

Спектроскопия экситонных поляритонов в напряженных полупроводниковых структурах $A^{II}B^{VI}$ с широкими квантовыми ямами

© С.А. Марков, Р.П. Сейсян[¶], В.А. Кособукин

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

(Получена 19 мая 2003 г. Принята к печати 2 июля 2003 г.)

Изучались экситонные поляритоны в квантовых ямах $ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$, ширина которых превосходит борковский радиус экситона. Из оптических спектров отражения и пропускания, измеренных при температуре 2 К, путем исключения модулирующего влияния интерференции Фабри–Перо получены спектры оптической плотности с несколькими экситонными пиками поглощения. Применительно к экситон-поляритонному переносу в изучаемых структурах развит метод матриц переноса, учитывающий наличие в квантовой яме двух близких по частоте экситонных резонансов, обладающих пространственной дисперсией. В качестве таких резонансов рассматривались экситоны тяжелой и легкой дырок, подзоны которых расщеплены вследствие деформации, возникающей из-за рассогласования постоянных кристаллической решетки составляющих полупроводников. Показано, что две серии пиков в спектрах поглощения принадлежат уровням размерного квантования тяжелого и легкого экситонов в широкой квантовой яме. Путем подгонки теоретических спектров под экспериментальные найдены эффективные экситонные параметры.

1. Введение

Свойства экситонов в квантовых ямах существенно зависят от соотношения между экситонным борковским радиусом a_B и шириной ямы a . При условии $a \gtrsim a_B$ квантовые ямы будем называть узкими, а при $a_B \ll a$ — широкими. Для узкой квантовой ямы характерно квантование носителей заряда (электронов и (или) дырок), которые образуют квазидвумерные экситоны [1]. В широкой квантовой яме свойства экситона остаются в значительной мере такими же, как в соответствующем объемном полупроводнике, но движение экситона как целого квантуется [2,3]. При этом существенную роль играют эффекты пространственной дисперсии, которые заключаются в наличии добавочных световых волн и необходимости рассмотрения дополнительных граничных условий с учетом экситонной поляризации [3]. Теоретическое изучение экситонных поляритонов в широких квантовых ямах началось давно [1,2] (к этому случаю можно отнести и тонкие пленки [3–5]). Однако количество экспериментальных работ остается сравнительно небольшим (в связи с этим укажем исследования структур на основе GaAs с $a = 150–600$ нм [6,7] или CdTe с $a = 5–100$ нм [8]). Для структур с широкими квантовыми ямами на основе полупроводников $A^{II}B^{VI}$, обладающих большой силой экситонного осциллятора, исследования электромагнитного переноса весьма актуальны, но пока проводились в очень ограниченном объеме [8,9].

Задачей данной работы было экспериментальное и теоретическое исследование экситонных поляритонов в периодических структурах, содержащих небольшое число широких квантовых ям $A^{II}B^{VI}$. Проведены измерения спектров отражения и пропускания гетероструктур $ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$, состоящих из нескольких одинаковых

сверхъячеек с квантовыми ямами ZnSe. Для интерпретации спектров структур $A^{II}B^{VI}$ разработан вариант метода матриц переноса, учитывающий наличие двух близких по частоте экситонных резонансов, каждый из которых имеет свои параметры пространственной дисперсии. На основе этой теории вычислены закон дисперсии и оптические спектры структур $ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}$ и показано, что пики в спектре поглощения принадлежат уровням размерного квантования экситонов тяжелой и легкой дырок.

2. Теория

Особенностью ZnSe, как и многих других кубических полупроводников $A^{II}B^{VI}$ со структурой цинковой обманки, является наличие двухкратного вырождения в центре зоны Бриллюэна подзон тяжелых ($J = 3/2$) и легких ($J = 1/2$) дырок [10]. Вследствие этого в объемных полупроводниках с вырожденными дырочными подзонами должны существовать свободные экситоны тяжелой (h) и легкой (l) дырок [11]. Теоретически было показано [12,13], что в ZnSe вследствие расщепления экситона на тяжелый и легкий при учете слабого обменного взаимодействия возникают три ветви экситонных поляритонов; их существование было подтверждено экспериментально [14,15]. Существенно, что наличие двух дополнительных ветвей экситонных поляритонов требует использования не одного, как обычно [3–5], а двух дополнительных граничных условий [12,13].

Указанные особенности экситонной структуры существенны при $a_B \ll a$, т.е. они должны проявляться в достаточно широких квантовых ямах. В напряженных полупроводниковых гетероструктурах $A^{II}B^{VI}$ причиной расщепления экситонов может быть одноосная деформация, обусловленная различием постоянных решеток материалов квантовой ямы и барьерных слоев [1].

