

## Линейная поляризация излучения квантовых ям ZnCdSe/ZnSe, индуцированная анизотропным профилем интерфейсов

В. В. Травников<sup>1)</sup>, В. Х. Кайбышев

Физико-технический институт им. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28 февраля 2006 г.

При исследовании низкотемпературных спектров экситонной люминесценции квантовой ямы ZnCdSe/ZnSe, выращенной в направлении [100], обнаружено, что в зависимости от энергии возбуждающего света наблюдаемое излучение линейно поляризовано в плоскости ямы либо вдоль оси [011], либо вдоль ортогональной ей оси [0 $\bar{1}$ 1]. Поляризация вдоль оси [011] связана с анизотропией геометрических профилей интерфейсов и соответствует поляризации экситонов, локализованных в вытянутых вдоль оси [011] террасах – областях, соответствующих увеличению толщины ямы на глубину одного или нескольких монослоев. Террасы возникают за счет наличия на интерфейсах ступенек роста. Анизотропия в распределении ступенек роста – большая длина ступенек по оси [011] ответственна и за появление поляризации вдоль оси [0 $\bar{1}$ 1]. Такая поляризация возникает за счет обнаруженного специфического канала анизотропного экситонного поглощения. В результате такого поглощения возбуждаются свободные экситоны с большими волновыми векторами. Возбуждение экситонов светом носит непрямой характер – в нем участвуют дополнительные процессы упругого рассеяния экситонов на интерфейсных ступеньках роста. Преимущественное рассеяние на ансамбле более протяженных ступенек роста (вдоль оси [011]) приводит к выстраиванию волновых векторов возбуждаемых экситонов. Различие в вероятности поглощения для поляризаций возбуждения по осям [011] и [0 $\bar{1}$ 1] обусловлено разной вероятностью рассеяния на ступеньках для экситонов, дипольные моменты которых, а соответственно, и оси волновых функций *P*-типа для участвующих в процессе дырок ориентированы вдоль или поперек направления выстраивания волновых векторов экситонов.

PACS: 78.67.–n

Квантовые ямы (КЯ) на основе кубических полупроводниковых материалов, выращенные вдоль высокосимметричного направления [001] и имеющие симметричные интерфейсы, характеризуются межзонными оптическими переходами, не зависящими от линейной (в плоскости ямы) поляризации света. Единственным рассмотренным до сих пор видом анизотропии в таких структурах являлась анизотропия излучения экситонов, локализованных на флуктуациях ширины КЯ, имеющих форму прямоугольных террас [1]. В реальных КЯ такие террасы появляются за счет наличия на интерфейсах ступенек роста, вытянутых вдоль кристаллографических осей. Линейная поляризация в спектрах люминесценции структуры GaAs/GaAlAs, выращенной вдоль [001], была обнаружена в работе [2], в которой наличие линейной поляризации приписывалось излучению экситонов, локализованных в островках материала ямы GaAs вытянутых вдоль оси [110]. В данной работе при исследовании спектров экситонной люминесценции квантовой ямы ZnCdSe/ZnSe помимо анизотропии, обу-

словленной излучением экситонов, локализованных на вытянутых вдоль оси [011] флуктуациях ширины ямы, обнаружен новый тип анизотропии. Этот вид анизотропии связан с анизотропией поглощения света, обусловленной особенностями упругого рассеяния свободных экситонов на ступеньках роста, преимущественно вытянутых вдоль оси [011].

Исследуемая структура с одиночной КЯ выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs с направлением роста [100]. Яма Zn<sub>0.87</sub>Cd<sub>0.13</sub>Se толщиной 5 нм расположена между буферным слоем ZnSe толщиной 25 нм, выращенным непосредственно на подложке GaAs и наружным слоем ZnSe толщиной 20 нм. Исследования проводились при *T* ~ 8 К. Возбуждение и регистрация наблюдаемых спектров осуществлялись в геометрии “назад”, под углами, близкими к нормальному падению на поверхность образца.

