

Интерференция поляритонных волн в структурах с широкими квантовыми ямами GaAs/AlGaAs

© Д.К. Логинов, Е.В. Убийвовк, Ю.П. Ефимов, В.В. Петров, С.А. Елисеев,
Ю.К. Долгих, И.В. Игнатъев, В.П. Кочерешко, А.В. Селькин

Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока
Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

E-mail: loginov_dmitriy@mail.ru

(Поступила в Редакцию 6 марта 2006 г.)

Экспериментально исследованы спектры отражения света от полупроводниковых структур GaAs/AlGaAs с широкими квантовыми ямами. Теоретический анализ спектров выполнен в рамках экситон-поляритонной модели в приближении размерного квантования экситонного центра масс с учетом вкладов в поляризацию как тяжелых, так и легких экситонов. Оценены границы применимости теории квантования центра масс для гетероструктур GaAs/AlGaAs. Установлено, что для квантовых ям толщиной более 180 nm наблюдаемые в спектрах отражения эффекты интерференции поляритонных волн с хорошей точностью воспроизводятся в теоретическом расчете, основанном на квантовании экситонного центра масс. При толщинах квантовых ям менее 150 nm результаты эксперимента лучше описываются моделью квантования электронов и дырок.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-17157-а), Министерства науки и образования РФ (грант № РНП.2.1.1.362), а также Международного научного технического центра ISTC (грант № 2679).

PACS: 71.35.-y, 73.61.Ey, 78.66.Fd

1. Введение

Оптическая спектроскопия является основным методом изучения экситонов в полупроводниках. До недавнего времени основное внимание исследователей концентрировалось на изучении свойств экситонов с малой кинетической энергией, для которых правилами отбора по квазиимпульсу разрешено прямое поглощение фотона. Продвижение в область больших кинетических энергий оказалось возможным после того, как центр тяжести исследований сместился от объемных кристаллов к полупроводниковым структурам с пониженной размерностью (квантовыми ямам и сверхрешеткам). В таких структурах наличие гетерограниц частично снимает запрет по квазиимпульсу и становится возможным экспериментальное наблюдение связанных с экситонами спектральных особенностей, расположенных существенно выше по энергии, чем основной экситонный резонанс [1–4].

В то же время корректное теоретическое описание этих особенностей является непростой и до конца не решенной задачей. В квантовых ямах (КЯ) толщина которых существенно меньше боровского радиуса экситона, положение спектральных особенностей обычно описывается в представлении квантования энергии электрона и дырки, формирующих экситон [1]. Результаты экспериментов с толстыми слоями принято анализировать, рассматривая интерференцию поляритонных волн с учетом квантования движения экситонного центра масс (поляритонная модель) [2,3]. При этом хорошее количественное согласие теории с экспериментом достигается при дополнительном предположении наличия

приповерхностного „мертвого слоя“ [5], толщина которого является параметром подгонки.

Теоретический анализ экспериментальных данных, получаемых от кристаллов с кубической симметрией цинковой обманки, существенно усложняется из-за необходимости принимать во внимание сложную структуру валентной зоны, состоящей из подзон тяжелых (НН) и легких (ЛН) дырок. Однако, как правило, задачу упрощают, рассматривая поляритонные ветви, сформированные только НН-экситоном (с тяжелой дыркой), и пренебрегая ЛН-экситоном (с легкой дыркой). Вместе с тем справедливость такого подхода представляется неоспорной, поскольку, как показано в экспериментальной работе [6], интерференция НН- и ЛН-поляритонных ветвей может существенно сказаться на форме спектра.

В настоящей работе приводятся результаты детального экспериментального и теоретического исследования широкого набора GaAs/AlGaAs-гетероструктур, содержащих КЯ разной толщины. Диапазон изменения толщин КЯ перекрывал области применимости отмеченных выше моделей (квантование носителей заряда и квантование экситона как целого). Расчеты спектров отражения, учитывающие интерференцию поляритонных волн в приближении квантования движения центра масс экситона, сопоставлены с соответствующими экспериментальными данными, полученными на толстых слоях GaAs. Достигнуто хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными спектрами, что позволило оценить относительные вклады ЛН- и НН-поляритонов в формирование спектров отражения и определить обратные времена жизни (параметры затухания) для тяжелых

и легких экситонов. Подробный теоретический анализ экспериментальных данных позволил достаточно четко очертить границы применимости моделей квантования движения носителей заряда и центра масс экситона при описании интерференции поляритонных волн в исследуемых структурах.

2. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры были выращены методом молекулярной пучковой эпитаксии на полуизолирующих GaAs-подложках. Рост производился без прерывания на гетерограницах. Упрощенная схема гетероструктур, исследованных в настоящей работе, приведена на рис. 1. Структуры состоят из слоя подложки GaAs (обозначенного на рис. 1 как SbL) толщиной около $1 \mu\text{m}$ барьерных слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (BL), широкой КЯ GaAs (WQW), помещенной между двумя такими барьерами. Исследуемые структуры содержали также технологические слои сверхрешеток GaAs/AlGaAs (TSI), выращенные для предотвращения прорастания дислокаций из подложки, узкие КЯ GaAs (tQW) и защитный слой GaAs (CL). Каждая сверхрешетка состоит из большого числа узких (примерно 3 nm) чередующихся слоев, и поэтому в расчетах ее можно заменить эффективным слоем с усредненной диэлектрической проницаемостью, как это и сделано в настоящей работе. Толщина узких КЯ GaAs и защитного слоя много меньше боровского радиуса экситона, по этой причине энергия основного

перехода для такого экситона расположена существенно выше характерного диапазона энергий, в котором исследуются спектры, связанные с экситоном в широкой КЯ. Экситонные резонансы в материале подложки GaAs не проявляются из-за большого содержания в нем дефектов и примесей. Учитывая эти обстоятельства, можно заключить, что все спектральные особенности коэффициента отражения в наблюдаемой нами области частот связаны с размерным квантованием в широкой КЯ (WQW).

