

ЭКСИТОНЫ И ЭКСИТОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ С КВАЗИДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ И ДЫРОЧНЫМ КАНАЛОМ МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

О.В.Волков¹⁾, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг^{*2)},
К.Эберл^{*2)}

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 9 апреля 1998 г.

Исследованы спектры рекомбинации экситонов и экситонных комплексов в нелегированных GaAs/AlGaAs одиночных квантовых ямах. На основании изучения магнитополевой зависимости спектров излучения, степени оптической ориентации в нулевом магнитном поле, а также с помощью электрооптических измерений показано, что не только концентрация, но и знак носителей заряда в яме существенно зависят от энергии фотовозбуждения. На основании сравнительного анализа спинового расщепления линий рекомбинации свободного и связанного экситонов показано, что линия рекомбинации, ранее приписываемая положительно заряженному экситону, отвечает рекомбинации экситона, связанного на нейтральном акцепторе.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. В последнее время существенно возрос интерес к исследованию низкоразмерных электронно-дырочных систем в режиме низкой концентрации носителей – такой, что среднее расстояние между частицами оказывается существенно больше боровского радиуса экситона. При этом возможно образование экситонных комплексов (трионов) – X^- и X^+ , которые являются аналогами ионов водорода H^- и H_2^+ . Изучение этих комплексов чрезвычайно интересно как для понимания роли кулоновского взаимодействия в системе из нескольких частиц, так и для моделирования свойств материи в сверхсильных магнитных полях, когда энергия магнитного квантования существенно превышает энергию связи частиц. Последний случай легко реализуется в полупроводниках благодаря тому, что эффективная масса электронов и дырок оказывается гораздо меньше масс свободного электрона и протона.

В квантовых ямах ограничение движения носителей в перпендикулярном к плоскости ямы направлении приводит к увеличению энергии связи электронно-дырочных комплексов, и образование X^- и X^+ становится энергетически выгодным в фотовозбужденной системе с небольшим избытком электронов или дырок [1]. Тем не менее, остается еще целый ряд нерешенных вопросов, как теоретических, так и экспериментальных. Например, как было показано нами в [2], экситонные комплексы X^- являются существенно локализованными и, по-видимому, представляют собой экситоны, связанные на нейтральной примеси в барьере рядом с ямой (D^0X). Остается пока открытым вопрос о природе этих примесей и о том, что происходит в

¹⁾ e-mail: volkov@issp.ac.ru

²⁾ K.von Klitzing, K.Eberl.

системе при увеличении концентрации носителей, когда линия рекомбинации экситонных комплексов трансформируется в линию излучения квазидвумерного (2D) газа. Теоретическое исследование этого вопроса затрудняется большим числом взаимодействующих частиц, так что даже моделирование изолированного свободного триона носит весьма приближенный характер, при этом абсолютно не учитывается сложная структура валентной зоны [3].

Локализация частиц в наиболее интересной области малых концентраций ($\sim 10^{-10}\text{см}^{-2}$) делает практически невозможным как определение концентрации носителей транспортными методами, так и управление ею при помощи затворов. Однако ряд экспериментов [4, 2] указывают на то, что из-за сравнительно высокой концентрации остаточных примесей (*n*- или *p*-типа) в AlGaAs даже нелегированные квантовые ямы содержат 2D электронный или дырочный газ малой плотности. При этом важным параметром, определяющим тип и концентрацию носителей, оказывается энергия фотовозбуждения. Настоящая работа посвящена подробному исследованию этого явления оптическими методами. Используя возбуждение фотонами с различной энергией, оказалось возможным перейти от отрицательно заряженной к положительно заряженной 2D системе через нулевую концентрацию носителей. Проведен сравнительный анализ магнитопольных зависимостей расщеплений линий рекомбинации свободного экситона, электронных и дырочных экситонных комплексов, демонстрирующий различия в степени их локализации. Показано, что так же, как и в случае с X^- [2], линия, ранее приписываемая X^+ , отвечает рекомбинации локализованного комплекса, а именно экситона, связанного на нейтральном акцепторе, расположенном в барьере рядом с ямой.

