

Влияние интерфейсных ступенек роста на анизотропию экситонного излучения квантовых ям ZnCdSe/ZnSe

© В.Х. Кайбышев, В.В. Травников[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 7 сентября 2005 г. Принята к печати 21 сентября 2005 г.)

При $T = 8$ К исследованы спектры экситонной люминесценции структур с одиночной квантовой ямой ZnCdSe/ZnSe. Обнаружено два типа анизотропии линейной поляризации экситонного излучения. Анизотропия первого типа соответствует поляризации излучения вдоль оси [011] и обусловлена излучением с нижнего уровня дублетного состояния тяжелых экситонов, локализованных в вытянутых вдоль оси [011] островках локализации. Второй тип анизотропии связан с процессами возбуждения свободных экситонов с волновыми векторами, превышающими волновой вектор света. Возбуждение реализуется через упругое рассеяние света на анизотропных интерфейсных шероховатостях, обусловленных ступеньками роста. Анизотропия второго типа соответствует поляризации излучения вдоль оси $[0\bar{1}1]$ и является следствием воздействия деформационных эффектов, возмущающих дырочные состояния вблизи ступенек роста. Деформация возникает в этих областях за счет разной величины постоянных решетки материала барьера и ямы.

PACS: 71.35.-y, 73.20.Mf, 78.67.De

1. Введение

В квантовых ямах, изготовленных на основе кубических полупроводниковых материалов, часто наблюдается анизотропия оптических свойств. В частности, это проявляется в наличии линейной поляризации в плоскости ямы для экситонного излучения, выходящего нормально к поверхности ямы. Основным типом структур с квантовыми ямами, для которых наблюдалась оптическая анизотропия излучения, являются структуры, выращенные на разориентированных (относительно главных кубических осей) подложках, т. е. на подложках, ориентированных вдоль низкосимметричных направлений [1,2]. Для структур, выращенных вдоль высокосимметричных направлений (таких, например, как [100]), анизотропия наблюдалась в случае, когда материалы, образующие квантовую яму, не имеют общих анионов и катионов на интерфейсе гетеропереходов [3,4]. И в том и в другом случае наблюдаемая линейная поляризация объяснялась зависимостью матричных элементов оптических межзонных переходов от ориентации поляризации света в плоскости ям.

Еще один тип оптической анизотропии, наблюдавшийся [5] для структуры GaAs/GaAsAl, выращенной вдоль высокосимметричного направления [001], был связан с излучением экситонов, локализованных в островках материала ямы GaAs, вытянутых вдоль оси $[\bar{1}10]$. В работах [6,7] предложена модель, объясняющая появление линейной поляризации излучения локализованных экситонов. В этой модели рассматривается локализация экситона на флуктуациях ширины квантовой ямы, имеющих форму прямоугольного островка. Показано, что электронно-дырочное обменное взаимодействие приводит к расщеплению радиационного дублета экситона на две компоненты, поляризованные вдоль сторон прямоугольника.

В данной работе в спектрах экситонного излучения структуры с одиночной квантовой ямой ZnSe/ZnCdSe, выращенной вдоль высокосимметричного направления [100], обнаружено два типа поляризационной анизотропии экситонного излучения. Первый тип анизотропии, по аналогии с работой [5], обусловлен анизотропией излучения экситонов, локализованных на вытянутых вдоль оси [011] островках. Островки локализации формируются ступеньками роста на интерфейсных поверхностях. Для этого типа анизотропии излучение преимущественно поляризовано вдоль оси [011]. Второй тип обнаруженной нами анизотропии соответствует преимущественной поляризации экситонного излучения вдоль оси $[0\bar{1}1]$, т. е. по своему характеру этот тип анизотропии ортогонален первому. Анизотропия второго типа зависит от энергии возбуждающего света и проявляется только при возбуждении в области непосредственно выше основного экситонного состояния ямы. Мы полагаем, что этот тип анизотропии обусловлен анизотропией специфического канала поглощения света, в результате которого возбуждаются свободные экситоны с волновыми векторами, существенно превышающими волновой вектор света. Этот канал поглощения света возникает за счет процессов упругого рассеяния на шероховатостях интерфейсных поверхностей. Анизотропия поглощения связана с дирекционной анизотропией профилей шероховатостей и деформациями, которые возникают в области ступенек роста за счет различия постоянных решетки материала ямы и барьера.

2. Экспериментальные результаты

Исследуемая структура с одиночной квантовой ямой была выращена методом MBE на подложке GaAs с направлением роста [100]. В этой структуре яма $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se$ толщиной 5 нм расположена между бу-

[†] E-mail: travn@spectr.ioffe.ru

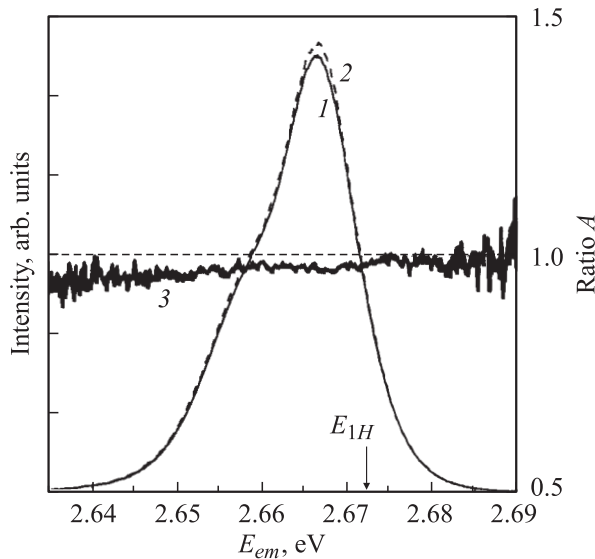


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции, полученные при возбуждении UV-линиями Ag^+ -лазера. Спектр 1 получен при поляризации детектируемого излучения $\mathbf{E}_{det} \parallel [0\bar{1}1]$, а спектр 2 соответствует $\mathbf{E}_{det} \parallel [011]$. Спектр 3 получен делением спектра 1 на спектр 2. На правой ординате представлены соответствующие величины отношения A .

ферным слоем ZnSe толщиной 25 нм, выращенным непосредственно на подложке GaAs и наружным слоем ZnSe толщиной 20 нм. По результатам рентгеновских измерений разориентация поверхности подложки не превышала 10° .

