

## ОТРАЖЕНИЕ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА СТРУКТУРЫ С ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ. НАКЛОННОЕ И НОРМАЛЬНОЕ ПАДЕНИЕ СВЕТА

Ивченко Е. Л., Копьев П. С., Кочерешко В. П., Уральцев И. Н.,  
Яковлев Д. Р., Иванов С. В., Мельцер Б. Я., Калитиевский М. А.

При наклонном и нормальном падении света исследованы спектры экситонного отражения структуры с одиночной квантовой ямой GaAs—AlGaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Анализ спектра отражения, снятого при углах, близких к скользящему, в *p*-поляризации позволил надежно определить резонансные частоты, силы осцилляторов и затухание квазидвумерных экситонов, образованных с участием тяжелой и легкой дырок. Показано, что измерение формы дисперсионного контура экситонного отражения при нормальном падении является чувствительным методом для контроля толщины барьерных слоев гетероструктуры.

Изучение дисперсионных свойств тонкослойных гетероструктур на частотах, близких к экситонным резонансам, и определение параметров, которые влияют на оптические свойства сверхрешеток, важны для развития интегральной оптоэлектроники. По спектрам отражения структур с квантовыми ямами измерены энергии экситонных переходов между подзонами размерного квантования [1] и найдены параметры квазидвумерного экситона [2]. В настоящей работе исследованы спектры отражения в области экситонных переходов между первыми подзонами размерного квантования электронов и тяжелых и легких дырок структуры с одиночной квантовой ямой GaAs—AlGaAs, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии. При этом впервые изучена геометрия наклонного отражения и прослежено изменение спектра отражения при изменении толщины слоев гетероструктуры. Структура состояла из квантовой ямы шириной  $d_2 \approx 10$  нм, которая была окружена барьерами, состоящими из короткопериодичной сверхрешетки GaAs—Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As по 26 периодов общей толщиной  $\sim 100$  нм с каждой стороны (*b*, *v* на вставке к рис. 1) и слоя Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.68</sub>As толщиной  $\sim 100$  нм с внешней стороны (*a*, *z*). Таким образом, общая толщина прозрачного (в спектральной области экситонных резонансов) слоя, отделяющего квантовую яму от поверхности структуры, составляла  $d_1 \sim 200$  нм.

На рис. 1 представлен спектр отражения квантовой ямы шириной  $d_2 = 121$  Å, измеренный при нормальном падении света. Отчетливо проявляются два дисперсионных контура, обусловленных экситонными переходами с участием тяжелой и легкой дырок. Для сопоставления приведен спектр фотолюминесценции, снятый в той же точке образца и обусловленный излучением экситона «электрон—тяжелая дырка». Малость полуширины линии излучения ( $\sim 1.5$  мэВ) и стока сдвига ее максимума относительно пика в спектре возбуждения люминесценции (менее 1 мэВ) свидетельствует об отсутствии локализации экситона на островковых флуктуациях ширины квантовой ямы [3].

Для проведения количественного анализа дисперсионных контуров квазидвумерных экситонов измерены спектры в *p*-поляризации в зависимости от угла падения света. При достижении углов, близких к углу Брюстера, наблюдались уменьшение фонового коэффициента отражения более чем в 6 раз и сравнительно небольшое уменьшение амплитуды дисперсионных контуров, обуслов-

ленных квазидвумерных экситонами. В результате анализируемый резонансный сигнал экситонного отражения становится сравнимым с фоновым

