, В.М. Чен, Б. Монемар, // *Полумагнитные сверхрешетки типа II ZnMnSe/ZnSSe: рост и магнитолюминесцентные свойства* // ФТП, т. 36, с.1372-1378, (2002).

- [80] J. -Y. Marzin, J. -M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier and G. Bastard
//Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs// Phys. Rev. Lett. 73, p. 716, (1994).
- [81] B. Urbaszek, R. J. Warburton, K. Karrai, B. D. Gerardot, P. M. Petroff and J. M. Garcia *//Fine Structure of Highly Charged Excitons in Semiconductor Quantum Dots //* Phys. Rev. Lett. 90, p. 247403, (2003).
- [82] L. Besombes, Y. Leger, L. Maingault, D. Ferrand, H. Mariette and J. Cibert
//Probing the Spin State of a Single Magnetic Ion in an Individual Quantum Dot// Phys. Rev. Lett. 93, p.207403, (2004).
- [83] Y. Leger, L. Besombes, L. Maingault, D. Ferrand, and H. Mariette, *//Hole spin anisotropy in single Mn-doped quantum dots//* Phys. Rev. B 72, p.241309, (2005).
- [84] A. K. Bhattacharjee, C. Benoit à la Guillaume *//Exciton magnetic polaron in semimagnetic semiconductor nanocrystals//* Phys. Rev. B 55, p.10613, (1997)
- [85] P. S. Dorozhkin, V. D. Kulakovskii, A. V. Chernenko, A. S. Brichkin, S. V. Ivanov and A. A. Toropov *//Controlling magnetic moment and its fluctuations in individual semimagnetic quantum dots with different exchange interactions//* Appl. Phys. Lett. 86, p.062507, (2005).
- [86] P. S. Dorozhkin, A. S. Brichkin, V. D. Kulakovskii, A. V. Chernenko, S. V. Zaitsev, S. V. Ivanov, and A. A. Toropov *//Electron–hole complexes in individual semimagnetic quantum dots//* Phys. stat. sol. (a) 202, No. 14, pp.2609–2613, (2005).
- [87] A.V.Kudinov, I.A. Akimov, Yu.G. Kusraev, and F. Henneberger *//Optical and magnetic anisotropies of the hole states in Stranski-Krastanov quantum dots//* Phys. Rev B 70, p.241305, (2004).
- [88] Y. Leger, L. Besombes, L. Maingault, D. Ferrand, and H. Mariette,
//Geometrical Effects on the Optical Properties of Quantum Dots Doped with a Single Magnetic Atom// Phys. Rev. Lett. 95, p.047403, (2005)

- [89] J. Puls, M. Rabe, H.-J. Wünsche and F. Henneberger
//Magneto-optical study of the exciton fine structure in self-assembled CdSe quantum dots // Phys. Rev B 60, p.16303, (1999).
- [90] Yu. G. Kusrayev, A. V. Koudinov, I. G. Aksyanov, B. P. Zakharchenya, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut *//Extreme In-Plane Anisotropy of the Heavy-Hole g Factor in (001)-CdTe/CdMnTe Quantum Wells// Phys. Rev. Lett. 82, p.3176, (1999).*
- [91] J. A. Gupta and D. D. Awschalom, Al. L. Efros, A. V. Rodina *//Spin dynamics in semiconductor nanocrystals// Phys. Rev B 66, p.125307, (2002).*
- [92]D. Keller, D. R. Yakovlev, B. Konig, W. Ossau, T. Gruber, A. Waag, L. W. Molenkamp, and A. V. Scherbakov *//Heating of the magnetic ion system in (Zn, Mn)Se/(Zn, Be)Se semimagnetic quantum wells by means of photoexcitation// Phys. Rev. B 65, p.035313, (2001).*
- [93] A. V. Chernenko, P. S. Dorozhkin, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, S. V. Ivanov and A. A. Toropov *//Auger recombination of excitons in semimagnetic quantum dot structure in a magnetic field// Phys. Rev B 72, p.045302, (2005).*
- [94] T. Flissikovskii, I.A. Akimov, A. Hundt and F. Henneberger *//Single-hole spin relaxation in a quantum dot// Phys.Rev. B 68, p.161309, (2003).*
- [95] H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. A. J. A. van der Poel, and C. T. Foxon, *// Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells // Phys. Rev. B 41, p.5283, (1990).*
- [96] G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, A. Forchel, K. Leonardi, and D. Hommel, *//Biexciton versus Exciton Lifetime in a Single Semiconductor Quantum Dot// Phys. Rev. Lett.83, p.4417, (1999).*
- [97] Агекян В. Ф. *// Внутрицентровые переходы ионов группы железа в полупроводниковых матрицах группы II-VI// ФТТ 44, 213, (2002).*
- [98] C. S. Kim, M. Kim, S. Lee, J. Kossut, J. K. Furdyna, and M. Dobrowolska, *//CdSe quantum dots in a Zn_{1-x}Mn_xSe matrix: new effects due to the presence of Mn // J. Cryst. Growth 214/215, p.395, (2000).*

