

МОДУЛЯЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ СТРУКТУР ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As

Ю. Кавалаяускас, Г. Кривайте, Л. В. Шаронова,
А. Шилейка, Ю. В. Шмарцев

Институт физики полупроводников Академии наук Литвы, 232600, Вильнюс, Литва
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 декабря 1992 г. Принята к печати 17 декабря 1992 г.)

Приведены результаты исследования спектров фотоответа, модулированного длиной волны фотоответа, а также фото- и электроотражения структур GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As с нелегированными и легированными Si до концентрации $N_D \approx 10^{18}$ см⁻³ квантовыми ямами. На основе анализа формы линии модуляционных спектров показано, что сигнал фотоотражения нелегированных квантовых ям обусловлен эффектом Штарка для экситонных оптических переходов, а природа спектров фото- и электроотражения легированных ям зависит от степени их заполнения электронами.

Введение. Легированные сверхрешетки и структуры с квантовыми ямами, которым свойственно резонансное межподзонное поглощение в области 5—14 мкм, используются для изготовления быстродействующих детекторов [1, 2] и модуляторов [3] инфракрасного излучения. Кроме того, эти структуры пригодны для изучения эффектов, связанных с двумерными (2D) носителями заряда. Согласно опубликованным ранее расчетам [4], а также исследованиям спектров поглощения [5], люминесценции [6] и межподзонного поглощения [7], изменения оптических свойств, индуцированные двумерными носителями заряда, можно объяснить распадом экситонов из-за заполнения импульсного пространства и экранирования [4–6], ренормировкой ширины запрещенной зоны, эффектом Мосса-Бурштейна [6], сингулярностью поверхности Ферми [8] и другими многочастичными эффектами [7].

Методами модуляционной спектроскопии эффекты, обусловленные двумерными носителями заряда, изучены в меньшей степени. Спектры фотоотражения (ФО) и электроотражения (ЭО) легированных $n-i-p-i$ -структур на GaAs [9] и InP [10], а также селективно легированных гетеропереходов GaAs—AlGaAs [11–13] и квантовых ям в системе AlGaAs—InGaAs—GaAs [14] связывались с оптическими переходами в подзоны размерного квантования. Форма линии спектров ФО и ЭО объяснялась модуляцией заполнения квантовых подзон электронами [9, 10, 12, 13, 15, 16]. Влияние двумерных носителей заряда на энергетический спектр и оптическое поглощение квантовых ям InGaAs—InAlAs наиболее детально изучено методом дифференциального поглощения [16].

Следует отметить, что в большинстве случаев исследовались структуры с легированными барьерами, где примесные центры и 2D-электроны пространственно разделены, а также квантовые ямы в конфигурации полевого транзистора [6, 16]. Однако мало сведений имеется об оптических свойствах структур, в которых легированы квантовые ямы [17–20], хотя именно на их основе созданы высокочувствительные фотодетекторы [1, 2]. Гашение экситонной фотолюминесценции [20] при низких температурах в квантовых ямах GaAs, легированных Si, связывалось с захватом носителей заряда ионизированными примесями.

В настоящей работе с целью изучения влияния легирования на оптические свойства в области края собственного поглощения и механизмы их фото- и электромодуляции проведены исследования спектров фотоответа, модулированного длиной волны (МДВ) фотоответа, а также ФО и ЭО для структур GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As с нелегированными и легированными Si квантовыми ямами.

Методика эксперимента

Исследовались структуры, состоящие из 50 пар чередующихся слоев GaAs толщиной $L_a \approx 50 \text{ \AA}$ и $i\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной $L_b \approx 255 \text{ \AA}$, выращенные на подложке GaAs : Сг методом молекулярно-лучевой эпитаксии. При заданной толщине барьеров взаимодействие между квантовыми ямами является слабым [21] и изучаемые структуры следует рассматривать как структуры, состоящие из изолированных квантовых ям. Периодическую структуру от подложки отделял буферный слой $i\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 1 мкм, а на поверхности структуры был нанесен защитный слой GaAs толщиной 200 Å.

Исследовались структуры как с нелегированными, так и с легированными Si до концентрации $N_D \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ квантовыми ямами GaAs. Концентрация 2D-электронов N_s в ямах, установленная по электрическим измерениям, составляла $(2.8 \div 3.6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при 300 К и $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при 77 К.