[¶] E-mail: rseis@ffm.pti.spb.su

Так, вследствие сжатия (растяжения) кристаллической решетки при псевдоморфном росте гетероструктуры симметрия решетки в напряженных полупроводниковых слоях меняется. При этом валентная зона смещается как целое, подзоны легких и тяжелых дырок расщепляются в центре зоны Бриллюэна и изменяются эффективные массы электрона и дырок. Из оценок изменения зонных параметров [16] следует, что при малых деформациях энергия расщепления тяжелого и легкого экситонов, обозначаемая далее как Δ_e , определяется в основном расщеплением дырочных подзон. Поскольку относительное положение по энергии подзон тяжелой и легкой дырок зависит от знака деформации [10], то в общем случае Δ_e может иметь любой знак: кристаллическая решетка одного компонента гетероструктуры сжимается в направлении роста, другого — растягивается. В дальнейшем деформационное расщепление Δ_e , а также параметры тяжелого и легкого экситонов вводятся феноменологически, а их определение из эксперимента является одной из задач работы.

Наличие двух близких экситонных резонансов в каждой широкой квантовой яме будем учитывать с помощью следующей диэлектрической функции материала квантовой ямы:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, K) &= \varepsilon_0 \left(1 + \sum_{j=1}^2 \frac{2\omega_{LT}^{(j)}\omega_0^{(j)}}{(\omega_0^{(j)})^2 - \omega^2 + \frac{\hbar K^2}{M^{(j)}}\omega_0^{(j)} - i\omega\Gamma^{(j)}} \right) \\ &= \varepsilon_0 + \sum_{j=1}^2 \chi^{(j)}(\omega, K), \end{aligned} \quad (1)$$

где ω — частота, K — величина волнового вектора, ε_0 — фоновая диэлектрическая постоянная. В нашем случае индекс экситонного резонанса j принимает значения $j = 1$ для экситона тяжелой дырки (h) и $j = 2$ для экситона легкой дырки (l) (обычно имеют дело только с одной резонансной модой [2–7]). Для экситона j -го типа $\omega_0^{(j)}$ — резонансная частота, $\omega_{LT}^{(j)}$ — частота продольно-поперечного расщепления, $\Gamma^{(j)}$ — параметр затухания, $M^{(j)}$ — трансляционная масса экситона. В предположении (1) решения уравнений

$$(K/k_0)^2 = \varepsilon(\omega, K), \quad (2)$$

$$\varepsilon(\omega, K) = 0, \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ и c — скорость света в вакууме, определяют дисперсионные ветви $K_p(\omega)$ экситонных поляритонов в материале квантовой ямы. Из них три ($p = 1, 2, 3$) относятся к поперечным модам, удовлетворяющим уравнению (2), и две ($p = 4, 5$) — к продольным, удовлетворяющим уравнению (3). Для примера на рис. 1 показаны дисперсионные ветви $\text{Re}K_p/(k_0\sqrt{\varepsilon_0})$ и их затухание $\text{Im}K_p/(k_0\sqrt{\varepsilon_0})$ в случае, когда деформационное расщепление $|\omega_0^{(l)} - \omega_0^{(h)}| = |\Delta_e|/\hbar$ сравнимо с $\omega_{LT}^{(j)}$ (заметим, что расчет дисперсионных ветвей с учетом обменного расщепления такой величины проводился в работе [13]). Существенно, что в случае двух близких экситонных

