

Фотоэлектрические свойства гетероструктур GaAs/InAs с квантовыми точками

© Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина, Е.Р. Линькова, В.Я. Алешкин*, И.А. Карпович†, Д.О. Филатов†

Научно-исследовательский физико-технический институт при Нижегородском государственном университете
603600 Нижний Новгород, Россия

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603600 Нижний Новгород, Россия

† Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603600 Нижний Новгород, Россия

(Получена 27 февраля 1996 г. Принята к печати 13 января 1997 г.)

Исследованы спектры конденсаторной фотоэдс и фотопроводимости гетероструктур GaAs/InAs с квантовыми точками, полученных газофазной эпитаксией с использованием металлоорганических соединений. Спектр fotocувствительности в области поглощения квантовых точек имеет характерную пикообразную форму, отражающую δ -образный характер функции плотности состояний. На спектрах проявляется также полоса fotocувствительности, связанная с образованием в структуре монослойной квантовой ямы InAs. Получено выражение для коэффициента поглощения ансамблем квантовых точек, имеющих некоторое распределение по размерам. Показано, что анализ на его основе спектров fotocувствительности позволяет определить энергетическое распределение комбинированной плотности состояний, поверхностную плотность квантовых точек, эффективное сечение захвата фотона.

В последнее время привлекают к себе внимание гетероструктуры GaAs/InAs с квантовыми точками (КТ) [1–4]. При своевременной остановке роста слоя InAs в результате процессов самоорганизации по механизму Странского–Крастанова [5] образуются отдельные нанокристаллы, в которых носители имеют дискретный энергетический спектр (квантовые точки).

В опубликованных к настоящему времени работах в основном исследовались морфология поверхности гетероструктур после остановки роста [6,7] и фотолюминесценция (ФЛ) структур с КТ. Так как плотность состояний в КТ описывается δ -функцией Дирака [8], спектр ФЛ отдельной КТ должен состоять из узкой линии, имеющей естественную ширину, определяемую временем жизни возбужденного состояния в КТ согласно соотношению неопределенности. При возбуждении небольшого числа КТ удается наблюдать ряд узких линий люминесценции с шириной ~ 0.1 мэВ, не зависящей от температуры [6,9]. При возбуждении ФЛ на относительно большой площади образца вследствие естественного разброса нанокристаллов по размерам спектр ФЛ имеет значительно более широкий максимум [9], ширина которого определяется энергетическим распределением комбинированной плотности состояний в ансамбле КТ $g(E)$.

Плотность состояний может быть определена несколькими методами, одним из которых является измерение спектральной зависимости коэффициента поглощения света [8]. В данной работе для этого применялись методы спектроскопии конденсаторной фотоэдс (КФЭ) и планарной фотопроводимости (ФП), которые ранее использовались для диагностики гетероструктур с квантовыми ямами [10–12].

Цель данной работы — выяснение особенностей спектров фотоэлектрической чувствительности гетероструктур GaAs/InAs с квантовыми точками в зависимости в

от толщины слоя InAs и разработка методики определения из этих спектров некоторых параметров ансамбля КТ: энергетического спектра, коэффициента поглощения, плотности состояний, поверхностной плотности КТ и др.

Теория

Механизм явления КФЭ на поверхностном барьере в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) в спектральной области межзонных переходов между уровнями размерного квантования включает 3 основных этапа [11]: 1) генерацию электронно-дырочных пар в КЯ, 2) эмиссию неравновесных носителей из КЯ и 3) разделение пар в поле поверхностного барьера. В малосигнальном режиме измерения КФЭ fotocувствительность в этой области поглощения $S_w(h\nu)$ пропорциональна коэффициенту поглощения КЯ $\beta_w(h\nu)$ [12]. Поскольку перечисленные явления для любого вида квантово-размерных объектов (ямы, нити, точки) принципиально не отличаются, следует ожидать, что и для структур с КТ имеет место такой же механизм.