Измерение спектров отражения производилось с использованием в качестве источника света лампы накаливания мощностью 70 W . Излучение лампы, прошедшее через монохроматор МДР-23, фокусировалось на образец, помещенный в гелиевый криостат с замкнутым циклом. Свет, отраженный от образца под углом, близким к нормали, регистрировался кремниевым фотодиодом, сигнал с которого усиливался, оцифровывался и обрабатывался с помощью компьютера. Экспериментальная установка позволяла уверенно регистрировать изменение сигнала отражения в 0.1% при спектральном разрешении порядка 1 \AA в области $700\text{--}850 \text{ nm}$. В большинстве экспериментов измерения производились при температуре 10 K .

3. Результаты эксперимента

Примеры измеренных спектров отражения гетероструктур GaAs/AlGaAs с КЯ разной толщины приведены на рис. 2. Как видно из этого рисунка, в спектрах всех КЯ, включая самую широкую, наблюдаются отчетливо выраженные осцилляции, частота которых увеличивается с ростом толщины КЯ. Эти квазипериодические осцилляции были зарегистрированы в большом количестве структур, ширина КЯ в которых менялась в диапазоне $50\text{--}1000 \text{ nm}$. Контрольные эксперименты, описанные в работе [7], показали, что наблюдаемые осцилляции связаны с размерным квантованием движения центра масс экситона в толстых слоях GaAs. Тот факт, что осцилляции удается наблюдать даже в очень широких КЯ (вплоть до $1 \mu\text{m}$), свидетельствует о высоком качестве выращенных для исследования гетероструктур.

Результаты анализа спектрального положения максимумов наблюдаемых осцилляций для одного из образцов (КЯ толщиной 300 nm) продемонстрированы на рис. 3. В спектре отражения этого образца выше узкой особенности в области 1.516 eV , соответствующей объемному экситону, наблюдается около двадцати квазипериодических осцилляций на фоне плавно меняющейся подставки. На вставке к рисунку показана зависимость энергетического положения максимумов осцилляций E_n от их номера n . Видно, что полученная зависимость хорошо аппроксимируется параболой вида

$$E_n = E_0 + a(n + \varphi)^2, \quad (1)$$

где $E_0 = 1.516 \text{ eV}$ — энергия основного состояния экситона GaAs. В (1) коэффициент a характеризует скорость

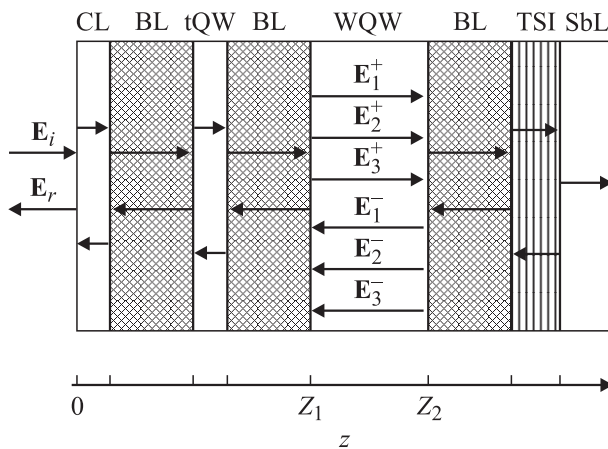


Рис. 1. Упрощенная схема исследованных гетероструктур. CL — покрывающий слой GaAs; BL — барьерный слой AlGaAs; tQW — технологическая узкая КЯ; WQW — исследуемая широкая КЯ; TSI — слой сверхрешетки; SbL — GaAs-подложка, на которой выращена структура. На оси роста структуры z отмечены точки Z_1 и Z_2 — координаты границ широкой КЯ. Стрелками показаны направления волн, распространяющихся в каждом слое гетероструктуры. E_i , E_r — амплитуды электрического поля падающей и отраженной от гетероструктуры волн, E_j^+ , E_j^- ($j = 1, 2, 3$) — амплитуды электрического поля трех поляритонных волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях оси z .