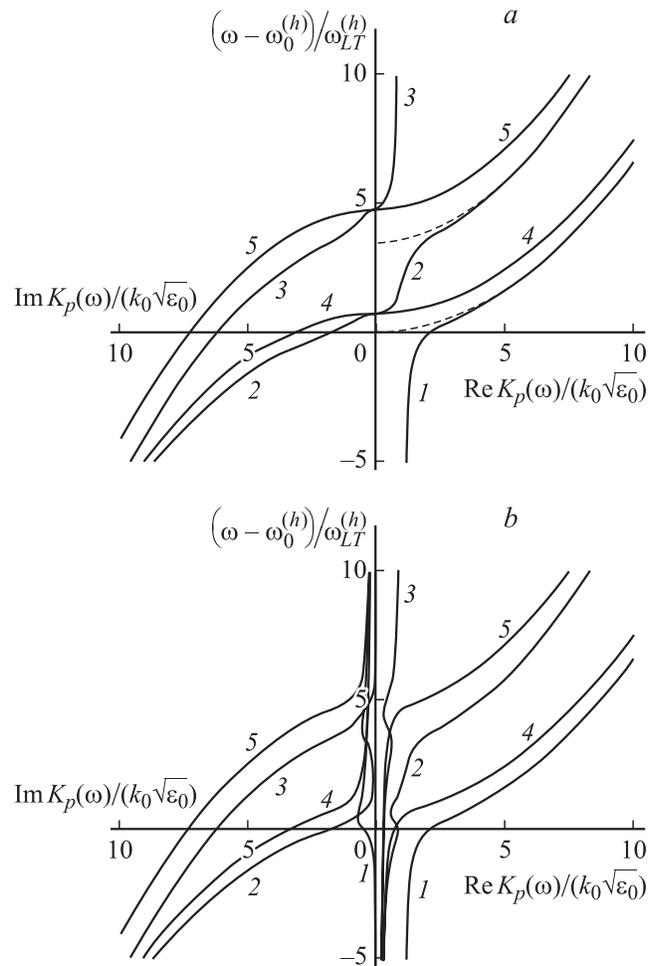


Рис. 1. Зависимости $\text{Im}K_p(\omega)/(k_0\sqrt{\varepsilon_0})$ и $\text{Re}K_p(\omega)/(k_0\sqrt{\varepsilon_0})$ от $(\omega - \omega_0^{(h)})/\omega_{LT}^{(h)}$ для объемных экситонных поляритонов в полупроводнике с двумя экситонными резонансами $\omega_0^{(h)}$ и $\omega_0^{(l)} = \omega_0^{(h)} + \Delta_e/\hbar$ при значениях безразмерного параметра затухания Γ/ω_{LT} , равных 0 (а) и 2/3 (б). Вычислено с параметрами $\Gamma^{(h)} = \Gamma^{(l)} = \Gamma$, $\omega_{LT}^{(h)} = \omega_{LT}^{(l)} = \omega_{LT}$, $\hbar\omega_{LT} = 1.5$ мэВ, $M^{(h)} = 0.7m_0$, $M^{(l)} = 0.5m_0$, $\varepsilon_0 = 9.1$ в формуле (1) и $\Delta_e = 3.53\hbar\omega_{LT}$, что соответствует ZnSe с компонентами одноосной деформации с $e_{xx} = e_{yy} = -10^{-3}$. Цифрами 1, 2, 3 нумеруются ветви p поперечных экситонных поляритонов, 4, 5 — ветви продольных экситонов. Закон дисперсии свободных экситонов показан штриховыми линиями.

резонансов число нормальных волн каждого типа при заданной частоте на единицу превышает число нормальных волн, имеющих в случае одного резонанса [3–5].

Рассмотрим распространение экситонных поляритонов в периодических структурах с широкими резонансными квантовыми ямами. Для этого обобщим метод матриц переноса [17] на случай, когда в квантовой яме имеются два близких по энергии экситонных резонанса. Будем предполагать, что монохроматическая электромагнитная волна (поляритон) распространяется в гетероструктуре вдоль оси ее роста z (по нормали к квантовым ямам). Внутри n -го барьерного слоя

($z_{n-1} + a < z < z_n$) с диэлектрической постоянной ε_b электрическое поле поперечной волны имеет вид

$$\mathbf{E}(z, \omega) = \mathbf{e}_y [U_n e^{ik(z-z_n)} + W_n e^{-ik(z-z_n)}], \quad (4)$$

где \mathbf{e}_y — орт-поляризации, $k = k_0 \sqrt{\varepsilon_b}$. Постоянные, входящие в выражение (4) для поля по обе стороны от n -й квантовой ямы, занимающей область $0 < z - z_{n-1} < a$, связаны друг с другом матрицей переноса $\hat{\Lambda}$:

$$\begin{pmatrix} U_n \\ W_n \end{pmatrix} = \hat{\Lambda} \begin{pmatrix} U_{n-1} \\ W_{n-1} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Внутри n -й широкой квантовой ямы электрическое поле выражается формулой

$$\mathbf{E}(z, \omega) = \mathbf{e}_y \sum_{p=1}^3 [u_n^{(p)} e^{iK_p(z-z_n^-)} + w_n^{(p)} e^{-iK_p(z-z_n^+)}], \quad (6)$$

где $z_n^- = z_n$, $z_n^+ = z_n + a$. Индуцированные полем (6) вклады экситонов тяжелой и легкой дырок в полное поле поляризации $\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(h)} + \mathbf{P}^{(l)}$ имеют вид

$$4\pi P^{(j)}(z, \omega) = \sum_{p=1}^3 \chi^{(j)}(\omega, K_p) \times [u_n^{(p)} e^{iK_p(z-z_n^-)} + w_n^{(p)} e^{-iK_p(z-z_n^+)}]. \quad (7)$$

Оба поля (6) и (7) включают поперечные моды с $p = 1-3$, закон дисперсии которых $K_p(\omega)$ определяется уравнением (2).

Чтобы найти матрицу $\hat{\Lambda}$, на границах квантовой ямы электрическое поле (6) следует сшить с полем вида (4) с помощью максвелловских граничных условий и дополнительных граничных условий с учетом экситонной поляризации (7). Из-за наличия двух полюсов $\omega_0^{(h)}$ и $\omega_0^{(l)}$ функции (1) (трех решений уравнения (2)) одного дополнительного граничного условия Пекара $\mathbf{P} = 0$ для полной поляризации оказывается недостаточно, чтобы найти неопределенные постоянные в выражениях (4) и (6). Эту трудность преодолеваем, представив полную поляризацию как сумму вкладов двух экситонных резонансов ($\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(h)} + \mathbf{P}^{(l)}$), для каждого из которых ставим свое граничное условие Пекара:

$$\mathbf{P}^{(j)}(z) \Big|_{\text{QW boundary}} = 0. \quad (8)$$

Такое обобщение дополнительных граничных условий, простейшее из возможных при наличии двух экситонных резонансов (ср. с [13]), применялось ранее к объемным экситонным поляритонам в одноосно растянутом InP [18].