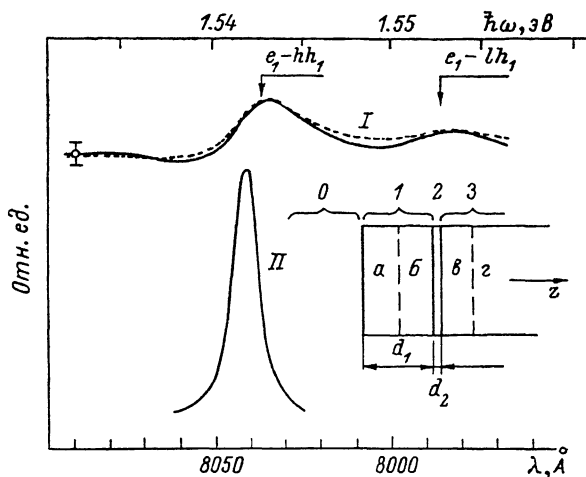


Рис. 1. Спектры отражения (I) и фотолуминесценции (II) структуры с одиночной квантовой ямой шириной  $d_2=121 \text{ \AA}$  при  $\varphi=0$ ,  $T=1.6 \text{ K}$ .

Схема структуры показана на вставке.

коэффициентом отражения. На рис. 2 представлены экситонные спектры отражения в абсолютных единицах. Экспериментальные спектры нормированы

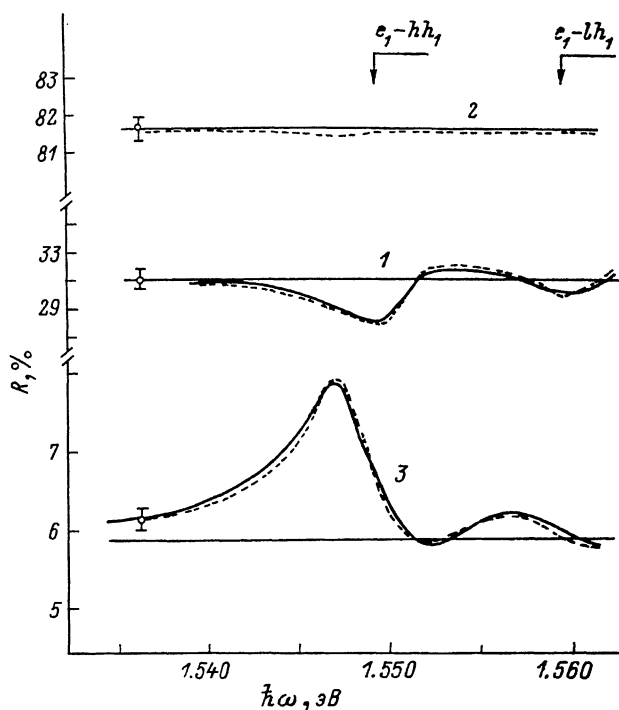


Рис. 2. Экситонные спектры отражения при нормальном (1) и наклонном ( $\varphi=80^\circ$ ) падении в  $s$ -поляризации (2) и  $p$ -поляризации (3).

Сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет по (4), (8) с параметрами из таблицы. Стрелками показаны резонансные частоты для экситонов  $\epsilon_1-\hbar h_1$  и  $\epsilon_1-lh_1$ ;  $d_2=106.5 \text{ \AA}$ ;  $T=1.6 \text{ K}$ .

на коэффициент отражения в  $s$ -поляризации (кривая 2), величина которого для  $\varphi=80^\circ$  рассчитана по формулам Френеля, так как в этом случае вкладом квантовой ямы в коэффициент отражения можно пренебречь. Спектры отраже-

ния в  $p$ -поляризации при  $\varphi=0$  (кривая 1) и  $\varphi=80^\circ$  (кривая 3) приведены в масштабе, в котором погрешность выделения дисперсионных контуров из фона одинакова. Отметим обращение дисперсионных контуров на кривых 1 и 3, что явно свидетельствует об изменении на  $\pi$  фазы света, отраженного при наклонном падении на границе вакуум—слой  $\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{As}$ .