2. Мы исследовали нелегированные GaAs одиночные квантовые ямы (SQW) шириной 200 Å и 300 Å с барьерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ) на нелегированной подложке GaAs. Характерная величина подвижности носителей в тестовых слабелегированных структурах составляла $2.6 \cdot 10^6 \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при концентрации $5 \cdot 10^{10} \text{см}^{-2}$ [2]. Высокое качество исследованных структур подтверждается также малой шириной линий люминесценции – 0.1 мэВ в магнитном поле ~ 10 Тл. Оптическое возбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером с энергией фотонов 1.77 ... 1.46 эВ и/или He/Ne-лазером с энергией фотонов 1.959 эВ. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramalog U-1000, который в сочетании с полупроводниковым детектором с зарядовой связью (CCD) обеспечивал разрешение 0.03 мэВ. Измерения проводились при температуре 1.5 ... 2.5 К в диапазоне магнитных полей 0 ... 11 Тл.

3. На рис.1а показаны спектры фотолюминесценции, измеренные для SQW шириной 300 Å в нулевом магнитном поле при возбуждении двумя лазерами с различными соотношениями мощности. Спектры А и Е получены при возбуждении Ti/Sp- и He/Ne-лазерами, соответственно, с плотностью мощности $50 \text{мВт}/\text{см}^2$. Спектры В, С и D получены при возбуждении Ti/Sp-лазером той же мощности, что и А в сочетании с подсветкой He/Ne-лазером с мощностью $1 \cdot 10^{-3}$, $2 \cdot 10^{-3}$ и $4 \cdot 10^{-3}$ от мощности Ti/Sp-лазера. Как известно, соотношение интенсивностей свободного и связанного экситонов может служить мерой концентрации носителей для диэлектрической системы [1, 2]. При увеличении концентрации носителей это отношение падает до нуля одновременно с переходом в металлическое состояние. Спектр А, где

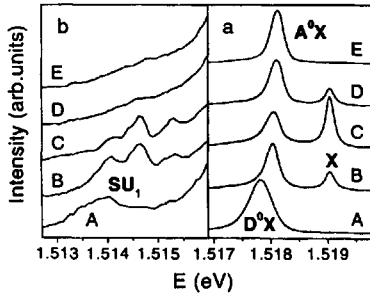


Рис.1. а) Спектры фотолюминесценции, измеренные в SQW 300 Å при комбинированном возбуждении Ti/Sp- и He/Ne-лазерами с различными соотношениями мощности в нулевом магнитном поле. б) Циклотронная реплика в спектрах фотолюминесценции, измеренных в магнитном поле 2 Тл в тех же условиях, что и (а)

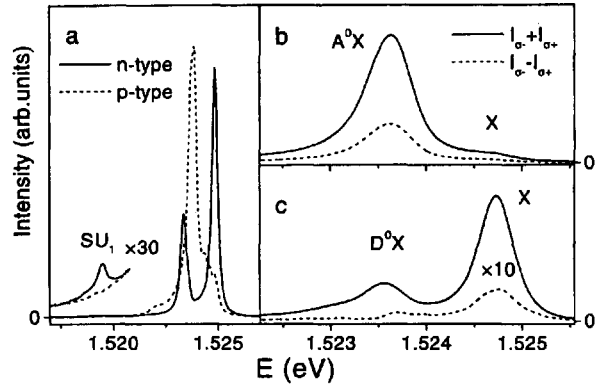


Рис.2. а) Спектры фотолюминесценции, измеренные для SQW 200 Å в магнитном поле 2.5 Тл при фотовозбуждении с энергией 1.959 эВ (сплошная линия) и 1.653 эВ (штриховая линия). б, с) Сумма и разность спектров, измеренных в двух циркулярных поляризациях в нулевом магнитном поле при возбуждении циркулярно поляризованным светом с энергией 1.599 эВ (b), а также в комбинации с подсветкой с энергией 1.959 эВ (c)

линия рекомбинации свободного экситона практически отсутствует, соответствует концентрации электронов, близкой к точке перехода металл – диэлектрик (сравните с рис.1 в [2], где показаны спектры, измеренные в легированной структуре аналогичной архитектуры). В данном случае электроны накапливаются в яме благодаря остаточным примесям, присутствующим в AlGaAs с концентрацией порядка $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [4]. Подсветка фотонами с энергией выше ширины запрещенной зоны AlGaAs приводит к уменьшению концентрации носителей в яме за счет того, что рожденные в барьере электроны и дырки разделяются электрическим полем и динамически нейтрализуют заряд ионизованных примесей в барьере и носителей в яме (независимо от их знака) [4, 2]. Этим объясняется рост интенсивности линии X рекомбинации свободного экситона в спектрах B и C. Однако при дальнейшем увеличении мощности подсветки He/Ne-лазером (D) наблюдается обратное падение интенсивности вплоть до полного исчезновения линии X из спектра (E). Такое поведение можно объяснить только обратным ростом концентрации носителей в яме.