Оптические спектры исследовались на автоматизированной установке, позволяющей проводить измерения ЭО, ФО и МДВ фотоответа в области 0.25—2.0 мкм. При исследованиях ФО модуляция осуществлялась излучением гелий-неонового (мощностью 2 мВт) или аргонового (0.5 Вт) лазеров. Модулированное по длине волны излучение создавалось путем параллельного смещения пучка света при помощи кварцевой пластинки, помещенной перед выходной щелью монохроматора SPM-2. Амплитуда модуляции составляла 0.5 мэВ.

При измерениях ЭО применялся электролитический способ создания и модуляции электрического поля на поверхности образца. Для приложения постоянного смещения V_{dc} и переменного модулирующего напряжения V_{ac} между исследуемым образцом и платиновым электродом, помещенным в электролитическую ячейку, в боковую грань периодической структуры GaAs—AlGaAs впалялся омический контакт. Исследования показали, что такой способ приложения напряжения позволяет эффективно изменять и модулировать приповерхностное электрическое поле в пределах одной (при отрицательных значениях V_{dc}) или нескольких (при больших положительных V_{dc}) квантовых ям. Спектры фотоответа и МДВ фотоответа измерялись в электролитической ячейке без постоянного смещения. Регистрация и усиление сигнала проводились с использованием стандартной техники синхронного детектирования.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Нелегированные структуры. В спектрах фотоответа, а МДВ фотоответа, а также ФО нелегированных образцов GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As (рис. 1) наблюдались характерные структуры линий в области 1.4 и 1.5 эВ.

Первая группа линий, связанная с оптическими переходами, формирующими край собственного поглощения GaAs, а также с переходами на примесные уровни ниже $E_g = 1.42 \text{ эВ}$ в GaAs, нами детально не изучалась.

В спектрах фотоответа (рис. 1, кривая 1), соответствующих в сущности спектрам поглощения, в области 1.5 эВ наблюдалась тонкая структура, характерная для экситонного поглощения в квантовых ямах [5]. Как видно из рис. 1, спектральная зависимость МДВ фотоответа (кривая 2) представляет собой первую производную края поглощения по энергии. Форма линии спектров ФО (кривая 3) близка к таковой для спектров МДВ фотоответа. Близость форм

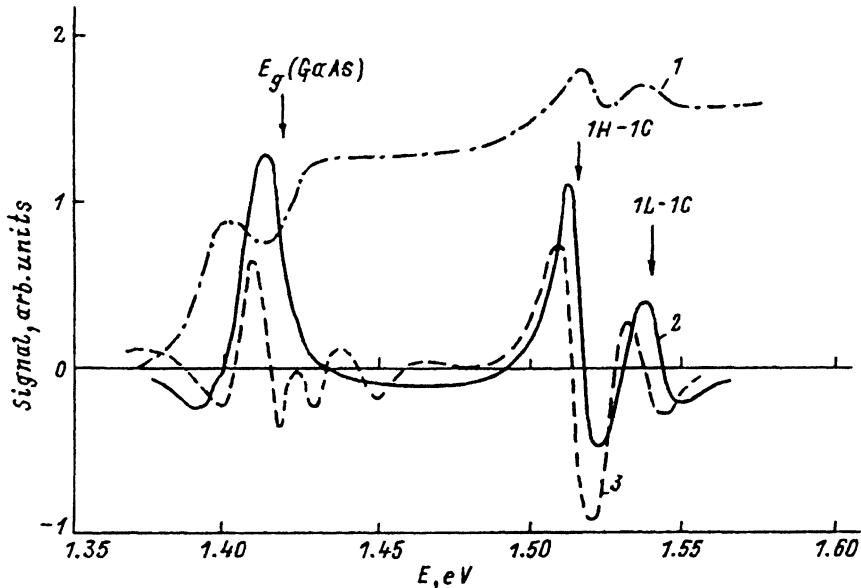


Рис. 1. Спектры фотоответа (1), МДВ фотоответа (2) и ФО (3) нелегированной структуры GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As при 300 К. Стрелками указаны энергии оптических переходов, установленные путем описания экспериментальных спектров выражением (1).