Возбуждение спектров люминесценции и рассеяния осуществлялось с помощью перестраиваемого лазера на красителе, накачиваемого ультрафиолетовыми (UV) линиями Ag^+ -лазера. Для исследования спектров отражения использовалось излучение лампы накаливания. Исследования проводились при $T \approx 8$ К. Возбуждение и регистрация осуществлялись в геометрии „назад“, под углами, близкими к нормальному падению на поверхность исследуемого образца. Линейные поляризации для возбуждающего и детектируемого света были ориентированы либо строго вертикально (пусть это будет ось y), либо строго горизонтально (ось x). Основные эксперименты были выполнены при ориентации кристаллографической оси $[011]$ вдоль y , а оси $[0\bar{1}1]$ соответственно вдоль x . При необходимости исследования линейной поляризации вдоль кристаллографических направлений $[010]$ и $[001]$ образец поворачивался на 45° .

В спектрах отражения исследованных структур проявлялись особенности, обусловленные тяжелым и легким экситонами. Интенсивность спектров отражения не зависела от поляризации падающего света. В пределах экспериментальной ошибки спектры отражения совпадали друг с другом во всем исследованном диапазоне как для линейной поляризации света вдоль осей $[011]$ и $[0\bar{1}1]$, так и для поляризации вдоль осей $[010]$ и $[001]$.

В отличие от спектров отражения при исследовании спектров фотолюминесценции (ФЛ) мы обнаружили

анизотропию линейной поляризации экситонного излучения. При этом оказалось, что как величина обнаруженной анизотропии, так и направление преимущественной линейной поляризации зависят от энергии и поляризации возбуждающего света.

На рис. 1 представлены спектры люминесценции, полученные при возбуждении высоко в зону барьера ZnSe с использованием UV-линий Ag^+ -лазера для двух поляризаций детектирования вдоль осей x $[0\bar{1}1]$ (спектр 1) и y $[011]$ (спектр 2). Поляризация возбуждения в этом случае не оказывает влияния на спектры ФЛ. Наблюдаемая полоса ФЛ соответствует люминесценции, связанной с основным экситонным состоянием ямы. Кривая 3 на рис. 1 соответствует отношению $A(E_{em}) = I_x(E_{em})/I_y(E_{em})$, где $I_x(E_{em})$ и $I_y(E_{em})$ — интенсивности излучения фотонов с энергией E_{em} и поляризацией детектирования вдоль оси x и y соответственно. Из рис. 1 видно, что в целом по полосе ФЛ величина A меньше единицы, и лишь в коротковолновой части полосы для энергий излучения $E_{em} > E_{1H}$ (где E_{1H} — энергия основного экситонного состояния, образованного тяжелой дыркой) отношение A примерно равно единице. Таким образом, в представленном случае спектры экситонной люминесценции анизотропны, с преимущественной линейной поляризацией излучения вдоль оси $[011]$. При комнатной температуре при тех же условиях эксперимента обнаружить анизотропию люминесценции не удалось.

Для энергий возбуждения вблизи резонанса E_{1H} обнаружено изменение характера анизотропии экситонного излучения на противоположный, с преимущественной

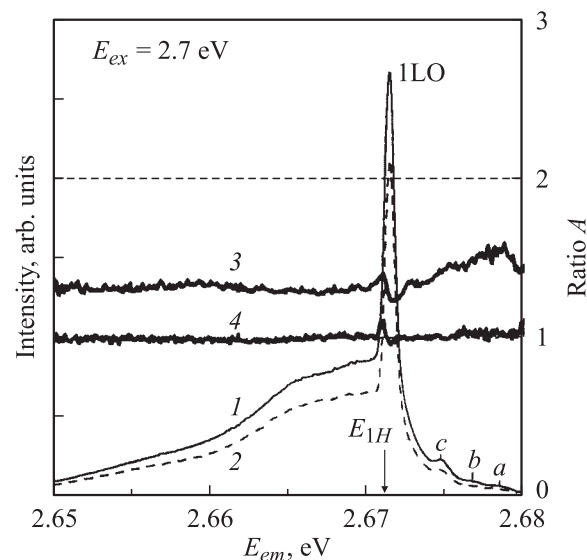


Рис. 2. Спектры излучения, соответствующие $E_{ex} = 2.700$ эВ. Спектр 1 получен при использовании поляризаций возбуждения и детектирования, параллельных оси $[0\bar{1}1]$ ($\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [0\bar{1}1]$), а спектр 2 при $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [011]$, спектр 3 — результат деления спектра 1 на спектр 2. Спектр 4 аналогичен спектру 3 для поляризаций возбуждения и детектирования вдоль осей $[010]$ и $[001]$.

