

Санкт-Петербургский Государственный Университет

На правах рукописи

Андроников Дмитрий Александрович

**Отрицательно заряженные экситонные комплексы в
модулированно-легированных квантовых ямах на
основе CdTe в присутствии внешнего магнитного
поля**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2013

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Научный руководитель: **Владимир Петрович КОЧЕРЕШКО,**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Алексей Валерьевич КУДИНОВ,**
доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Василий Робертович ШАГИНЯН,
доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова

Ведущая организация: Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

Защита состоится «14» марта 2013 года в __ часов на заседании диссертационного совета Д212.232.33 в Санкт-Петербургском Государственном Университете по адресу 198504, г. Санкт-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская д. 1

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке СПбГУ.

Автореферат разослан «_» _____ 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук, профессор

А. В. Лезов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Исследование полупроводниковых наноструктур, содержащих квантовые ямы (КЯ), сверхрешетки и квантовые точки, в настоящее время является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений в физике полупроводников. Полупроводниковые наноструктуры на основе соединений CdTe предоставляют прекрасную возможность для исследования новых физических явлений.

Особый интерес для исследований и практических приложений представляют модулировано легированные гетероструктуры, содержащие двумерный электронный (2DEG). Фундаментальный характер явлений, определяющих оптические свойства таких структур, а также их практическая важность для использования в полупроводниковых приборах делают тему диссертации актуальной как с научной, так и с практической точек зрения.

Целью диссертации является поиск новых и исследование ранее известных фундаментальных физических явлений, связанных с проявлением экситон-электронного взаимодействия, а также объяснение их проявления в оптических спектрах полупроводниковых квантовых ям.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые обнаружен и исследован ряд новых физических явлений с участием нейтральных и заряженных экситонов, среди которых можно отметить следующие:

- В структурах с квантовыми ямами с модулированным легированием CdTe/CdMgTe в присутствии магнитного поля впервые однозначно идентифицированы оптически запрещенные и оптически разрешенные триплетные состояния триона.

- Дано объяснение проявлению линий оптически запрещенных триплетных состояний триона в спектрах ФЛ структур с КЯ на основании спин-зависимого механизма формирования трионов в присутствии магнитного поля.

- Дано объяснение аномальной зависимости положения линии люминесценции триона от магнитного поля при факторе заполнения уровней Ландау $\nu > 1$ в структурах с квантовыми ямами с модулированным легированием CdTe/CdMgTe с умеренной плотностью 2DEG.

Достоверность и надежность результатов обуславливается использованием в качестве теоретической основы описанных в диссертации механизмов физических взаимодействий фундаментальных принципов и физических законов, а также использованием хорошо отлаженных экспериментальных методик и тщательной проверкой полученных экспериментальных результатов. Результаты исследований опубликованы в авторитетных реферируемых журналах и докладывались на различных международных конференциях и симпозиумах.

Положения, выносимые на защиту:

1) В спектрах люминесценции образца CdTe/Cd_{0,7}Mg_{0,3}Te с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в присутствии магнитного поля присутствуют линии люминесценции синглетного состояния триона, а также оптически запрещенного и оптически разрешенного триплетных состояний триона.

2) В спектрах отражения образца CdTe/Cd_{0,7}Mg_{0,3}Te с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ отсутствуют особенности на длине волны люминесценции оптически запрещенного триплетного состояния триона и присутствует резонанс на длине волны люминесценции оптически запрещенного состояния триона, что подтверждает принятую классификацию линий ФЛ.

3) Энергетический зазор между линиями экситона и оптически запрещенного триплетного состояния триона в спектре люминесценции, рассматриваемый как энергия связи соответствующего состояния, возрастает с увеличением величины магнитного поля и аппроксимируется к нулевому значению в отсутствии магнитного поля.

4) Оптически запрещенное триплетное состояние триона наблюдается в спектрах ФЛ структуры с КЯ CdTe/Cd_{0,7}Mg_{0,3}Te в магнитном поле из-за преимущественного механизма формирования триона в этом состоянии вследствие спиновой поляризации 2DEG в присутствии магнитного поля на фоне подавления механизма формирования триона в синглетном состоянии.

5) Аномальное поведение линии триона в спектрах ФЛ образца CdTe/Cd_{0,7}Mg_{0,3}Te с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле, соответствующем фактору заполнения уровней Ландау $\nu < 1$, связано с тем, что электрон в конечном состоянии после рекомбинации триона может оказаться в состоянии с энергией в диапазоне (E_F, ∞) . В магнитном поле характер зависимости положения линии рекомбинации триона определяется характером зависимости энергии Ферми электрона в конечном состоянии.

Научная и практическая значимость работы состоит в том, что в ней получен ряд новых результатов, важных для понимания физических процессов с участием нейтральных и заряженных экситонов, в гетероструктурах, содержащих двумерный электронный газ. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, могут быть использованы другими авторами при интерпретации экспериментальных данных и при разработке теоретических моделей. Научные выводы носят общий характер и не ограничиваются только объектами исследования, использованными в данной работе. Основная научная и практическая ценность работы заключается в фундаментальном характере исследованных явлений и установленных закономерностей. Результаты работы целесообразно использовать для исследования оптических свойств и характеристики полупроводниковых гетероструктур с пониженной размерностью.

