

©1995 г.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ
РАЗНЕСЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТОКGaAs/Al_xGa_{1-x}As

В.И.Кадушкин, Е.Л.Шангина

Научно-исследовательский технологический институт,
390011, Рязань, Россия
(Получена 28 мая 1992 г. Принята 14 сентября 1994 г.)

Выращены две серии разнесенных сверхрешеток (PCP) GaAs/AlGaAs: 1 — с однородно легированными квантовыми ямами и 2 — с δ -Si-легированными барьерами. Ширина квантовых ям от 33 до 66 Å, барьерных слоев — 250 Å. Уровень легирования $N_d \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. δ -слой Si располагались на расстоянии от 30 до 74 Å от гетерограницы.

Энергетическое положение пиков спектров фотолюминесценции обнаруживает температурный сдвиг ($T = 4.2 \div 300 \text{ K}$), соответствующий изменению ширины запрещенной зоны GaAs. Нами рассчитана зонная диаграмма гетероструктуры с δ -Si-легированными барьерными слоями и установлено, что волновая функция основного состояния локализована в слое GaAs. Показано, что спектры фотолюминесценции обусловлены электронными переходами с основного уровня электронов в квантовой яме на уровень тяжелых дырок.

Сопоставительный анализ спектров фотолюминесценции и кинетических параметров обеих серий разнесенных сверхрешеток показал лучшее структурное совершенство разнесенных сверхрешеток с δ -легированием. Полуширина линии спектра фотолюминесценции структур 1-й серии $13 \div 21 \text{ мэВ}$, а 2-й — $5 \div 9 \text{ мэВ}$. Подвижности электронов при $T = 4.2 \text{ K}$ в 1-й серии $200 \div 800 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а во 2-й — до $5500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

По спектрам фотолюминесценции и величинам подвижностей для структур с различной шириной квантовых ям найдены поперечные и латеральные размеры островков (шероховатостей) $\Delta = 2.83 \text{ Å}$ и $\Lambda > 100 \text{ Å}$ соответственно.

Введение

Легированные сверхрешетки (СР) — объект, исключительно интересный для фундаментальных исследований. Они особенно привлекательны для моделирования эффектов релаксации электронов на: 1 — хаотически распределенных фоновых примесях, 2 — искажениях потенциального рельефа из-за некоррелированного и коррелированного

распределения легирующей примеси в высокой концентрации, 3 — шероховатостях границ раздела структуры, 4 — экранированном кулоновском потенциале удаленных ионов легирующей примеси, локализованных в δ -плоскости. Те или иные механизмы релаксации можно подавлять или стимулировать как композицией структуры, так и выбором метода легирования: однородное или δ -образное, квантовых ям или барьерных слоев.

В прикладном аспекте легированные сверхрешетки нашли применение как фотоприемники, чувствительные к ИК излучению в области 8–14 мкм с характеристиками на уровне лучших достижений со временной полупроводниковой оптоэлектроники [1–3]. Технология молекулярно-пучковой эпитаксии открывает определенные перспективы создания фоточувствительных элементов с широкими функциональными возможностями [4]. Фоточувствительность полупроводниковой системы в [1–4] достигается за счет создания резервуара электронов в квантовой яме однородным легированием последней непосредственно. В альтернативной системе i -GaAs/AlGaAs(δ -Si), предложенной в [5], легируется тройное соединение (δ -слой кремния), и электроны локализуются в квантовых ямах. Такая структура, по оценкам, обладает меньшим темновым током, большей квантовой эффективностью (в пересчете на 1 яму) и лучшей селективной чувствительностью. Неочевидны энергетическая структура гетеросистемы AlGaAs(δ -Si)/ i -GaAs/AlGaAs(δ -Si), характер распределения электронов в δ -слоях Si и потенциальных ямах i -GaAs в зависимости от их взаимного расположения и уровня легирования.