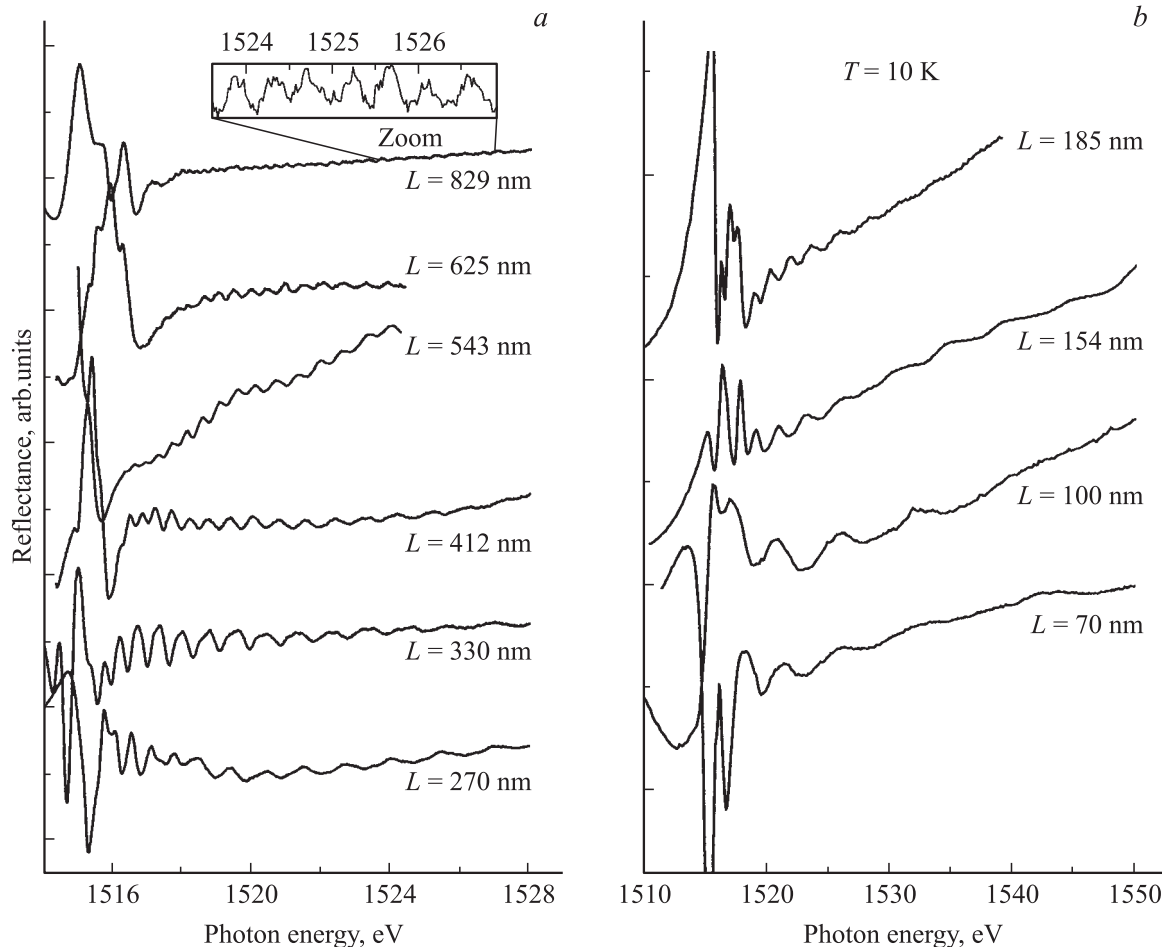


Рис. 2. Экспериментальные спектры отражения гетероструктур с широкими КЯ. *a* — спектры, измеренные для образцов с КЯ относительно большой толщины ($L > 200$ nm), *b* — спектры, полученные для образцов с КЯ относительно малой толщины ($L < 200$ nm). Над верхним спектром (*a*) на вставке — увеличенные осцилляции этого спектра.

разбегания осцилляций. Номер n относится только к наблюдаемым спектральным особенностям, в то время как несколько первых осцилляций может не проявляться в спектре из-за того, что они попадают в область объемного резонанса. Эмпирический параметр φ учитывает эти ненаблюдаемые осцилляции. Нецелевая часть параметра φ связана с несоответствием спектрального положения максимумов осцилляций отражения и уровней размерного квантования, как это показано далее (см. раздел 5).

Аналогичным образом были обработаны спектры отражения всех исследованных гетероструктур. Построенная по результатам обработки зависимость параметра разбегания осцилляций a от толщины КЯ приведена на рис. 4. Сравнение полученных экспериментальных данных проводилось в рамках двух подходов: с использованием поляритонной модели и модели квантования свободных электронов и дырок (электронно-дырочных пар). При этом в качестве энергии квантования во втором случае использовалась разность энергии электронных и дырочных состояний. В результате были

сделаны определенные выводы о механизмах формирования спектральных осцилляций в КЯ различной толщины (см. раздел 5).

4. Модель формирования спектров отражения

С целью выяснения механизмов формирования наблюдаемых спектров отражения света мы выполнили теоретические расчеты таких спектров в рамках экситон-поляритонной модели.

Коэффициент отражения определяется выражением $R(\omega) = |\mathbf{E}_r(\omega)/\mathbf{E}_i(\omega)|^2$, где \mathbf{E}_r , \mathbf{E}_i — амплитуды отраженной и падающей волн соответственно (рис. 1).

Расчет коэффициента отражения производился для случая нормального падения света, что упрощает вычисления, поскольку в таком случае при вычислениях используется меньшее число уравнений, определяемых граничными условиями. Толщины и химический состав барьерных и технологических слоев выбирались в соответствии с ростовыми данными образцов. Для диэлек-

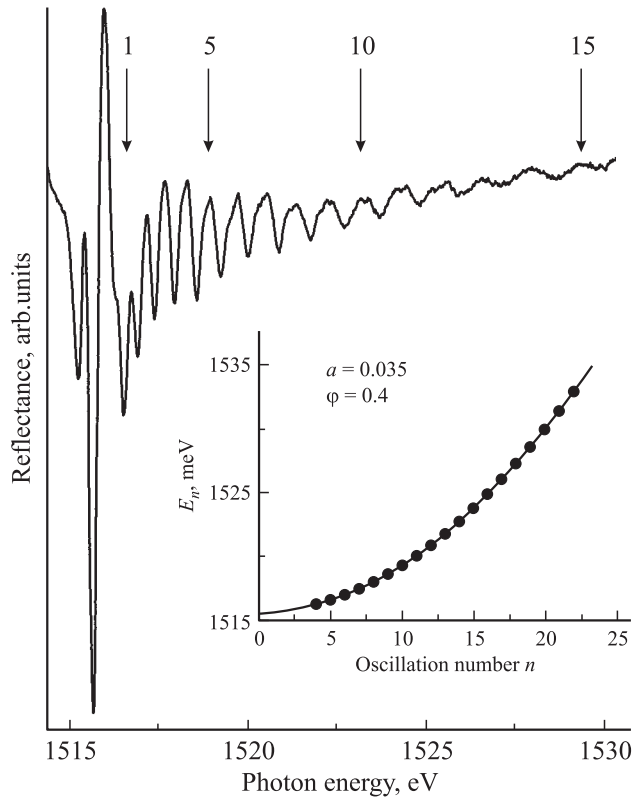


Рис. 3. Экспериментальный спектр отражения гетероструктуры с КЯ толщиной $L = 300$ nm, измеренный при $T = 10$ K. На вставке — зависимость спектрального положения максимумов осцилляций E_n от их номера n . Точки — результаты эксперимента, сплошная кривая — подгонка по формуле (1).