Апробация работы. Основные результаты докладывались на семинарах в Физико-Техническом институте им. А.Ф.Иоффе. Основные результаты были представлены: на Всероссийской молодежной научной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, Россия, 2003), на международной конференции по физике полупроводников ICPS (Флагстафф, США, 2004), на международном российско-германском студенческом семинаре JASS-2005 (Санкт-Петербург, Россия, 2005), на международной школе по полупроводниковым материалам (Яжовиц, Польша, 2005); на Всероссийской конференции по физике полупроводников (Москва, Россия, 2005); на конкурсе молодых ученых ФТИ (2005).

Публикации и личный вклад автора. По результатам исследований, составляющих содержание диссертации, опубликовано 10 научных работ в реферируемых журналах. Общий список публикаций приведен в конце автореферата. Личный вклад автора в исследования выразился в проведении экспериментальных исследований модулированно-легированных квантовых ям на основе CdTe методами оптической спектроскопии в магнитном поле; анализе результатов экспериментальных исследований; участии в разработке модели формирования синглетных и триплетных состояний триона в присутствии внешнего магнитного поля при низких температурах; написании научных статей по теме диссертационной работы.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Она содержит 112 страниц текста, включая 21 рисунок. Список цитируемой литературы содержит 115 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, сформулированы цели и основные защищаемые положения диссертационной работы, отмечена научная новизна и практическая ценность полученных результатов, описана структура диссертации.

Первая глава носит вводный характер. В ней представлен обзор литературы по экситон-электронному взаимодействию, выявлены наиболее актуальные вопросы по тематике исследования и дана постановка задачи для диссертационной работы.

Одним из наиболее ярких явлений, связанных с проявлением экситон-электронного взаимодействия, является образование новой квазичастицы - *триона*. Существование трионов было предсказано в 1958 году Лампертом [1], предположив существование двух типов заряженных экситонных комплексов (или трионов). Первый тип – *отрицательно заряженный экситонный комплекс* X^- образован двумя электронами и одной дыркой. При условии, что эффективная масса дырки много больше, чем эффективная масса электрона $m_h \gg m_e$, отрицательно заряженный экситонный комплекс

является аналогом иона водорода H^- . Второй тип – *положительно заряженный экситонный комплекс* X^+ образован одним электроном и двумя дырками. При $m_h \gg m_e$, положительно заряженный экситонный комплекс является аналогом ионизованной молекулы водорода H_2^+ . Позднее было показано [2], что трион является стабильной квазичастицей при любых соотношениях масс электрона и дырки. Диссертационная работа посвящена исследованию отрицательно-заряженных экситонных комплексов во внешне магнитном поле.

Трионы были экспериментально обнаружены в полупроводниковых КЯ на основе соединений CdTe [3], GaAs [4], ZnSe [5], ZnO [6], углеродных нанотрубках [7], а также в квантовых точках InAs/GaAs [8], AlGaAs/GaAs [9].

Вторая глава посвящена описанию структуры отрицательно заряженных экситонных комплексов в присутствии внешнего магнитного поля, экспериментальных методик и результатов проведенных экспериментальных исследований образцов с квантовыми ямами (КЯ) CdTe/CdMgTe.

В начале главы дается описание энергетической структуры двухэлектронных состояний. Решением уравнения Шредингера для них является волновая функция, записываемая в качестве произведения двух независимых компонент – пространственной и спиновой составляющих: $\varphi(1,2) = U(1,2)\chi(1,2)$. Полная волновая функция такого состояния φ является антисимметричной относительно перестановки двух электронов, согласно статистике Ферми [10]. Единственная антисимметричная спиновая составляющая волновой функции состояния с суммарным спином двух электронов $S_e = 0$ соответствует синглетному спиновому состоянию триона. Существуют также три линейно независимые симметричные спиновые составляющие волновой функции, соответствующие состояниям с суммарным спином двух электронов $S_e = 1$, с тремя возможными проекциями на выбранное направление $S_z = \pm 1, 0$. Такие состояния называются триплетными. Пространственная часть волновой функции имеет вид:

$$U_{nlm}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[u_1(\vec{r}_1) u_{nlm}(\vec{r}_2) \pm u_1(\vec{r}_2) u_{nlm}(\vec{r}_1) \right] \quad (1)$$

где знак «+» относится к синглетным состояниям, а знак «-» - к триплетным состояниям [10]. Если оба электрона находятся в основном состоянии $1s$ ($n=1, l=m=0$), то пространственная часть волновой функции, а вместе с ней и полная волновая функция, в случае триплетного состояния, когда оба электрона имеют одинаковое направление спина, в соответствии с принципом Паули, обращается в ноль. Отсюда следует, что основным состоянием системы двух электронов является синглетное состояние, для которого в случае, когда оба электрона находятся в основном $1s$ состоянии, выражение (1) не обращается в ноль. Для триплетного состояния пространственная часть волновой функции не будет обращаться в ноль, только если второй электрон будет находиться в возбужденном состоянии,

