

## Фотолуминесцентные исследования метаморфных наногетероструктур $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ на подложках GaAs

© Г.Б. Галиев<sup>¶</sup>, Е.А. Климов, А.Н. Клочков, Д.В. Лаврухин, С.С. Пушкарев, П.П. Мальцев

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук, 117105 Москва, Россия

(Получена 17 сентября 2013 г. Принята к печати 26 сентября 2013 г.)

Экспериментально исследовано влияние конструкции метаморфного буфера метаморфных наногетероструктур  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  для НЕМТ на их электрофизические параметры и фотолуминесцентные свойства. Исследуемые гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs(100) с использованием линейного или ступенчатого метаморфного буфера  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . В образцах с линейным метаморфным буфером внутри буфера были введены сбалансированно-рассогласованные сверхрешетки или инверсные ступени. В области энергии фотонов  $0.6 < \hbar\omega < 0.8$  эВ спектры фотолуминесценции для всех образцов идентичны и соответствуют переходам из первой и второй подзон электронов в зону тяжелых дырок в квантовой яме  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ . Обнаружено, что ширина на половине высоты соответствующей полосы пропорциональна двумерной концентрации электронов, а интенсивность люминесценции возрастает с увеличением холловской подвижности в гетероструктурах. В диапазоне энергий фотонов  $0.8 < \hbar\omega < 1.3$  эВ, соответствующем рекомбинации носителей в барьерной области InAlAs, обнаружены особенности в спектрах фотолуминесценции. Эти особенности связаны с различием профиля распределения индия в заглаживающих и нижних барьерных слоях образцов, обусловленным различной конструкцией метаморфного буфера.

### 1. Введение

В последние годы интенсивно исследуется возможность повышения содержания индия в наногетероструктурах с квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs до 70% и выше. Это позволяет увеличить подвижность и концентрацию двумерного электронного газа в квантовой яме (КЯ), а также дрейфовую скорость насыщения электронов. На сегодняшний день на основе таких наногетероструктур созданы самые быстродействующие сверхвысокочастотные транзисторы — НЕМТ (high electron mobility transistor) [1,2].

Наногетероструктуры для НЕМТ  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с  $x \approx 0.7-0.8$  могут быть выращены как на подложках InP, так и на подложках GaAs с использованием метаморфной технологии эпитаксиального роста. Суть этой технологии заключается в выращивании между подложкой и активной областью НЕМТ-наногетероструктуры промежуточного согласующего слоя с изменяющимся параметром решетки — метаморфного буфера (МБ)  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  [3–5]. Следует отметить, что метаморфные НЕМТ-наногетероструктуры (МНЕМТ-наногетероструктуры) на GaAs с точки зрения промышленного освоения сверхвысокочастотных приборов являются более предпочтительными. Это связано с тем, что подложки InP более дорогие и более хрупкие по сравнению с подложками GaAs, а также обладают меньшими размерами.

Спектроскопия фотолуминесценции (ФЛ) является неразрушающим методом исследования оптических свойств полупроводников и широко используется для

анализа зонной структуры полупроводников и полупроводниковых гетероструктур на основе соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ . Одним из основных преимуществ метода спектроскопии ФЛ является отсутствие необходимости специальной подготовки образцов к измерению. Метод высокочувствителен к составу полупроводниковых твердых растворов и к наличию дефектов и примесей в них [6,7].

Широкое применение спектроскопия ФЛ нашла в исследованиях псевдоморфных НЕМТ-наногетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs. Для таких структур спектроскопия ФЛ в диапазоне температур от комнатной до гелиевой применяется для определения энергий переходов электронов в КЯ  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . Сравнение полученных данных с моделью зонной диаграммы КЯ, построенной с помощью решения самосогласованной системы уравнений Шредингера–Пуассона, позволяет оценить такие параметры КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , как ширина ямы и содержание индия в слое [8–10]. Известно, что форма и ширина спектров фотолуминесценции легированных псевдоморфных НЕМТ-структур сильно зависят от концентрации двумерного электронного газа. В зависимости от числа заполненных электронных подзон размерного квантования в спектрах наблюдаются одна или две полосы люминесценции, а полуширина этих полос пропорциональна концентрации электронов [8,11–13]. На основе этой зависимости были предложены несколько методов оценки концентрации электронов по низкотемпературным или комнатным спектрам фотолуминесценции [9,10,12–15]. В работе [16] показано, что соотношение интенсивностей переходов  $e1-hh1$  и  $e2-hh1$  отражает асимметрию профиля КЯ.