Полученная из граничных условий матрица переноса выражается следующим образом через коэффициенты отражения r и пропускания t света одиночной квантовой ямой:

$$\hat{\Lambda} = \frac{1}{t} \begin{pmatrix} (t^2 - r^2)e^{ikb} & r \cdot e^{ikb} \\ -r \cdot e^{-ikb} & e^{-ikb} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

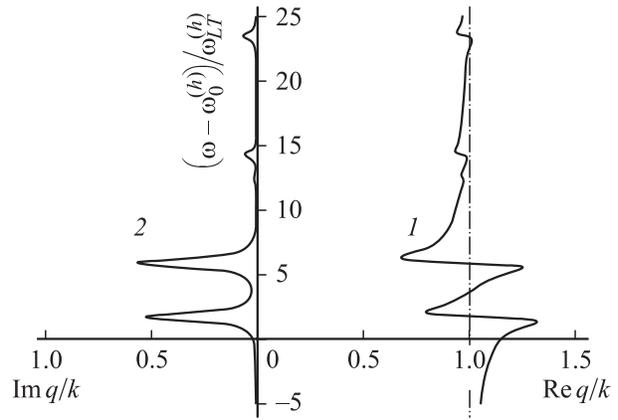


Рис. 2. Величины $\text{Re } q/k$ (1) и $\text{Im } q/k$ (2) в зависимости от $(\omega - \omega_0^{(h)})/\omega_{LT}^{(h)}$ для экситонных поляритонов, распространяющихся вдоль оси сверхрешетки ZnSe/Zn_xSe_{1-x}, состоящей из $N = 15$ квантовых ям ZnSe шириной $a = 15$ нм ($d = 30$ нм). Вычислено с теми же параметрами, что на рис. 1.

Вид этих коэффициентов определяется экситонной структурой квантовых ям; в данном случае они имеют вид

$$r = \frac{1 - \rho^2 + \tau^2}{(1 + \rho)^2 - \tau^2}, \quad t = \frac{2\tau}{(1 + \rho)^2 - \tau^2}, \quad (10)$$

причем $1 + t = r$. Здесь

$$\rho = \mathbf{F} \cdot \mathbf{s}, \quad \tau = \mathbf{G} \cdot \mathbf{s}, \quad (11)$$

векторы \mathbf{F} и \mathbf{G} имеют по три компоненты ($p = 1, 2, 3$)

$$F_p = i\sqrt{\varepsilon_p/\varepsilon_b} \cdot \text{tg}(K_p a), \quad G_p = i\sqrt{\varepsilon_p/\varepsilon_b} / \sin(K_p a), \quad (12)$$

где $\varepsilon_p \equiv \varepsilon(\omega, K_p)$. Вектор \mathbf{s} определяется через векторное произведение

$$\mathbf{s} = \boldsymbol{\chi}^{(h)} \times \boldsymbol{\chi}^{(l)} / \|\boldsymbol{\chi}^{(h)} \times \boldsymbol{\chi}^{(l)}\|, \quad (13)$$

где компоненты векторов $\boldsymbol{\chi}^{(j)}$ — это входящие в (1) величины $\chi_p^{(j)} = \chi^{(j)}(\omega, K_p)$, вычисленные при $K_p(\omega)$ с $p = 1-3$, а в знаменателе (13) использовано обозначение $\|\mathbf{v}\| = \sum_{p=1}^3 v_p$ (\mathbf{v} — произвольный вектор).

В периодической структуре (сверхрешетке с периодом $d = a + b$, $z_n = nd$), состоящей из N одинаковых квантовых ям, распространяются экситонные поляритоны. При отсутствии переноса механического экситона между ямами уравнение дисперсии для поляритона с волновым числом q в терминах матрицы переноса (9) имеет вид $\cos(qd) = (\Lambda_{11} + \Lambda_{22})/2$ [17], откуда

$$\cos(qd) = \frac{1}{2t} [(t^2 - r^2 + 1) \cos(kb) + i(t^2 - r^2 - 1) \sin(kb)]. \quad (14)$$

Величины $\text{Re } q/k$ и $\text{Im } q/k$ показаны на рис. 2. При вычислении учтено условие $\hbar(\omega_0^{(l)} - \omega_0^{(h)}) = \Delta_e > 0$, означающее, что в исследуемых образцах встроена деформация приводит к сжатию слоев ZnSe в латеральной

плоскости. Максимумы параметра затухания $\text{Im } q/k$ соответствуют поляритонным особенностям зависимости $\text{Re } q/k$. Последние связаны с уровнями размерного квантования экситонов в квантовых ямах

$$\hbar\omega_l^{(j)} = \hbar\omega_0^{(j)} + \frac{(\pi\hbar)^2}{2M^{(j)}a^2} l^2 \quad (15)$$

с $l = 1, 2, \dots$, которые соответствуют граничным условиям (8).