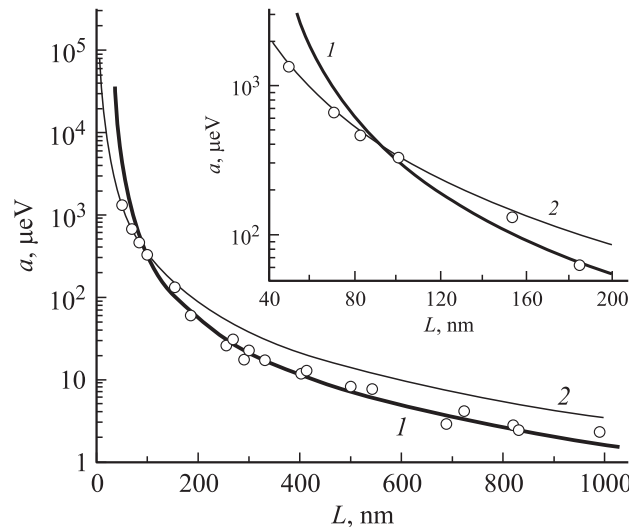


Рис. 4. Зависимость параметра разбегания a осцилляций от толщины КЯ L . Точки — значения параметра a , полученные путем обработки результатов экспериментов; сплошные кривые — результаты расчетов на основе поляритонной модели (1) и в рамках модели квантования движения свободных электрона и дырки (2). На вставке в увеличенном масштабе приведены те же зависимости для области узких ($L < 150$ nm) КЯ.

трических постоянных этих слоев были использованы табличные значения [3,8–10]. При этом основной задачей вычислений было определение вклада в отражение, вносимого исследуемой КЯ.

В области резонанса с экситонными состояниями, характеризуемыми малыми значениями волнового вектора экситона, сильное взаимодействие экситонов со светом приводит к образованию в полупроводнике смешанных светоэкситонных состояний — поляритонов. Для энергий, больших энергии дна экситонной зоны, где волновые векторы экситона и света существенно различаются, взаимодействие экситонов со светом резко ослабляется, и по кристаллу могут практически независимо распространяться светоподобная и экситоноподобные поляритонные волны. При этом оказываются существенными процессы отражения поляритонных мод на гетерограницах КЯ. Для расчета $R(\omega)$ необходимо знать конкретный вид диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ с учетом как частотной (зависимость от ω), так и пространственной (зависимость от \mathbf{k}) дисперсии [10–13].

Поскольку реальная экситонная зона GaAs состоит из двух экситонных подзон с легкой и тяжелой трансляционной массой, в зависимости диэлектрической функции от ω и \mathbf{k} войдут параметры обоих экситонов. Согласно [6,13], комплексная диэлектрическая проницаемость для этого случая может быть представлена в виде

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_0 [1 + p^h(\omega, \mathbf{k}) + p^l(\omega, \mathbf{k})]. \quad (2)$$

Здесь вклады p^h и p^l , связанные с тяжелыми и легкими экситонами соответственно, моделируются выражениями [6,13]

$$p^\alpha(\omega, \mathbf{k}) = \frac{3/4\omega_{LT}}{\omega_0^\alpha + \hbar\mathbf{k}^2/2M_\alpha + i\Gamma_\alpha/2 - \omega}, \quad (3)$$

где $\alpha = h, l$; ω_0^h и ω_0^l — частоты оптических переходов в основные состояния тяжелого и легкого экситонов, Γ_h и Γ_l — константы затухания (обратные времена жизни экситонов), ϵ_0 — фоновая диэлектрическая проницаемость, ω_{LT} — величина продольно-поперечного расщепления, M_h и M_l — массы тяжелого и легкого экситонов соответственно, \mathbf{k} — волновой вектор экситона.

Дисперсионные зависимости $\mathbf{k}_j(\omega)$ для экситоноподобных мод ($j = 1, 2$), связанных с легкой и тяжелой дырками, и фотоподобной моды ($j = 3$) находятся из решения дисперсионного уравнения для поперечных мод

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = (c\mathbf{k}/\omega)^2, \quad (4)$$

где $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ определяется выражениями (2), (3).

Уравнение (4) представляет собой кубическое уравнение относительно \mathbf{k}^2 при фиксированном значении частоты ω и имеет три корня. Полученные зависимости $k_j = \text{Re}\mathbf{k}_{jz}(\omega)$ ($j = 1, 2, 3$) соответствуют трем поляритонным модам. Поскольку в широкой КЯ каждая мода распространяется в положительном и отрицательном направлениях оси z , число волн в этом слое достигает

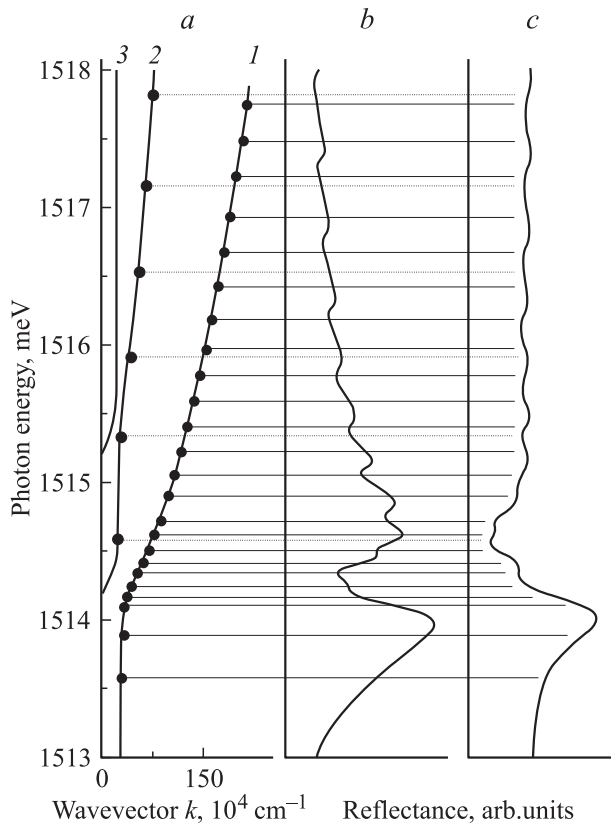


Рис. 5. Дисперсионные кривые и „уровни размерного квантования“ поляритонных мод, связанных с тяжелым (1) и легким (2) экситонами, и фотоподобной моды (3) для КЯ толщиной $L = 266$ nm (a) (каждый „уровень квантования“ соответствует точке $\pi m/L$ на оси волнового вектора, m — целое число) и расчетные спектры отражения для КЯ (соответствующей толщины), непосредственно контактирующей с вакуумом (b) и окруженной барьерными слоями (c).