линий модулированного отражения и поглощения обычно связывается с интерференционными эффектами в многослойных структурах, приводящими к перемешиванию вкладов изменения реальной ($\Delta\epsilon_1$) и мнимой ($\Delta\epsilon_2$) частей диэлектрической проницаемости $\epsilon(E)$ в $\Delta R/R(E)$ [22]. Это подтверждается также расчетами спектров экситонного отражения для структур с одной квантовой ямой.

Анализ формы линии модуляционных спектров проводился согласно выражению [23]

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \left[\sum_{j=1}^p C_j e^{i\theta_j} (E - E_{0j} + i\Gamma_j)^{-m} \right], \quad (1)$$

где C_j , θ_j , E_{0j} и Γ_j — амплитуда, фаза, энергия критической точки и параметр уширения для j -й структуры спектра, p — число структур в оптическом спектре, m — параметр, зависящий от типа критической точки и порядка производной диэлектрической проницаемости $\epsilon(E)$ по энергии. Значение $m=1$ соответствует первой производной $\epsilon(E)$ для двумерной критической точки, $m=2$ — первой производной экситонной $\epsilon(E)$ с лоренцовым профилем поглощения, а $m=3$ — третьей производной для двумерной критической точки, что эквивалентно [24] первой производной экситонной линии с гауссовым профилем.

С использованием метода наименьших квадратов спектры ФО и МДВ фотоответа удастся хорошо описать соотношением (1) с $p=2$ и $m=3$, что соответствует сумме двух первых производных по энергии экситонных диэлектрических проницаемостей с гауссовым профилем поглощения. Экспериментально определенные значения энергий оптических переходов $E_{01} = 1.516$ эВ и $E_{02} = 1.542$ эВ соответствуют энергиям экситонных переходов 1H—1C (1.515 эВ) и 1L—1C (1.542 эВ) между верхними подзонами тяжелых (1H) и легких (1L) дырок и основной ($n=1$) подзоной проводимости (1C) в квантовой яме GaAs, вычисленным

методом огибающей волновой функции [25] с учетом непараболичности зоны проводимости [26]. Наилучшее соответствие экспериментальных и расчетных данных получено при $L_a = 48 \text{ \AA}$, $L_b = 250 \text{ \AA}$ и величине относительного разрыва валентной зоны $Q_v = 0.35$. Для GaAs в расчетах использовалось значение эффективной массы электронов $m_e^* = 0.067 m_0$ и тяжелых дырок $m_{hh}^* = 0.45 m_0$, а для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.32$) — $m_e^* = 0.094 m_0$ и $m_{hh}^* = 0.55 m_0$ [27]. Учитывалось, что энергия связи экситона для зоны тяжелых дырок составляет 11, а для зоны легких дырок — 13 мэВ [28].

Анализ формы линий МДВ фотоответа и ФО (рис. 1, кривые 2 и 3 соответственно) показывает, что сигнал ФО нелегированных квантовых ям обусловлен эффектом Штарка — сдвигом энергий экситонных резонансов в приповерхностном электрическом поле, модулируемом лазерным излучением.

Легированные структуры. Спектры легированных структур GaAs— $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ измерялись в области 1.45—1.95 эВ (рис. 2) после стравливания верхнего сильно легированного слоя GaAs, при наличии которого возникала дополнительная структура линий в области 1.46 эВ, маскирующая эффекты квантовых ям. Как видно из рис. 2, а, экситонные структуры в спектрах фотоответа легированных квантовых ям в области 1.5 эВ (кривая 1) являются размытыми. В соответствии с изменением формы края поглощения с легированием изменяется и форма его производной по энергии, т. е. форма спектра МДВ фотоответа (кривая 2), а также форма линии ФО (кривая 3). Следует отметить, что при понижении температуры до 80 К форма линии ФО принимает характерный дублетный вид (кривая 4).