В отличие от спектров отражения, не зависящих от поляризации падающего света, при исследовании спектров фотолюминесценции (ФЛ) мы обнаружили анизотропию линейной поляризации экситонной люминесценции. Характер обнаруженной анизотропии

<sup>1)</sup>e-mail: travn@spectr.ioffe.rssi.ru

существенным образом зависит от энергии возбуждающего света ( $E_{ex}$ ). Это проявляется при исследовании спектров возбуждения (СВ) люминесценции – зависимости интенсивности детектируемого излучения от  $E_{ex}$ . На рис.1 представлены СВ для энергии

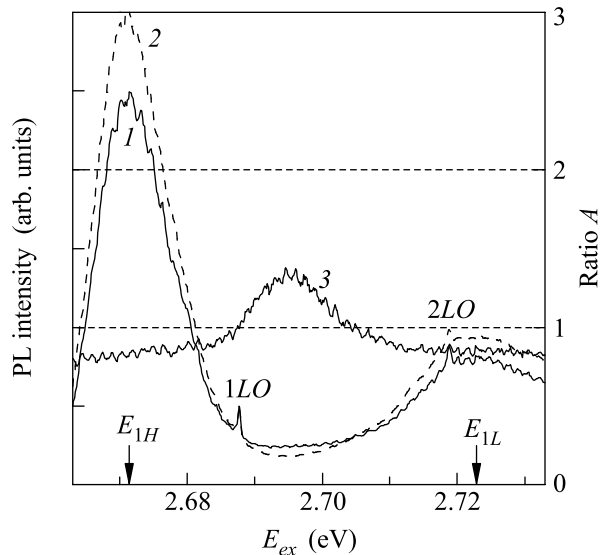


Рис.1. Спектры возбуждения, соответствующие  $E_{det} = 2.659$  эВ. Спектр 1 измерен при использовании конфигурации  $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [0\bar{1}1]$ , а спектр 2 – при  $\mathbf{E}_{ex} \parallel \mathbf{E}_{det} \parallel [011]$ . Спектр 3 получен делением спектров 1 на спектры 2. Стрелками отмечено положение дна зон тяжелого ( $E_{1H}$ ) и легкого ( $E_{1L}$ ) экситонов

детектирования  $E_{det} = 2.659$  эВ. В полученных СВ выделяются два широких максимума, соответствующих основным состояниям тяжелого ( $E_{1H}$ ) и легкого ( $E_{1L}$ ) экситонов, а также слабые линии 1LO и 2LO, образующиеся в результате рассеяния с участием продольных оптических фононов [3]. Поляризация возбуждающего света ( $\mathbf{E}_{ex}$ ) и поляризация детектируемого излучения ( $\mathbf{E}_{det}$ ) для спектра 1 параллельны лежащей в плоскости КЯ кристаллографической оси  $[0\bar{1}1]$  (в дальнейшем будем обозначать эту ось как ось X). Для спектра 2 поляризации  $\mathbf{E}_{ex}$  и  $\mathbf{E}_{det}$  параллельны оси  $[011]$  (ось Y). Спектр 3 получен делением спектра 1 на спектр 2 и соответствует зависимости от энергии возбуждения отношения интенсивностей излучения с поляризацией вдоль ортогональных осей X и Y для выбранной энергии детектирования:  $A(E_{ex}) = I_X(E_{ex})/I_Y(E_{ex})$ . Спектр 3 показывает, что поляризация вдоль оси X ( $A > 1$ ) (в дальнейшем будем называть ее X-поляризацией) наблюдается лишь в небольшом диапазоне  $E_{ex}$  между энергиями  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$ . Детальные исследования (их изложению будет посвящена отдельная публикация) по-

казали, что положение максимума величины  $A(E_{ex})$  не зависит от энергии детектирования и при возбуждении в области этого максимума X-поляризация наблюдается и при неполяризованном возбуждении. При остальных  $E_{ex}$  экситонное излучение поляризовано вдоль оси Y ( $A < 1$ ) (Y-поляризация). В частности, и при возбуждении в области барьера полосы ФЛ поляризованы вдоль оси Y. При таком возбуждении с увеличением температуры величина анизотропии полос ФЛ уменьшается и при комнатной температуре спектры ФЛ изотропны. При ориентации поляризаций возбуждения и детектирования вдоль осей  $[001]$  и  $[010]$  в плоскости ямы наблюдаемые спектры ФЛ изотропны.