Найдем связь между коэффициентом поглощения, комбинированной плотностью состояний и fotocувствительностью для ансамбля КТ, имеющих некоторое распределение по размерам.

Поскольку в рассматриваемых структурах КТ располагаются в одной плоскости, удобно вместо объемного коэффициента поглощения использовать безразмерный коэффициент поглощения

$$\beta_D(h\nu) = \frac{\Delta I}{I_0}, \quad (1)$$

где $\Delta I = I_0 - I_1$, I_0 , I_1 — интенсивности падающего и прошедшего через плоскость КТ излучения.

Согласно золотому правилу Ферми,

$$\Delta I = \frac{2(eF)^2 h}{m_0^2 (\hbar\nu)} \sum_i |P_{eh}^i|^2 \delta(E_e^i - E_h^i - \hbar\nu), \quad (2)$$

где F — напряженность электрического поля в падающей электромагнитной волне, m_0 — масса свободного электрона, e — элементарный заряд, E_e^i и E_h^i — энергия уровней размерного квантования электронов и дырок, P_{eh}^i — матричный элемент оператора импульса для перехода между этими уровнями в i -й КТ. Множитель 2 в числителе учитывает спиновое вырождение уровня, суммирование ведется по всему ансамблю КТ.

Матричный элемент

$$|P_{eh}^i|^2 = |P|^2 \int \psi_h^{i*}(\mathbf{r}) \psi_e^i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = |P|^2 |X^i|^2, \quad (3)$$

где $\psi_h^i(\mathbf{r})$, $\psi_e^i(\mathbf{r})$ — огибающие волновые функции дырок и электронов в i -й КТ, $|X^i|^2$ — интеграл перекрытия огибающих волновых функций, P — матричный элемент оператора импульса, вычисленный на быстроосциллирующих частях блоховских функций. В модели Кейна

$$\frac{|P|^2}{m_0^2} \approx \frac{E_g}{2m_n} \quad (4)$$

[13], где m_n — эффективная масса электрона, E_g — ширина запрещенной зоны материала барьера (GaAs), поскольку из-за малых размеров КТ (~ 10 нм) уровни размерного квантования электронов и дырок лежат вблизи краев зон GaAs и огибающие волновые функции локализованы в основном в материале барьера.

Предполагая слабую зависимость интеграла перекрытия X^i от i и учитывая, что $I_0 = c\sqrt{\epsilon}F^2/2\pi$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость барьера, из (1)–(4) получаем

$$\beta_D(\hbar\nu) = \frac{\pi e^2 \hbar}{cm_n \sqrt{\epsilon}} |X|^2 g(\hbar\nu), \quad (5)$$

где $g(\hbar\nu)$ — комбинированная плотность состояний в ансамбле КТ, $|X|^2 \sim 1$.

Этапы эмиссии носителей из КТ и возникновения фотоэдс характеризуются квантовой эффективностью η_D , равной отношению числа разделенных полем барьера электронно-дырочных пар к числу пар, возбужденных в КТ. Обозначим через η_0 квантовую эффективность в области собственного поглощения GaAs и через S_D — отношение фоточувствительности в области поглощения КТ к фоточувствительности на краю собственного поглощения GaAs (нормированная фоточувствительность). Тогда можно написать [12]

$$S_D = \beta_D \frac{\eta_D}{\eta_0}. \quad (6)$$

Величина η_D должна быть близка к единице при нахождении КТ в достаточно сильном поле поверхностного барьера, $\eta_0 = 0.5 + 0.25$ для поверхностного барьера

GaAs и слабо зависит от состояния поверхности [12]. Таким образом, в соответствующем режиме измерений $S_D(\hbar\nu) \sim g(\hbar\nu)$, т.е. спектроскопия КФЭ является прямым методом определения комбинированной плотности состояний ансамбля КТ.