Квантовая эффективность реальной полупроводниковой системы (помимо внешних факторов, например способа «заведения» возбуждающего излучения) во многом определяется внутренним совершенством структуры. Последнее жестко связано как с уровнем технологии, так и с дефектами (их природой и свойствами), присущими конкретной полупроводниковой структуре. В частности, как проявляются в фотоэлектрических характеристиках искажения потенциального рельефа, вызванные латеральными и осевыми флуктуациями гетерограницы? Почему на структурах, выращенных в сходных технологических условиях, в спектрах наблюдают сложную экситонную структуру или отдельную линию? Какова соотносительная роль факторов, определяющих форму линии спектра, и как они проявляются в кинетических эффектах? Несмотря на большое число публикаций по оптическим свойствам двумерных гетеросистем, в том числе и сверхрешеток, степень и отчетливость понимания физических процессов (кинетических и рекомбинационных) [6,7] достаточно далеки от завершения, достигнутой для объемных аналогов [8,9]. Естественной представляется задача исследовать и сопоставить фотоэлектрические и кинетические свойства электронных систем AlGaAs/ n -GaAs/AlGaAs и AlGaAs(δ -Si)/ i -GaAs/AlGaAs(δ -Si)-легируемых сверхрешеток разнесенного типа. Термин «сверхрешетка разнесенного типа» отражает то обстоятельство, что квантовые ямы (КЯ) GaAs разнесены барьером AlGaAs на расстояние, не допускающее перекрытия волновых функций электронов в соседних КЯ.

1. Техника и методика эксперимента

Методом эпитаксии из молекулярных пучков на установке серии «Пна» выращены сверхрешетки разнесенного типа в виде чередующихся легированных кремнием до уровня $(2\div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ слоев GaAs различной толщины L_z и барьерных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \approx 0.30$) толщиной $L'_z = 254 \text{ \AA}$ (серии № 100–104, 174–187). Во второй серии РСР (№ 225–228) легировались слои $i\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, причем δ -слои кремния располагались на различном расстоянии от гетерограницы GaAs/AlGaAs ($L_{z\delta} = 30\div 74 \text{ \AA}$) при ширине квантовой ямы $L_z = 51 \text{ \AA}$. Для выяснения эффектов, привносимых легированием, несколько структур выращено без легирования (№ 188, 224 и 299). Сверхрешетка отделена от полуизолирующей подложки барьерным слоем $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($\approx 1 \text{ мкм}$). Структура заканчивалась контактным слоем $n\text{-GaAs}$ толщиной 200 \AA . Несколько структур имело внутренний (непосредственно между буфером и сверхрешеткой) контактный слой. Параметры образцов приведены в табл. 1, 2.

Спектры фотолюминесценции измерялись при трех фиксированных температурах 300, 77 и 4.2 К. Образцы размещались на оправке измерительного штока с двумя световодами. По одному из них излучение от лазера ЛГ-106М заводилось на образец, а другой, приемный, торец которого был расположен в фокальной плоскости миниатюрной линзы, служил выводом излучения. Спектры фотолюминесценции анализировались на спектрометре МДР-23. Максимальный уровень возбуждения на длине волны $\lambda = 0.5145 \text{ мкм}$ составлял 35 Вт/см^2 .

Таблица 1.

№ п.п.	№ РСР	$L_z, \text{ \AA}$	$E_M, \text{ эВ}$			$E_1, \text{ мэВ}$	$\Delta E_{1/2}, \text{ мэВ}$		
			300	77	4.2	4.2	300	77	4.2
1	174	33	1.570	1.670	1.678	160	46.0	33.0	21.0
2	175	44	1.530	1.648	1.651	133	23.0	20.0	13.0
3	226	51			1.624	106			6
4	224	51			1.630	112			6
5	104	55	1.477	1.596	1.600	82	53	30	20.0
6	102	55	1.463	1.590	1.599	81	50	26	19.3
7	100	55	1.482	1.603	1.696	88	58	23	21.0
8	188	55	1.490	1.595	1.693	85	20	6	5
9	187	66	1.490	1.580	1.587	69	30	20	15
10	299	108			1.540	22			4

Таблица 2.