шести, как это показано на рис. 1. Для случая GaAs эти зависимости, вычисленные с использованием значений $\epsilon_0 = 12.53$, $\omega_{LT} = 0.09$ meV, $M_h = 0.49m_0$, $M_l = 0.08m_0$, где m_0 — масса свободного электрона [3,8–10], представлены на рис. 5, a.

Амплитуды электрического и магнитного полей на границах слоев, не контактирующих с широкой КЯ (рис. 1), связаны обычными граничными условиями Максвелла [2,3,14]. В широкой КЯ распространяется шесть поляритонных волн (рис. 1), поэтому для того, чтобы связать шесть амплитуд электрического и магнитного полей, помимо двух граничных условий Максвелла необходимы дополнительные граничные условия (ДГУ). В качестве таких условий нами использовались ДГУ Пекара [3,6,13], согласно которым экситонный вклад в поляризацию кристалла на этих границах обращается в нуль.

Каждая из трех поляритонных мод формируется вкладом как легкого, так и тяжелого экситона. В рассматриваемом случае эти вклады независимы, поэтому для каждого из них необходимо использовать отдельное

граничное условие. ДГУ Пекара в этом случае имеет вид [13]

$$\sum_{j=1}^3 (p^\alpha(\omega, \mathbf{k}_j)E_{+j}e^{ik_j Z_s} + p^\alpha(\omega, \mathbf{k}_j)E_{-j}e^{-ik_j Z_s}) = 0, \quad (5)$$

где $\alpha = h, l$; суммирование производится по всем поляритонным модам: E_{+j} и E_{-j} — амплитуды встречных бегущих поляритонных волн в КЯ, k_j ($j = 1, 2, 3$) — волновые векторы поляритонных мод, Z_s — координата границ КЯ ($s = 1, 2$, см. рис. 1), $p^\alpha(\omega, k_j)$ определяется выражением (3).

Использование полного набора граничных условий позволило теоретически рассчитать спектры отражения гетероструктур с КЯ разной толщины и сопоставить результаты расчетов с экспериментальными данными. Для получения наилучшего согласия с экспериментом часть величин, входящих в выражения (3), использовалась в качестве подгоночных параметров. Прежде всего нами варьировались значения параметров затухания легкого и тяжелого экситона, которые определяются качеством структуры. Толщины барьерных слоев и КЯ варьировались вблизи значений, полученных из ростовых данных. Их некоторая неопределенность (не более 20%) обусловлена наличием градиента толщин слоев в плоскости исследуемых гетероструктур.

Кроме того, при расчетах теоретических спектров нами использовалась модель „мертвого слоя“, согласно которой центр масс экситона не может приблизиться к границе КЯ на расстоянии L_D порядка радиуса экситона. В этом случае ДГУ выполняются не на физической границе КЯ, а на внутренней границе „мертвого слоя“ [5,14,15]. Другими словами, интерференция поляритонных мод происходит не на всей толщине слоя КЯ L , а на эффективной толщине $L_{\text{eff}} = L - 2L_D$. В соответствии с работами [5,14] мы принимали $L_D = 15$ nm.

5. Результаты расчета

На рис. 5 проводится сопоставление энергетического спектра поляритонов (a) со спектрами отражения света (b, c) от структуры GaAs/AlGaAs с КЯ толщиной $L = 266$ nm. Расчетный спектр отражения для простейшей модельной структуры, состоящей только из слоя GaAs, граничащего с воздухом, представлен на рис. 5, b. Как можно видеть из рис. 5, a и b, положения максимумов и минимумов на расчетной кривой (рис. 5, b) находятся в соответствии с энергиями, определяемыми условиями интерференции Фабри–Перо для поляритонов: $k^{(m)} = \pi m/L$ на толщине L (где m — целое число, а $k^{(m)}$ — длина волнового вектора поляритонной волны). Иными словами, каждому периоду осцилляций в спектре отражения можно формально приписать два „уровня размерного квантования“ с четным и нечетным значениями m .

Этот факт находит следующее качественное объяснение. Максимумы отражения в осцилляциях формируются, когда выполняется условие конструктивной интерференции, т.е. когда фаза волны при прохождении света в КЯ вперед и назад изменяется на $2\pi m$:

$$\Delta kL = (k_q + k_j)L = 2\pi m, \quad (6)$$

где $q, j = 1, 2, 3$ (рис. 5, *a*), k_q и k_j — длины волновых векторов поляритонных мод q и j . Для получения максимумов на каждом втором „уровне квантования“ необходимо, чтобы в выражении (6) выполнялось $k_j \cong 0$. Это можно считать приблизительно справедливым в случае взаимной интерференции экситоноподобной ($q = 1, 2$) и светоподобной ($j = 3$) мод, когда при отражении от границы волна 3 превращается в волну 1 или 2. Тогда, учитывая, что $k_3 \ll k_1, k_2$, получаем из (6) условие $k_q \approx 2\pi m/L \equiv 2k^{(m)}$. Если интерferируют поляритоны одного типа ($k_q = k_j$), выражение (6) дает условие $k_q = \pi m/L \equiv k^{(m)}$, т.е. каждый „уровень квантования“ поляритона типа 1 должен давать максимум в спектре отражения, что не согласуется с численным расчетом. Легко убедиться, что условие (6) для взаимной интерференции экситоноподобных мод 1 и 2 также не проявляется в расчетном спектре.

Таким образом, спектр отражения формируется в основном за счет взаимной интерференции экситоноподобной (связанной с тяжелым экситоном) и светоподобной поляритонных мод. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что вероятность преобразования светоподобной поляритонной моды в экситоноподобную и наоборот (процессы 1–3 и 3–1) при отражении от границы КЯ является определяющей по сравнению с вероятностями преобразования экситоноподобных мод в экситоноподобные (процессы 1–2, 2–1, 1–1 и 2–2).