Согласно (5), (6), из измерений спектра фоточувствительности $S_D(\hbar\nu)$ можно определить поверхностную концентрацию КТ N_s . Если пик поглощения определяется только одним переходом к КТ,

$$N_s = \frac{1}{2} \int g(\hbar\nu) d(\hbar\nu) = \frac{cm_n \sqrt{\epsilon}}{2\pi e^2 \hbar |X|^2} \int \beta_D(\hbar\nu) d\hbar\nu. \quad (7)$$

Интегрирование ведется в окрестности максимума, в которой подынтегральная функция вносит существенный вклад в интеграл.

При аппроксимации пика поглощения функцией Гауса выражение (7) можно записать в виде

$$\beta_m = \sigma_D N_s, \quad (8)$$

где величина

$$\sigma_D = \frac{2\sqrt{\pi \ln^2} e^2 \hbar}{cm_n \sqrt{\epsilon} \Gamma} |X|^2 \quad (9)$$

имеет смысл эффективного сечения захвата фотона квантовой точкой, $\beta_m = \beta_D(\hbar\nu_m)$ — высота пика поглощения, Γ — его ширина на полувысоте.

Методика эксперимента

Структуры GaAs/InAs выращивались на подложках (001) GaAs методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений при атмосферном давлении. Для получения клиновидных структур рост осуществлялся в ламинарном потоке без вращения подложки. Было установлено, что при этом скорости роста InAs и GaAs линейно убывали с увеличением расстояния от края подложки и были пропорциональны друг другу.

Структура N1 выращена на n^+ -подложке при 650°C и состояла из буферного слоя GaAs, слоя InAs с квантовыми точками и покровного слоя GaAs. Определенная по скорости роста средняя толщина буферного слоя составляла 0.34 мкм, покровного слоя — 0.24 мкм, средняя номинальная толщина слоя InAs $d = 1.6$ монослоя (ML). Структура легировалась Si. По данным измерений зависимостей емкости от напряжения, концентрация электронов в GaAs $n_0 = (2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На этой структуре исследовались спектры фотolumинесценции (ФЛ) при 77 К, конденсаторной фотоэдс (КФЭ) при 77 и 300 К, а также вольтемкостные ($C-V$) характеристики барьеров Шоттки (Al).

Для измерения спектров фотопроводимости на полуизолирующей подложке при 550°C была выращена структура № 2 с параметрами, близкими к параметрам структуры № 1. Структура № 2 также имела форму

клина. Для измерения ФП из структуры выкалывались образцы 5×1 мм в отдельных точках вдоль клина.

ФЛ возбуждалась He-Ne-лазером при интенсивности фотовозбуждения $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Методика измерения КФЭ описана в [12].

Результаты и обсуждение

C-V-характеристики. На C-V-характеристиках структур наблюдалось характерное плато, связанное с прохождением границей области пространственного заряда (ОПЭ) квантово-размерного слоя, в котором движение носителей ограничено вдоль направления роста структуры [14]. Однако результаты измерений не позволяли установить, имеет ли место квантовое ограничение также и в плоскости структуры.

В таблице приведены значения толщины покровного слоя L_{bs} , определенные C-V-методом для 6 образцов, выколотых из структуры № 1 и расположенных на расстоянии x вдоль клина. По этим данным рассчитывалась локальная номинальная толщина InAs d с учетом пропорциональности скоростей роста GaAs и InAs, что приводит к соотношению $d(x) \sim L_{bs}(x)$.

По ширине плато на зависимости $C(V)$ определена поверхностная концентрация электронов в квантово-размерном слое $n_s = (1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Конденсаторная фотодс и фотолюминесценция. На рис. 1 и 2 приведены спектры фоточувствительности КФЭ при 300 и 77 К соответственно, измеренные на образцах с различными значениями d .