№ РСР	$L_z, \text{ \AA}$	$L_{z\delta}, \text{ \AA}$	$n_1,$ 10^{12} см^{-2}	$\mu_{\Lambda}^{\text{exp}},$ $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_{\Lambda}^{\text{calc}},$ $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\Lambda, \text{ \AA}$	$E_{1h}^{\text{exp}}, \text{ эВ}$	$E_{1h}^{\text{calc}}, \text{ эВ}$
227	51	59	0.99	5500	5371	110	1.625	1.622
228	51	73.5	0.65	5000	4861	150	1.629	1.623

1. На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции, иллюстрирующие основные особенности. Прежде всего следует отметить эффект смещения в спектрах ФЛ легированных (2, 3) и нелегированных РСР (7, 8) и существенное увеличение энергии E_M максимума спектров ФЛ с уменьшением температуры от 300 до 77 К, который практически не смещается при дальнейшем понижении температуры (кривые 4-6).

Используя выражение для температурной зависимости ширины запрещенной зоны GaAs из [10]

$$E_g(T) = 1.519 - 5.405 \cdot 10^{-4} T^2 / (204 + T), \quad (1)$$

можно оценить сдвиг $\Delta E_g(300-4.2) \text{ К} = 96 \text{ мэВ}$, что весьма близко к экспериментальной величине 97 мэВ (для структуры № 187).

Измерения полуширины спектров ФЛ $\Delta E_{1/2}$ показывают сужение линий с уменьшением температуры. Легирование несколько смещает энергетическое положение линий и приводит к уширению спектра ФЛ (структуры серии № 100-104 и 174-187). Результаты анализа спектров ФЛ исследованных РСР представлены в табл. 1.

Эффект смещения максимума спектра ФЛ однородно легированных РСР в коротковолновую область по сравнению с переходами в объемном GaAs естествен:

$$\lambda_M = 1.24/E_M, \quad E_M = E_1 + E_g(0), \quad (2)$$

где $E_1 = \pi^2 \hbar^2 / 2m_e^* L_z^2 + \pi^2 \hbar^2 / 2m_{hh}^* L_z^2$ сумма энергий размерного квантования электронов и тяжелых дырок, отсчитанных от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно: $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны GaAs при 0 К; λ выражена в мкм, а E — в эВ. На рис. 2 построена функциональная зависимость $E_1^{\text{exp}}(L_z)$, установленная по спектрам ФЛ (рис. 1) и величине $E_g(0) = 1.518 \text{ эВ}$ для $T = 4.2 \text{ К}$. На этом рисунке приведены данные из работ [11,12].

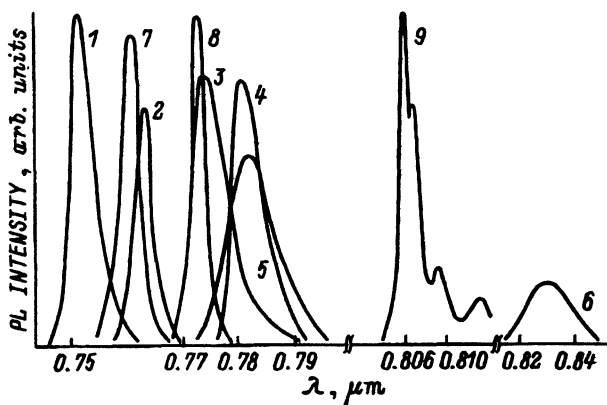


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции разнесенных сверхрешеток с различной шириной квантовой ямы.

РСР: 1 — № 175, 2 — № 227, 3 — № 104, 4 — № 187, 7 — № 224, 8 — № 188, 9 — № 299 при $T = 4.2 \text{ К}$, 5 — № 187 при $T = 77 \text{ К}$ и 6 — № 187 при $T = 293 \text{ К}$. 7-9 — нелегированные РСР.