Как известно [5], для X^- (D^0X)-комплекса в магнитном поле характерно наличие циклотронных реплик – дополнительных спектральных линий, имеющих линейный отрицательный диамагнитный сдвиг, кратный одному или нескольким квантам циклотронной энергии электрона. Они связаны с рекомбинацией комплекса с забросом оставшегося электрона на вышележащие уровни Ландау. Циклотронные реплики действительно были обнаружены в случаях A...C (рис.1а). Соответствующий участок спектра в магнитном поле 2 Тл показан на рис.1б. Однако в случаях D и E циклотронные реплики электронного типа полностью отсутствуют. Это указывает на то, что рост концентрации носителей в этом случае связан с появлением в яме 2D дырочного газа. Циклотронные реплики при этом имеют гораздо меньшее расщеп-

ление и не разрешаются в спектрах рекомбинации. Таким образом, при увеличении мощности подсветки с энергией выше ширины запрещенной зоны AlGaAs происходит переход от 2D электронной системы к дырочной через ноль концентрации. Интересно, что циклотронная реплика существенно трансформируется в диапазоне близкой к нулю концентрации электронов. В спектрах *B* и *C* видно расщепление на 3 узкие линии, которые, скорее всего, связаны с переходами между состояниями примесного центра с различной симметрией [6]. Рост концентрации электронов (*A*) приводит к экранировке кулоновского потенциала примесного центра, и эти линии трансформируются в одну широкую.

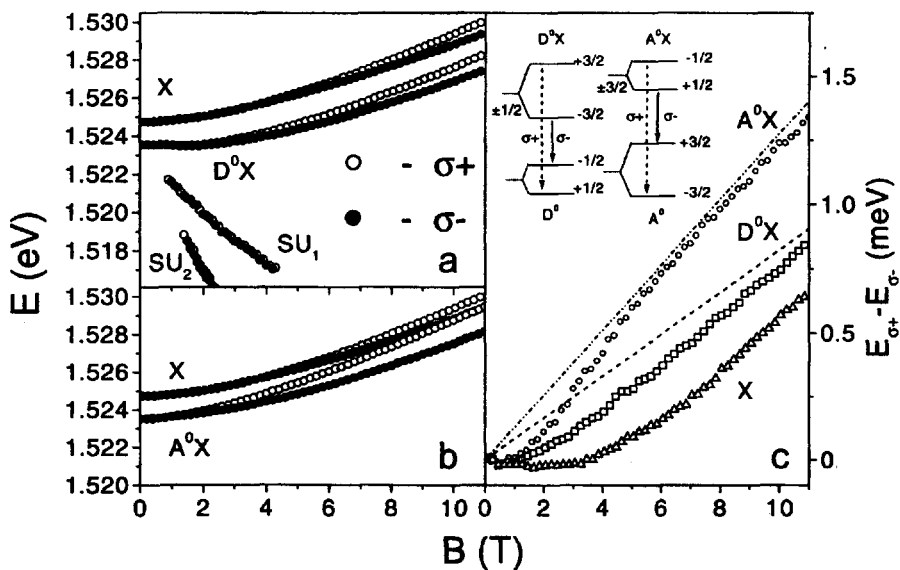


Рис.3. а, б) Зависимости спектрального положения линий рекомбинации свободного и связанного экситонов, а также циклотронных реплик от магнитного поля, измеренные в двух поляризациях для SQW 200 Å при фотовозбуждении с энергией 1.959 эВ (а) и 1.653 эВ (б). в) Зависимость энергетического расщепления между σ^+ и σ^- компонентами линий рекомбинации от магнитного поля, измеренная для свободного экситона (Δ), а также связанных на доноре (\square) и акцепторе (\circ) экситонных комплексов. Штриховой и штрих-пунктирной линиями показана зависимость расщепления от поля, измеренная для нейтрального донора и акцептора в GaAs