В реальных КЯ гетерограницы не являются идеально плоскими и могут быть представлены в виде поверхности с террасами, лежащими в плоскостях, разделенных на толщину одного или нескольких монослоев [4]. В результате ширина ямы флуктуирует, принимая дискретные, пропорциональные толщине монослоя, значения. Вследствие этого носители находятся во флуктуационном потенциале, амплитуда которого определяется разностью энергий размерного квантования в идеальных КЯ с соответствующими дискретными ширинами. Флуктуационный потенциал формирует хвост локализованных экситонных состояний, которые и вносят основной вклад в низкотемпературную люминесценцию нелегированных структур с КЯ [5]. По аналогии с работами [1, 2] естественно предположить, что Y-поляризация, наблюдаемая для подавляющей части диапазона  $E_{ex}$ , связана с излучением локализованных экситонов. Модель, объясняющая появление линейной поляризации излучения локализованных экситонов, была предложена в [1]. В этой модели рассматривалась локализация экситона на флуктуации ширины КЯ, имеющей форму прямоугольной террасы – 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 обменного взаимодействия для локализованного в таком островке экситона приводит к расщеплению радиационного дублета на два подуровня, линейно поляризованных вдоль осей прямоугольника. Состояние с меньшей энергией поляризовано вдоль большей стороны. При низких температурах именно это состояние, в результате термализации, должно давать основной вклад в наблюдаемую ФЛ. Исчезновение анизотропии полос ФЛ при высоких температурах является прямым свидетельством в пользу предлагаемой интерпретации.

При возбуждении в области, соответствующей максимуму величины  $A$ , между линиями  $E_{1H}$  и  $E_{1L}$  вклад в поглощение могут давать процессы, приводящие к возбуждению экситонов с большими волновыми векторами (аналогичные процессы оказывают существенное влияние на формирование спектров экситонного излучения в объемных полупроводниках [6, 7]). В приближении теории возмущений такие процессы схематически представлены на рис.2. В этом приближении поглощение реализуется через

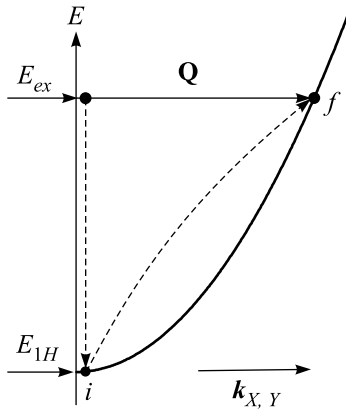


Рис.2. Схема, поясняющая в рамках теории возмущений процесс непрямого возбуждения экситонов с большими волновыми векторами. На первом этапе виртуально возбуждаются экситоны в промежуточном состоянии  $i$  (для простоты представлены промежуточные состояния лишь одной экситонной зоны). На втором этапе экситоны из точки  $i$  рассеиваются в конечное состояние  $f$  за счет упругого рассеяния на шероховатостях с волновым вектором  $Q$

двухэтапные процессы. На первом этапе за счет экситон-фотонного взаимодействия виртуально возбуждается экситон в точке  $i$  с  $k = k_{\text{phot}} \approx 0$  ( $k$ -волновой вектор экситона,  $k_{\text{phot}}$  – тангенциальная составляющая волнового вектора возбуждающих фотонов). На втором этапе экситон из промежуточного состояния  $i$  за счет упругого или неупругого рассеяния попадает в конечное состояние  $f$ . На рис.2 для простоты представлены только упругие процессы и промежуточные состояния лишь одной экситонной зоны.

Основное состояние тяжелого экситона в наших ямах формируется из первых электронных и дырочных подзон размерного квантования с волновыми функциями  $S$ - ( $j = \pm 1/2$ ) и  $P$ -типа ( $j = \pm 3/2$ ), соответственно. В силу изотропности электрона отличие волновых функций экситонов, возникающих при линейной поляризации возбуждения вдоль выбранных в плоскости ямы осей  $X$  и  $Y$ , сводится к участию

в формировании возникающего возбуждения дырки либо  $P_X$ -, либо  $P_Y$ -типа.