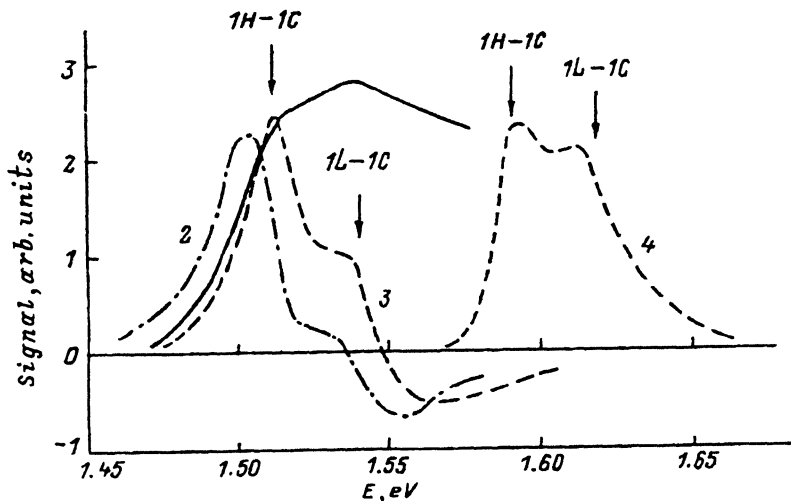
В области высоких энергий в спектрах МДВ фотоответа и ФО (рис. 2, б) наблюдались структуры при 1.71 и 1.828 эВ. Поскольку положение последней структуры соответствует величине E_g в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.32$ [27], ее следует связать с оптическими переходами, формирующими край поглощения материала барьера. В соответствии с расчетами энергетического спектра квантовой ямы GaAs, широкая структура при 1.71 эВ может быть обусловлена оптическими переходами $1H-2C$ (1.699 эВ) и $1L-2C$ (1.728 эВ), происходящими между верхними подзонами тяжелых и легких дырок и второй ($n = 2$) подзоной проводимости $2C$. При наличии двумерных носителей заряда или сильных электрических полей запрещенные правилами отбора переходы с $\Delta l \neq 0$ обычно проявляются в оптических спектрах.

Для выяснения природы модуляционных спектров легированных структур измерялись и спектры ЭО (рис. 3) в зависимости от величины приложенного к образцу постоянного смещения V_{dc} . Установлено, что с увеличением отрицательных значений V_{dc} , уменьшающих существующий на поверхности образца обедняющий изгиб зон и тем самым уменьшающих напряженность электрического поля, форма спектров ЭО меняется от характерной для МДВ фотоответа (кривые 4, 3) и ФО при 300 К (кривая 2) до широкой дублетной структуры (кривая 1), подобной спектру ФО при 80 К (рис. 2, а, кривая 4). С увеличением изгиба зон, когда напряженность поля увеличивается, спектры ЭО, изменяясь по форме, смещаются в сторону низких энергий (область $V_{dc} \geq 0$, кривые 4—6), а при больших смещениях, $V_{dc} > 2 \text{ В}$, — к тому же усложняется (кривая 6).

Различия формы оптических спектров легированных и нелегированных структур GaAs— $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ указывают на влияние двумерных носителей заряда и примесных ионов на характер оптических переходов и механизмы их фото- и электромодуляции.

Эффекты, обусловленные $2D$ -электронами, наиболее ярко проявляются в обнаруженной корреляции между формой линии ЭО и величиной изгиба зон на поверхности легированных структур, определяемой приложенным смещением V_{dc} . С ростом отрицательных значений V_{dc} увеличивается заполнение электронами первой подзоны проводимости $1C$ по мере ее приближения к уровню Ферми,