например $2s$ ($n=2, l=m=0$) или $2p$ ($n=2, l \neq 0$). Оптические переходы в такие (из таких) состояния должны удовлетворять правилам отбора: $\Delta S_z = \pm 1, L_z = 0$ [11, 12]. В соответствии с правилом отбора по угловому моменту импульса, триплетное состояние триона с $L_z = -1$ (один электрон в $1s$, а другой в $2p$ состояниях) является оптически запрещенным. Синглетное состояние триона, в котором два электрона находятся в $1s$ состоянии с противоположными проекциями спина, является оптически разрешенным. Также оптически разрешенным состоянием является триплетное состояние, в котором оба электрона находятся в s -состояниях ($1s$ и $2s$) и имеют нулевой орбитальный момент $L=L_z = 0$. В отсутствии магнитного поля единственным связанным состоянием триона является основное синглетное состояние, триплетные же состояния не являются связанными [13]. В сильном магнитном поле, вследствие квантования состояний электронов по уровням Ландау, которые являются вырожденными по угловому моменту, принцип Паули не накладывает такого строгого ограничения на основное состояние триона как в нулевом магнитном поле, и выполняется правило Хунда заполнения атомных уровней, согласно которому нижележащим состоянием триона является триплетное состояние. Кроме того, вследствие эффекта Зеемана, в присутствии магнитного поля каждый из уровней трионов расщепляется на два.

В работах [11,12] приведены расчетные данные, согласно которым в пределе высокого магнитного поля единственным связанным состоянием триона при нижнем уровне Ландау является триплетное состояние с угловым моментом $L_z = -1$, являющееся оптически запрещенным, при этом синглетное состояние триона является несвязанным. При расчете спектра состояний в магнитном поле с учетом реальных условий – конечных величины магнитного поля и ширины квантовой ямы, было показано [13] наличие трех связанных состояний при нижнем уровне Ландау: синглетного состояния триона, оптически запрещенного триплетного состояния триона с $L_z = -1$, а также триплетного состояния триона с $L_z = 0$, являющегося оптически разрешенным, причем энергия связи этого состояния значительно меньше энергии связи других состояний триона. В отличие от синглетного состояния триона, энергия связи обоих триплетных состояний стремится к нулю в пределе нулевого магнитного поля [12, 13]. Таким образом, энергетическая структура трионной системы в магнитном поле выглядит следующим образом: основным состоянием системы является оптически разрешенное синглетное состояние, далее по энергии следует оптически запрещенное триплетное состояние с $L_z = -1$, вышележащим по энергии является оптически разрешенное триплетное состояние с $L_z = 0$.

Для исследования свойств отрицательно заряженных экситонных комплексов использовалась спектроскопия фотолюминесценции и отражения в магнитном поле в геометрии Фарадея. Спектры фотолюминесценции и отражения регистрировались в поляризациях σ^+ и σ^- в ходе одного импульса

развертки магнитного поля от 0 до 45 Т в геометрии Фарадея при температурах $T=1.6\text{К}, 4.2\text{К}, 15\text{К}$ при нормальном падении света на плоскость исследуемых образцов. В качестве образцов для экспериментальных исследований использовались структуры с одиночными квантовыми ямами $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Te}$ типа-I шириной 100 \AA , выращенными на подложке GaAs в направлении $[100]$ методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На расстоянии 100 \AA от КЯ находится легированный йодом δ -слой n -типа. При низкой температуре электроны из δ -слоя собираются в КЯ, формируя квазидвумерный электронный газ (2DEG). Исследовался набор гетероструктур, в которых концентрация электронов менялась в пределах от 3×10^{10} до $3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для анализа и обработки экспериментальных данных были выбраны образцы с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (Главы 2 и 3) и $n_e = 3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (Глава 4).

В малых магнитных полях (0-3Т) в обеих круговых поляризациях доминирует спектральная линия синглетного состояния триона T_s (спины электронов $+1/2, -1/2$, спин дырки $-3/2$), линия нейтрального экситона X практически незаметна (Рис. 1). Энергия связи синглетного состояния триона (энергия диссоциации на экситон и электрон), экспериментально определяемая как разница спектрального положения линии триона и линии экситона, в малых полях составляет порядка 3 мэВ, с ростом магнитного поля увеличивается до 4-4,5 мэВ. В магнитном поле величиной более 17 Т в поляризации σ^- от линии ФЛ экситона отщепляется еще одна линия ФЛ, обозначенная на рисунках T_i^d . В магнитном поле величиной 17-22Т она проявляется как плечико на линии ФЛ экситона, а в поле более 25 Т как отдельная линия люминесценции. При максимальной величине магнитного поля 45Т линия ФЛ T_i^d имеет энергетический зазор от линии X около 3 мэВ. С уменьшением величины магнитного поля энергия связи состояния T_i^d уменьшается и стремится к нулю в пределе нулевого магнитного поля. В поляризации σ^+ линии, соответствующей линии T_i^d , во всем диапазоне магнитных полей не наблюдалось. На основании положения линии ФЛ T_i^d в спектре, величины ее отщепления от линии ФЛ экситона X и зависимости величины отщепления от магнитного поля [11,12], а также поляризации, данная линия соответствует оптически запрещенному триплетному состоянию триона с суммарной проекцией спина на направление магнитного поля $S_z = +1/2 + 1/2 - 3/2 = -1/2$ и проекцией орбитального момента $L_z = -1$. В магнитном поле величиной более 35Т в спектрах люминесценции в поляризации σ^- появляется еще одна линия, отщепленная от линии ФЛ экситона ~ 1 мэВ, обозначенная на рис. 1 T_i^b . Как и линия ФЛ T_i^d , линия T_i^b в поляризации σ^+ не проявляется. На основании численных расчетов положения энергетических уровней трионных состояний и их энергии связи [11,12], можно сделать вывод, что линия T_i^b соответствует оптически разрешенному триплетному состоянию триона. Оптически разрешенное