Аналогичные результаты были получены нами и для SQW шириной 200 Å. Однако в этом случае структура оказалась изначально *p*-типа, а возбуждение He/Ne-лазером привело к инверсии типа носителей и возникновению 2D электронного канала. На рис.2а показаны спектры, измеренные в магнитном поле 2.5 Тл при возбуждении выше и ниже запрещенной зоны AlGaAs. В первом случае в спектрах отчетливо выражена циклотронная реплика, связанная с рекомбинацией D^0X комплекса, тогда как во втором она отсутствует. Для выяснения природы связанного экситонного состояния в этом случае мы использовали метод оптической ориентации, аналогичный использованному в [7] для изучения X^- и X^+ комплексов в легированных структурах. На рис.2б сплошной линией показан спектр фотолуминесценции, измеренный в нулевом магнитном поле при возбуждении циркулярно поляризованным светом с энергией фотонов, лишь незначительно превышающей ширину запрещенной зоны

GaAs. В процессе энергетической релаксации электроны при этом частично сохраняют ориентацию своего спина. Благодаря сильному спин-орбитальному взаимодействию, свойственному дыркам, их рассеяние в процессе релаксации приводит к полной дезориентации спина. Поэтому линия рекомбинации D^0X комплекса, имеющего 2 электрона с противоположными спинами, оказывается не поляризованной, в то время как линия рекомбинации A^0X комплекса, имеющего 1 электрон, должна быть существенно поляризованной. На рис.2b штриховой линией показана разность интенсивностей, измеренных в двух циркулярных поляризациях. Заметная (35%) степень поляризации низкоэнергетической линии указывает на то, что она действительно связана с рекомбинацией A^0X комплекса в 2D дырочной системе. Однако уже слабая подсветка He/Ne-лазером с мощностью $3 \cdot 10^{-4}$ от мощности основной накачки (рис.2с) приводит к падению степени поляризации низкоэнергетической линии на два порядка и одновременно к появлению циклотронной реплики в магнитном поле, свойственной D^0X комплексу. Это доказывает, что в данном случае происходит переход от 2D дырочной к электронной системе. Различие в знаке начальной концентрации носителей по сравнению с SQW 300 Å связано, по-видимому, с различием в типе примесей, вносимых неконтролируемым образом в AlGaAs в различных МВЕ установках, где были выращены эти структуры. Следует отметить, что эффект инверсии типа носителей неоднозначно связан с энергией возбуждения. Так, в исследованных структурах возбуждение Ar^+ -лазером не приводило к инверсии, в то же время в диапазоне энергии ниже ширины запрещенной зоны AlGaAs был обнаружен ряд узких резонансов, возбуждение которых приводит к инверсии. Механизм этого явления еще предстоит выяснить.

На рис.3 показаны зависимости энергии линий рекомбинации свободного и связанного экситонных состояний, измеренные в двух циркулярных поляризациях, от магнитного поля для SQW 200 Å при возбуждении выше (a) и ниже (b) запрещенной зоны AlGaAs. В первом случае показаны также циклотронные реплики $SU_{1,2}$, связанные с рекомбинацией D^0X комплекса. Следует отметить, что спиновое расщепление линии рекомбинации A^0X комплекса (разность энергий переходов в двух поляризациях) оказывается существенно больше расщепления линии рекомбинации D^0X комплекса. На рис.3с показана зависимость спинового расщепления от магнитного поля для линий рекомбинации свободного экситона X , а также D^0X и A^0X комплексов. На вставке показана схема переходов, соответствующих рекомбинации $D^0X \rightarrow D^0 + h\nu$ и $A^0X \rightarrow A^0 + h\nu$. Нетрудно видеть, что разность энергий переходов, измеренных в двух поляризациях, должна быть одинаковой у этих двух процессов и равной сумме спиновых расщеплений электрона и дырки, так же, как и в случае свободного экситона. Наблюдаемая в эксперименте разница расщеплений в этих трех случаях, так же, как и нелинейность по магнитному полю, может быть связана только с нелинейной зависимостью дырочных уровней энергии от магнитного поля, которая приводит к зависимости их спинового расщепления от кинетической энергии дырки [8]. При этом спиновое расщепление дырочных уровней энергии возрастает при увеличении ее энергии связи в плоскости. Это подтверждает предположение о локализованности как электронных (X^-) [2], так и дырочных (X^+) трионов, причем энергия связи дырки должна быть максимальна в конечном состоянии при рекомбинации A^0X комплекса, что и наблюдается в эксперименте. Более того, спи-

новое расщепление линий рекомбинации D^0X и A^0X комплексов в больших полях приближается к величине расщепления, соответствующей этим комплексам в трехмерном полупроводнике (штриховые линии на рис.3с) [6, 9]. Заметим, что если бы дырочный трион был свободным (X^+), конечное состояние при его рекомбинации соответствовало бы свободной дырке и спиновое расщепление было бы еще меньше, чем у свободного экситона, что в корне противоречит эксперименту.