Геометрические параметры структуры N1

№ образца	x , мм	L_{bs} , мкм	d , ML	D , нм
1	0	0.15	1.1	6
2	5	0.18	1.3	9
3	8	0.19	1.4	9
4	14	0.21	1.6	11
5	20	0.23	1.8	12
6	25	0.28	2.1	14

Наиболее примечательной особенностью этих спектров, отличающей их от спектров гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/In_xGa_{1-x}As [10–12], является наличие хорошо выраженного пика фоточувствительности в области энергий, меньших ширины запрещенной зоны GaAs. Естественно считать, что этот пик обусловлен поглощением света в КТ InAs, и его форма отражает δ -образный характер функции плотности состояний в КТ. Закономерный непрерывный сдвиг положения максимума $h\nu_m$ в сторону меньших энергий с увеличением d объясняется увеличением размера КТ. При этом их поверхностная плотность и дисперсия по размерам существенно не изменяются, так как высота пика и его ширина остаются практически неизменными.

При 77 К (рис. 2) хорошо разрешается также ступенчатая полоса с энергией края ≈ 1.47 эВ. Подобную ступеньку с краем ≈ 1.38 эВ можно обнаружить и при 300 К (рис. 1), однако она менее выражена из-за температурного размытия края поглощения GaAs.

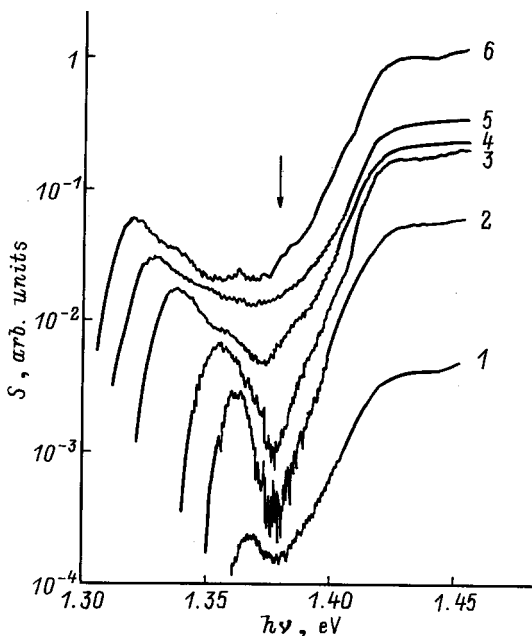


Рис. 1. Спектры КФЭ при разных значениях d (300 К). Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице. Стрелка показывает теоретическое значение энергии основного перехода в монослойной квантовой яме InAs.

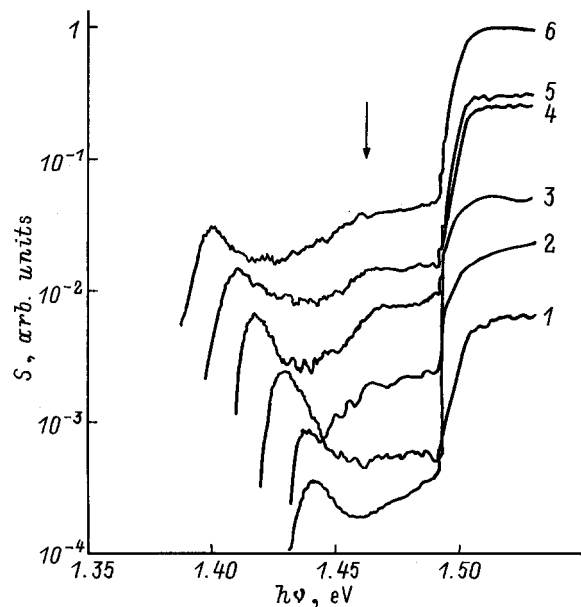


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при 77 К. Покровный слой утонен для переноса квантово-размерного слоя в ОПЭ поверхностного барьера.

