

УДК 621.315.592

**КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ AlGaAs/GaAs-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
СО 100 %-М КВАНТОВЫМ ВЫХОДОМ
ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ
МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВОЙ ЭПИТАКСИИ****Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Денисов А. Г.,
Евтихийев В. П., Комиссаров А. Б., Сеничкин А. П.,
Скороходов В. Н., Токранов В. Е.**

Приведены результаты фотOLUMИнесцентных исследований квантово-размерных AlGaAs/GaAs-гетероструктур, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Установлено, что в структурах с толщиной активной области более 100 Å при $T=300$ К внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации приближается к 100 %, а при уменьшении толщины активной области до 50 Å внутренний квантовый выход падает до 40 % из-за термического выброса носителей и последующей безызлучательной рекомбинации в волноводных слоях. При оптической накачке структуры с толщиной активной области 200 Å импульсным лазером ($\lambda=0.58$ мкм) верхний предел пороговой плотности излучения был эквивалентен плотности тока 250 А/см².

Наиболее прямым способом определения внутренней эффективности излучательных переходов (η_i) в полупроводниковых структурах является измерение внешней эффективности фотOLUMИнесценции (η_e) при выводе излучения в направлении, перпендикулярном плоскости структуры. Соответствующая методика была применена нами сначала для двойных AlGaAs/GaAs-гетероструктур (ДГС) с толщиной активной области $L_z=0.1\div 1$ мкм [1], а затем для ДГС InGaAsP/GaAs и InGaAsP/InP, у которых L_z варьировалась в широком интервале — от 0.005 до 0.2 мкм [2, 3], включающем квантово-размерный диапазон L_z ($L_z < 0.03$ мкм). Как исследованные ранее AlGaAs/GaAs-гетероструктуры, так и структуры в системе In—Ga—As—P были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии. Основным результатом проведенных в [1-3] исследований явилось установление того факта, что для всех этих структур (за исключением In—Ga—As—P-гетероструктур с наиболее тонкими активными областями $L_z < 0.01$ мкм) внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации был очень высоким и превышал 70 % в диапазоне температур 77÷300 К.

В данном сообщении рассматриваются первые результаты, полученные при измерении η_i для одиночных квантовых AlGaAs/GaAs-ям, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Исследованные структуры были изготовлены в ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР на выпускаемом отечественной промышленностью магистрально-модульном комплексе УЭ.ПМ-12.5-002. В качестве источников молекулярных потоков в установке использованы испарительные ячейки с резистивным нагревом. Тигли молекулярных источников изготовлены из отечественного кварца и пиронитрида бора. Шихтовыми материалами служили Ga (000), Al (000), As (000), Si (000), прошедшие специальную очистку. Давление остаточных газов в использованной установке при ростовых режимах не превышало $2 \cdot 10^{-8}$ Па. Температура подложки составляла ~ 710 °С. Рост слоев осуществлялся как на полужизолирующих подложках GaAs (АГПЧХ), так и на n -GaAs с $N_D \approx 10^{18}$ см⁻³ [4].

Основные результаты были получены на изотипных $N-n-N$ -структурах с раздельным ограничением, широкозонные слои которых были легированы Si.

На рис. 1 приведена зонная диаграмма исследованных структур и показаны толщины слоев, входящих в их состав. Как видно из рис. 1, исследованные структуры по распределению содержания Al аналогичны лазерным структурам раздельного ограничения. Оба широкозонных эмиттера в этих структурах в части прилегающих к ним «волноводных» слоев были легированы Si до уровня, обеспечивающего, по нашим оценкам, концентрацию свободных электронов $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.¹ Временные режимы при росте волноводных слоев выбирались таким образом, что протяженности нелегированных частей, выполнявших роль спейсеров, должны были составлять $\sim 1000 \text{ \AA}$. Штриховые прямые на рис. 1 соответствуют моментам открывания потока от Si-источника.