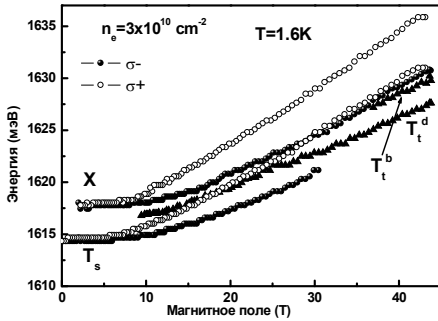


Рис. 1. Зависимость энергий линий люминесценции от магнитного поля при температуре 1,6К. Светлые кружки – поляризация σ^+ , темные – поляризации σ^- . X – состояния нейтрального экситона, T_s – синглетное состояние триона, T_t^d – оптически запрещенное триплетное состояние триона, T_t^b – оптически разрешенное состояние триона. Триплетные состояния обозначены темными треугольниками и наблюдаются только в поляризации σ^- .

триплетное состояние триона имеет спиновую конфигурацию идентичную оптически запрещенному состоянию триона с суммарной проекцией спина на направление магнитного поля $S_z = +1/2 + 1/2 - 3/2 = -1/2$, однако имеет значение проекции орбитального момента на направление магнитного поля $L_z = 0$.

Помимо спектров люминесценции образца с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ исследовались спектры отражения, являющиеся функцией плотности состояний энергетических уровней исследуемой структуры. Интенсивности резонансов отражения пропорциональны силам осцилляторов соответствующих оптических переходов. Это означает, что оптически запрещенные состояния не могут проявляться в спектрах отражения. В поле 6 Т в спектрах отражения наблюдаются полностью поляризованный резонанс T_s , относящийся к синглетному состоянию триона и практически не поляризованный резонанс X. Сильная поляризация линии отражения T_s связана с тем, что в присутствии внешнего магнитного поля при низкой температуре (1.6К) электроны в КЯ полностью поляризованы и имеют спин $+1/2$ (g-фактор электронов для CdTe $g_e = -1,56$), т.е. находятся на нижнем зеемановском подуровне. Следовательно, возможен единственный механизм формирования синглетного состояния триона: возбуждением фотоном поляризации σ^+ ($S_{ph} = +1$) электрона со спином $-1/2$ и дырки со спином $+3/2$ с присоединением электрона из 2DEG со спином $+1/2$. В спектрах ФЛ, в магнитном поле порядка 20-25 Т к линиям T_s и X добавляется линия триплетного состояния триона T_t^d . Однако, в спектрах отражения в поле 27 Т резонансов, совпадающих по положению с линией T_t^d в спектре ФЛ, не наблюдается. Следовательно, линия ФЛ T_t^d соответствует оптически запрещенному переходу, что подтверждает ранее установленную принадлежность этой линии оптически запрещенному триплетному состоянию триона. В спектрах отражения в высоком магнитном поле линия

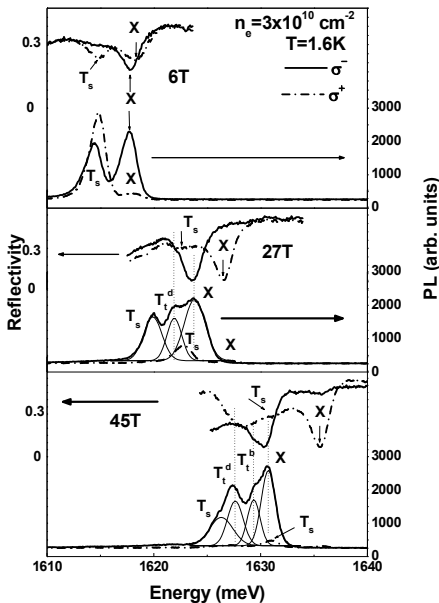


Рис. 2. Спектры отражения и соответствующие им спектры люминесценции в полях 6, 27 и 45Т при температуре 1,6К образца с $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Обозначения линий аналогичны рис 4. Штрих-пунктирными линиями представлены спектры в поляризации σ^+ , жирными сплошными линиями спектры в поляризации σ^- . Тонкими сплошными линиями представлен результат разделения контуров спектров люминесценции в поляризации σ^- .