Тот факт, что каждой осцилляции в спектре отражения соответствуют два „уровня квантования“ поляритона, находится в полном согласии с результатами, представленными в работе [2]. Этот вывод является существенным, поскольку в ряде работ, посвященных исследованию сложных многослойных гетероструктур, делались попытки отождествить каждый максимум спектральных осцилляций с „уровнями квантования“ [14,16,17].

Следует отметить, что в спектре, рассчитанном для структуры, имеющей барьерные слои, окружающие КЯ, спектральные осцилляции сдвинуты относительно „уровней квантования“ поляритонов по сравнению с расчетным спектром для модельной структуры, состоящей только из слоя КЯ, граничащих с воздухом (рис. 5, *b, c*). Такое несоответствие обусловлено дополнительным набегом фазы световой волны при прохождении через барьерные слои. В результате этого фазового сдвига максимумы и минимумы осцилляции испытывают определенное спектральное смещение.

Наши расчеты показали, что учет вклада легкого поляритона существенно улучшает согласие с экспериментом. Этот результат продемонстрирован на рис. 6,

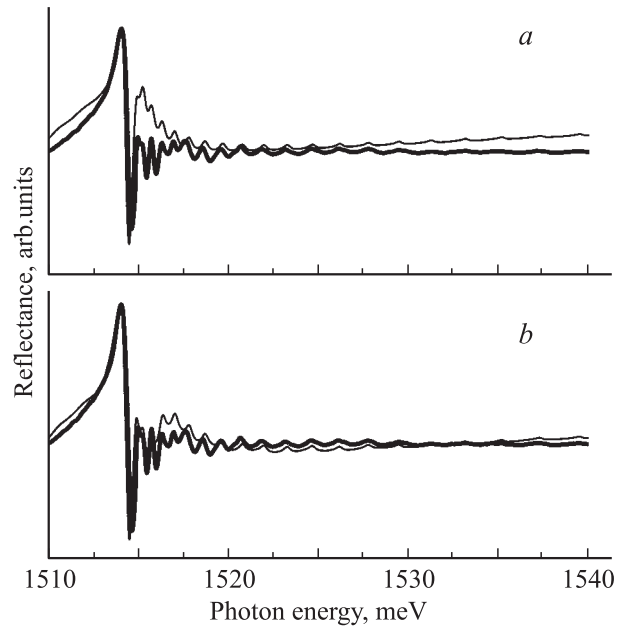


Рис. 6. Сопоставление экспериментального (жирные линии) и теоретических (тонкие линии) спектров отражения, рассчитанных без учета вклада легких экситонов в поляритонный эффект (*a*) и с учетом этого вклада (*b*) для образца с КЯ шириной $L = 296$ nm.

где два теоретических спектра, рассчитанных как с учетом (рис. 6, *b*), так и без учета (рис. 6, *a*) вклада в поляризацию экситонов легкой дырки, сопоставлены с результатом эксперимента для образца с КЯ толщиной 296 nm. Как видно из рисунка, высокоэнергетическая область экспериментального спектра одинаково хорошо описывается обеими расчетными кривыми. Однако в области энергии выше основного минимума отражения (1514.9 meV) теоретический спектр, рассчитанный без учета легкого экситона, обнаруживает заметное увеличение коэффициента отражения по сравнению с экспериментальными данными (рис. 6, *a*). Различие между теорией и экспериментом в значительной степени устраняется, если в расчетах учитывается вклад легких экситонов (рис. 6, *b*). Отмеченное обстоятельство, как показывают расчеты, характерно для всех исследованных нами образцов.

Здесь следует подчеркнуть, что для получения наилучшего согласия с экспериментом потребовалось в небольших пределах варьировать энергии основных состояний $\hbar\omega_0^h$ и $\hbar\omega_0^l$ тяжелого и легкого экситонов соответственно. Для объемного материала GaAs $\hbar\omega_0^l = \hbar\omega_0^h = 1515$ meV [3,9,10].

Как показали расчеты, в исследуемых гетероструктурах имеет место смещение дна зон легких и тяжелых экситонов и вырождение по энергии в точке $\mathbf{k} = 0$ снимается, по-видимому из-за слабого механического напряжения вдоль оси роста структуры. Варьируя значения энергий основного состояния тяжелого и легкого экситонов, мы установили, что для разных образцов эти энер-

гии меняются соответственно в пределах 1514.1–1514.3 и 1515.1–1515.3 meV. Таким образом, смещение дна легких экситонов относительно дна тяжелых экситонов составляло в среднем 0.8 meV, при этом основное состояние легкого экситона, как правило, находится по энергии выше основного состояния тяжелого экситона.

Существенными параметрами подгонки являлись константы затухания Γ_l и Γ_h экситонов. Для КЯ с различным значением толщины параметр затухания тяжелого экситона Γ_h варьировался от 0.18 до 0.36 meV, что согласуется с табличными данными, приведенными в [3,8,10]. Для серии исследованных нами образцов существенной зависимости констант затухания от толщины КЯ не наблюдалось. Разница в экситонных параметрах затухания изученных образцов носила случайный характер и была связана, скорее всего, с различным качеством слоя КЯ, зависящим от условий выращивания.

Для легкого экситона параметр Γ_l пришлось варьировать в пределах от 1.6 до 3.2 meV, т.е. он почти на порядок превосходит константу затухания Γ_h тяжелого экситона. Полученные значения Γ_l близки к данным, приведенным в работе [6] ($\Gamma_l = 1.2$ meV). Однако для тяжелого экситона в той же работе было получено значение $\Gamma_h = 0.6$ meV (т.е. $\Gamma_l/\Gamma_h \approx 2$). Аналогичный результат был получен для приповерхностной ямы на основе ZnS_xSe_{1-x} и для широкой КЯ ZnTe–