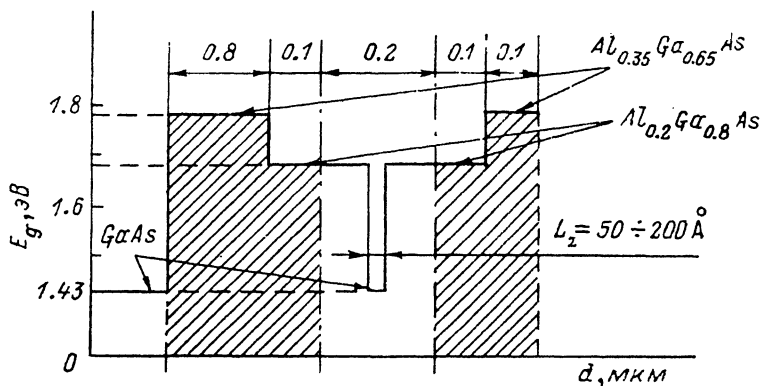


Рис. 1. Зонная диаграмма исследованных структур.

Заштрихованные области соответствуют областям структуры, при росте которых заслонка от Si-источника была открыта.

Далее приводятся данные, относящиеся к трем легированным структурам А-24, А-25, А-26, толщины активных областей в которых составляли соответственно 200, 120 и 50 \AA (см. таблицу). Для исследования спектров люминесценции и определения эффективности излучательных переходов в качестве возбуждающего излучения использовалась линия $\lambda = 0.68 \text{ мкм}$ непрерывного Kr^+ -лазера. Для проведения экспериментов при высоких уровнях оптической накачки был использован импульсный лазер на парах меди ($\lambda = 0.58 \text{ мкм}$).

Исследованные структуры AlGaAs, GaAs и их основные характеристики

Структура	$L_z, \text{ \AA}$	Доля поглощенного возбуждающего излучения, %	Структура без подложки, $\eta_e \text{ max, \%}$	Структура с подложкой	
				$\eta_e \text{ max, \%}$	$\eta_i, \%$
A-24	200	47	14	1.50	100
A-25	120	42	14	1.50	100
A-26	50	46	2	0.55	37

Остановимся сначала кратко на форме спектров люминесценции изучавшихся гетероструктур. На рис. 2 приведены спектры люминесценции, записанные при низком уровне возбуждения для трех упоминавшихся выше структур при 300 и 77 К и отмечены типы переходов, участвующих в формировании этих спектров. Из сопоставления со спектрами аналогичных нелегированных структур видно (рис. 2, а, кривая 4), что уширение полос люминесценции в большей степени связано с эффектами, обусловленными легированием Si, чем с флуктуациями толщин квантовых ям.

¹ Измерения в специально изготовленной структуре с аналогичным режимом модуляционного легирования дали значение электронной подвижности в GaAs $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$.

Сравнение записанных при 77 К спектров для ям с $L_z=200$ и 120 \AA и спектра наиболее узкой ямы показывает, что в уширение спектров широких ям существенный вклад вносят переходы с участием подзоны легких дырок. Более детальный анализ спектров, результаты которого будут опубликованы позднее, позволяет заключить, что плотность электронов в рассматриваемых ямах находится в пределах $(1 \div 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