a



b

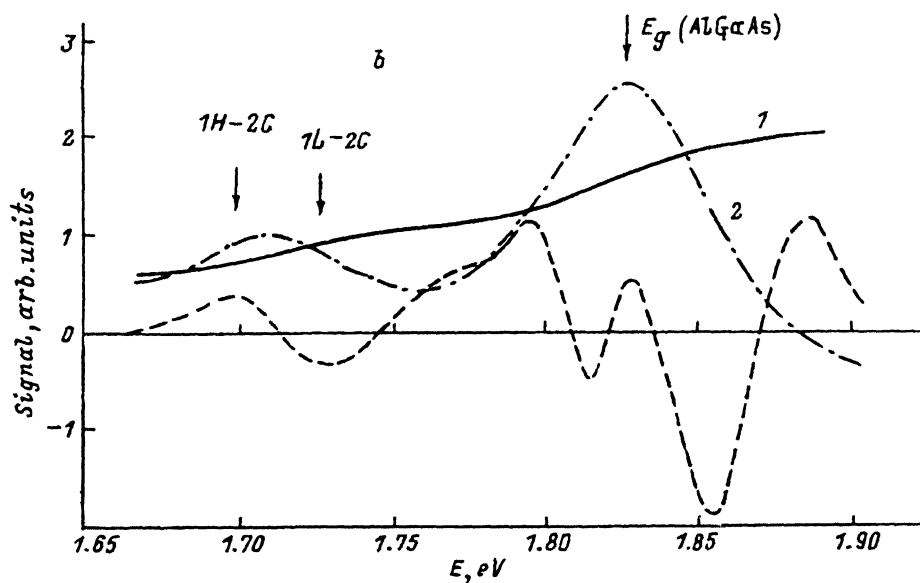


Рис. 2. Спектры фотоответа (1) МДВ фотоответа (2) и ФО (3, 4) легированной структуры GaAs-Af_{0.3}Ga_{0.7}As при 300 (1-3) и 80 К (4) в окрестности (a) и выше (b) края поглощения. Стрелками указаны энергии оптических переходов, рассчитанные по соотношению (1) (a) и методом [25] (b).

который в случае плоских зон на поверхности при $N_s = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (300 К) должен находиться примерно на 10 мэВ ниже, а при $N_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (77 К) — на несколько мэВ выше 1С. Наиболее эффективно это происходит в приповерхностной квантовой яме, вносящей основной вклад в сигнал ЭО. Анализ согласно соотношению (1) показывает: при слабом заполнении квантовой ямы электронами форма линии ЭО (кривая 5) наилучшим образом описывается первой производной экситонной диэлектрической проницаемости, а в случае наибольшего заполнения (кривая 1) — первой производной $\epsilon(E)$ для двумерной критической точки, что указывает на гашение экситонных резонансов 2D-электронами. В промежуточной

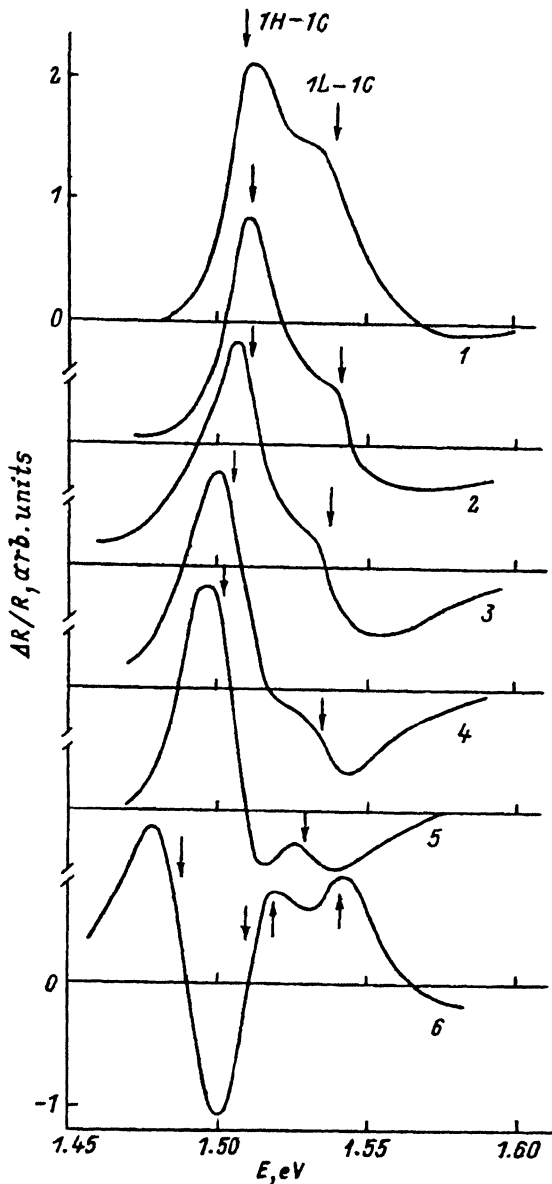


Рис. 3. Спектры ЭО легированной структуры GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As, той же, что на рис. 2. V_{dc} : 1 — -5, 2 — -2, 3 — -1, 4 — 0, 5 — 1, 6 — 3; $V_{ac} = 2$ В. Стрелками указаны энергии оптических переходов, установленные путем описания экспериментальных спектров выражением (1).