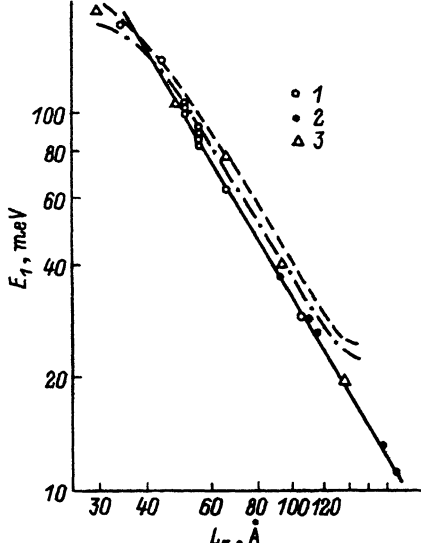


Рис. 2. Энергия квантования носителей E_1 в КЯ разнесенных сверхрешеток в зависимости от ширины квантовой ямы L_z при $T = 4.2$ К

Точки: 1 — наши данные, 2 — из работы [11] и 3 — из [12]. Штрихпунктирная линия — решение уравнения Шредингера для электронов в КЯ с барьером конечной высоты 300 мэВ для $x = 0.30$ и $\alpha = 0.85$, штриховая линия — расчет с учетом квантования в валентной зоне.

Экспериментальная зависимость $E_1^{\text{exp}}(L_z)$ хорошо аппроксимируется законом $E_1 \sim L_z^{-1.6}$ (сплошная линия). Отклонение экспериментальной зависимости $E_1^{\text{exp}}(L_z)$ от квадратичного закона (2) следует объяснить конечной высотой потенциального барьера КЯ. На рис. 2 штрихпунктирной линией показаны результаты решения уравнения Шредингера для квантовой ямы конечной глубины [13] $E_1^{\text{calc}}(L_z)$ без учета квантования в валентной зоне и штриховой линией с учетом квантования в валентной зоне. В расчетах использовались известные соотношения для разрыва зоны проводимости в системе GaAs/Al_xGa_{1-x}As:

$$\Delta E_c = \alpha[E_g(x) - E_g(0)], \quad (3)$$

где $E_g(x) = 1.518 + 1.247x$ — ширина запрещенной зоны тройного соединения при $T = 4.2$ К. (Отметим неоднозначность численного коэффициента разрыва зон $\alpha = \Delta E_c / \Delta E_g$: 0.85 — [14], 0.66 — [15], 0.65 — [16], 0.60 — [17,18]). Близость результатов расчетов E_1 по (2) и [13] с учетом конечной глубины потенциальной ямы, как и следовало ожидать, свидетельствует об определяющей роли в энергетической структуре ширины квантовой ямы L_z . Расчетные значения энергии переходов с учетом квантования тяжелых дырок E_1^{calc} и экспериментальные значения E_1^{exp} хорошо совпадают (рис. 2); это позволяет связать одиночные линии в спектрах ФЛ легированных РСР с рекомбинацией пар электрон-тяжелая дырка $1e \rightarrow 1hh$.

Уширение спектров естественно связать с флуктуациями потенциального рельефа КЯ вследствие островкового характера роста, присутствующего технологии эпитаксии из молекулярных пучков. Влияние пространственных неоднородностей $\Delta L_z = \Delta$ (по ширине КЯ) и $\Delta L_{xy} = \Lambda$ (латеральный размер островков) на спектр ФЛ сверхрешеток рассмотрено в [6,11,19-21]. Нетрудно показать, что из $E_1 = \pi^2 \hbar^2 / 2m_e^* L_z^2$ следует $\Delta E_{1/2} / E_1 = \Delta L_z / L_z$. Оценка ΔL_z для нелегированной РСР № 188

при 4.2 К дает результат 3.0 Å, т.е. величину, близкую к одному монослою (2.83 Å), что хорошо согласуется с известными из литературы данными [11]. Величина ΔL_z для аналогичной, но легированной РСР с $\Delta E_{1/2} \simeq 20$ мэВ определяет высоту ступеньки островка 12 Å, что маловероятно по соображениям технологии роста. Возможной причиной такого уширения является легирование квантовых ям.