Используя выражение для матрицы переноса (9) и результаты работы [17], энергетические коэффициенты отражения и пропускания структуры из N одинаковых эквидистантно расположенных квантовых ям выразим в следующем виде:

$$R_N = \left| \frac{r \sin(qdN)}{t \sin(qd(N-1)) - e^{-ikb} \sin(qdN)} \right|^2, \quad (16)$$

$$T_N = \left| \frac{t \sin(qd)}{t \sin(qd(N-1)) - e^{-ikb} \sin(qdN)} \right|^2, \quad (17)$$

где $q(\omega)$ определяется уравнением (14). На основе формул (16) и (17) оптическую плотность D_N и эффективный коэффициент поглощения α_N конечной структуры определим формулой [19]

$$D_N = \alpha_N a = -\ln \left(\frac{T_N}{1 - R_N} \right). \quad (18)$$

Формулы (16)–(18) выражают наблюдаемые спектральные величины, которые следует сравнивать с данными эксперимента.

3. Результаты измерений и обсуждение

Для проведения эксперимента методом молекулярно-пучковой эпитаксии выращивались структуры с небольшим числом N широких квантовых ям ZnSe и барьерных слоев $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ одинаковой ширины $a = b$ ($d = 2a$ — период структуры). Рост производился при температуре 295 К на подложке (001) GaAs. Благодаря выбранному режиму роста качество квантовых ям в изучаемых структурах было достаточно высоким. После химического травливания подложки образцы представляли собой тонкие пленки толщиной 0.5–0.8 мкм. Использование образцов в свободном состоянии позволяло избежать напряжений, дополнительных к тем, что обусловлены рассогласованием постоянных кристаллической решетки квантовых ям и барьеров. Оптические эксперименты проводились для трех образцов со следующими параметрами: (I) $a = 15$ нм, $N = 15$, (II) $a = 30$ нм, $N = 9$, (III) $a = 60$ нм, $N = 10$.

На рис. 3 показана схема эксперимента, в котором спектры отражения и пропускания измерялись независимо друг от друга при нормальном падении света на

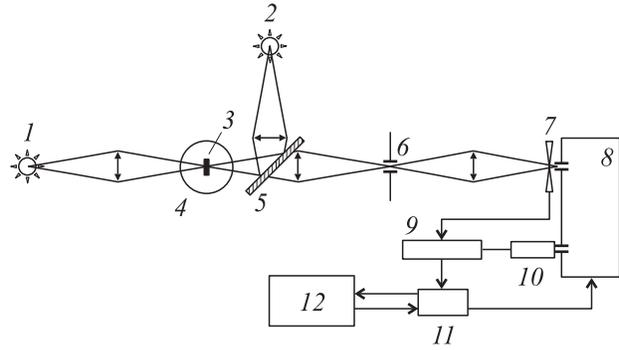


Рис. 3. Схема эксперимента: 1, 2 — лампы, 3 — образец, 4 — криостат, 5 — полупрозрачная пластина, 6 — скрещенные щели, 7 — модулятор, 8 — монохроматор, 9 — усилитель, 10 — фотоэлектронный умножитель, 11 — устройство сопряжения, 12 — компьютер.

пленку. Свет от лампы 1 фокусировался на образце 3 в гелиевом криостате 4 и после прохождения через образец собирался на скрещенных щелях 6, позволявших выделять часть изображения. Затем свет проходил модулятор 7 и фокусировался на входной щели монохроматора 8. Сигнал с модулятора подавался на синхронизирующий вход усилителя 9. Синхронное детектирование позволяло избавиться от низкочастотного шума. С выходной щели монохроматора сигнал попадал в фотоэлектронный умножитель 10 с рабочим диапазоном длин волн 300–800 нм. Далее электрический сигнал проходил через усилитель и устройство сопряжения 11 и попадал в компьютер 12 для обработки. Как видно из рис. 3, спектр отражения снимался со стороны образца, обратной по отношению к той, на которую падал свет при измерении спектра пропускания. Свет от лампы 2 после прохождения линзы попадал на полупрозрачную пластину 5 и после отражения от нее — на образец 3. После отражения от образца свет опять проходил сквозь полупрозрачную пластину 5 и далее шел по тому же пути, что и при измерении спектров пропускания. Максимальное отношение сигнал/шум обеспечивалось выбором напряжения питания фотоэлектронного умножителя и его охлаждением парами кипящего азота. Измерения производились при ширине щели монохроматора 50–200 мкм, что соответствует оптической ширине щели 0.3–1.0 Å (0.2–0.5 мэВ), инструментальный контур имел полуширину 0.2 мэВ.