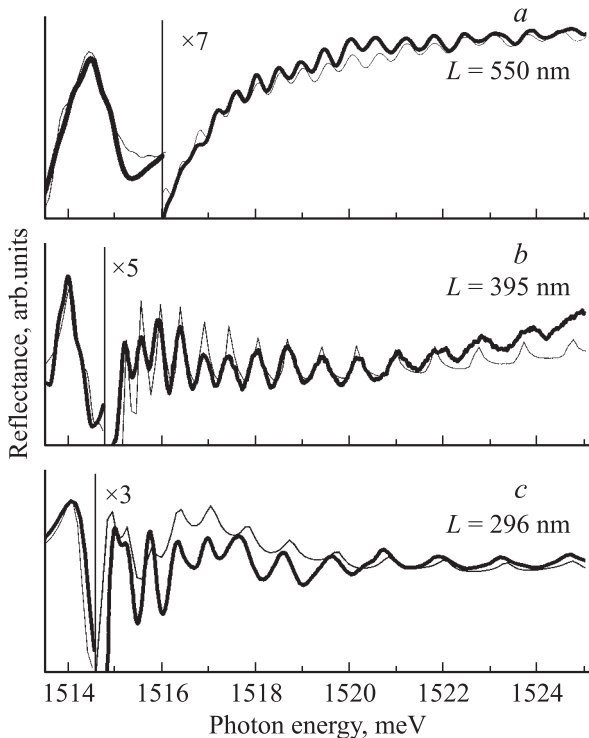


Рис. 7. Сопоставление экспериментальных (жирные линии) и теоретических (тонкие линии) спектров отражения, рассчитанных с учетом вклада легкого экситона для образцов с толщинами КЯ 296, 395 и 550 nm. Амплитуды осцилляций отражения в области выше основного пика увеличены в 3, 5 и 7 раз соответственно.

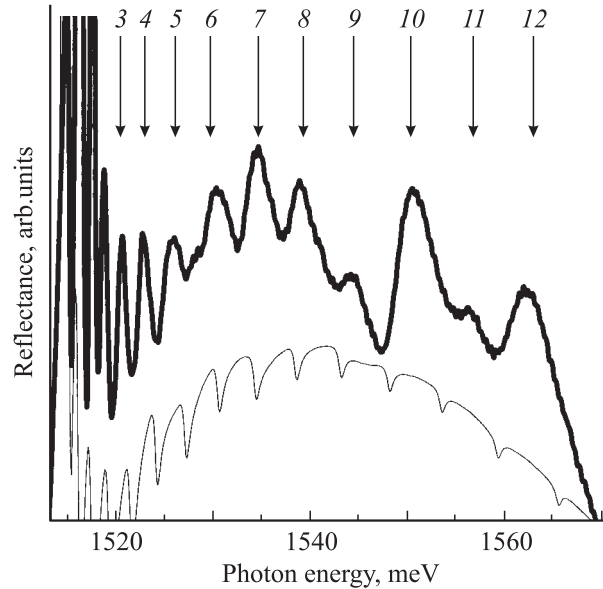


Рис. 8. Сопоставление экспериментального (жирная линия) и рассчитанного в рамках поляритонной модели (тонкая линия) спектров отражения для образца с толщиной КЯ $L = 150$ nm. Стрелками показаны „уровни квантования“ электронно-дырочных пар. Числа над стрелками соответствуют номеру „уровня размерного квантования“ пары.

(Zn,Mg)Te [13,18], где значения Γ_l и Γ_h одного порядка. Большие значения констант затухания тяжелого экситона в указанных работах связаны, по-видимому, с низким качеством исследованных образцов.

Теоретический расчет спектров отражения производился для широкого набора гетероструктур, толщины КЯ GaAs в которых менялись в диапазоне от 70 до 1000 nm. При этом было установлено, что для всех структур, в которых толщины КЯ превышают 150 nm, согласие расчетных и экспериментальных спектров получается достаточно хорошим. Примеры спектров для трех широких КЯ приведены на рис. 7. В то же время в аналогичных расчетах для более тонких КЯ ($L < 150$ nm) не удается добиться удовлетворительного согласия между теорией и экспериментом в рамках модели квантования центра масс экситона (рис. 8).

На рис. 8 представлены экспериментальный спектр отражения и соответствующая ему теоретическая кривая для КЯ толщиной 150 nm. Из рисунка видно, что кривая, рассчитанная в рамках поляритонной модели, плохо согласуется с экспериментальным спектром. На этом же рисунке вертикальными стрелками показаны энергии оптических переходов, рассчитанных в рамках модели размерного квантования электронно-дырочных пар [19] (при этом в формуле (1) E_0 — энергия межзонного перехода, уменьшенная на энергию кулоновского взаимодействия электрона и дырки). Видно, что положение максимумов осцилляций в экспериментальном спектре с хорошей точностью совпадает с уровнями квантования электронно-дырочных пар.

Таким образом, для КЯ толщиной 150 nm модель квантования электронно-дырочных пар дает более точное описание энергетического положения осцилляций в спектрах отражения по сравнению с поляритонной моделью.

Для того чтобы оценить область применимости поляритонной модели мы рассчитали спектры отражения простейшей структуры, состоящей из КЯ, заключенной между двумя барьерными слоями. При этом толщина КЯ менялась в пределах от 70 до 1000 nm, толщина наружного барьерного слоя сохранялась постоянной, а задний барьерный слой считался полубесконечным. Каждый расчетный спектр подвергался той же обработке, что и экспериментальный: определялось энергетическое положение экстремумов осцилляций, по зависимости энергии экстремумов от номера вычислялся коэффициент a разбегания осцилляций. Полученная таким образом зависимость a от толщины КЯ показана кривой 1 на рис. 4. Оказалось, что для толщин КЯ, больших 150 nm, теоретическая зависимость достаточно хорошо совпадает с экспериментальными данными.

С другой стороны, как можно видеть из вставки на рис. 4, при толщине КЯ, меньших 150 nm, экспериментальные точки не укладываются на эту теоретическую кривую. Это еще раз подтверждает, что для таких толщин КЯ теория интерференции поляритонных волн не может адекватно описать спектр отражения. На этом же рисунке кривой 2 показана аналогичная зависимость коэффициента a , вычисленного в рамках модели размерного квантования энергии электронно-дырочных пар [19]. Нетрудно видеть, что для КЯ шириной 150 nm и менее расчетные данные очень точно совпадают с результатами эксперимента, тогда как для больших толщин КЯ совпадение отсутствует (вставка на рис. 4).