Эксперименты и расчеты [22–24] показывают, что в КЯ с $L_z \leq 60$ Å основным фактором, ограничивающим подвижность двумерных электронов, являются шероховатости границ раздела гетеросистемы. В работе [24] установлена связь между подвижностью μ , характерными размерами островков Δ и Λ и флуктуацией энергии δE_μ основного состояния в квантовой яме шириной L_z . Явления переноса в исследованных здесь структурах изучены в [25–27]; спектры электро- и фотоотражения — в [28]. Для структур № 174, 175 и 187 по величинам подвижностей 260, 480 и 860 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, воспользовавшись данными расчетов работы [24], мы нашли $\delta E_\mu = 30, 16$ и $7 \cdot 10^{-3}$ эВ [25]. Эти данные очень хорошо согласуются с результатами из спектров ФЛ — 21, 13 и $15 \cdot 10^{-3}$ эВ соответственно. Измерения низкотемпературного магнитотранспорта позволили оценить концентрацию электронов в квантовых ямах структур № 225–228: $n_1 = (6.5 \div 9.9) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствует объемной концентрации $n \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (уровень легирования $\simeq 2.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [26].

2. На основе данных [25, 26] были выполнены расчеты зонной диаграммы структур с δ -слоями Si. При расчете пара соседних КЯ, образованных прослойками GaAs и δ -Si в AlGaAs, рассматривалась как единая квантово-механическая система, что обусловлено малостью $L_{z\delta}$ по сравнению с боровским радиусом электрона на примеси в AlGaAs.

Расчет был основан на самосогласованном решении уравнений Шредингера и Пуассона. Положения энергетических уровней рассчитывались с помощью методики, использующей операции с матрицами [29]. Концентрация доноров Si в плоскости δ -слоев, необходимая для расчета, приравнивалась двумерной концентрации носителей в един-

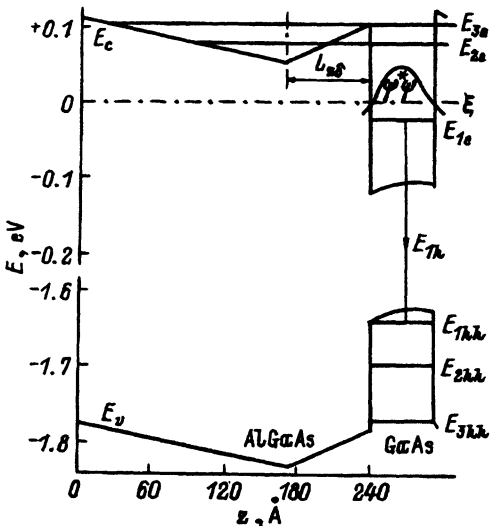


Рис. 3. Типичная зонная диаграмма периодически повторяющегося участка РСР с δ -легированием при $T = 4.2$ К (структура № 228).

Штрихпунктирная линия — уровень химического потенциала. Показан профиль нормированной волновой функции основного состояния электронов. Стрелкой обозначен переход $1e \rightarrow 1hh$ с энергией E_{1b} , наблюдающийся в спектрах ФЛ δ -легированных РСР.

ственной заполненной подзоне n_1 , полученной из измерений шубниковских осцилляций. Расчет проводился для $T = 4.5$ К, параметра разрыва зон $\alpha = \Delta E_c / \Delta E_g = 0.6$ в предположении квадратичного закона дисперсии. Типичная зонная диаграмма одиночного периода РСР, полученная таким образом, представлена на рис. 3.

Результаты расчета подтверждают предположение о том, что при концентрации легирующей примеси $N_d < 1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ в двумерной системе связанных квантовых ям, образованных прослойками i -GaAs и δ -Si в AlGaAs, заполнена лишь первая подзона. Волновая функция, соответствующая этой подзоне, локализована в слое GaAs.

В спектрах ФЛ при $T = 4.2$ К наблюдаются переходы $1e \rightarrow 1hh$, обусловленные рекомбинацией свободных носителей — электрона и тяжелой дырки; экспериментально полученная энергия перехода E_{1h}^{exp} близка к расчетному значению E_{1h}^{calc} , полученному при анализе зонной диаграммы соответствующей структуры (см. рис. 3 и табл. 2). При этом полуширина спектра ФЛ составляет $5 \div 9$ мэВ, что соответствует величине флуктуации $\Delta E^{ph} \simeq 6.5$ мэВ энергии основного состояния, вызванной монослойным изменением ширины КЯ с $L_z = 51$ Å из-за островкового характера гетерограниц.