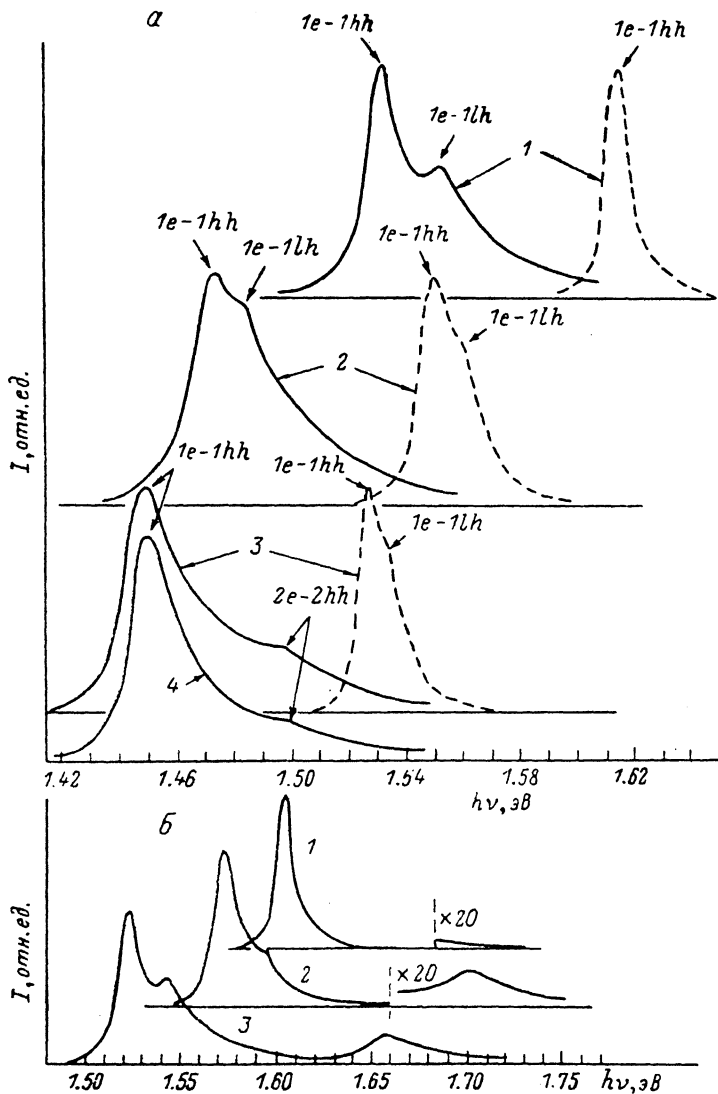


Рис. 2. Спектры люминесценции, записанные при выводе излучения перпендикулярно плоскости гетероструктуры (а), и спектры фотолюминесценции (б) при различных температурах. а) легированные образцы: 1 — А-26, 2 — А-25, 3 — А-24; 4 — нелегированный образец А-28 ($L_z=200 \text{ \AA}$); Т, К: сплошные кривые — 300, штриховые — 77; б) Т, К: 1 — ≈ 77 , 2 — ≈ 180 , 3 — ≈ 300 (образец А-26). Уровень оптического возбуждения эквивалентен $2 \div 3 \text{ А/см}^2$.

Перейдем теперь к рассмотрению методик и результатов исследования эффективности люминесценции. Первым этапом этих исследований было изготовление из трех рассматриваемых структур образцов, в которых GaAs-подложка удалялась с помощью селективного травителя [1]. Изготовление образцов без подложек позволило определить долю возбуждающего излучения, поглощающуюся в волноводных слоях структуры, и при использовании Si-фотодиода большей площади и постановке между исследуемой структурой и фотоприемником фильтра, отсекающего непоглощенную часть возбуждающего излучения [1],

определить абсолютную величину внешней эффективности люминесценции квантовых ям.

Как видно из таблицы, доля поглощенного возбуждающего излучения для исследованных структур находится в пределах от 42 до 47 %. Результаты измерений внешней эффективности люминесценции безподложечных образцов сводятся к следующему: 1) при плотностях ² возбуждающего излучения $\geq 20 \text{ A/cm}^2$ η_e в них достигают стационарных значений и перестают возрастать при дальнейшем увеличении уровня возбуждения; 2) для структуры с наиболее тонкой активной областью стационарное η_e составляет 2 %, а для структур с более толстыми активными областями η_e превышает 10 %, т. е. имеют почти такие же высокие значения, как и в случае AlGaAs/GaAs-гетероструктур с трехмерными активными областями [1], при люминесценции которых существенную роль играют процессы вторичного переизлучения; 3) в отличие от структур с толстыми активными областями длина эффективного поглощения для излучения краевой полосы в рассматриваемых квантово-размерных структурах составляет сотни микрометров, в связи с чем размеры области генерации люминесцен-

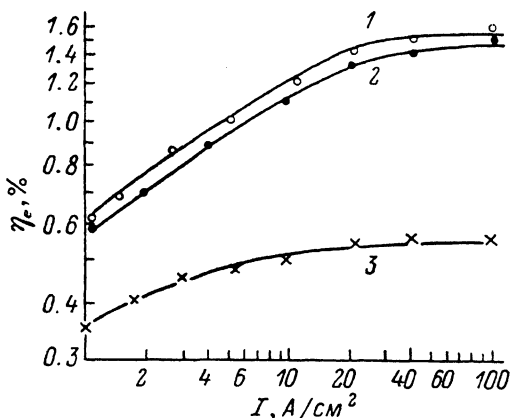


Рис. 3. Зависимости абсолютных значений η_e от плотности оптического возбуждения для образцов с подложкой.