области (кривые 2—4) форма спектров приблизительно одинаково хорошо описывается как экситонной, так и межзонной моделями оптических переходов. В связи с этим необходимо отметить, что для более однозначного описания спектров $\Delta R/R(E)$ в широком интервале изменений V_{dc} следовало бы учесть в $\epsilon(E)$ суммарный вклад связанных экситонных состояний и электронно-дырочного взаимодействия модифицированного континуума [29]. Из проведенного анализа следует, что с ростом электрического поля энергии экситонных оптических переходов уменьшаются из-за штарковского сдвига квантовых подзон.

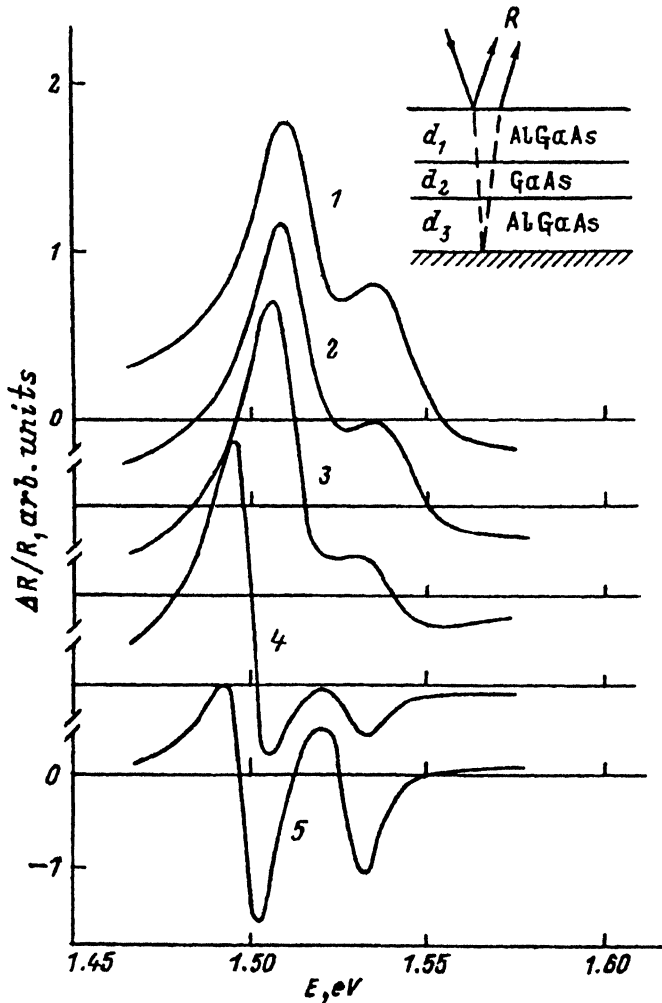


Рис. 4. Рассчитанные по соотношению (2) спектры экситонного ЭО для структуры GaAs—Ga_{0.7}Al_{0.3}As с одной квантовой ямой. $d_1 = 100$, $d_2 = 50$, $d_3 = 250$ Å; $f_1 = 0.015$, $f_2 = 0.01$ эВ²; E_{01} , эВ: 1—3 — 1.512, 4, 5 — 1.50; E_{02} , эВ: 1—3 — 1.54, 4, 5 — 1.529, Γ_1 , эВ: 1—3 — 0.02, 4, 5 — 0.017; Γ_2 , эВ: 1—3 — 0.025, 4, 5 — 0.017; значения объемных диэлектрических проницаемостей [31]: для GaAs $\epsilon_{1b} = 13.4$, $\epsilon_{2b} = 0.4$ и для Al_{0.3}Ga_{0.7}As $\epsilon_{1b} = 11.6$, $\epsilon_{2b} = 0$; ΔE_{01} , мэВ: 1, 2 — 0, 3 — -0.5, 4, 5 — -1.2; ΔE_{02} , мэВ: 1, 2 — 0, 3, 4 — -0.4, 5 — -1.2; Δf_1 , эВ²: 1—4 — 0.002, 5 — 0; Δf_2 , эВ²: 1 — 0.0015, 2 — 0.001, 3 — 0.0005, 4, 5 — 0; $\Delta \Gamma_1 = \Delta \Gamma_2 = 0$. На вставке — схематическое изображение структуры с одной квантовой ямой.