Заметим, что в одиночных нелегированных квантовых ямах ($L_z = 50 - 100$ Å), выращенных по аналогичной технологии, полуширина линии спектра ФЛ составляла $2 - 3$ мэВ (для $T = 4.2 \div 77$ К). Так что уширение линии ФЛ в сверхрешетках № 225–228 имеет, видимо, накопительный по квантовым ямам характер.

3. Как известно [24], подвижность двумерных носителей в КЯ структур AlGaAs/GaAs/AlGaAs шириной $L_z \leq 60$ Å определяется рассеянием на шероховатостях поверхностей раздела. Следует предположить, что подвижность носителей в структурах № 225–228 с толщиной слоя GaAs $L_z = 51$ Å также контролируется этим механизмом рассеяния.

Из анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза в предположении, что проводимость i -й подзоны начинает осциллировать, когда магнитное поле достигает значения $1/\mu_i$, были определены экспериментальные значения подвижности носителей в первой подзоне $\mu_{\Delta}^{\text{exp}}$. Затем по методике, описанной в [24], был проведен расчет значений подвижности $\mu_{\Delta}^{\text{calc}}$, ограниченной рассеянием на шероховатостях поверхностей раздела КЯ с $L_z = 51$ Å, при соответствующей табл. 2 концентрации носителей в КЯ n_1 для двух структур — № 227 и 228.

Экспериментальные и расчетные значения подвижности хорошо совпадают, причем наилучшее согласие достигается при использовании в расчете $\mu_{\Delta}^{\text{calc}}$ значений латерального размера островка $\Lambda = 110 \div 150$ Å и его высоты $\Delta = 2.83$ Å (табл. 2).

4. Целесообразно сравнить параметры исследованных нами структур с данными измерений сверхрешеток [30] с δ -легированием квантовых ям. Такое сопоставление данных для температур 77 и 300 К приведено на рис. 4. Видно, что структуры с δ -легированием квантовых ям выигрывают в концентрации электронов по отношению к однородно легированным аналогам. Это является подтверждением эффективности метода δ -легирования. Тот факт, что в наших однородно легированных СР подвижность выше, говорит о лучшем их структурном совершенстве (качество границ раздела). Однако и в этом случае δ -легирование

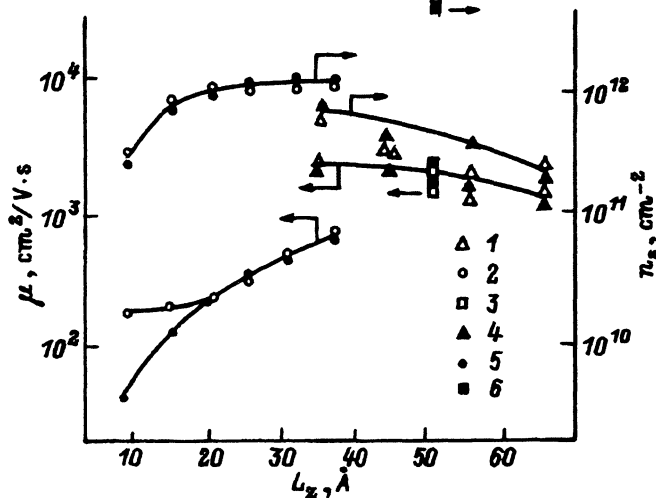


Рис. 4. Сопоставление кинетических параметров: концентрации и подвижности в сверхрешетках с разной шириной квантовых ям с однородным (1, 4) и δ -легированием (2, 5) квантовых ям и δ -легированием барьеров (3, 6). Зависимости (2, 5) из работы [30]. T, K : 1-3 — 77, 4-6 — 300.