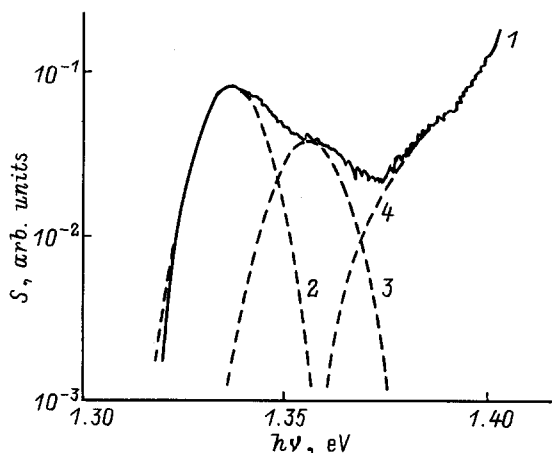


Рис. 3. Аппроксимация спектра КФЭ квантовых точек гауссовыми кривыми для образца 4 (300 К). 1 — спектр КФЭ, 2 — пик фоточувствительности для перехода $e1-hh1$, 3 — то же для перехода $e1-lh1$, 4 — спектр КФЭ после вычитания из него кривых 2 и 3.

Эта полоса присутствует на всех спектрах КФЭ, ее нормированная высота и положение края не изменяются при $d > 1$ ML. Появление этой полосы хорошо объясняется образованием смачивающего слоя InAs толщиной ≈ 1 ML. Наличие такого слоя отмечалось в ряде работ (см., например, [1–4,6,9]). Оба значения энергии края согласуются с теоретическими, вычисленными для прямоугольной квантовой ямы InAs толщиной 1 ML (0.33 нм) по модели [15]: 1.464 и 1.374 эВ соответственно (показаны стрелками на рис. 1 и 2).

Заметим, что в КТ GaAs/InAs, исследованных в работах [1–4,6,7], пики ФЛ от КТ смещены значительно дальше в низкоэнергетическую область ($h\nu_m \approx 1$ эВ при 77 К), а в области $h\nu > 1.4$ эВ обычно наблюдается пик ФЛ, приписываемый экситонам в смачивающем слое InAs. Это расхождение в значениях $h\nu_m$ от КТ, как будет показано дальше, обусловлено различием в размерах и форме КТ, которое в свою очередь связано с различиями в технологии и условиях выращивания КТ.

Альтернативное предположение о том, что пики в спектрах КФЭ обусловлены двумерными экситонами в смачивающем слое InAs не позволяет объяснить ряд особенностей этих спектров: слабую зависимость нормированной высоты и, особенно, ширины пиков от температуры в интервале 77–300 К и от номинальной толщины d в интервале 1.1–2.1 ML при непрерывной зависимости $h\nu_m(d)$, а также независимость от d края ступенчатой полосы фоточувствительности, которую мы связываем с межзонным поглощением в монослойной КЯ. Последний факт означает, что при используемых в данной работе технологических параметрах выращивания КТ переход от слоевого к трехмерному росту происходит при $d \approx 1$ ML, и при дальнейшем увеличении d толщина смачивающего слоя не увеличивается, а избыточный материал идет на образование КТ.

На правом плече пиков, связанных с основным переходом в КТ с участием тяжелых дырок $e1-hh1$, наблюдается выпуклость, которую можно связать с переходами с участием легких дырок $e1-lh1$. Форма пиков КФЭ хорошо аппроксимируется гауссовой функцией. Как показывает анализ, спектр КФЭ в области $h\nu < 1.4$ эВ раскладывается на 2 гауссовых пика от КТ с близкой шириной и полосу от квантовой ямы (рис. 3).

В спектрах ФЛ при 77 К (рис. 4) наблюдается только пик, связанный с переходом $e1-hh1$ в КТ. Форма пиков также близка к гауссовой, их энергетическое положение и ширина совпадают с параметрами соответствующих пиков КФЭ.

Зависимость КФЭ от температуры и положения КТ относительно поверхностного барьера. В исходной структуре КТ находились в квазинейтральном объеме слоя GaAs. В этом случае КФЭ возникает в результате термической эмиссии дырок с уровня E_{hh1} в валентную зону GaAs с последующей их диффузией к поверхностному барьеру. При этом зависимость S_D от температуры, как и для КЯ, должна иметь активационный характер: $S_D \sim \exp(-E_a/kT)$, где $E_a = E_{hh1} - E_v$ [11]. Такая температурная зависимость S_D приводит к исчезновению фоточувствительности в области поглощения КТ при 77 К. Для измерения КФЭ при 77 К было применено послойное стравливание покровного слоя с целью переноса КТ в область барьера. В достаточно сильном поле $\sim 10^4$ В/см КФЭ в области поглощения КТ определяется туннельной эмиссией электронов через сниженный полем треугольный барьер, квантовая эффективность $\eta_D \approx 1$ и перестает зависеть от температуры.