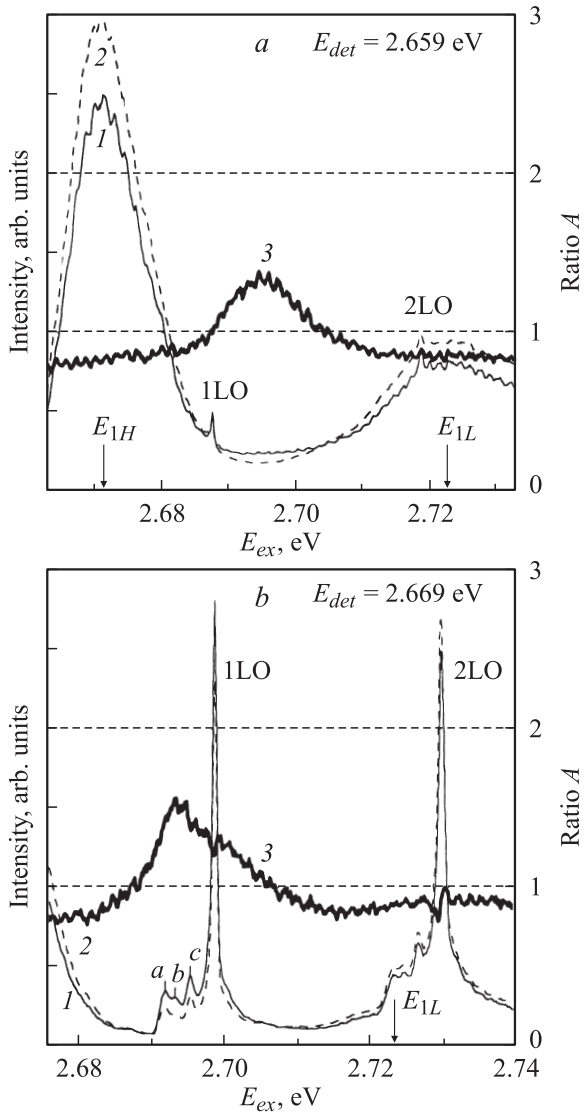


Рис. 3. Спектры возбуждения, соответствующие $E_{det} = 2.659$ эВ (а) и $E_{det} = 2.669$ эВ (б). Спектры 1 измерены при использовании конфигурации $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [0\bar{1}1]$, а спектры 2 при $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [011]$. Спектры 3 получены делением спектров 1 на спектры 2. Соответствующие величины отношения A представлены на правой ординате. Стрелками отмечено положение дна зон тяжелого (E_{1H}) и легкого (E_{1L}) экситонов.

поляризацией вдоль ортогональной оси $[0\bar{1}1]$. На рис. 2 представлены спектры излучения, полученные при энергии возбуждения $E_{ex} = 2.700$ эВ. При таком возбуждении в спектре помимо широкой полосы ФЛ основного экситонного состояния присутствует линия 1LO, соответствующая рамановскому рассеянию на продольном оптическом фононе материала ямы ZnCdSe, а также линии горячей люминесценции a , b и c , формирующиеся с участием других оптических фононов ямы [8]. Спектр 1 на рис. 2 получен с использованием поляризаций возбуждения (\mathbf{E}_{ex}) и детектирования (\mathbf{E}_{det}), параллельных оси x (совпадающей здесь и в дальнейшем с осью $[0\bar{1}1]$), а для спектра 2 $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel y$ (ось $[011]$). Спектр 3

на рис. 2 получен делением спектра 1 на спектр 2 и соответствует зависимости от энергии излучения E_{em} отношения:

$$A(E_{em}) = I_x^x(E_{em})/I_y^y(E_{em}). \quad (1)$$

В этом соотношении для интенсивностей излучения использовано обозначение, в котором нижний, подстрочный индекс соответствует поляризации детектирования, а верхний, надстрочный знак соответствует поляризации возбуждения. Для поляризаций возбуждения и детектирования вдоль осей $[001]$ и $[010]$ спектры практически совпадают друг с другом. Спектр 4 на рис. 2 получен с использованием соотношения (1) для поляризаций вдоль осей $[001]$ и $[010]$. Величина отношения $A(E_{em})$ в этом случае, в пределах экспериментальной точности, равна 1. При ориентации поляризаций возбуждения и детектирования вдоль осей $[0\bar{1}1]$ и $[011]$ экситонное излучение поляризовано преимущественно вдоль оси $[0\bar{1}1]$ и величина $A(E_{em})$ существенно превышает единицу (спектр 3).

Представленные на рис. 1 и 2 результаты говорят о том, что анизотропия экситонного излучения существенным образом зависит от энергии возбуждения. Для детального исследования этой зависимости мы измеряли спектры возбуждения (СВ) экситонного излучения — зависимости интенсивности детектируемого излучения от энергии возбуждающего света. На рис. 3 представлены СВ для энергий детектирования, меньших энергии основного экситонного состояния E_{1H} (~ 2.671 эВ): $E_{det} = 2.659$ эВ (а) и $E_{det} = 2.669$ эВ (б). Для $E_{det} = 2.659$ эВ в спектрах выделяются два широких максимума, соответствующих основным состояниям тяжелого (E_{1H}) и легкого экситона (E_{1L}), а также слабые узкие линии 1LO и 2LO, образующиеся в результате процессов рассеяния с участием продольных оптических фононов (рис. 3, а). С увеличением энергии детектирования линии LO становятся доминирующими особенностями СВ (рис. 3, б), кроме того с длинноволновой стороны от этих линий появляется тонкая структура, связанная с участием в формировании детектируемого излучения упомянутых выше фононных состояний a , b , c [8]. При регистрации спектров использованы следующие конфигурации поляризаций возбуждения и детектирования: $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel x$ $[0\bar{1}1]$ (спектры 1) и $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel y$ $[011]$ (спектры 2). Спектры 3 получены делением спектров 1 на спектры 2 и соответствуют зависимости от энергии возбуждения E_{ex} отношения (1) для фиксированной энергии детектирования E_{det} :

$$A(E_{ex}) = I_x^x(E_{ex})/I_y^y(E_{ex}). \quad (2)$$

Из рис. 3 видно, что отношение $A(E_{ex})$ имеет монотонную зависимость с выраженным максимумом в области ~ 2.695 эВ. При этом энергетическое положение максимума, его величина, а также общая форма спектра $A(E_{ex})$ при изменении энергии детектирования в области $E_{det} < E_{1H}$ меняются незначительно. Следует

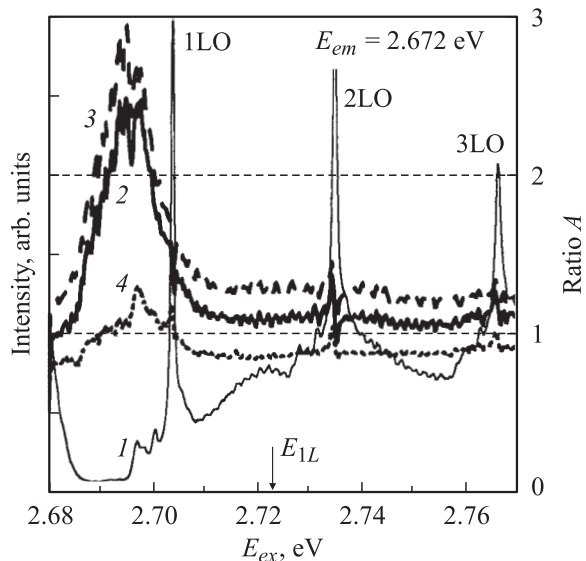


Рис. 4. Спектры возбуждения для $E_{det} = 2.672$ эВ. Спектр 1 измерен при использовании конфигурации $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [0\bar{1}1]$. Спектры 2–4 измерены с использованием выражений (2)–(4) соответственно.