Матричные элементы экситон-фотонного взаимодействия, соответствующие первому этапу на рис.2, в силу аксиальной симметрии ямы ( $P_X$ - и  $P_Y$ -состояния не отличимы) не могут зависеть от поляризации света, и это, очевидно, является причиной изотропности наблюдаемых спектров отражения.

В области, соответствующей максимуму величины  $A(E_{ex})$ , неупругие процессы рассеяния из точки  $i$  в точку  $f$  могут идти с участием акустических фононов. При рассмотрении рассеяния экситонов большого радиуса обычно предполагается, что электрон и дырка взаимодействуют с колебаниями решетки по отдельности. Зависимость вероятности экситон-фононного взаимодействия от волновых векторов фононов  $q$  определяется функциями, имеющими вид [8]:

$$b(\mathbf{q}) = Aq^{1/2}[w_e(\mathbf{q})C_e - w_h(\mathbf{q})C_h], \quad (1)$$

где  $A$  – константа,  $q$  – модуль волнового вектора фонона,  $C_h$  и  $C_e$  – деформационные потенциалы валентной зоны и зоны проводимости, функции  $w_e(\mathbf{q})$  и  $w_h(\mathbf{q})$  являются фурье-образами распределения зарядов электронов и дырок в соответствующих состояниях внутреннего движения.

Экситоны из точки  $i$ , в силу аксиальной симметрии фононных состояний ямы, равновероятно взаимодействуют с фононами, распространяющимися в любых направлениях в плоскости ямы. Как следствие, вероятности поглощения за счет неупругих процессов рассеяния должны быть одинаковы для любых ортогональных поляризаций возбуждения.

Упругие процессы рассеяния свободных экситонов в нелегированных КЯ в значительной степени обусловлены рассеянием на шероховатостях интерфейсов, соответствующих отклонению от идеальной плоскости границ ям [3, 9]. Шероховатости возникают за счет ступенек роста, которые, в частности, формируют и вытянутые островки, локализуящие экситоны. Как указывалось выше, поляризация излучения локализованных экситонов ориентирована вдоль большей стороны островков. Наблюдение  $Y$ -поляризации указывает на то, что основная часть островков локализации вытянута вдоль оси  $Y$  ([011]). Из работ [10, 11] следует, что на поверхностях террас, формирующих островки локализации для экситонов, обычно присутствуют дополнительные микротеррасы, которые в силу общей природы возникновения ступенек роста также [12] ориентированы вдоль оси [011]. В результате получается, что суммарная протяженность и плотность ступенек вдоль оси  $Y$  [011] существенно превышает соответствующие величины

для ступенек по оси  $X$ . Это, очевидно, должно приводить к тому, что  $Y$ -ступеньки будут давать основной вклад в процессы упругого рассеяния экситонов.

Геометрический профиль шероховатого интерфейса может быть описан функцией  $z = S(x, y)$ , где  $z$  измеряется относительно некоторой усредненной плоскости  $z = 0$  [13]. С помощью преобразования Фурье профиль также может быть охарактеризован и набором волновых векторов шероховатостей  $Q = 2\pi/L$ , где  $L$  – длина волны пространственной фурье-компоненты [13]. Интерфейсная поверхность с вытянутыми вдоль оси  $Y$  [011] островками модельно может быть представлена как поверхность, на которой хаотически расположены прямоугольные террасы, границы которых ориентированы по осям  $X$ ,  $Y$  и с ориентацией длинных сторон по оси  $Y$  (рис.3). Такая поверхность может быть охарактери-