Для теоретического описания рассмотрим зеркальное отражение света, падающего со стороны вакуума (среда 0 на рис. 1) на структуру, состоящую из двух слоев 1, 2 толщинами  $d_1$ ,  $d_2$  соответственно и полубесконечной среды 3. Для такой структуры амплитудный коэффициент отражения  $r=(E_r/E_0)$  связан с амплитудным коэффициентом  $r_{123}$  отражения света от слоя 2 соотношением

$$r = r_{01} + \frac{t_{01}t_{10}e^{2i\theta_1}}{1 - r_{10}r_{123}e^{2i\theta_1}} r_{123}, \quad (1)$$

где  $r_{ij}$  и  $t_{ij}$  — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания при падении света из полубесконечной среды  $i$  на полубесконечную среду  $j$ , комплексная фаза  $\theta_1 = k_{1z}d_1$ . Пусть  $\omega_0$  и  $\Gamma$  — резонансная частота и затухание экситона в среде 2, а среды 1 и 3 в области частоты  $\omega_0$  характеризуются нерезонансной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ . Тогда применимо представление

$$r_{123} = \frac{i\tilde{\omega}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma}, \quad (2)$$

где  $\tilde{\omega}$  — некоторая комплексная величина, имеющая размерность частоты.

Если линейный отклик слоя 2 описывать эффективной локальной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma},$$

то величина  $\tilde{\omega}$  определяется соотношением

$$\tilde{\omega} = \frac{1}{2} \omega_{LT} e^{i\theta_2} \sin \theta_2, \quad (3)$$

где  $\theta_2 = k_{2z}d_2$ .

В условиях эксперимента актуален случай, когда второе слагаемое в правой части (1) мало по сравнению с первым. При нормальном падении света в первом порядке по параметру  $r_{123}$  получим

$$R = |r|^2 = \bar{R} [1 + S_0 f(x, \Phi)]. \quad (4)$$

Здесь  $\bar{R}$  — энергетический коэффициент отражения от границы вакуум—среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ ,

$$S_0 = \frac{8\bar{n}}{\bar{n}^2 - 1} \frac{|\tilde{\omega}|}{\Gamma}, \quad \bar{n} = \sqrt{\epsilon_0}, \quad (5)$$

$$f(x, \Phi) = \frac{\sin \Phi + x \cos \Phi}{x^2 + 1}, \quad x = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma}, \quad (6)$$

$$\Phi = 2\theta_1 + \frac{\pi}{2} + \bar{\theta}, \quad \bar{\theta} = \arg \tilde{\omega}. \quad (7)$$

При выводе (3)—(6) пренебрегалось мнимой частью  $\epsilon_0$  и различием  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_0$ . В связи с этим заметим, что, как и показывают оценки, наличие в исследованной структуре пространственной неоднородности диэлектрической проницаемости в области между внешней поверхностью и квантовой ямой слегка сдвигает фоновую составляющую коэффициента отражения и практически не влияет на амплитуду дисперсионного контура  $S_0$ .

Выражение для коэффициента отражения  $R$  при наклонном падении и  $\epsilon_0 \gg 1$  получается из (4) заменой  $\bar{R}$  на  $\bar{R}_s(\varphi)$  или  $\bar{R}_p(\varphi)$  и заменой  $S_0$  на функцию

$$S(\varphi) = S_0 \begin{cases} \cos \varphi & \text{при } s\text{-поляризации,} \\ \frac{\epsilon_0 \cos \varphi}{(\epsilon_0 + 1) \cos^2 \varphi - 1} & \text{при } p\text{-поляризации.} \end{cases} \quad (8)$$

Представив  $r_{123}$  в виде суммы различных резонансных слагаемых, можно учесть одновременно несколько экситонных состояний, например два состояния  $n=1$  экситонов, образованных с участием тяжелой ( $hh$ ) и легкой ( $lh$ ) дырок. Соответственно в квадратных скобках (4) возникает сумма по учитываемым экситонным состояниям.