отметить лишь увеличение значений $A(E_{ex})$ в области линий a, b, c . В области максимума величина $A(E_{ex})$ существенно больше 1 и соответствует преимущественной поляризации детектируемого излучения вдоль оси $[0\bar{1}1]$. На длинноволновом и коротковолновом краях СВ величина $A(E_{ex})$ меньше 1 и детектируемое излучение имеет преимущественную поляризацию вдоль оси $[011]$.

При измерении СВ для энергий детектирования в области $E_{det} \geq E_{1H}$ величина $A(E_{ex})$ существенно возрастает, причем по всему спектру $A(E_{ex}) \geq 1$. На рис. 4 представлены СВ для $E_{det} = 2.672$ эВ. Спектр 1 соответствует СВ, измеренному при конфигурации поляризаций $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel x [0\bar{1}1]$. Спектр 2 получен в соответствии с формулой (2). Этот спектр характеризует отношение интенсивностей излучения, измеряемых при ортогональных поляризационных конфигурациях, в случае, когда поляризации возбуждения и детектирования параллельны друг другу.

Представленные выше результаты зависят от поляризации как возбуждающего, так и детектируемого света. Для выделения влияния поляризации возбуждающего света на обнаруженную анизотропию излучения мы вычислили отношение суммарных (по поляризациям детектирования) интенсивностей излучения спектров, измеренных при двух поляризациях возбуждения:

$$A(E_{ex}) = \left\{ [I_x^x(E_{ex}) + I_y^x(E_{ex})] \right\} / \left\{ [I_x^y(E_{ex}) + I_y^y(E_{ex})] \right\}. \quad (3)$$

Спектр 3 на рис. 4 получен в соответствии с отношением (3). Этот спектр характеризует зависимость анизотропии интегральной (по поляризациям излучения) интенсивности излучения с энергией E_{det} от поляризации возбуждения. Из рис. 4 видно, что как по величине

отношения $A(E_{ex})$ (по всему спектру это отношение больше 1), так и по общей форме, спектр 3 аналогичен спектру 2, полученному по формуле (2). Это свидетельствует в пользу того, что процессы, ответственные за преимущественную поляризацию вдоль оси $[0\bar{1}1]$, величина которой зависит от энергии возбуждения, связаны с процессами возбуждения.

Спектр 4 на рис. 4 соответствует отношению интенсивностей ортогональных поляризаций излучения, полученных суммированием по обоим поляризациям возбуждения:

$$A(E_{ex}) = \left\{ [I_x^x(E_{ex}) + I_x^y(E_{ex})] \right\} / \left\{ [I_y^x(E_{ex}) + I_y^y(E_{ex})] \right\}. \quad (4)$$

Отношение (4) фактически характеризует анизотропию излучения для изотропного, неполяризованного возбуждения. Спектр 4 показывает, что только в небольшой области энергий возбуждения в области линий a, b, c величина $A(E_{ex})$ больше единицы, т.е. только в области этих линий излучение характеризуется преимущественной поляризацией вдоль направления $[0\bar{1}1]$. За пределами этой области $A(E_{ex}) < 1$, и излучение характеризуется преимущественной поляризацией вдоль оси $[011]$.

Таким образом, в исследованных спектрах люминесценции обнаружено два типа анизотропии линейно поляризованной экситонной люминесценции. Анизотропия первого типа (АПТ) соответствует преимущественной поляризации вдоль оси $[011]$, и величина A в этом случае колеблется в диапазоне $\sim 0.8-1$. Анизотропия второго типа (АВТ) соответствует поляризации ортогональной к оси $[011]$ и достигает величин ~ 2.5 . АВТ зависит от энергии возбуждения и проявляется в небольшом диапазоне энергий возбуждения в области непосредственно выше основного экситонного состояния. АПТ проявляется для энергий излучения в области ниже энергии основного состояния для всех энергий возбуждения, за исключением области энергий возбуждения, приводящих к появлению АВТ.

3. Обсуждение результатов

При низких температурах основной вклад в наблюдаемые спектры люминесценции квантово-размерных структур дают локализованные экситонные состояния. Для случая идеально плоских интерфейсов в структуре с нелегированной квантовой ямой, сформированной из твердого раствора, экситоны локализовались бы на флуктуациях концентрации. В реальных структурах гетерограницы не являются идеально плоскими и могут быть представлены в виде поверхности с террасами (плато), лежащими в плоскостях, разделенных на толщину одного или нескольких монослоев [9]. В результате ширина ямы флуктуирует, принимая дискретные, пропорциональные толщине монослоя, значения. Вследствие этого квазидвумерные носители находятся во флуктуационном потенциале, амплитуда которого определяется разностью энергий размерного квантования в

идеальных ямах с соответствующими дискретными ширинами. Такой флуктуационный потенциал формирует хвост локализованных экситонных состояний, которые и вносят основной вклад в низкотемпературную люминесценцию нелегированных структур с квантовыми ямами [10]. В работах [6,7] теоретически рассмотрена локализация экситона на флуктуации ширины квантовой ямы, имеющей форму прямоугольного островка. В этих работах один из интерфейсов рассматривался как идеально плоский, а второй интерфейс в области островка был сдвинут на один монослой в глубь барьера относительно области за пределами островка. Учет дальнедействующего обменного взаимодействия на дважды вырожденное, оптически активное в плоскости интерфейса состояние локализованного в таком островке экситона приводит к расщеплению радиационного дублета на два подуровня, линейно поляризованных вдоль осей прямоугольника. Основное состояние с меньшей энергией, поляризовано вдоль большей стороны. При низких температурах именно это состояние, за счет термализации, должно давать основной вклад в наблюдаемую люминесценцию. Учитывая сказанное, естественно предположить, что АПТ связана с эффектом термализации и соответствует излучению экситонов, локализованных флуктуациями ширины ямы, имеющими форму островков, вытянутых вдоль оси [011]. Исчезновение указанной поляризации при высоких температурах является доказательством этого предположения.