Для появления фоточувствительности в области поглощения КТ при 77 К достаточно было утонить L_{bs} на 0.07 мкм у образцов 1–4 и на 0.14 мкм у образцов 5 и 6.

Если КТ расположены в поверхностном барьере, то S_D , как видно из рис. 2, не зависит в пределах ошибки измерений от d , т.е. от размера КТ, а также от температуры. При 300 К она не зависит и от положения этого

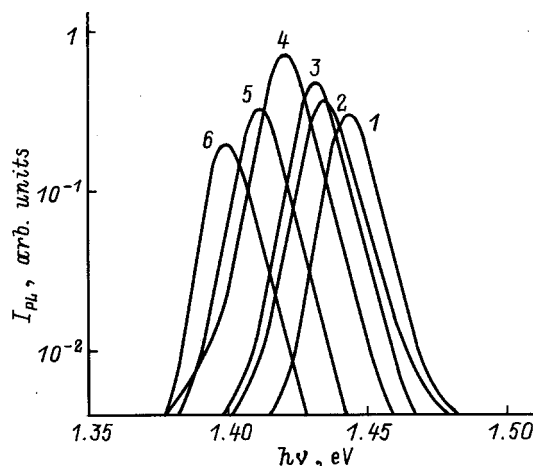


Рис. 4. Спектры ФЛ при разных значениях d (77 К). Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

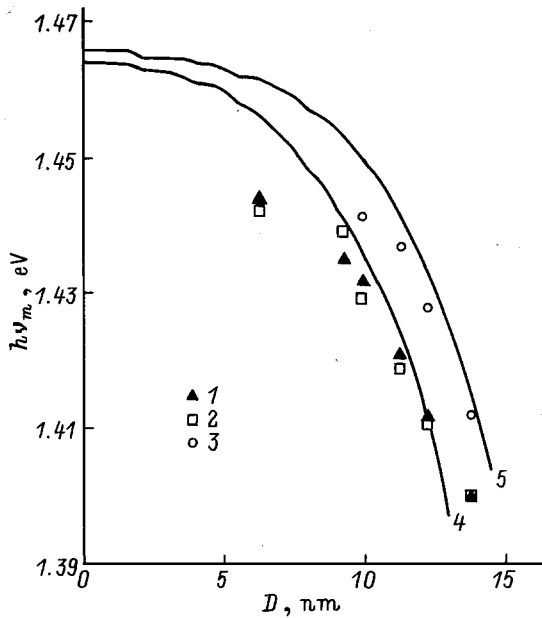


Рис. 5. Зависимость $h\nu_m$ от размера квантовых точек (77 К): 1 — пик ФЛ, 2 — основной пик КФЭ, 3 — побочный пик КФЭ. Теоретические зависимости энергий переходов для модельной структуры [9]: 4 — $e1-hh1$, 5 — $e1-lh1$.

слоя относительно барьера. Такие же закономерности отмечены для структур с КЯ [12], и они означают, что $\eta_D \approx 1$. Отсутствие потерь на рекомбинацию в явлении КФЭ обусловлено достаточно малой величиной активационного барьера, определяющего эмиссию неравновесных носителей из КТ, и не противоречит факту наличия ФЛ, так как последняя наблюдается при низкой температуре и на 8 порядков больших уровнях фотовозбуждения.