Образцы: 1 — А-24, 2 — А-25, 3 — А-26.

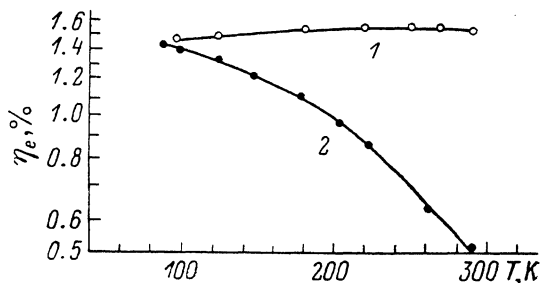


Рис. 4. Зависимости абсолютных значений η_e от температуры для образцов с подложкой.

Уровень оптического возбуждения эквивалентен $\sim 20 \text{ A/cm}^2$. Образцы: 1 — А-24, 2 — А-26.

ции могут существенно превосходить размеры области первичного фотовозбуждения, равной диаметру лазерного пучка (в наших экспериментах $D \approx 50 \text{ мкм}$). При постановке диафрагмы, ограничивающей размеры области, с которой выводится излучение, до размеров лазерного пучка величина η_e приближается к 1.5÷2 %.

При распространении фотонов собственной люминесценции на большие расстояния в плоскости структуры потери, связанные с поглощением на свободных носителях, могут конкурировать с «полезным» межзонным поглощением в квантовой яме. Это обстоятельство затрудняет расчеты внутренней эффективности излучательных переходов для образцов с удаленной подложкой, и поэтому для количественной оценки внутренней эффективности излучательных переходов были проведены измерения η_e для образцов, у которых подложка не стравливалась. При выполнении этих измерений возбуждение и регистрация люминесценции осуществлялись в обычной геометрии «на отражение», а интегральный поток люминесцентного излучения собирался на Si-фотодиод специальным объективом. Перед исследованиями образца с подложкой установка калибровалась путем определения величины сигнала от образца этой же структуры с удаленной подложкой, для которого величина η_e была предварительно определена в геометрии на просвет. На рис. 3 приведены полученные таким образом зависимости абсолютных значений η_e от плотности оптического возбуждения для образцов

² Для удобства плотности оптического возбуждения здесь и в дальнейшем будут выражены в единицах эквивалентной плотности тока.

с подложкой, изготовленных из трех рассматриваемых структур с различной шириной квантовой ямы. Для структур с $L_z=200$ и 120 \AA ход зависимостей $\eta_e = f(I)$ практически совпадает, и при $I \geq 20 \text{ А/см}^2$ η_e достигают стационарного значения порядка 1.5 %. Для структуры с $L_z=50 \text{ \AA}$ увеличение η_e с ростом I происходит более медленно, и максимальные значения η_e в 3 раза меньше, чем у структур с более широкой ямой. Значения $\eta_e=1.5 \%$, полученные для структур с $L_z=200$ и 120 \AA , с хорошей степенью точности соответствуют 100 %-му внутреннему квантовому выходу люминесценции в квантовых ямах [1].³