АВТ проявляется при энергиях возбуждения в области свободных экситонных состояний. Для анализа причин появления этого типа анизотропии воспользуемся известными данными о свободных экситонных состояниях в квантовых ямах, изготовленных из прямозонных полупроводников со структурой цинковой обманки и выращенных вдоль направления [100]. Основное ($1H$) состояние тяжелого экситона в таких ямах формируется из первых электронных и дырочных подзон размерного квантования с волновыми функциями S -типа ($j = \pm 1/2$) и P -типа ($j = \pm 3/2$) соответственно. Для идеальной ямы волновой вектор свободных экситонов $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ в плоскости ямы является хорошим квантовым числом. Дисперсия экситонов в квантовых ямах с учетом обменного электронно-дырочного взаимодействия, а также с учетом взаимодействия экситона с электромагнитным полем была детально рассмотрена в работах [11–13]. Из этих работ следует, что при пренебрежении эффектами запаздывания зонная структура, соответствующая тяжелому экситону, может быть представлена дисперсионными кривыми поперечного (T) и продольного (L) экситонов, отличающихся направлением поляризации по отношению к направлению волнового вектора. В отличие от объемных материалов величина продольно-поперечного расщепления (Δ_{LT}) в квантовых ямах зависит от величины волнового вектора: в области больших волновых векторов Δ_{LT} может превышать соответствующие значения для объемного материала ямы, а при $k_{x,y} = 0$ энергии продольных и поперечных экситонов совпадают [12,13].

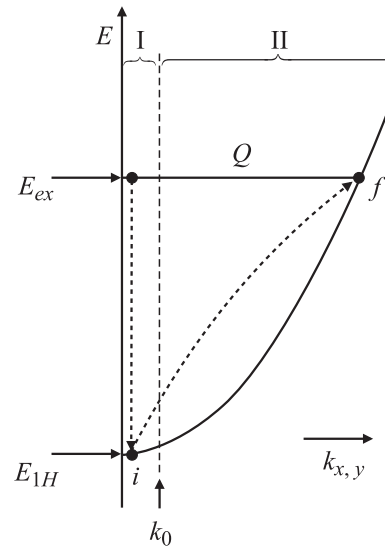


Рис. 5. Схема, поясняющая в рамках теории возмущений канал поглощения света с образованием безызлучательных экситонов с большими волновыми векторами. На первом этапе виртуально возбуждаются экситоны в промежуточном состоянии i (для простоты представлены промежуточные состояния лишь одной экситонной зоны). На втором этапе экситоны из точки i рассеиваются в конечное состояние f за счет процесса упругого рассеяния на шероховатостях с волновым вектором Q .

Дисперсия экситонов не зависит от направления распространения в плоскости ямы, и поэтому оптические спектры, формируемые состояниями тяжелого экситона, не должны зависеть от ориентации в плоскости ямы линейной поляризации внешнего электромагнитного поля, т.е. они должны быть изотропными. По отношению к возможности взаимодействия с внешним электромагнитным полем экситонные состояния в квантовых ямах делятся на два типа [12–14]: 1) Излучательные состояния с $k < k_0$ (область I на рис. 5) (k_0 — волновой вектор света). Электрическое поле этих состояний вдали от ямы имеет форму плоской волны, и соответствующие экситоны могут непосредственно превращаться в наблюдаемое излучение. Именно состояния с $k < k_0$ формируют спектры поглощения, отражения и излучения, обусловленные свободными экситонными состояниями в квантовых ямах. 2) Безызлучательные состояния с $k > k_0$ (область II на рис. 5). Электрическое поле таких экситонов экспоненциально затухает по мере удаления от ямы, и они не могут непосредственно взаимодействовать с внешним электромагнитным полем. По своим свойствам, эти состояния напоминают состояния поверхностных поляритонов в объемных кристаллах.

В нашем случае излучательные экситоны (ИЭ) с $k < k_0$ формируют наблюдаемые максимумы E_{1H} и E_{1L} в спектрах возбуждения (рис. 3 и 4), а также особенности спектров отражения в области этих максимумов. Изотропное поведение спектров отражения подтверждает отсутствие анизотропии для экситонных состояний ямы,

выращенной в высокосимметричном направлении [100]. Из рис. 2 видно, что величина анизотропии первого типа с увеличением энергии E_{em} излучающих состояний уменьшается и в области коротковолнового крыла ($E_{em} > E_{1H}$) полосы люминесценции величина $A \approx 1$. Это, по-видимому, связано с тем, что по мере увеличения энергии излучения возрастает вклад в наблюдаемое излучение свободных экситонных состояний, и в области коротковолнового крыла излучение формируется в основном свободными экситонами. Следует отметить, что наблюдаемое отличие интенсивности максимумов E_{1H} и E_{1L} в спектрах возбуждения (рис. 3, а) связано с анизотропией излучения локализованных экситонов, поскольку именно они формируют спектры излучения для соответствующей энергии детектирования.

При возбуждении выше энергии E_{1H} (в области между линиями E_{1H} и E_{1L} в спектрах возбуждения (рис. 3)) наблюдаемое излучение может возникать за счет двух каналов поглощения возбуждающего света. Первый из каналов, очевидно, соответствует поглощению крыльями резонансных линий свободных ИЭ. Второй из каналов может быть связан с опосредованной, непрямой генерацией безызлучательных экситонов (БЭ) с $k > k_0$. БЭ могут возникать в результате поглощения возбуждающих фотонов за счет участия дополнительных, упругих и неупругих процессов рассеяния, обеспечивающих выполнение закона сохранения волнового вектора. Поглощение крыльями резонансных линий, так же, как и поглощение в максимуме этих линий, естественно, должно быть изотропным. Отсюда следует, что наблюдаемая анизотропия возбуждения связана, скорее всего, с процессами опосредованного возбуждения БЭ. Неупругие процессы рассеяния в области непосредственно выше E_{1H} идут с участием акустических фононов. При достижении необходимой энергии вклад в такие процессы поглощения могут давать и оптические фононы. Упругие процессы соответствуют рассеянию возбуждающих фотонов на разного рода дефектах (аналогичные процессы образования экситонов с большими волновыми векторами оказывают существенное влияние на формирование наблюдаемых спектров экситонного излучения в объемных полупроводниках [15–17]).