<sup>¶</sup> E-mail: galiev\_galib@mail.ru

При исследовании МНЕМТ-наногетероструктур применение спектроскопии ФЛ позволяет анализировать не только область квантовой ямы (узкозонную), но и область метаморфного буфера [17–19]. Так, в работе [17] были обнаружены два пика фотолюминесценции от двух областей барьерного слоя  $\text{In}_{0.29}\text{Al}_{0.71}\text{As}$ , выращенных при различных температурах. Сегрегация и реиспарение индия в процессе эпитаксиального роста с увеличенной температурой подложки привели к уменьшению содержания индия в верхней части барьерного слоя, что и вызвало дублетное расщепление описанного пика.

Целью данной работы является исследование фотолюминесцентных свойств МНЕМТ-наногетероструктур  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ , выращенных на подложках GaAs, сопоставление спектров с электрофизическими параметрами МНЕМТ-наногетероструктур и выявление особенностей в спектрах ФЛ структур с различной конструкцией МБ.

## 2. Образцы и методы исследований

Исследуемые МНЕМТ-наногетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs с ориентацией  $(100) \pm 0.1^\circ$  фирмы „Wafer Technology LTD“. Образцы выращивались при одинаковых технологических условиях. Отношение потоков элементов V и III групп во время роста канала  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  составляло  $\gamma_1 = P_{\text{As}}/(P_{\text{In}} + P_{\text{Ga}}) \approx 30$ , а во время роста заглаживающего и барьерного слоев  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  составляло  $\gamma_2 = P_{\text{As}}/(P_{\text{In}} + P_{\text{Al}}) \approx 38$ . Парциальные давления молекулярных источников  $P_{\text{As}}$ ,  $P_{\text{Al}}$ ,  $P_{\text{Ga}}$  и  $P_{\text{In}}$  измерялись с помощью датчика Альперта–Байярда в зоне роста установки МЛЭ.

$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ (protective layer)	7 nm	470°C
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (barrier)	22 nm	470°C
Si ( $\delta$ -layer) $N_{\text{Si}} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	–	470°C
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (spacer)	6 nm	470°C
<b><math>\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}</math> (quantum well)</b>	<b>17 nm</b>	<b>470°C</b>
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (barrier)	46 nm	400°C
$\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$ (smoothing layer)	115 nm	470°C
$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , $x = 0.75 \rightarrow 0.70$ (inversion step)	50 nm	400°C
$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ (metamorphic buffer)	$h_{\text{mb}}$	400°C
SL1 {AlGaAs/GaAs} × 5	{2.0 nm/1.5 nm}	590°C
GaAs	34 nm	590°C
Substrate	–	–

Рис. 1. Схема исследуемых образцов: составляющие их слои, толщина и температура роста.