Качество измеренных оптических спектров было существенно различным для разных образцов. На рис. 4 приведены наиболее четко выраженные спектры отражения R и пропускания T , измеренные при нормальном падении света на образец I и нормированные на единицу для удобства. В резонансной области этих спектров отчетливо видно проявление осцилляций Фабри–Перо, обусловленных конечной толщиной структуры, причем интерференционный максимум в спектре отражения соответствует интерференционному минимуму в спек-

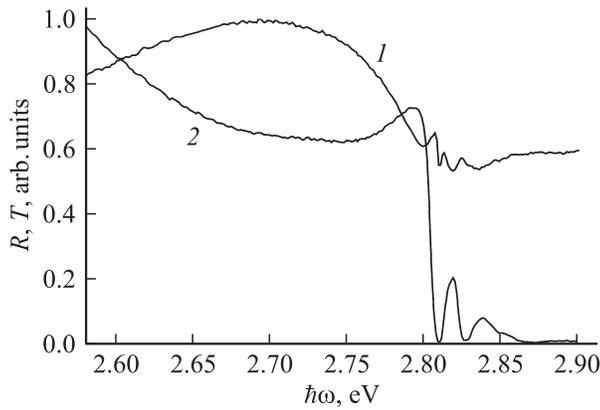


Рис. 4. Спектры отражения (1) и пропускания (2), измеренные при $T \approx 2\text{ К}$ для образца I с $N = 15$ и $a = b = 15\text{ нм}$. Для удобства спектры нормированы на единицу.

тре пропускания. Для получения спектра оптической плотности (коэффициента поглощения), свободного от модулирующего влияния интерференции Фабри–Перо, проводилась обработка измеренных спектров отражения R и пропускания T образца. Оптическая плотность вычислялась по формуле [20]

$$D = -\ln \left(\frac{-(1-R)(1-R_b) + \sqrt{(1-R)^2(1-R_b)^2 + 4R_b T^2}}{2R_b T} \right), \quad (19)$$

где $R_b = (\sqrt{\epsilon_b} - 1)^2 / (\sqrt{\epsilon_b} + 1)^2$ — коэффициент отражения света от полубесконечной среды с диэлектрической постоянной ϵ_b .

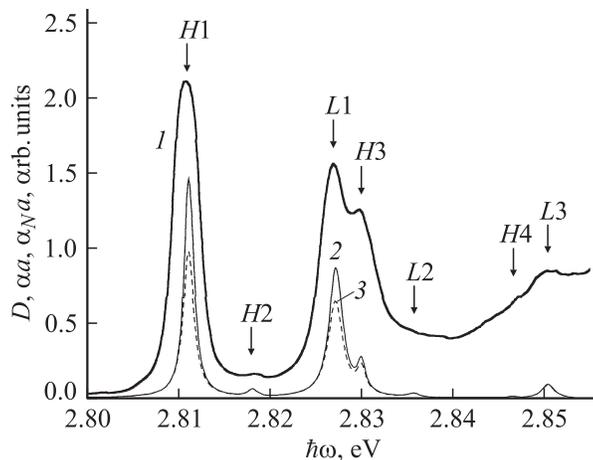


Рис. 5. Спектры оптической плотности D (1), измеренные при $T \approx 2\text{ К}$ для образца I с $N = 15$ и $a = b = 15\text{ нм}$, и вычисленные безразмерные коэффициенты поглощения α_{Na} сверхрешетки с $N = 15$ (2) и αa одиночной квантовой ямы с $N = 1$ (3) при $a = 15\text{ нм}$. Отмечены положения пиков, соответствующих уровням размерного квантования экситонов тяжелой ($H1, H2, \dots$) и легкой ($L1, L2, \dots$) дырок.

Значения подгоночных параметров, полученных для образца I $\text{ZnSe/ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ ($N = 15$, $a = 15\text{ нм}$)

$\hbar\omega_0^{(h)}$, эВ	$\hbar\omega_0^{(l)}$, эВ	$M^{(h)}/m_0$	$M^{(l)}/m_0$	$\hbar\omega_{LT}^{(h)}$, мэВ	$\hbar\omega_{LT}^{(l)}$, мэВ	$\hbar\Gamma^{(h)}$, мэВ	$\hbar\Gamma^{(l)}$, мэВ
2.8086	2.8242	0.70	0.57	1.8	1.5	1.1	1.7