В нелегированных квантовых ямах упругие процессы обусловлены в основном рассеянием на шероховатостях интерфейсов [8,18]. В работе [18] процессы рассеяния света с участием шероховатостей, так же как и процессы с участием фононов, рассматривались в рамках теории возмущений. В этом случае процессы поглощения, связанные с возбуждением БЭ, могут быть представлены в виде двухэтапного акта (рис. 5). На первом этапе за счет экситон-фотонного взаимодействия виртуально возбуждается экситон в точке i с $k = k_{phot}$ (k — волновой вектор экситона, k_{phot} — тангенциальная составляющая волнового вектора возбуждающих фотонов). На втором этапе экситон из промежуточного состояния i рассеивается на фононах или шероховатостях в конечное состояние f . Первый этап описывается матричными элементами экситон-фотонного взаимодействия, которое,

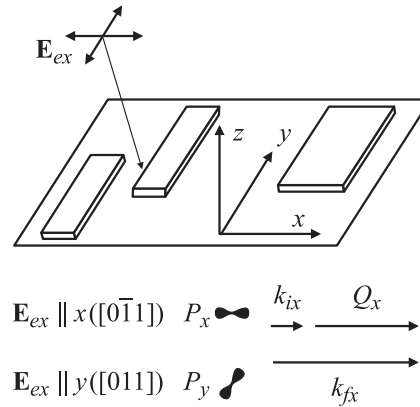


Рис. 6. Модельное представление интерфейсной поверхности с вытянутыми вдоль оси [011] островками, локализирующими экситоны.

как уже отмечалось, является изотропным. Матричные элементы экситон-фононного взаимодействия в силу аксиальной симметрии ямы также не могут зависеть от поляризации экситонов, создаваемых линейно поляризованным светом. В результате остается связать возникающую анизотропию с рассеянием экситонов на шероховатостях.

Шероховатости обусловлены в основном ступеньками роста, соответствующими границам террас, имеющихся, как уже указывалось, на поверхностях интерфейсов реальных гетероструктур и формирующих островки локализации для экситонов. Обнаруженная линейная поляризация в спектрах люминесценции локализованных экситонов указывает на то, что основная часть островков локализации, в нашем случае, является островками, вытянутыми вдоль оси [011]. Преимущественная ориентация ступенек роста вдоль оси [011] является, по-видимому, общим явлением для роста кубических материалов со структурой цинковой обманки на подложках (100). Образование анизотропных островков, вытянутых вдоль направления [011], наблюдалось при исследовании поверхностей (100) GaAs методом отражательной дифракции электронов высокой энергии (RHEED) [19], а также с помощью сканирующего туннельного микроскопа [20,21].

Геометрический профиль интерфейса может быть описан функцией $z = S(x, y)$, где z измеряется относительно некоторой усредненной плоскости $z = 0$ [22]. Профиль также может быть представлен и в виде интеграла Фурье. При этом каждая компонента фурье-разложения действует как синусоидальная решетка, которую можно охарактеризовать волновым вектором шероховатости $Q = 2\pi/\Lambda$, где Λ — длина волны пространственной фурье-компоненты [22]. В случае хаотического распределения террас произвольной формы функция $S(x, y)$ должна быть, по-видимому, изотропной [22]. Интерфейсная поверхность с островками роста, вытянутыми вдоль оси [011], модельно может быть представлена в виде поверхности, на которой присутствуют расположенные

хаотически прямоугольные террасы (плато) одинаковой высоты, но разного размера, и с ориентацией наибольших сторон вдоль выбранной оси y (рис. 6). Наличие прямоугольных террас должно приводить к разнице функций $z = S(x)$ и $z = S(y)$ вдоль выбранных по осям x и y сечений ямы. Такая поверхность может быть охарактеризована отличающимися друг от друга наборами ортогональных волновых векторов шероховатостей $\{Q_x\}$ и $\{Q_y\}$. Анизотропия профилей интерфейсов для сечений ям вдоль направлений $[0\bar{1}1]$ и $[011]$ наблюдалась при прямом исследовании сколов в структурах InAs/GaInSb с помощью сканирующего туннельного микроскопа [23].

Благодаря закону сохранения волнового вектора, для того чтобы поглощение, связанное с рассеянием на шероховатостях, реализовалось для выбранной энергии возбуждения E_{ex} , в спектре шероховатостей должен присутствовать волновой вектор, соответствующий переходу из точки i в точку f : $Q = k_f(E_{ex})$ (рис. 5). Относительная эффективность рассеяния экситона на шероховатостях с выбранной величиной Q определяется характером зависимости вероятности рассеяния экситона от величины волнового вектора шероховатости. Характер взаимодействия экситонов с компонентами шероховатой поверхности, описываемыми волновыми векторами Q , по-видимому, должен напоминать основные особенности взаимодействия экситонов с фононами, поскольку шероховатости и фононы можно рассматривать как статические и динамические искажения кристаллической решетки. Вероятность рассеяния экситонов на фононах имеет максимум в области $Q_{max} \approx 2/a_b$ (a_b — боровский радиус экситонов), уменьшаясь до пренебрежимо малых значений в области малых ($k \approx 0$) и больших ($k \gg Q_{max}$) волновых векторов фононов [24]. В работе [18] указывалось, что максимальная интенсивность рассеяния экситонов на шероховатостях соответствует $Q_{max} \approx 6/a_b$. Если использовать $a_b = 4.5$ нм [25], то $2/a_b \approx 4 \cdot 10^6$ см⁻¹ и соответственно $6/a_b \approx 13 \cdot 10^6$ см⁻¹. Полученные оценки находятся в разумном согласии с оценкой величины волнового вектора поперечных экситонов с кинетической энергией, соответствующей энергии возбуждения, при которой наблюдается максимум анизотропии $k_f \approx 8 \cdot 10^6$ см⁻¹. Именно характер зависимости вероятности рассеяния экситонов от величины Q , по-видимому, приводит к тому, что анизотропия возбуждения проявляется лишь в небольшой области спектра возбуждения. В остальных областях рассеяние на шероховатостях не вносит заметного вклада в поглощение и анизотропия не проявляется.