- [99] P. R. Kratzert, J. Puls, M. Rabe, and F. Henneberger, // *Growth and magneto-optical properties of sub 10 nm (Cd, Mn)Se quantum dots*// Appl.Phys.Lett. 79, p.2814, (2001).
- [100] K. Shibata, E. Nakayama, I. Souma, A. Murayama, Y. Oka // *Exciton Recombination Processes in Cd_{1-x}Mn_xSe/ZnSe Quantum Dots under Magnetic Fields*// Phys. Stat. Sol.(b) 229, p.473, (2002).
- [101] S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, // *Effect of spin-dependent Mn²⁺ internal transitions in CdSe/Zn_{1-x}Mn_xSe magnetic semiconductor quantum dot systems* // Phys. Rev. B 72, p.075320, (2005).
- [102] H. Falk, J. Hubner, P. J. Klar, and W. Heimbrodt // *Intralayer and interlayer energy transfer from excitonic states into the Mn 3d5 shell in diluted magnetic semiconductor structures*// Phys. Rev. B 68, p.165203, (2003).
- [103] C. Ballhausen, // *Introduction to Ligand Field Theory*// McGraw-Hill, New York, (1962).
- [104] S. Sugano, Y. Tanabe, and H. Kamimura, // *Multiplets of Transition Metal Ions*// Academic, New York, (1970).
- [105] Nguen Que Huong and J. L. Birman // *Theory of luminescent emission in nanocrystal ZnS:Mn with an extra electron*// Phys. Rev. B 69, p.085321, (2004).
- [106] B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, E. Bangert, A. Waag, and G. Landwehr, // *Zeeman pattern of semimagnetic (CdMn)Te/(CdMg)Te quantum wells in inplane magnetic field*// Solid State Commun. v.91, pp. 413-418, (1994).
- [107] T. Stirner, J. Miao, W. E. Hagston, S. Takeyama, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut, // *Exciton magnetic polarons in asymmetric diluted magnetic semiconductor quantum wells*// Phys. Rev. B **60**, p.11545, (1999).
- [108] C. D. Poweleit, L. M. Smith, and B. T. Jonker, // *Observation of long-lived exciton magnetic polarons in Zn_{1-x}Mn_xSe/ZnSe multiple quantum wells* // Phys. Rev. B 50, p.18662, (1994).
- [109] G. Mackh, W. Ossau, D. R. Yakovlev, A. Waag, G. Landwehr, R. Hellmann and E. O. Göbel, // *Localized exciton magnetic polarons in Cd_{1-x}Mn_xTe*// Phys. Rev. B 49, pp.10248 - 10258, (1994).

- [110] J. Kundrotas, A. Cerskus, S. Asmontas, G. Valusis, M. P. Halsall, E. Johannessen and P. Harrison // *Impurity-induced Huang–Rhys factor in beryllium δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells: fractional-dimensional space approach*// Semicond. Sci. Technol. 22, pp.1070-1076, (2007).
- [111] M. Suffczynski and L. Wolniewicz // *Size of exciton bound to a neutral impurity*// Phys. Rev. B 40, p.6250, (1989).
- [112] K. Huang and A. Rhys // *Theory of Light Absorption and Non-Radiative Transitions in F-Centres*// Proc. R. Soc. Lond. A 204, pp.406-423, (1950).
- [113] S. Kalliakos, X. B. Zhang, T. Taliercio, P. Lefebvre, B. Gil, N. Grandjean, B. Damilano, and J. Massies // *Large size dependence of exciton-longitudinal-optical-phonon coupling in nitride-based quantum wells and quantum boxes*// Appl. Phys. Lett. 80, p. 428, (2001).
- [114] A. L. Gurskii // *Nature of the impurity bands of the edge luminescence of highly doped compensated ZnSe:N*// Journal of Applied Spectroscopy, Vol. 67, No. 1, (2000)
- [115] M. K. Kneip, D. R. Yakovlev, M. Bayer, A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, D. Keller, W. Ossau, L. W. Molenkamp, and A. Waag // *Direct energy transfer from photocarriers to Mn-ion system in II-VI diluted-magnetic semiconductor quantum wells*// Phys. Rev. B 73, p.035305, (2006).