Среднее значение $S_D(h\nu_m)$ для семейств кривых на рис. 1 и 2 составляет $(4 \pm 1) \cdot 10^{-2}$ и $(6 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ при 77 и 300 К соответственно. С учетом возможных значений η_D в (6) коэффициент поглощения в максимуме β_m можно оценить величиной $(1 \div 2) \cdot 10^{-2}$. Наличие в исследованной структуре квантовой ямы позволяет более точно определить β_m , используя КЯ как эталон поглощения. Теоретическое значение $\beta_W \approx 7 \cdot 10^{-3}$ вблизи края поглощения [16]. Как видно из рис. 1 и 2, $S_D(h\nu_m) \approx S_W$, что означает близость соответствующих коэффициентов поглощения, откуда, согласно (7)–(9), $\sigma_D \approx 10 \text{ нм}^2$ и $N_s = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Значение N_s близко к n_s в квантово-размерном слое, что указывает на значительное равновесное заполнение КТ электронами.

Зависимость энергий переходов от размеров КТ. Если предположить, что объем InAs, который пошел на образование КТ, определяется толщиной $d = 1 \text{ ML}$, то можно определить размеры КТ, если известна их форма. Последнюю можно определить из сравнения теоретических зависимостей $h\nu_m$ от размеров КТ, рассчитанных для определенной формы нанокристаллов, с экспериментальными.

В [17] проведены расчеты для пирамидальных нанокристаллов, ограниченных плоскостями (110), в [9] форма кристаллов аппроксимировалась конусом с углом при основании 12.4° , стоящим на смачивающем слое толщиной 1 ML. Наши экспериментальные зависимости лучше согласуются с последней моделью.

На рис. 5 приведены построенные по данным работы [9] теоретические зависимости $h\nu_m(D)$. В отличие от [9] по оси абсцисс отложен не радиус основания конуса под монослоем r , а диаметр конуса на уровне монослоя D . Видно, что экспериментальные значения $h\nu_m$ для переходов с участием тяжелых и легких дырок достаточно хорошо согласуются с теоретическими кривыми. Для исследованной структуры в зависимости от d диаметр D изменяется от 6 до 14 нм, высота — от 0.8 до 1.6 нм при среднем расстоянии между КТ $N_s^{-1/2} \approx 30 \text{ нм}$.

Фотопроводимость. В структуре N2, на которой измерялись спектры ФП, d и градиент толщины были меньше, чем в структуре N1, поэтому пики фоточувствительности, связанные с КТ, меньше смещены относительно края собственной фоточувствительности GaAs (рис. 6).

В связи с барьерной природой ФП проводящих слоев GaAs явления ФП и КФЭ в них тесно связаны и определяются изменением соответственно ширины и высоты поверхностного барьера при освещении [10]. В тех случаях, когда можно пренебречь вкладом в ФП внутреннего барьера на границе слой–подложка, спектры малосигнальных ФП и КФЭ должны совпадать, что и наблюдалось на данной структуре.

Качественно закономерности изменения спектров ФП в зависимости от d и температуры были аналогичны описанным выше для КФЭ. Из-за сильного перекрытия полос фоточувствительности КТ и КЯ последняя на спектрах не разрешается (ожидаемое положение края для нее показано стрелкой). Косвенным признаком наличия КЯ и в этой структуре является уменьшение примерно в 2 раза значения $S_D(h\nu_m)$ на кривых 1 и 3, для которых перекрытие полос меньше.

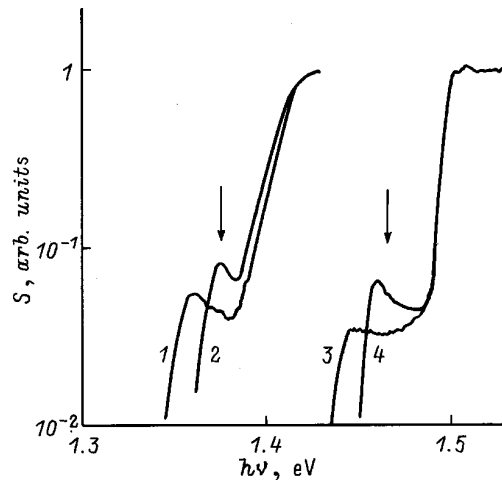


Рис. 6. Спектры ФП структуры N2. d , ML: 1, 3 — 1.6; 2, 4 — 1.2. Т, К: 1, 2 — 300; 3, 4 — 77.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (95-02-05610 и 95-02-05606), Программы "Физика твердотельных наноструктур" (2-193) и Министерства общего и профессионального образования (95-0-72-73).