На рис. 5 кривая 1 представляет экспериментальный спектр оптической плотности, рассчитанный по формуле (19) на основе спектров, приведенных на рис. 4. Экспериментальный спектр на рис. 5 сравнивается с теоретическим спектром α_{Na} , вычисленным по формулам (16)–(18) с параметрами, соответствующими образцу I ($N = 15$) и одиночной квантовой яме ($N = 1$). Входящие в функцию (1) параметры экситонов квантовой ямы ZnSe определялись путем подгонки теоретического спектра (18) под экспериментальный (19) так, чтобы положения пиков совпадали, а их форма была подобной. Коэффициент поглощения на рис. 5, рассчитанный из формулы (18), показывает наличие многих пиков, принадлежащих уровням размерного квантования (15) тяжелого ($H1, H2, \dots$) и легкого ($L1, L2, \dots$) экситонов. Полученные значения подгоночных параметров экситонов для образца I приведены в таблице (параметры для образца II незначительно отличаются, а для образца III структура спектров оказалась недостаточно четкой для надежной подгонки).

Обсудим представленные в таблице результаты и некоторые оценки, основанные на них. Полученное значение трансляционной массы тяжелого экситона $M^{(h)} = 0.7m_0$ не выходит за пределы интервала, в котором находятся величины $M^{(h)}$, найденные из разных оптических экспериментов для направления [100] в объемном ZnSe [14]. Трансляционная масса легкого экситона $M^{(l)} = 0.57m_0$ несколько выше, чем для объемных образцов [14], но близка к значению $M^{(l)} = 0.6m_0$, полученному в работе [9] для одиночной широкой квантовой ямы. Как уже отмечалось, зонная структура с $\omega_0^{(h)} < \omega_0^{(l)}$ соответствует латеральному сжатию квантовых ям ZnSe в рассматриваемых гетероструктурах. В модели деформационного потенциала [10] для образца I найдена величина деформации $e_{xx} = e_{yy} = -2.9 \cdot 10^{-3}$, которая соответствует расщеплению валентных подзон $E_v^{(l)} - E_v^{(h)} \approx -\Delta_e$, равному -15.6 эВ , и смещению валентной зоны $\delta E_g^v = 13.6\text{ мэВ}$. С этими экспериментальными параметрами для экситонной энергии Ридберга $Ry^* = E_g + \delta E_g^v \mp \Delta_e/2 - \hbar\omega_0^{(h,l)}$ получаем значение 17.2 мэВ , которое практически совпадает с величиной 17.4 мэВ , известной для объемных экситонов [21]. Из линейной интерполяции между зонными параметрами ZnSe и ZnS [22] для раствора $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ в исследуемых образцах найдены значения концентрации $x \approx 0.10$, которой соответствуют постоянная решетки 5.65 \AA и ширина запрещенной зоны барьерного слоя $E_g(\text{ZnSe}_{0.9}\text{S}_{0.1}) = 2.93\text{ эВ}$. Варьирование фоновых

диэлектрических постоянных ϵ_0 квантовых ям и ϵ_b барьерных слоев по отдельности показало, что различие между ними не существенно.

В заключение обсудим параметры затухания экситонов $\hbar\Gamma^{(j)}$ из таблицы, которые значительно превышают известные для объемных экситонов в ZnSe значения 0.2 мэВ [23] или 0.4 мэВ [15]. Согласно таблице, для легкого экситона выполняется условие $\omega_{LT}^{(l)} < \Gamma^{(l)}$; это могло бы поставить под сомнение существование поляритона, если найденное значение $\Gamma^{(l)}$ интерпретировать как истинный параметр затухания экситона. Для тяжелого экситона параметры таблицы дают $\Gamma_c^{(h)} \gtrsim \Gamma^{(h)}$, где

$$\Gamma_c^{(h)} = 2\omega_0^{(h)} \sqrt{2\epsilon_0 \hbar \omega_{LT}^{(h)} / (M^{(h)} c^2)}$$

— критическое значение параметра диссипативного затухания объемного экситона, выше которого исчезают эффекты пространственной дисперсии в распространении поляритонов [24]. Однако наши экспериментальные спектры показывают, что это не так: наблюдаемая многопиковая структура обусловлена именно наличием пространственной дисперсии и связанным с ней квантованием (15). Эти два противоречия означают, что представленные в таблице эффективные значения параметров затухания $\Gamma^{(j)}$ завышены по сравнению с истинными. Причинами наблюдаемого дополнительного вклада в ширину экситонных линий поглощения могут быть радиационное затухание экситонов в квантовых ямах, ширина которых меньше длины волны света, неоднородное уширение экситонных уровней вследствие флуктуаций напряжения и т.д. Аналогичная ситуация отмечалась в случае, когда параметры экситона определялись из спектра поверхностных экситонных поляритонов [15].