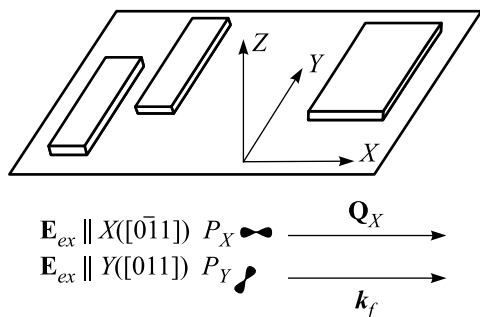


Рис.3. Модель анизотропной интерфейсной поверхности (верхняя часть рисунка). В нижней части для двух поляризаций возбуждающего света схематически показана пространственная ориентация волновых функций дырок P-типа, а также волновых векторов шероховатостей и экситонов, участвующих в процессе поглощения

зована отличающимися друг от друга наборами ортогональных волновых векторов шероховатостей  $Q_X$  и  $Q_Y$ . Ступени, ориентированные по оси  $Y$ , определяют профиль интерфейса вдоль оси  $X$ , который описывается набором  $Q_X$ . Поскольку  $Y$ -ступеньки должны давать основной вклад в процессы рассеяния, при рассмотрении механизма анизотропии в дальнейшем можно ограничиться рассмотрением процессов с участием шероховатостей с векторами  $Q_X$ . В силу закона сохранения волнового вектора, участие в поглощении в основном шероховатостей с волновыми векторами  $Q_X$  должно приводить к выстраиванию волновых векторов экситонов по оси  $X$  в конечных состояниях  $f$  (рис.3).

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) [14]. Вследствие этого слои ZnSe и ZnCdSe в структуре с идеально плоскими интерфейсами подвержены равномерному биаксиальному сжатию в плоскости КЯ. Появление ступенек роста нарушает равномерность сжатия в плоскости интерфейсов КЯ за счет отличия постоянных решеток ZnSe и ZnCdSe. В области ступенек должны возникать сдвиговые напряжения, и шероховатую поверхность с такими террасами можно рассматривать как статическое деформационное искажение кристаллической решетки. Зависимость вероятности рассеяния экситонов от волнового вектора шероховатости, по видимому, должна описываться выражением, аналогичным выражению (1), которое соответствует рассеянию на динамических деформационных искажениях решетки. В такое выражение должны входить фурье-образы  $w_e(Q)$  и  $w_h(Q)$ , определяемые распределением зарядов электронов и дырок вдоль направления задаваемого вектором  $Q$ . При поляризации возбуждающего света вдоль и поперек векторов  $Q_X$  разница в вероятности поглощения в соответствии с формулой (1) должна возникать за счет различия в распределении заряда вдоль оси  $X$  для дырок  $P_X$ - и  $P_Y$ -типа (рис.3). Мы полагаем, что это различие является основной причиной поляризационной анизотропии поглощения, приводящей к излучению с линейной поляризацией вдоль оси  $[0\bar{1}1]$ .

Вследствие того, что одноосные напряжения приводят к расщеплению дырочных состояний [15], деформации, возникающие в области ступенек, должны приводить к расщеплению дырочных  $P_X$ - и  $P_Y$ -состояний. Неоднородный характер деформации может привести к различию зависимости от координаты  $X$  энергетического потенциала для  $P_X$ - и  $P_Y$ -состояний дырок. В результате для выделенной компоненты  $Q_X$  вес в фурье-разложении потенциала для  $P_X$ - и  $P_Y$ -состояний может отличаться. Это отличие должно приводить к дополнительной разнице в вероятности поглощения для света, поляризованного вдоль и поперек вектора  $Q_X$ .

Разница функций  $w_e(Q)$  и  $w_h(Q)$  максимальна для тех значений волновых векторов  $Q$ , которые соответствуют фурье-компонентам, длина волны которых сопоставима с пространственной протяженностью волновых функций электрона и дырки. Фурье-компоненты с бесконечно малыми и большими величинами  $L$  вносят пренебрежимо малый вклад в фурье-образы  $w_e(Q)$  и  $w_h(Q)$ . В результате вероятность взаимодействия экситонов с шероховатостями, по аналогии с экситон-фононным рассеянием [8], в области малых и больших значений  $Q$  должна уменьшаться до пренебрежимо малых значений. Это объ-

ясняет факт проявления анизотропии вдоль оси  $[0\bar{1}1]$  лишь в небольшом диапазоне  $E_{ex}$  там, где наблюдаемая анизотропия связана с анизотропией процессов поглощения. В остальных диапазонах возбуждения рассеяние на шероховатостях не вносит заметного вклада в поглощение. В результате поглощение изотропно и анизотропия возникает за счет поляризации излучения локализованных экситонов.