Данный вывод хорошо подтверждается результатами исследований зависимости эффективности люминесценции от температуры, показанными на рис. 4. Как видно из этого рисунка, при увеличении температуры от 77 до 300 К спад η_e для структуры с $L_z=200 \text{ \AA}$ не превышает 5 %. В случае структуры с $L_z=50 \text{ \AA}$ эффективность люминесценции при 77 К столь же высока, как и для структур с более широкими ямами, однако при повышении температуры в этом случае имеет место заметный спад эффективности люминесценции квантовой ямы. Температурные исследования характера спектров фотолюминесценции обнаруживают при повышении температуры до $T > 180 \text{ К}$ относительное усиление коротковолновой полосы излучения, связанной с рекомбинацией в волноводных слоях (рис. 2, б, кривая 2). Соотношение интенсивности сравниваемых полос излучения не может быть использовано для прямой оценки доли неравновесных носителей, рекомбинирующих в волноводных слоях, поскольку величина η_i в $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, по нашим оценкам, по крайней мере на порядок меньше, чем в квантовой яме. Таким образом, мы полагаем, что термический выброс неравновесных носителей и последующая безызлучательная рекомбинация в волноводных слоях, по-видимому, являются основными причинами отличия η_i от 100 % при 300 К в структуре с $L_z=50 \text{ \AA}$. Усиление утечек носителей в широкозонные слои в случае узкой ямы связано прежде всего с уменьшением эффективной высоты барьеров на границах такой ямы.

Таким образом, очевидно, что в случае узких ям с размерами менее 100 \AA необходимым условием для достижения значений η_i , приближающихся к 100 % при 300 К, является повышение содержания AlAs в широкозонных слоях. Что же касается квантовых ям с $L_z \geq 120 \text{ \AA}$, то из совокупности полученных в этой работе данных (абсолютные значения η_e в образцах без подложки и с подложкой, сильное влияние эффектов переизлучения в безподложечных образцах, характер температурной зависимости эффективности люминесценции) следует, что электронно-дырочные пары, создаваемые в волноводных слоях соответствующих структур, преобразуются в фотоны собственного излучения ямы с эффективностью, близкой к 100 %. Этот факт, во-первых, свидетельствует о том, что качество $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, служащего материалом волноводных слоев, достаточно высоко, чтобы обеспечить полный сбор электронно-дырочных пар в ямы; во-вторых, это означает, что скорость излучательных переходов между подзонами размерного квантования в ямах по крайней мере на порядок выше, чем суммарная скорость безызлучательной рекомбинации в материале ямы и на ее интерфейсах. Результаты измерений времен жизни неравновесных носителей в данных структурах будут приведены в последующей публикации.

Высокий внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации должен обеспечивать низкие пороги генерации в исследованных структурах с $L_z \geq 100 \text{ \AA}$. Для определения порога генерации при оптическом возбуждении была использована линия $\lambda=0.58 \text{ мкм}$ импульсного лазера на парах меди ($\tau=10 \text{ нс}$). Лазерные образцы, выколотые из структуры А-24 ($L_z=200 \text{ \AA}$), имели длину резонатора $\sim 1 \text{ мм}$. Оптическая система создавала на поверхности образца освещенную полосу шириной 100 мкм . Пороговая плотность излучения, согласно нашим оценкам, при 300 К оказалась эквивалентной плотности тока 250 А/см^2 . В отличие от возбуждения Kr^+ -лазером часть фотонов линии $\lambda=0.58 \text{ мкм}$ поглощается в $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -эмиттере. По нашим оценкам, это

³ По нашим оценкам, ошибки при определении η_e , η_i описанным выше методом не превышают 20 %.

приводит к снижению эффективного уровня возбуждения и повышению приведенных выше значений I_{II} в 1.5—2 раза по сравнению с истинными.

В заключение авторы благодарят В. П. Чалого и А. Л. Тер-Мартirosяна за полезные обсуждения и консультации при изготовлении образцов, а также П. С. Кольева и Б. М. Мельцера за ценные консультации и помощь при выборе режимов роста исследованных структур, М. Ю. Надточего и В. М. Устинова за измерения электронной подвижности.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Агафонов В. Г., Гарбузов Д. З., Давидюк Н. Ю., Ларионов В. Р., Халвин В. Б. — ФТП, 1976, т. 10, в. 8, с. 1497—1506.
- [2] Антонович Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Евтихийев В. П., Красовский В. В., Свелокузов А. Е., Чудинов А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 708—712.
- [3] Alferov Zh. I., Garbuzov D. Z. — ICPS, 18. Stockholm, Sweden, Aug., 11—15, 1986, v. 1, p. 203—210.
- [4] Kudo K., Makita Y. et al. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 3, p. 888—891.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 25.04.1988
Принята к печати 7.05.1988