4. Заключение

Для периодических структур ZnSe/ZnS_xSe_{1-x}, состоящих из небольшого числа одинаковых широких квантовых ям, при температуре 2 К измерены оптические спектры отражения и пропускания. В результате исключения модуляции, обусловленной интерференцией Фабри–Перо, получены спектры оптической плотности, которые имеют многопиковую структуру. Для интерпретации спектров ограниченных сверхрешеток развит метод матриц переноса, учитывающий наличие двух близких по частоте экситонных резонансов, каждый из которых обладает собственной пространственной дисперсией. В гетероструктурах на основе кубических полупроводников $A^{II}B^{VI}$ такими резонансными состояниями являются тяжелый и легкий экситоны, связанные с дырочными подзонами, которые имеют слабое деформационное расщепление из-за рассогласования постоянных кристаллической решетки полупроводников. На основе этой теории наблюдавшиеся в спектрах поглощения серии пиков приписаны уровням размерного

квантования в широких квантовых ямах движения как целого экситона тяжелой и легкой дырок. В рамках развитого формализма путем подгонки спектров найдены эффективные трансляционные массы тяжелого и легкого экситонов, а также параметры их продольно-поперечного расщепления и затухания в квантовых ямах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-02-17601 и № 02-02-17635).

Авторы глубоко признательны С.В. Иванову и С.В. Соколкину за изготовление образцов для настоящего исследования.

Список литературы

- [1] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures*. (Springer Verlag, Berlin, 1997).
- [2] Е.Л. Ивченко, В.А. Кособукин. ФТП, **22**, 24 (1988).
- [3] С.И. Пекар. *Кристаллооптика и добавочные световые волны*. (Киев, Наук. думка, 1982).
- [4] В.А. Киселев, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. Письма ЖЭТФ, **18**, 504 (1973).
- [5] V.A. Kiselev, B.S. Razbirin, I.N. Uraltsev. Phys. St. Sol. (b), **72**, 161 (1975).
- [6] Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. Europhys. Lett., **14**, 483 (1991); A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. Phys. Rev. B, **47**, 10 348 (1995).
- [7] G.N. Aliev, N.V. Luk'yanova, R.P. Seisyan, M.R. Vladimirova, H. Gibbs, G. Khitrova. Phys. St. Sol. (a), **164**, 193 (1997).
- [8] Y. Merle D'Aubigné, H. Mariette, N. Magnea, H. Tuffigo, R.T. Cox, G. Lentz, Le Si Dang, J.-L. Pautrat, A. Wasielea. J. Cryst. Growth, **101**, 650 (1990).
- [9] S. Lankes, M. Meier, T. Reisinger, W. Gebhardt. J. Appl. Phys., **80**, 4049 (1996).
- [10] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [11] E.O. Kane. Phys. Rev. B, **11**, 3850 (1975).
- [12] G. Fishman. Sol. St. Commun., **27**, 1097 (1978).
- [13] G. Palamidis, D.R. Tilley. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **14**, 2951 (1981).
- [14] B. Sermage, G. Fishman. Phys. Rev. Lett., **43**, 1043 (1979); Phys. Rev. B, **23**, 5107 (1981).
- [15] J.Lagois. Phys. Rev. B, **23**, 5511 (1981).
- [16] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [17] В.А. Кособукин. ФТТ, **34**, 3107 (1992).
- [18] H. Mathieu, Y. Chen, J. Camassel, J. Allegre, D.S. Robertson. Phys. Rev. B, **32**, 4042 (1985).
- [19] V.A. Kosobukin. Phys. St. Sol. (b), **208**, 271 (1998).
- [20] D.S. Gerber, G.N. Maracas. J. Quant. Electron., **29**, 2589 (1993).
- [21] *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. by K.-H. Hellwege (LANDOLT-BÖRNSTEIN) (Springer, Berlin 1982). Group III, v. **17b**.
- [22] T.-Y. Chung, J.H. Oh, S.-G. Lee, J.W. Jeong, K.J. Chang. Semicond. Sci. Technol., **12**, 701 (1997).
- [23] A.D'Andrea, R. Del Sole. Phys. Rev. B, **25**, 3714 (1982).
- [24] Н.Н. Ахмедиев. ЖЭТФ, **79**, 1534 (1980).

Редактор Л.В. Беляков

Exciton-polariton spectroscopy of strained semiconductor structures A^{II}B^{VI} with wide quantum wells

S.A. Markov, R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin

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

Abstract Exciton-polaritons were studied in wide quantum wells ZnSe/ZnS_xSe_{1-x} the width of which exceeds the exciton Bohr radius. From optical reflection and transmission spectra measured at temperature 2 K the optical density spectra were obtained after removing modulative Fabry-Perot effects, the spectra showing several excitonic absorption peaks. In conformity with exciton-polariton features in structures under study a transfer matrix technique was developed for wide quantum wells where two exciton resonances with close frequencies and appropriate spatial dispersions were taken into account. Considered as those resonances were the excitons of heavy and light holes of which subbands had been splitted due to strain resulted from mismatching the crystal lattice constants of constituent semiconductors. It is shown that two series of peaks in the absorption spectra belong to the size-quantization levels of heavy and light excitons of wide quantum wells. By fitting the theoretical spectra the effective exciton parameters are obtained.