экситона в поляризации σ^- явно уширена в длинноволновой области. В области длин волн, соответствующей линии T_i^b в спектре ФЛ, наблюдается “плечико”. Это говорит о том, что данный резонанс, хотя и соответствует переходу с небольшой силой осциллятора, является оптически разрешенным. Наличие резонанса в спектре отражения подтверждает соответствие линии ФЛ T_i^b оптически разрешенному триплетному состоянию триона с проекцией суммарного спина $S_z = -1/2$ и орбитального момента $L_z = 0$.

Третья глава посвящена объяснению наблюдения оптически запрещенного триплетного состояния триона в спектрах ФЛ на основе спин-зависимого механизма формирования триона в магнитном поле при низких температурах. В магнитном поле выше 12 Т, с учетом значений g-факторов электрона g_e , дырки g_{hh} и g-фактора экситона, нижним по энергии является состояние экситона с суммарной проекцией спина -1 (поляризация σ^-), верхним – состояние с суммарной проекцией спина +1 (поляризация σ^+), см. Рис. 3. При низкой температуре преимущественно заселенными будут являться нижние энергетические уровни. С ростом магнитного поля в спектрах ФЛ наблюдается подавление линии триона в синглетном состоянии в обеих поляризациях (рис. 4). В магнитном поле трион в синглетном состоянии с проекциями спина электронов и дырки $(-1/2 \ +1/2 \ -3/2)$ формируется либо парой электрон $(-1/2) -$ экситон $(+1/2 \ -3/2)$, либо парой

электрон $(+1/2)$ – экситон $(-1/2 -3/2)$, см. Рис. 3 А. В первом случае, вследствие большой величины зеемановского расщепления и низкой температуры подуровень электрона с проекцией спина $-1/2$ оказывается не заселенным и формирование триона подавляется. Во втором случае формирование триона подавляется т.к. незаселенным оказывается экситонный уровень $(-1/2 -3/2)$. Аналогичные рассуждения можно провести для триона в синглетном состоянии с проекциями спина электронов и дырки $(-1/2 +1/2 +3/2)$. Таким образом, в магнитном поле при низких температурах механизм формирования триона в синглетном состоянии подавлен в обеих поляризациях в силу большой величины зеемановского расщепления энергетических уровней электронов и экситонов, формирующих трион, что приводит к подавлению его люминесценции.

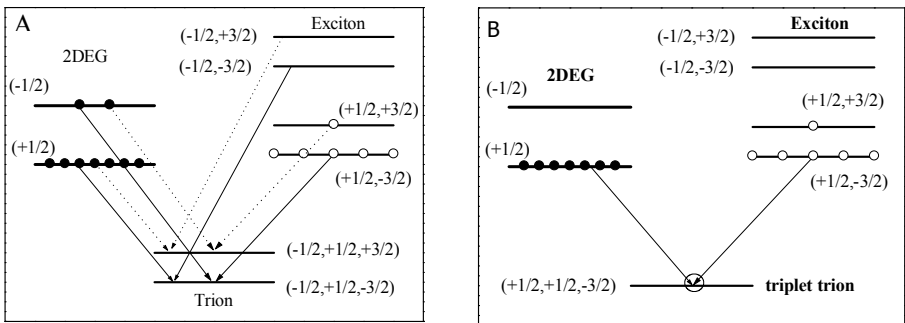


Рис. 3. Схема положения уровней энергии экситонной и электронной системы в магнитном поле выше 12Т. Стрелками показан механизм формирования триона в синглетных (А) и триплетных (В) состояниях, сплошные линии – в поляризации σ^- , штрихованные линии – в поляризации σ^+ .

В спектрах ФЛ с КЯ $\text{CdTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Te}$ с концентрацией электронов $n_e = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле величиной 25Т и более наблюдается линия люминесценции оптически запрещенного состояния триона T_t^d . Интенсивность люминесценции любого состояния прямо пропорциональна произведению силы осциллятора этого состояния на заселенность состояния. В работе [14] было экспериментально установлено, что время излучательной рекомбинации оптически запрещенного триплетного состояния триона зависит от концентрации электронов в квантовой яме. Таким образом, взаимодействие с электронами может привести к релаксации трансляционной симметрии и увеличению вероятности запрещенного оптического перехода. Тогда, при отличной от нуля силе осциллятора перехода, малая величина силы осциллятора может быть компенсирована большой заселенностью энергетического уровня. В магнитном поле трион в триплетном состоянии с

проекциями спина электронов и дырки (+1/2 +1/2 -3/2) формируется парой электрон (+1/2) – экситон (+1/2 -3/2), см. Рис. 3 В. Зеemanовский подуровень электрона со спином (+1/2) является нижним по энергии и наиболее заселенным, подуровень экситона со спином (+1/2 -3/2) также является нижним и наиболее заселенным. Следовательно, в присутствии магнитного поля механизм формирования триона в триплетном состоянии является преимущественным по сравнению с механизмом формирования триона в синглетном состоянии, и триплетное состояние в присутствии магнитного поля является наиболее заселенным. Такое преимущественное заселение объясняет появление линии этого оптически запрещенного состояния в спектрах люминесценции, несмотря на малую силу осциллятора соответствующего оптического перехода.