Список литературы

- [1] Ж.И. Алферов, Д. Бимберг, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, С.С. Рувимов, В.М. Устинов, И. Хейденрайх. УФН. **165**, 224 (1995).
- [2] S.S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, J. Heydenreich, U. Richter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, Phys. Rev. B, **51**, 14, 766 (1995).
- [3] D. Bimberg, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, N. Kirstaedter, O. Schmidt, R. Heitz, J. Bohrer, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich. Abstracts Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (St. Petersburg, Russia, 1995) p. 167.
- [4] G.E. Cirlin, G.M. Guryanov, A.O. Golubok, S.Ya. Tapishev, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, M. Grundmann, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **67**, 97 (1995).
- [5] I.N. Stranski, L. von Krastanov. Sitzungsber. Akad. Wiss. Wien IIb, **146**, 797 (1938).
- [6] M. Grundmann, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gosele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett., **74**, 4043 (1995).
- [7] L.N. Bolotov, A.K. Kryganovdkij, I. Kochnev, P.S. Kop'ev, I.V. Makarenko, B.Y. Maltser, A.N. Titkov, M. Fehrenbacher, M. Noeske, H. Rauscher, P.J. Behm. Abstracts Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology (St. Petersburg, Russia, 1995) p. 193.
- [8] C. Weisbuch, B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications* (San Diego, Academic Press, 1991).
- [9] J.-Y. Marzin, J.M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier, G. Bastard. Phys. Rev. Lett., **73**, 716 (1994).
- [10] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Т.С. Бабушкина, Б.Н. Звонков, И.Г. Малкина. ФТП, **24**, 2172 (1990).
- [11] И.А. Карпович, В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, Н.В. Байдуш, Л.М. Батукова, Б.Н. Звонков, С.М. Планкина. ФТП, **26**, 1889 (1992).
- [12] И.А. Карпович, Д.О. Филатов. ФТП, **30**, N10 (1996).
- [13] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).
- [14] В.Я. Алешкин, Е.В. Демидов, В.Н. Звонков, А.В. Мурель, Ю.А. Романов. ФТП, **25**, 1047 (1991).
- [15] G. Huang, D. Ji, U.K. Reddy, T.S. Henderson. J. Appl. Phys., **62**, 3366 (1987).
- [16] В.Я. Алешкин, А.В. Аншон, И.А. Карпович. ФТП, **27**, 1344 (1993).
- [17] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg. Phys. Rev. B, **52**, 11 969 (1995).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoelectric properties of GaAs/InAs quantum dot heterostructures

B.N. Zvonkov, I.G. Malkina, E.R. Lin'kova,
V.Ya. Aleshkin*, I.A. Karpovich†, D.O. Filatov†

Physical-Technical Research Institute of Nizhnii
Novgorod State University,
603600 Nizhnii Novgorod, Russia

* Institute of Physics of Microstructures, Russian
Academy of Sciences,
603600 Nizhnii Novgorod, Russia

† Nizhnii Novgorod State University,
603600 Nizhnii Novgorod, Russia

Abstract Planar photoconductivity and capacitive photovoltage spectra in GaAs/InAs quantum dot heterostructures grown by MOCVD have been studied. Spectra of quantum dot photosensitivity have a peak shape that reflects the δ -like character of density of states. A photosensitivity band of the InAs monolayer quantum well has also been observed. An expression for the absorption coefficient of the quantum dot ensemble with a certain dimension distribution was obtained. It has been shown that analysis of photoelectric spectra allows to determine density of states, surface concentration, and effective cross-section of photon capture in the quantum dot system.

E-mail: maximov@nifti.nnov.su (Zvonkov, Karpovich)