Таким образом, при исследовании спектров экситонной люминесценции КЯ ZnCdSe/ZnSe, выращенной вдоль высокосимметричного направления  $[100]$ , обнаружено, что в зависимости от энергии возбуждающего света линейная поляризация наблюдаемого излучения может быть ориентирована как вдоль кристаллографической оси  $[011]$ , так и вдоль ортогональной ей оси  $[0\bar{1}1]$ . Поляризация вдоль оси  $[0\bar{1}1]$  наблюдается в небольшом диапазоне энергий возбуждения, в области непосредственно выше энергии основного экситонного состояния. При остальных энергиях возбуждения излучение поляризовано вдоль оси  $[011]$ . Поляризация по  $[011]$  обусловлена излучением экситонов, локализованных в вытянутых по  $[011]$  террасах – областях, углубленных в материал барьера на глубину одного или нескольких монослоев. Террасы формируются ступеньками роста, ориентированными вдоль осей  $[011]$  и  $[0\bar{1}1]$ . Большая протяженность и плотность ступенек роста по оси  $[011]$  приводит к тому, что основными компонентами в фурье-представлении поверхности интерфейсов ямы являются компоненты с волновыми векторами  $\mathbf{Q}_{0\bar{1}1}$ , перпендикулярными этим ступенькам. Процессы упругого рассеяния экситонов на ступеньках  $[011]$  приводят к появлению эффективного канала поглощения света, в результате которого волновые векторы экситонов выстраиваются вдоль оси  $[0\bar{1}1]$ . При ориентации поляризации возбуждающего света по осям  $[011]$  и  $[0\bar{1}1]$  в процессе поглощения принимают участие электроны с изотропной функцией  $S$ -типа и дырки  $P$ -типа, ориентированные вдоль или поперек вектора  $\mathbf{Q}_{0\bar{1}1}$ . Вероятность рассеяния экситонов зависит от разницы в распределении заряда электрона и дыр-

ки по направлению вектора возмущения. Разница в таком распределении зарядов для дырки, вытянутой вдоль вектора  $\mathbf{Q}_{0\bar{1}1}$ , больше, чем для ортогонального состояния дырки. Мы полагаем, что это является основной причиной появления поляризации вдоль оси  $[0\bar{1}1]$ .

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

1. E. L. Ivchenko, Phys. Status Solidi A **164**, 487 (1997).
2. D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3005 (1996).
3. В. В. Травников, В. Х. Кайбышев, ФТТ **45**, 1316 (2003).
4. M. A. Herman, D. Bimberg, and J. Christen, J. Appl. Phys. **70**, R1 (1991).
5. E. Runger, A. Schulzgen, F. Henneberger et al., Phys. Status Solidi B **188**, 547 (1995).
6. A. A. Gogolin and E. I Rashba, Solid State Commun. **19**, 1177 (1976).
7. В. В. Травников, В. В. Криволапчук, ФТТ **28**, 1210 (1986).
8. Y. Toyozawa, Progr. Theor. Phys. **20**, 53 (1958).
9. A. J. Shields, C. Trallero-Giner, M. Cardona et al., Phys. Rev. B **46** (11), 6990 (1992).
10. C. A. Warwick and R. F. Kopf, Appl. Phys. Lett. **60**, 386 (1992).
11. J. C. Woo, S. J. Rhee, Y. M. Kim et al., Appl. Phys. Lett. **66**, 338 (1995).
12. M. D. Pashley, K. W. Haberern, and J. M. Woodall, J. Vac. Sci. Technol. B **6**(4), 1468 (1988).
13. *Поверхностные поляритоны*, под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Милса, М.: Наука, 1985.
14. M. C. Netti, M. Lepore, A. Adinolfi et al., J. Appl. Phys., **80**, 2908 (1996).
15. M. Cardona and P. Y. Yu, *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*, Berlin, Springer, 2001.