Поскольку волновой вектор экситонов в точке i очень мал, а эффективная масса экситонов в плоскости ямы изотропна, модули величин $k_f(E_{ex})$ и Q примерно одинаковы для рассеяния во всех направлениях в плоскости ямы. При изотропном профиле интерфейсов в результате рассеяния на шероховатостях равномерно рождались бы экситоны с разными направлениями распространения. Дирекционная анизотропия профилей

с вытянутыми террасами должна приводить и к дирекционной анизотропии заселения соответствующих экситонных состояний. В этом случае для выбранной E_{ex} при одинаковых величинах модулей Q к анизотропному заселению приводит, очевидно, разный вес соответствующих компонент Q_x и Q_y в фурье-разложении интерфейсных профилей. Протяженность островков вдоль оси y составляет обычно величины порядка десятков нм, что заметно превышает a_b [5,26]. Из работ [27,28] следует, что на поверхностях террас, формирующих островки локализации для экситонов, обычно присутствуют дополнительные микротеррасы, которые в силу общей природы возникновения ступенек роста также, скорее всего, ориентированы вдоль оси $[011]$. Поэтому естественно предположить, что в области максимума анизотропии основной вклад компонент с векторами Q_y должен быть меньше вклада компонент с волновыми векторами Q_x , поскольку в более рельефном и структурированном профиле $S(x)$ экситону „легче подобрать“ шероховатость с Λ порядка его длины волны, по крайней мере в области наиболее эффективного взаимодействия $Q \approx Q_{max}$.

В нижней части рис. 6 поясняется характер состояний, принимающих участие в процессах поглощения света с участием шероховатостей для двух поляризациих возбуждающего света. Шероховатости представлены только компонентами с волновым вектором Q_x , которые как мы предполагаем, должны давать основной вклад в обсуждаемый канал поглощения света. Волновой вектор возбуждающих фотонов лежит в плоскости падения z,x . В силу закона сохранения в точке i виртуально возбуждаются экситоны с волновыми векторами k_{ix} . Для линейной поляризации возбуждения $\mathbf{E}_{ex} \parallel x$ экситоны, возникающие в точке i , являются продольными, а для поляризации $\mathbf{E}_{ex} \parallel y$ в процессе поглощения принимают участие поперечные экситоны. Волновые функции L и T экситонов описываются функциями P -типа [29]. В рассматриваемом случае L экситону соответствует функция P_x -типа, а T -экситону функция P_y -типа (рис. 6). При этом симметрия P -типа для экситонов задается p -типом симметрии дырочных функций, поскольку волновая функция электронов является функцией s -типа [29]. Таким образом, отличие процессов поглощения для двух поляризациях возбуждающего света $\mathbf{E}_{ex} \parallel x$ и $\mathbf{E}_{ex} \parallel y$ должно сводиться к участию в процессе дырок либо p_x -, либо p_y -типа. Для структур с идеальными интерфейсами дырочные состояния вырождены, и никакой анизотропии мы бы не наблюдали. К анизотропии могут приводить возмущения, которые расщепляют p_x и p_y состояния. Мы предполагаем, что такими возмущениями являются деформации, которые возникают на интерфейсах в области ступенек роста за счет различия постоянных решеток для составляющих исследуемую структуру материалов.

Постоянные решеток слоев ZnSe (0.5668 нм) и Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se (0.5721 нм) отличаются как друг от друга, так и от постоянной решетки подложки GaAs

(0.5653 нм) [25]. Вследствие этого слои ZnSe и ZnCdSe в структуре с идеально плоскими интерфейсами подвержены равномерному биаксиальному сжатию в плоскости ямы, и энергия дырочных p_x и p_y состояний одинакова. Появление террас на интерфейсах нарушает равномерность сжатия вдоль ступенек роста за счет отличия постоянных решеток ZnSe и ZnCdSe. В результате на границах террас должны возникать сдвиговые напряжения. Эти напряжения приводят к расщеплению дырочных состояний [30,31]. Таким образом, наличие на границах раздела вытянутых террас в наших структурах должно приводить к появлению особенностей в функциях, соответствующих зависимости от координат в плоскости интерфейса энергий дырочных p_x и p_y состояний. Эти особенности вытянуты вдоль ступенек роста. Мы полагаем, что расщепление дырочных p_x и p_y состояний, появляющееся на интерфейсах в области границ, вытянутых вдоль направления [011] террас, является основной причиной обнаруженной анизотропии поглощения света свободными экситонными состояниями.

По мере удаления от ступенек роста величина сдвигового напряжения, а, следовательно, и его влияние должны уменьшаться. Объем областей, в которых возникающие а ступеньках сдвиговые напряжения оказывают заметное влияние, составляет, по-видимому, малую часть от общего объема квантовой ямы. Поэтому в спектрах отражения, которые формируются свободными состояниями полного объема квантовой ямы, эффекты анизотропии не проявляются.

В спектре 4 на рис. 4, соответствующем неполяризованному возбуждению, анизотропия поляризации проявляется только в области линий горячей люминесценции, появляющихся при монохроматическом возбуждении в результате неравновесного, квази- δ -образного заселения локализованных экситонных состояний с одновременным рождением оптических фононов [8]. В рамках предлагаемого подхода появление анизотропии находит естественное объяснение. Несмотря на неполяризованное возбуждение, разная вероятность поглощения за счет рассмотренных выше упругих процессов рассеяния на шероховатостях приводит к преимущественной генерации в точке f свободных экситонов, поляризованных вдоль оси x . Последующий захват этих экситонов вытянутыми островками с одновременным рождением оптических фононов сохраняет поляризацию, в результате чего излучение в области линий горячей люминесценции и поляризовано вдоль x . Остальные точки спектра 4 соответствуют излучению из локализованных состояний, заполнение которых происходит после многократных актов рассеяния в процессе энергетической релаксации, в результате заселяются состояния, излучение которых поляризовано вдоль оси y .