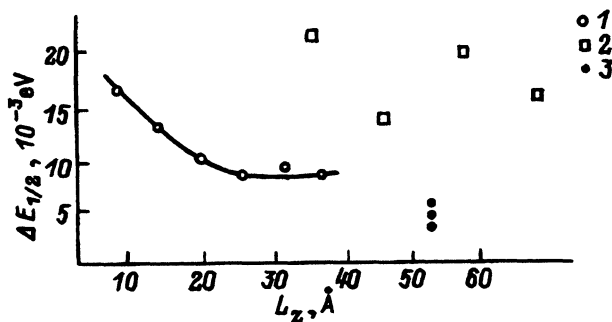


Рис. 5. Сравнение зависимости ширины линий излучения от ширины квантовой ямы L_z структур с разным способом легирования: 1 — δ -легирование квантовых ям (данные [30], $T = 5 K$; 2 — однородное легирование квантовых ям, 3 — δ -легирование барьеров, $T = 4.2 K$ (наши данные).

барьерных слоев (данные для $L_z = 51 \text{ \AA}$) обеспечивает существенно большую концентрацию электронов в квантовых ямах по отношению к структурам с δ -легированием квантовых ям.

На рис. 5 выполнено сравнение зависимостей полуширины $\Delta E_{1/2}$ спектральных линий фотолюминесценции от ширины квантовой ямы наших структур и данных из работы [30]. И по этому параметру структуры серии № 225–228 обнаруживают лучшее качество. Полуширина $\Delta E_{1/2}$ структур с δ -легированием барьеров существенно меньше, чем у структур из работы [30] и у структур с однородно легированными квантовыми ямами.

Меньшей полуширине спектральной линии соответствует и меньшая величина флуктуации энергии основного состояния (см. разд. 2,

п. 1), что предполагает лучшую селективность чувствительность сверхрешетки как фотоприемника.

Следует также отметить, что δ -легирование барьерных слоев не ухудшает качества границ раздела структуры. В структурах с легированием квантовых ям гетерограница неизбежно «испорчена» подлегированием барьерных слоев диффузией кремния, что может создавать дополнительный канал рекомбинации.

5. Лучшее качество сверхрешеток с δ -легированием барьерных слоев по $\Delta E_{1/2}$ - и n_s -параметрам достигнуто за счет уровня технологии. Совершенные границы раздела в технологии МЛЭ получают с использованием пульсирующих молекулярных пучков [20] или прерыванием роста [6]. Высокое качество структур (как сверхрешеток, так и одиночных КЯ) в нашем случае обусловлено использованием эффузионной ячейки специальной формы, обеспечивающей рост в потоке $As_2 + As_4$. При одной и той же скорости роста время образования одного монослоя As из потока As_2 меньше, чем из потока As_4 . Это приводит к повышенной миграции атомов Ga и образованию островков больших размеров, что в конечном счете улучшает качество гетерограниц.

Заключение

В работе исследованы спектры фотолюминесценции двух серий сверхрешеток: 1 — с однородно легированными квантовыми ямами (аналог [1]) и 2 — с δ -легированием барьерных слоев с различным соотношением толщин слоев $GaAs$ и $AlGaAs$ и положением δ -слоя Si относительно гетерограницы.

Выполнен квантово-механический расчет зонной диаграммы $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ (δ - Si) для $x = 0.30$ и показано, что электроны локализованы на основном уровне размерного квантования в $GaAs$. Проведен сопоставительный анализ спектров фотолюминесценции и кинетических параметров (n_s и μ) $GaAs/AlGaAs$ (δ - Si)-сверхрешетки с однородно легированной $GaAs(Si)/AlGaAs$ (аналог [1]) и $GaAs(\delta-Si)/AlGaAs$ [30]. Показано, что $GaAs/AlGaAs(\delta-Si)$ -сверхрешетка, как фотоприемный элемент, обладает лучшими свойствами: для одинакового уровня легирования концентрация электронов в яме выше и линия излучения уже, что предполагает больший квантовый выход при той же активности инжекции и лучшую спектральную избирательность. Эти особенности определены как уровнем технологии синтеза, так и выбором метода легирования.

Авторы выражают благодарность В.М.Скорородову за консультацию при проведении расчетной части работы и О.Л.Куражину за обсуждение вопросов технологии.

Выполнение работы частично финансировалось Программой РАН «Физика твердотельных наноструктур» (проекты № 2-014 и 2-016/2).