Обработка формы дисперсионных контуров для  $\varphi = 80^\circ$  по формулам (4)—(8) при учете двух экситонных резонансов позволила определить резонансную частоту, фазу  $\Phi$  и затухание  $\Gamma$ . Далее, при подгонке абсолютных величин коэффициента отражения были получены значения продольно-поперечного расщепления  $\omega_{LT}$ . Полученные значения параметров использованы для построения спектров отражения при нормальном падении. Рассчитанные кривые для  $\varphi=0$  и  $80^\circ$  приведены пунктиром на рис. 2. Значения параметров квазидвумерного экситона указаны в таблице. В пределах 0.4 мэВ значения резонансных частот

Параметры квазидвумерного экситона  
в квантовой яме шириной  $d_2 = 106.5 \text{ \AA}$

Экситон	$\hbar\omega_0$ , эВ	$\hbar\omega_{LT}$ , мэВ	$\hbar\Gamma$ , мэВ
$e_1-hh_1$	1.5494	$0.40 \pm 0.05$	$1.5 \pm 0.2$
$e_1-lh_1$	1.5597	$0.18 \pm 0.05$	$1.1 \pm 0.2$

совпадают с пиками в спектре возбуждения люминесценции. Заметим, что, согласно (8), при  $\varphi=80^\circ$  амплитуда дисперсионного контура  $S(\varphi)$  в  $s$ -поляризации уменьшается по сравнению с геометрией нормального отражения примерно в 6 раз и становится сравнимой с экспериментальной погрешностью.

Величины  $\omega_{LT}$  для тяжелого и легкого экситонов превышают их значения в объемном кристалле соответственно в 4 и 2 раза. Этот вывод об увеличении силы осциллятора квазидвумерного экситона при «сжатии» его волновой функции в квантовой яме коррелирует с результатами, полученными при измерении зависимости интегрального поглощения в линиях тяжелого и легкого экситонов от ширины квантовой ямы [4]. Согласно [4], отношение сил осцилляторов переходов для легкого и тяжелого экситонов в квантовых ямах шириной 50—120  $\text{\AA}$  составляет  $\sim 0.45$ , что совпадает с величиной  $\omega_{LT}^{lh}/\omega_{LT}^{hh}$ , определенной в данной работе.

Отношение затуханий  $(\Gamma_{lh}/\Gamma_{hh})=1.3$  совпадает с измеренным из спектров отражения при нормальном падении [2], хотя абсолютные значения  $\hbar\Gamma$ , полученные в [2], превышают приведенные в таблице в 2 раза. Это свидетельствует о более высоком качестве структуры, исследованной в настоящей работе, что подтверждается и при сопоставлении полуширин экситонных линий люминесценции.

Отметим, что использование для анализа спектров отражения, снятых при углах, близких к скользющему, в  $p$ -поляризации позволило повысить точность определения параметров квазидвумерного экситона. Совпадение обращенных дисперсионных контуров для  $\varphi=0^\circ$  с рассчитанными с помощью полученных параметров показывает, что используемое приближение пригодно для описания дисперсионных свойств структуры с одиночной квантовой ямой.

Зависимость фазы  $\Phi$  от толщины слоя барьеров  $d_1$ , определяемая формулой (7), проверена экспериментально. Для этого измерялись спектры отражения в различных точках образца, в которых толщина выращенных слоев зависела от геометрического расположения пластины относительно источника молекулярных пучков. Контроль толщины слоев осуществлялся по спектральному положению максимума экситонной линии излучения, который отслеживает энергию первых уровней размерного квантования электрона и тяжелой дырки, определяемую шириной квантовой ямы  $d_2$  [5]. При этом предполагалось, что толщина барьерных слоев  $d_1$  изменяется при переходе от точки к точке пропорционально ширине квантовой ямы  $d_2$ . На рис. 3 экспериментальные значения фазы  $\Phi$ , определенные по форме контура отражения в каждой данной точке