4. Заключение

Таким образом, при исследовании спектров экситонной люминесценции структуры с одиночной кванто-

вой ямой ZnSe/ZnCdSe, выращенной вдоль высокосимметричного направления [100], обнаружено два вида поляризационной анизотропии экситонного излучения. Анизотропия первого типа связана с особенностями изучения экситонов основного состояния, локализованных в вытянутых вдоль оси [011] островках локализации. Анизотропия в этом случае является следствием термализации экситонов на нижнем уровне радиационного дублета тяжелого экситона, поляризация которого ориентирована вдоль островка. Расщепление радиационного дублета возникает за счет особенностей обменного электронно-дырочного взаимодействия для экситонов, локализованных в вытянутом островке [6,7]. Появление островков локализации является следствием наличия ступенек роста на границах раздела ямы. Совокупность ступенек роста формирует шероховатую поверхность этих границ. Упругое рассеяние на шероховатостях интерфейсных поверхностей приводит к появлению специфического канала поглощения света, в результате которого возбуждаются свободные экситоны с волновыми векторами, существенно превышающими волновой вектор света. Наблюдаемая в наших образцах анизотропия излучения локализованных экситонов указывает на то, что в целом по поверхности интерфейсов общая длина ступенек вдоль оси [011] превышает длину ступенек вдоль ортогональной оси [0 $\bar{1}$ 1]. Это приводит к дирекционной анизотропии геометрического профиля интерфейсных поверхностей и, как следствие, к дирекционной анизотропии возбуждения экситонов, возникающих в результате рассеяния на шероховатостях. В нашем случае ступеньки роста соответствуют границе между ZnSe и ZnCdSe. Разные величины постоянной решетки указанных материалов приводят к возникновению деформационного напряжения в области ступенек. Деформации снимают вырождение дублета основного экситонного состояния и, как следствие, приводят к разнице заселения экситонных состояний с разной ориентацией дипольного момента экситонов по отношению к осям [011] и [0 $\bar{1}$ 1]. Это, как мы предполагаем, и является основной причиной возникновения второго типа анизотропии экситонного излучения.

Авторы выражают благодарность проф. Ф. Хеннебергеру и научной программе NATO за возможность проведения части экспериментов в университете им. Гумбольдта (Берлин).

Список литературы

- [1] Y. Kajikawa, O. Brandt, K. Kanamoto, N. Tsukada. *J. Cryst. Growth*, **150**, 431 (1995).
- [2] S.M. Ryabchenko, Yu.G. Semenov, A.V. Komarov, T. Wojtowicz, G. Cywinski, J. Kossut. *Physica E*, **13**, 24 (2002).
- [3] O. Krebs, P. Voisin. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1829 (1996).
- [4] Е.Л. Ивченко, А.А. Торопов, П. Вуазен. *ФТТ*, **40**, 1925 (1998).
- [5] D. Gammon, E.S. Snow, B.V. Shanabrook, D.S. Katzer, D. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 3005 (1996).

- [6] E.L. Ivchenko. Phys. Status Solidi A, **164**, 487 (1997).
- [7] С.В. Гулалов, Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. ЖЭТФ, **113**, 703 (1998).
- [8] В.В. Травников, В.Х. Кайбышев. ФТТ, **45**, 1316 (2003).
- [9] M.A. Herman, D. Bimberg, J. Christen. J. Appl. Phys., **70**, R1 (1991).
- [10] E. Runger, A. Schulzgen, F. Henneberger, R. Zimmermann. Phys. Status Solidi B, **188**, 547 (1995).
- [11] M. Nakayama. Sol. St. Commun., **55**, 1053 (1985).
- [12] L.C. Andreani, F. Bassani. Phys. Rev. B, **41**, 7536 (1990).
- [13] S. Jorda, U. Rossler, D. Broido. Phys. Rev. B, **48**, 1669 (1993).
- [14] В.М. Агранович, О.А. Дубовский. Письма ЖЭТФ, **3**, 345 (1966).
- [15] A.A. Gogolin, E.I. Rashba. Sol. St. Commun., **19**, 1177 (1976).
- [16] В.В. Травников, В.В. Криволапчук. ФТТ, **28**, 1210 (1986).
- [17] J. Menendez, M. Cardona. Phys. Rev. B, **31**, 3696 (1985).
- [18] A.J. Shields, C. Trallero-Giner, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog, V.A. Haiser, D.A. Tenne, N.T. Moshegov, A.I. Toropov. Phys. Rev. B, **46** (11), 6990 (1992).
- [19] P.R. Pukite, G.S. Petrich, S. Batra, P.I. Cohen. J. Cryst. Growth, **95**, 269 (1989).
- [20] E.J. Heller, M.G. Lagally. Appl. Phys. Lett., **60**, 2675 (1992).
- [21] V. Bressler-Hill, R. Maboudian, M. Wassermeier, X.-S. Wang, K. Pond, P.M. Petroff, W.H. Weinberg. Surf. Sci., **287/288**, 514 (1993).
- [22] *Поверхностные поляритоны*, под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса (М., Наука, 1985).
- [23] A.Y. Lew, S.L. Zuo, E.T. Yu, R.H. Miles. Appl. Phys. Lett., **70**, 75 (1997).
- [24] Y. Toyozawa. Progr. Theor. Phys., **20**, 53 (1958).
- [25] M.C. Netti, M. Lepore, A. Adinolfi, R. Tommasi, I.M. Catalano, L. Vanzetti, L. Sorba, A. Franciosi. J. Appl. Phys., **80**, 2908 (1996).
- [26] R.F. Kopf, E.F. Schubert, T.D. Harris, R.S. Becker, G.H. Gilmer. J. Appl. Phys., **74**, 6139 (1993).
- [27] C.A. Warwick, R.F. Kopf. Appl. Phys. Lett., **60**, 386 (1992).
- [28] J.C. Woo, S.J. Rhee, Y.M. Kim, H.S. Ko, W.S. Kim, D.W. Kim. Appl. Phys. Lett., **66**, 338 (1995).
- [29] Р. Нокс. *Теория экситонов* (М., Мир, 1966).
- [30] Г. Бир, Г. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [31] Питер Ю, М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (М., Физматлит, 2002).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of interface growth steps on anisotropy of exciton luminescence in ZnCdSe/ZnSe single quantum well

V.H. Kaibyshev, V.V. Travnikov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Exciton luminescence spectra of single quantum well ZnCdSe/ZnSe structure has been investigated at $T \approx 8$ K. Two types of linear polarization anisotropy have been found. First type anisotropy corresponds to linear polarization along [011] axis and is due to emission of low doublet level of heavy excitons localized by islands elongated along the [011] crystal axis. Second

type anisotropy is connected with processes of photoexcitation of free excitons with wave vectors larger than light wave vectors. This photoexcitation takes place through elastic light scattering on anisotropic interface roughness which is due to growth steps. The second type anisotropy corresponds to linear polarization along [0 $\bar{1}$ 1] axis and it is a consequence of deformation effects perturbing holes states in regions of growth steps. Deformation appears in these regions as a result of lattice mismatch between barrier and well.