Следует отметить, что в работе [3] делается вывод о возможности описания спектра отражения для КЯ GaAs толщиной 150 nm в рамках поляритонной модели, что не согласуется с нашими результатами. Однако в указанной работе не производится количественного сопоставления теоретических спектров отражения с экспериментальными данными. Вместе с тем, согласно работе [4], для КЯ CdTe/CdZnTe должна существовать область трещин $3a_b < L < 10a_b$ (где a_b — боровский радиус экситона), в которой спектральные положения осцилляций не могут быть описаны ни в рамках поляритонной модели, ни в рамках модели с квантованием энергии электронно-дырочной пары. Для GaAs толщина слоя, соответствующая $10a_b$, равна $L = 150$ nm; как видно из рис. 8, спектр отражения такого образца не описывается поляритонной теорией. Таким образом, зависимость коэффициента a от толщины КЯ L , рассчитанная в рамках модели квантования электронно-дырочной пары (рис. 4), соответствует переходной области $L < 10a_b$, обсуждаемой в работе [4]. В таком случае для описания спектров отражения в этой переходной области возникает необходимость развития нового теоретического подхода, в котором движение

центра масс и относительное движение электрона и дырки не являются не зависящими друг от друга. В качестве такого подхода при дальнейших исследованиях может быть использован метод когерентной амплитуды [20–22].

6. Заключение

Результаты проведенных исследований показали, что моделирование спектров отражения в рамках теории интерференции поляритонных волн, учитывающей вклады как тяжелых, так и легких экситонов, является эффективным методом анализа экспериментальных спектров для структур с широкими КЯ. Идентифицированы особенности спектров, обусловленные вкладом легких экситонов. Установлено, что во всех исследованных структурах имеет место механическое напряжение на гетерограницах, вызывающее смещение энергии дна легких и тяжелых экситонных зон. Результаты расчетов позволили также оценить значения констант затухания тяжелых и легких экситонов.

Показано, что модель интерференции поляритонных волн с учетом размерного квантования центра масс экситона становится неприменимой для описания спектров отражения света от полупроводниковых структур GaAs/AlGaAs с КЯ GaAs толщиной 150 nm и уже. Положение осцилляций в спектрах отражения таких образцов хорошо согласуется с положением „уровней размерного квантования“ электронно-дырочных пар. Проведенное исследование позволило очертить границы применимости каждой из моделей. При этом оказалось, что поляритонная модель начинает успешно работать только при толщинах КЯ GaAs, превосходящих 150 nm (толщинах, по крайней мере на порядок превышающих боровский радиус экситона в объемном материале). По-видимому, только при таком условии оказывается возможным формирование радиальной части волновой функции экситона в плоскости, перпендикулярной гетерограницам.

Авторы выражают признательность за плодотворное обсуждение работы И.Я. Герловину, А.В. Платонову, а также В.В. Овсянкину за проявленный интерес к работе.

Список литературы

- [1] R. Dingl, W. Wiegmann, C.H. Henry. Phys. Rev. Lett. **33**, 827 (1974).
- [2] В.А. Киселев, И.В. Макаренко, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. ФТТ **20**, 1348 (1978).
- [3] Y. Chen, A. Tredicucci, F. Bassani. Phys. Rev. B **52**, 1800 (1995).
- [4] N. Tomassini, A. D'Andrea, R. Del Sole, H. Tuffigo-Ulmer, R.T. Cox. Phys. Rev. B **51**, 5005 (1995).
- [5] Н.Н. Ахмедиев, М.И. Сажин, А.В. Селькин. ЖЭТФ **96**, 720 (1989).
- [6] M. Betz, G. Goger, A. Leitenstorfer, M. Bichler, G. Abstreiter, W. Wegscheider. Phys. Rev. B **65**, 085314 (2002).

- [7] E. Ubyivovk, Yu.K. Dolgikh et al. *J. Lumin.* **102–103**, 751 (2003).
- [8] L. Schultheis, K. Ploog. *Phys. Rev. B* **29**, 7058 (1984).
- [9] Y. Abe. *J. Phys. Soc. Jap.* **19**, 818 (1964).
- [10] G. Fishman. *Solid State Commun.* **27**, 1097 (1978).
- [11] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*. Наука, М. (1965). С. 58.
- [12] L. Schulthets, K. Kohler, C.W. Tu. In: *Excitons in confined system*. Vol. 25/ Eds R. Del Sole, A. D’Andrea, A. Lapicciarella. Springer Proceedings in Physics. Springer-Verlag, Berlin (1988). P. 110.
- [13] P.I. Kuznetsov, J. Madrigal-Melchor, F. Perez-Roriguez, S.O. Romanovsky, A.V. Sel’kin, G.G. Yakusheva. *Phys. Stat. Sol. (c)* **0**, 2926 (2003).
- [14] A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massies, C. Deparis, G. Neu. *Phys. Rev. B* **47**, 10 352 (1993).
- [15] A. D’Andrea, R. Del Sole. *Phys. Rev. B* **41**, 1413 (1990).
- [16] C.F. Klingshirn. *Semiconductor optics*. Springer-Verlag, Berlin (1997). P. 209.
- [17] H. Tuffigo, R.T. Cox, N. Magnea, Y. Merle d’Aubigne, A. Million. *Phys. Rev. B* **37**, 4310 (1988).
- [18] Pierre Lefebvre, Vincent Calvo, Noel Magnea, Thierry Taliercio, Jacques Allegre, Henry Mathieu. *Phys. Rev. B* **56**, R 10 040 (1997).
- [19] Питер Ю, Мануэль Кардона. *Основы физики полупроводников*. Физматлит, М. (2002). С. 419.
- [20] I. Balslev, A. Stahl. *Phys. Stat. Sol. (b)* **111**, 531 (1982).
- [21] A. Stahl, I. Balslev. *Phys. Stat. Sol. (b)* **113**, 583 (1982).
- [22] E.A. Mularov, R. Zimmerman. *Phys. Rev. B* **66**, 235 319 (2002).