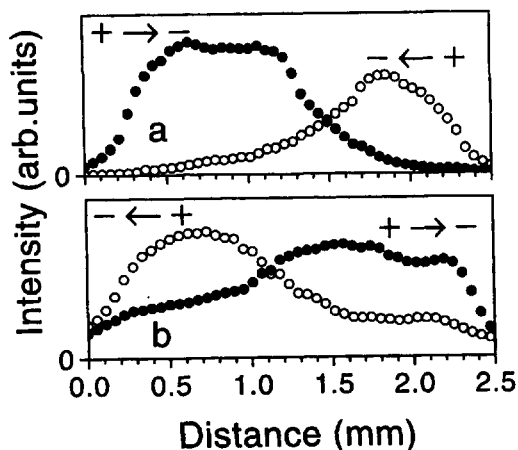


Рис.4. Распределение интегральной интенсивности излучения по образцу вдоль направления внешнего электрического поля ($E = \pm 300$ В/см), измеренное для SQW 200 Å при фотовозбуждении с энергией 1.959 эВ (а) и 1.653 эВ (b)

Для того чтобы окончательно подтвердить инверсию типа носителей в квантовой яме при засветке фотонами с энергией выше ширины запрещенной зоны AlGaAs, мы сделали простой электрооптический эксперимент. На поверхности образца были сделаны два In-контакта в виде параллельных полосок на расстоянии 2.5 мм друг от друга. Оказалось, что интенсивность фотолюминесценции равномерно освещенного образца распределяется весьма неоднородно при приложении к нему электрического поля в плоскости. Носители заряда, экранируя приложенное электрическое поле, смещаются к одному из электродов, а около другого создается область с близкой к нулю концентрацией, где и происходит падение приложенного в плоскости потенциала. Электрическое поле в этой области приводит к ударной ионизации экситонов и соответствующему падению интенсивности люминесценции. При этом знак носителей может быть определен по знаку приложенного к структуре поля. На рис.4 показано распределение полной интенсивности люминесценции экситонов, измеренное в электрическом поле ± 300 В/см при возбуждении выше (а) и ниже (b) запрещенной зоны AlGaAs. Как видно из рисунка, в первом случае носители имеют отрицательный знак (смещаются к положительному электроду), а во втором – положительный.

Таким образом, нами обнаружено, что не только концентрация, но и знак носителей в нелегированных квантовых ямах может быть изменен за счет возбуждения системы фотонами с энергией выше ширины запрещенной зоны AlGaAs. Проведен сравнительный анализ спинового расщепления линий рекомбинации свободного и связанного экситонов, позволяющий отождествить экситонные комплексы с экситонами, локализованными на нейтральных донорах и акцепторах в случае 2D электронной и дырочной системы, соответственно.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и фонда Фольксвагена.

1. A.J.Shields, M.Pepper, D.A.Ritchie, and M.Y.Simmons, *Advances in Physics* **44**, 47 (1995).
2. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **66**, 730 (1997).
3. J.R.Chapman, N.F.Johnson, and V.N.Nicopoulos, *Phys. Rev.* **B57**, 1762 (1998).
4. J.L.Osborne, A.J.Shields, M.Pepper et al., *Phys. Rev.* **B53**, 13002 (1996).
5. G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, *Phys. Rev.* **B53**, 12593 (1996).
6. V.A.Karasyuk, D.G.S.Beckett, M.K.Nissen et al., *Phys. Rev.* **B49**, 16381 (1994).
7. G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, *Phys. Rev.* **B53**, 1709 (1996).
8. U.Ekenberg and M.Altarelli, *Phys. Rev.* **B32**, 3712 (1985).
9. W.O.G.Schmitt, E.Bangert, and G.Landwehr, *J. Phys.: Condens. Matter* **3**, 6789 (1991).