Экситонный характер модуляционных спектров GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As при слабом заполнении ям электронами нами подтверждался также расчетами спектров экситонного ЭО для структуры с одной квантовой ямой (рис. 4, вставка). Используя матричную методику описания оптических свойств многослойных структур [30], спектры модуляционного отражения вычислялись как

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(E, E_{0j} + \Delta E_{0j}, f_j + \Delta f_j, \Gamma_j + \Delta \Gamma_j) - R(E, E_{0j}, f_j, \Gamma_j)}{R(E, E_{0j}, f_j, \Gamma_j)} \quad (2)$$

где E_{0j} , f_j , Γ_j — энергия, сила осциллятора и параметр затухания экситонных переходов лоренцового типа для зон тяжелых ($j=1$) и легких ($j=2$) дырок, а ΔE_{0j} , Δf_j и $\Delta \Gamma_j$ — изменения экситонных параметров при увеличении электрического поля.

При учете в расчетах лишь штарковского сдвига экситонного резонанса (рис. 4, кривая 5) не удалось воспроизвести форму экспериментальных кривых, показанных на рис. 3. Качественное соответствие расчетных и экспериментальных форм линий ЭО получено в предположении, что с увеличением электрического поля возрастает сила экситонных осцилляторов, причем в большей мере для зоны тяжелых дырок, что может быть вызвано уменьшением влияния $2D$ -электронов. В соответствии с расчетами [32], с изменением N_s в большей степени меняется сила экситонных осцилляторов зоны тяжелых дырок, чем легких.

Однако очевидно, что моделью одной квантовой ямы невозможно объяснить наиболее сложную из наблюдавшихся форму спектра ЭО (рис. 3, кривая б) при больших изгибах зон на поверхности. На основе анализа по соотношению (1) этот спектр можно интерпретировать суммарным эффектом нескольких (по крайней мере двух) квантовых ям, находящихся в неоднородном приповерхностном электрическом поле.

В рамках проведенных рассуждений изменение формы спектров ФО с понижением температуры (рис. 2, а, кривые 3, 4) также следует связать с увеличением заполнения квантовых ям электронами. Это согласуется с выводами теоретической работы [4], в которой установлено, что в квантовых ямах, содержащих $2D$ -электроны, с понижением температуры уменьшается энергия связи и сила осциллятора экситона.

В завершение отметим следующее. При обсуждении экситонных эффектов в легированных квантовых ямах необходимо иметь в виду, что они могут быть значительно ослаблены из-за флуктуирующего рельефа потенциала квантовых ям, а также потенциала положительно заряженных примесных ионов, приводящих к пространственному разделению электронов и дырок, их рассеянию и к захвату носителей заряда примесными центрами при низких температурах [20]. Увеличение параметра уширения Γ для экситонных переходов $1H-1C$ от 9 мэВ в нелегированных структурах до 17 мэВ в легированных связано, по-видимому, с увеличением рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях. Однако наблюдение нами экситонной линии ЭО в условиях обеднения поверхности структур $2D$ -электронами, а также проявление экситонных резонансов [19] при 300 К в спектрах поглощения квантовых ям InGaAs, легированных Si до $N_D = 2 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, дает основание предполагать, что наличие такой концентрации примесных ионов не приводит к полному гашению экситонов.

Заключение. Изучение комплекса оптических спектров при 300 К показывает, что край поглощения нелегированных квантовых ям в системе GaAs—Al_{0.3}Ga_{0.7}As формируется экситонными переходами $1C-1H$ и $1C-1L$ между верхними подзонами тяжелых и легких дырок и основной подзоной проводимости. Сигнал ФО обусловлен квантовым эффектом Штарка в приповерхностном электрическом поле, модулируемом освещением.

По форме оптические спектры легированных квантовых ям отличаются от спектров нелегированных структур, что свидетельствует о влиянии двумерных носителей заряда и заряженных примесных ионов на характер оптических переходов и механизмы их модуляции. Эффекты, обусловленные двумерными носителями, наиболее очевидно проявляются в зависимости формы спектров ЭО и ФО от степени заполнения квантовых ям электронами, изменяемой внешним напряжением и температурой. С увеличением заполнения квантовых ям форма линий модуляционных спектров меняется от первой производной экситонной диэлектрической проницаемости до первой производной $\epsilon(E)$ для двумерной критической точки, и это означает, что в формирование сигналов фото- и