Список литературы

- [1] B.F. Levine, C.G. Bethea, G. Hasnain, I. Walker, R.I. Malik. Appl. Phys. Lett., **53**, 296 (1988).
- [2] G. Hasnain, B.F. Levine, C.G. Bethea, R.A. Logan, I. Walker, R.I. Malik. Appl. Phys. Lett., **54**, 2515 (1989).
- [3] B.F. Levine, G. Hasnain, C.G. Bethea, M. Chang. Appl. Phys. Lett., **54**, 270 (1989).

- [4] M. Migita, T. Uda, O. Kauchisa, M. Shiiki. Заявка EP 0316909 A2, H01L 31/02 G/1C 13/04. *Semiconductor Optical apparatuses*.
- [5] В.И. Кадушкин. Заявка № 5029920(25) 010023 с приоритетом от 28.02.92.
- [6] M.A. Herman, D. Bimberg, J.J. Christen. *Appl. Phys.*, **70**, R1 (1991).
- [7] А.Я. Шик. *ФТП*, **26**, 1161 (1992).
- [8] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., 1963).
- [9] А.В. Войцеховский, В.И. Давыдов. *Фотоэлектрические МДП структуры из узкозонных полупроводников* (Томск, 1990).
- [10] X. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., 1981) т. 1.
- [11] D.C. Reynolds, K.K. Bajaj, S.W. Linon, P.W. Yu, J. Singh, W.T. Masselink, R. Fisher, H. Morkos. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 51 (1985).
- [12] T. Mishima, I. Kasai, M. Morioka, Y. Sawada, Y. Katayama. *Surf. Sci.*, **174**, 307 (1986).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика* (М., 1989).
- [14] *Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры*, под ред. Л. Ченга, К. Плогга (М., 1989).
- [15] J.M. Langen, H. Heinrich. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1414 (1985).
- [16] I. Bateri, S.L. Wright. *J. Appl.*, **59**, 200 (1986).
- [17] H. Kroemer. *Surf. Sci.*, **174**, 299 (1986).
- [18] M. Zahler. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 949 (1992).
- [19] П.С. Копьев, И.Н. Уральцев, А.П. Эфрос, Д.Р. Яковлев, А.В. Винокурова. *ФТП*, **22**, 424 (1989).
- [20] C. Weisbuch, R. Dingle, A.C. Gossard, W. Wiegmann. *Sol. St. Commun.*, **38**, 709 (1981).
- [21] Б.Я. Бер, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Н.Н. Леденцов, Б.Я. Мельцер, И.Н. Уральцев, Д.Р. Яковлев. *Изв. АН СССР*, **49**, 1905 (1985).
- [22] T. Noda, M. Tanaka, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1651 (1990).
- [23] K. Hirakawa, T. Noda, H. Sakaki. *Surf. Sci.*, **196**, 365 (1988).
- [24] S. Sakaki, T. Noda, K. Hirakawa, M. Tanaka, T. Natusue. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1941 (1987).
- [25] В.И. Кадушкин, Е.Л. Шангина. *ФТП*, **27**, 1311 (1993).
- [26] В.А. Кульбачинский, В.И. Кадушкин, В.Г. Кытин, Е.Л. Шангина. *ФТТ*, **35**, 1755 (1993).
- [27] V.A. Kulbachinskii, A.de Visser, V.I. Kadushkin, V.G. Kytin, E.L. Shangina. *J. Appl. Phys.*, **75**, 2081 (1994).
- [28] Ю. Кавалюскас, Г. Кривайте, Л.В. Шаронова, А. Шилейка, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **27**, 1086 (1993).
- [29] A.N. Ghatak, K. Thyagarajan, V.R. Shenoy. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24**, 1524 (1988).
- [30] S. Sasa, K. Kondo, H. Ishikawa, T. Fujii, S. Muto, S. Hiyamiru. *Surf. Sci.*, **174**, 433 (1986).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoluminescence of doped spaced superlattices GaAs/AlGaAs

V.I.Kadushkin, E.L.Shangina

Scientific Research & Technology Institute, 390011 Ryazan, Russia