Для оценки механизма формирования трионов в синглетных и триплетных состояниях в присутствии магнитного поля был произведен расчет интенсивности ФЛ экситонных и трионных состояний на основе системы кинетических уравнений, описывающих механизмы формирования, релаксации и рекомбинации состояний, предложенной в работе [15]. Расчетная система энергетических уровней включала в себя четыре уровня горячих экситонов ($s_z \pm 2, \pm 1$), четыре уровня холодных экситонов ($s_z \pm 2, \pm 1$), два уровня синглетных состояний триона ($s_z \pm 3/2$), два уровня триплетных состояний триона – оптически запрещенный и оптически разрешенный ($s_z - 1/2$), и два уровня электронов ($s_z \pm 1/2$). Включение в систему уровней горячих экситонов позволяет учесть нерезонансный характер возбуждения люминесценции. Для электронов в 2DEG распределение заселенности соответствует распределению Ферми. Для расчета кинетики процессов описанной экситон-трионной системы использовались 12 уравнений вида:

$$\frac{dn_X^{\sigma^-}}{dt} = n_{Xhot}^{\sigma^-} \tau_K^{-1} - n_X^{\sigma^-} \tau_K^{*-1} - \frac{n_X^{\sigma^-} n_e^{\downarrow}}{n_X^{\sigma^-} + n_e^{\downarrow}} \tau_{form}^{-1} + n_X^{\sigma^-} \tau_{form}^{*-1} - \frac{n_X^{\sigma^-} n_e^{\uparrow}}{n_X^{\sigma^-} + n_e^{\uparrow}} \tau_{form}^{-1} + n_{X^2}^{trip} \tau_{form}^{*-1} \quad (2),$$

$$- n_X^{\sigma^-} (\tau_{rec}^{X-1} + \tau_X^{*-1} + \tau_e^{*-1} + \tau_h^{-1}) + n_X^{\sigma^+} \tau_X^{-1} + n_X^{(-2)} \tau_e^{-1} + n_X^{(+2)} \tau_h^{*-1}$$

приведенного в качестве примера для экситона σ^- ($s_z = -1$). Здесь n_j^i обозначает заселенность уровня различных состояний: $j = X$ (холодный экситон), X_{hot} (горячий экситон), X (трион) и e (электрон); в различных спиновых конфигурациях: $i = \sigma^\pm, \pm 2, trip$ (триплет) и \uparrow/\downarrow . Времена, обозначенные τ_k^{-1} ($k = rec, form, K, X, X, e$ и h), характеризуют прямые процессы, т.е. процессы, идущие в направлении уменьшения энергии, а времена, обозначенные τ_k^{*-1} , характеризуют обратные процессы, т.е. процессы, идущие в направлении увеличения энергии. На модель накладывались дополнительные условия, что позволило уменьшить количество варьируемых параметров, входящих в систему кинетических уравнений: в предельном случае, когда времена жизни относительно рекомбинации бесконечны, система должна достигать химического равновесия между системами уровней экситона и триона,

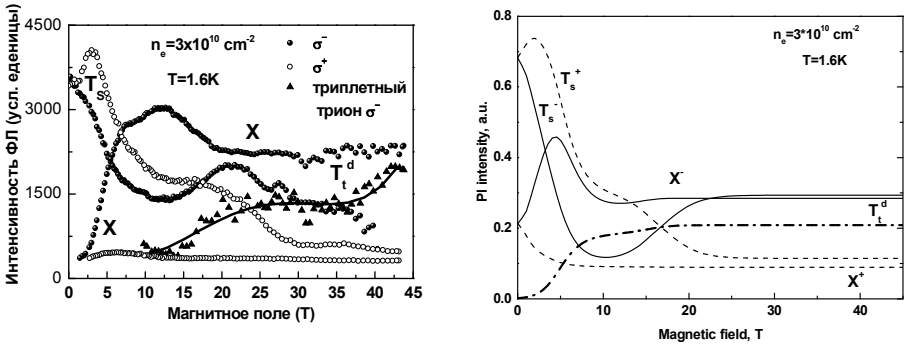


Рис. 4. Сравнение экспериментальной (слева) и расчетной (справа) зависимостей интенсивностей всех линий ФЛ от магнитного поля. X^+ - линия ФЛ экситона в поляризации σ^+ , X^- - линия ФЛ экситона в поляризации σ^- , T_s^+ - линия ФЛ экситона в поляризации σ^+ , T_s^- - линия ФЛ экситона в поляризации σ^- , T_t^d - линия ФЛ оптически запрещенного триплетного состояния триона.