Авторы признательны В. И. Кадушкину за предоставление образцов сверхрешеток для исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, J. Walker, R. J. Malik. Appl. Phys. Lett., 53, 296 (1988).
- [2] B. F. Levine, C. G. Bethea, G. Hasnain, V. O. Shen, E. Pelve, R. R. Abbott, S. J. Hsieh. Appl. Phys. Lett., 56, 851 (1990).
- [3] A. Harwit, J. S. Harris Jr., Appl. Phys. Lett., 50, 685 (1987).
- [4] Ф. Г. Пикус. ФТП, 26, 45 (1992).
- [5] D. Huang, J. I. Chyj, H. Morkoc. Phys. Rev. B, 42, 5147 (1990).
- [6] H. Yoshimura, G. E. W. Bauer, H. Sakaki. Phys. Rev. B, 38, 10791 (1988).
- [7] M. O. Manasreh, F. Szmulowicz, T. Vaughan, K. R. Evans, C. E. Stutz, D. W. Fisher. Phys. Rev. B, 43, 9996 (1991).
- [8] J. W. Wu. Phys. Rev. B, 39, 7992 (1989).
- [9] Y. Tang, B. Wang, D. Jiang, W. Zhuang, J. Liang. Sol. St. Commun., 63, 793 (1987).
- [10] M. Gal, J. S. Yuan, J. M. Viner, P. C. Taylor, G. B. Stringfellow. Phys. Rev. B, 33, 4410 (1986).
- [11] O. J. Glembocki, B. V. Shanabrook, N. Bottka, W. T. Beard, J. Comas. Appl. Phys. Lett., 46, 970 (1985).
- [12] E. S. Snow, O. J. Glembocki, B. V. Shanabrook. Phys. Rev. B, 38, 12483 (1988).
- [13] F. H. Pollak, H. Shen. J. Electron. Mater., 19, 399 (1990).
- [14] A. Dodabalapur, V. P. Kesan, D. P. Neikirk, B. G. Streetman. J. Electron Mater., 19, 265 (1990).
- [15] Y. S. Tang. J. Appl. Phys., 71, 2392 (1992).
- [16] D. S. Chemla, I. Bar-Joseph, J. M. Kuo, T. Y. Chang, C. Klingshirn, G. Livescu, D. A. D. Miller. IEEE J. Quant. Electron., 24, 1664 (1988).
- [17] R. C. Miller, A. C. Gossard. Phys. Rev. B, 28, 3645 (1983).
- [18] P. Allmen, M. Berz, G. Petrocelli, F. K. Reinhart, G. Harbeke. Semicond. Sci. Techn., 3, 1211 (1988).
- [19] H. Asia, Y. Kawamura. Appl. Phys. Lett., 56, 1427 (1990).
- [20] C. I. Harris, B. Monemar, B. Bunthaler, H. Kalt, K. Kohler. Phys. Rev. B, 45, 4227 (1992).
- [21] M. Erman, C. Alibert, J. B. Theeten, P. Frijlink, B. Catte. J. Appl. Phys., 63, 465 (1988).
- [22] H. Shen, S. H. Pan, F. H. Pollak, R. N. Sacks. Phys. Rev. B, 37, 10919 (1988).
- [23] D. E. Aspnes. Surf. Sci., 37, 514 (1973).
- [24] B. V. Shanabrook, O. J. Glembocki, W. T. Beard. Phys. Rev. B, 35, 2540 (1987).
- [25] G. Bastard. Phys. Rev. B, 25, 7584 (1982).
- [26] G. Ji, D. Huang, V. K. Reddy, T. S. Henderson, R. Houdre, H. Morkoc. J. Appl. Phys., 62, 3366 (1987).
- [27] S. Adachi. J. Appl. Phys., 58, 81 (1985).
- [28] E. S. Koteles, J. Y. Chi. SPIE. Quant. well Superlatt. Phys., 792, 304 (1987).
- [29] M. Shinada, S. Sugano. J. Phys. Soc. Japan, 21, 1936 (1966).
- [30] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М. (1973).
- [31] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, R. Bhat. J. Appl. Phys., 60, 754 (1986).
- [32] J. P. Loehr, J. Singh. Phys. Rev. B, 42, 7154 (1990).

Редактор Л. В. Шаронова