образца, отложены в зависимости от величины  $d_2$  в этой точке. Для пояснения эффекта на вставках приведены три спектра отражения, соответствующих значениям  $\Phi = 720^\circ = -90, 0, 90^\circ$ . Зависимость  $\Phi(d_1)$ , изображенная прямой линией, построена по (7) с использованием значений  $\Phi = 685^\circ$  при  $d_2 = 106.5 \text{ \AA}$ ,  $\bar{v} = \bar{v}_2$  и  $k_1 = (2\pi\bar{n}/\lambda) \simeq 2.7 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , где  $\bar{n} = 3.42$  есть среднее значение между

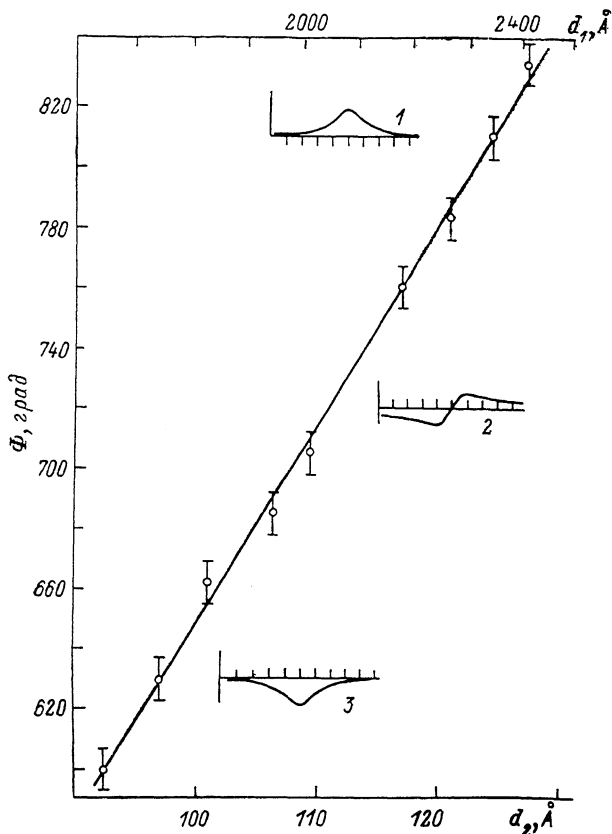


Рис. 3. Зависимость фазы  $\Phi$  от толщины квантовой ямы  $d_2$  (нижняя шкала) или толщины барьера  $d_1$  (верхняя шкала).

На вставках 1, 2, 3 показаны дисперсионные контуры для  $\Phi - 2\pi N = \pi/2, 0$  и  $(-\pi/2)$  соответственно.

фоновыми показателями преломления  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при  $x=0.32$  и  $0.16$  [6]. Отметим, что величина  $d_1$  определяется из (7) с точностью до  $(\pi N/k_1)$  при  $N=0, 1, \dots$ . Выбор шкалы толщин  $d_1$  задается однозначно наклоном полученной зависимости  $\Phi(d_2)$ . Согласие расчетной зависимости с экспериментальными данными подтверждает применимость используемого приближения для описания дисперсионных свойств тонкослойной гетероструктуры.

Проведенный анализ показал, что измерение фазы по форме дисперсионного контура отражения квазидвумерного экситона может служить методом для определения толщин слоев, ограничивающих квантовую яму.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Glembocki O. J., Shanabrook B. V., Beard W. T. — Surf. Sci., 1986, v. 174, p. 206—210.
- [2] Schultheis L., Ploog K. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 2, p. 1090—1093.
- [3] Кор'ев П. С., Ledenzov N. N., Meltzer B. Ya., Ural'tsev I. N., Efros A. L., Yakovlev D. R. — In: Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond. Stockholm, 1986, p. 219—222.
- [4] Masumoto Y., Matsuura M., Tarucha S., Okamoto H. — Surf. Sci., 1986, v. 170, p. 635—640.
- [5] Бер Б. Я., Иванов С. В., Кольев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уралцев И. Н., Яковлев Д. Р. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, в. 10, с. 1905—1908.
- [6] Aspnes D. E., Kelso S. M., Logan R. A., Bhat V. — J. Appl. Phys., 1986, v. 60, p. 754—767.