уровнями горячих экситонов, уровнями холодных экситонов и уровнями трионов. Значения для характерных времен протекания процессов были выбраны на основе экспериментально измеренных величин [16] и варьировались в пределах одного порядка при оптимизации расчетного процесса. Результаты численного расчета показали низкую чувствительность к изменениям величины характерных времен процессов при соблюдении следующего условия: $\tau_{form} < \tau_x < \tau_h, \tau_e, \tau_{rec}^x$ [15]. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальной зависимостью интенсивностей всех линий ФЛ от магнитного поля (Рис. 4). Несмотря на то, что вероятность оптического рекомбинации триплетного состояния триона была выбрана на два порядка меньшей по сравнению с вероятностью разрешенного перехода, линия ФЛ триплетного триона имеет значительную интенсивность в магнитном поле выше 10Т. Такое поведение объясняется преимущественной заселенностью оптически запрещенного триплетного состояния в магнитном поле.

Глава 4 посвящена исследованию эффектов наблюдаемых в спектрах люминесценции структуры $CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te$ с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Помимо линий связанных синглетных и триплетных состояний в спектрах ФЛ в промежутке магнитных полей от 3 до 10 Т наблюдаются серия линий (TrCR), испытывающих линейных сдвиг в коротковолновую область и в пределе нулевого магнитного поля стремящихся к положению линии T_s , в промежутке магнитных полей от 3 до 8 Т наблюдается линия SU, испытывающая линейный сдвиг в длинноволновую часть спектра, стремящаяся в пределе нулевого магнитного

поля к положению линии T_s для образца с концентрацией электронов в КЯ $n_c = 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (Рис. 5). SU (shake-up) процессом является рекомбинация триона с одновременным возбуждением дополнительного электрона, формирующего трион, на один из верхних уровней Ландау. Наблюдаемая линия соответствует рекомбинации триона и переходу дополнительного электрона, формирующего трион, на 1-ый уровень Ландау. Линии трион-циклотронного резонанса TrCR соответствуют одновременной рекомбинации триона и переходу электрона с верхнего уровня Ландау на нижний. Проявление этого резонанса в спектрах ФЛ объясняется горячей люминесценцией, т.к. энергия оптического возбуждения исследуемых образцов много больше энергии рекомбинации всех наблюдаемых в спектрах ФЛ состояний. В спектрах ФЛ наблюдается две линии TrCR, соответствующие переходам с 1-го уровня Ландау на 0-вой и со 2-го уровня Ландау на 0-вой, соответственно. Положение основного спектрального максимума ФЛ T_s в обеих круговых поляризациях не совпадает с положением этих линий в спектрах ФЛ образца с $n_c = 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ вплоть до магнитного поля 10Т со сдвигом в длинноволновую часть спектра. В нулевом магнитном поле этот сдвиг максимален и равен 5 мэВ. Разность энергетического положения этих линий имеет линейную зависимость от величины магнитного поля с наклоном $\frac{1}{2} \hbar \omega_c$. В отсутствии магнитного поля после рекомбинации триона в конечном состоянии остается электрон, причем его энергия может лежать только в диапазоне (E_F, ∞) , т.к. все электронные состояния с энергией ниже энергии Ферми E_F заняты вследствие наличия 2DEG в квантовой яме. Энергия рекомбинации трионного состояния будет уменьшена на величину энергии конечного состояния электрона. Вероятность обнаружения электрона после рекомбинации триона в состоянии с энергией выше E_F уменьшается пропорционально величине этой энергии, следовательно, максимум линии ФЛ триона будет наблюдаться при значении энергии $E_{Tr} - E_F$ (здесь E_{Tr} – энергия рекомбинации триона). В магнитном поле непрерывный спектр состояний превращается в дискретный спектр уровней Ландау с энергетическим зазором между уровнями равным $\hbar \omega_c$. С ростом магнитного поля энергия Ферми «прыгает» с одного уровня Ферми на другой при пересечении с ними, пока заселенным не остается только нижний уровень Ландау. Для КЯ с низкой плотностью 2DEG, уже в малом магнитном поле, заполненным оказывается только нижний уровень Ландау, для КЯ с большой плотностью 2DEG это происходит при больших значениях В. Как только фактор заполнения уровней Ландау для образца с большей концентрацией электронов сравняется с единицей, различий в положении линии ФЛ между образцами с разными плотностями 2DEG не будет, т.к. электрон в конечном состоянии после рекомбинации триона будет иметь одинаковую энергию для процессов рекомбинации в обоих КЯ. Для образца с $n_c = 3,7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ при

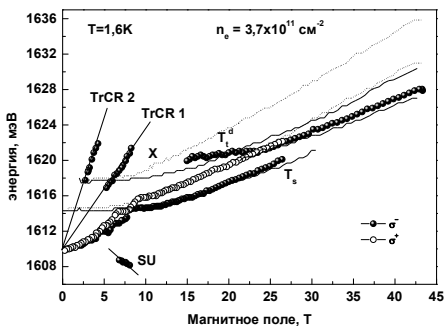


Рис. 5. Зависимость положения максимумов всех линий ФЛ образца $\text{CdTe/Cd}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{Te}$ с концентрацией электронов в КЯ $n_e = 3,7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ от магнитного поля. Дополнительно сплошными и пунктирными линиями обозначена зависимость положения линий ФЛ для обрзаца с $8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в поляризации σ^- и σ^+ , соответственно.

факторах заполнения $\nu > 1$ наблюдаются скачки спектрального положения линии ФЛ при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау. Такое поведение полностью соответствует модели, в которой энергия электрона в конечном состоянии равна энергии Ферми 2DEG.

В **Заключении** обобщены основные результаты диссертации.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- I. V.P. Kochereshko, M. Kutrovski, D.A. Andronikov, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut, "Combined exciton-electron optical transitions in modulation doped QWs // Phys. Status Solidi C – 2003, v.0, p. 1463-1466.
- II. V. Kochereshko, D. Andronikov, A. Platonov, S. Crooker, T. Barrick, G. Karczewski, P. Tronc, "Excitons and trions in modulation doped structures in high magnetic fields" // Acta Phys. Pol. A – 2004, v. 106, p. 319 – 328
- III. V.P. Kochereshko, D.A. Andronikov, G. Karczewski, S.A. Crooker, "Excitons and trions in heavily doped QWs at high magnetic fields" // Phys. Status Solidi C – 2005, v. 2, p. 877-880.
- IV. D. Andronikov, V. Kochereshko, A. Platonov, S. Crooker, T. Barrick, G. Karczewski, "Temperature dependence of exciton and trion states in CdTe quantum well at high magnetic fields" // Acta Phys. Pol. A – 2005, v.108, p. 653-660.
- V. D. Andronikov, V. Kochereshko, A. Platonov, T. Barrick, S.A. Crooker, G. Karczewski, "Singlet and triplet trion states in high magnetic fields: Photoluminescence and reflectivity spectra of modulation-doped CdTe/Cd_{0.7}Mg_{0.3}Te quantum wells" // Phys. Rev. B – 2005, v. 72, p. 165339.
- VI. V. Kochereshko, D. Andronikov, S.A. Crooker, G. Karczewski, J.Kossut, "Multielectron processes in the optics of two-dimensional excitons" // Phys. Status Solidi C – 2006, v. 3, p. 2485-2488.
- VII. P. Tronc, D. Andronikov, V. Kochereshko, S.A. Crooker, G.Karczewski,

“Symmetry of trion states in modulation-doped CdTe/CdMgTe nanostructures under a high magnetic field” // Phys. Status Solidi B – 2006, v. 244, p. 669-676.

VIII. D.A. Andronikov, M. Fehr, V.P. Kochereshko, S.A. Crooker, G. Karczewski, “Behavior of excitons and trions in CdTe/CdMgTe quantum-well structures with variations in temperature” // Physics of Solid State – 2007, v. 49, p. 1567-1571.

IX. V.P. Kochereshko, D.A. Andronikov, A.A. Klochikhin, G.V. Mikhailov, S.A. Crooker, G. Karczewski, J. Kossut, “Combined exciton-electron processes in two-dimensional electron gas” // Int. J. Mod. Phys. B – 2007, v. 21, p. 1535-1540.

X. V.P. Kochereshko, D.A. Andronikov, A.A. Klochikhin, S.A. Crooker, G. Karczewski, J. Kossut, “Many body effects in the optical behavior of quantum well excitons” // Phys. Status Solidi C – 2008, v. 5, p. 2404-2407.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M.A.Lampert, Phys. Rev. Letters - 1958, v.1, p.450-453.
2. G.Munsch, B.Stebe, Phys. Status Solidi B - 1974, v.64, p.213-222.
3. K.Kheng et al, Phys. Rev. Letters - 1993, v.71, p.1752-1755.
4. G.Finkelstein et al, Phys. Rev. Letters - 1995, v.74, p.976-979.
5. G.V.Astakhov et al, Phys. Rev. B – 1999, v.60, p.R8485-R8488.
6. J. Puls et al, Phys. Rev. B – 2012, v.85, p. 041307 – 041307-4.
7. S. M. Santos et al Phys. Rev. Lett. – 2011, v. 107, p. 187401 – 187401-5.
8. R.J.Warburton et al, Phys. Rev. Letters - 1997, v.79, p.5282-5285.
9. J. G. Tischler et al, Phys. Rev. B – 2002, v. 66, 081310 – 081310-4.
10. H. Bethe “Intermediate Quantum Mechanics”, W.A. Benjamin, New York – Amsterdam, 1964.
11. A.B. Dzyubenko et al, Phys. Status Solidi B - 2001, v.227, p.365-369.
12. A. Wojs et al, Phys. Rev. B – 2000, v.62, p.4630-4637.
13. D.M.Whittaker, A.J.Shields, Phys. Rev. B - 1997, v.56, p.15185-15194.
14. D. Sanvitto et al, Phys. Rev. Lett. – 2002, v. 89, p. 246805 – 246805-4.
15. C.R.L.P.N.Jeukens et al, Phys.Rev.B – 2002, v.66, p.235318-235318-11.
16. J. Tribollet et al, Phys. Rev. B – 2003, v. 68, p. 235316 – 235316-6.