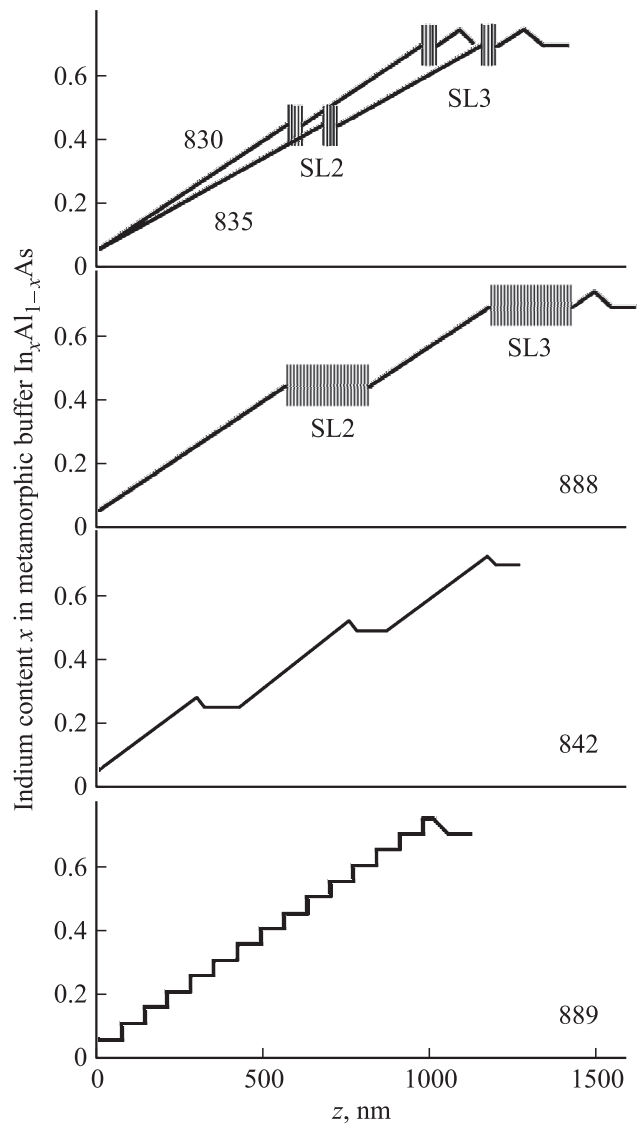


Рис. 2. Конструкция метаморфных буферов исследуемых образцов: пространственный профиль доли индия  $x$  в  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Номера образцов указаны.

Схема образцов приведена на рис. 1. Образцы обладают одинаковой активной областью, включающей в себя КЯ и ограничивающие ее барьерные слои, но имеют разную конструкцию МБ  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ . Под конструкцией МБ понимается пространственный профиль его состава, т.е. зависимость  $x$  от координаты  $z$ . Активная область состоит из  $\delta$ -легированной кремнием квантовой ямы  $\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.70}\text{Al}_{0.30}\text{As}$  толщиной 17 нм и сохраняется одинаковой для всех исследуемых образцов, как и концентрация атомов Si в легирующем  $\delta$ -слое ( $N_{\text{Si}} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). В таком случае обнаруженные изменения и особенности электрофизических и структурных свойств выращенных образцов можно отнести к влиянию меняющейся конструкции МБ.

Конструкция метаморфных буферов исследуемых образцов представлена на рис. 2, где для каждого МБ схематически показан профиль содержания  $\text{In}$  ( $x$ ) по глубине  $z$ . Для образца 830 был использован МБ с линейным профилем  $x$  и с двумя 5-периодными напряженными сбалансировано-рассогласованными сверхрешетками SL2, SL3  $\{\text{InAlAs}/\text{InGaAs}\}$  внутри МБ, призванными блокировать прорастающие дислокации и не допускать их проникновение в активную область. Для образца 835 был использован МБ аналогичной конструкции, но увеличенный по толщине в 1.2 раза, т.е. обладающий меньшим в 1.2 раза градиентом состава  $\text{InAlAs}$ . Образец 888 отличался от образца 830 тем, что число периодов в напряженных сверхрешетках было увеличено до 30. Для образца 842 был использован линейный МБ с двумя дополнительными инверсными ступенями внутри МБ. Для образца 889 был использован МБ со ступенчатым профилем  $x$ , толщина каждой ступени равнялась 70 нм, а повышение содержания  $\text{In}$  в ней составляло 0.05.

Метаморфные буферы всех исследованных образцов завершались инверсными ступенями. Инверсной ступенью называется эпитаксиальный слой с уменьшенным параметром решетки, который реализуется с помощью уменьшения содержания индия в соединении  $\text{InAlAs}$ . Инверсная ступень обычно выращивается над упругонапряженным метаморфным буфером с целью минимизации упругого напряжения в вышележащей активной области наногетероструктуры. Таким образом, максимальная доля  $\text{In}$  в МБ составляет  $x = 0.74$ , которая в инверсной ступени постепенно снижается до 0.7. В образце 842 две дополнительные инверсные ступени с перепадом содержания индия  $\Delta x = 0.02$  с последующими толстыми (100 нм) заглаживающими слоями были вставлены в линейный метаморфный буфер в точках с текущим составом, соответствующим  $x = 0.22$  и 0.46.

Пятипериодная сверхрешетка  $\{\text{AlGaAs}/\text{GaAs}\}$ , обозначенная на рис. 1 SL1, присутствует во всех исследованных образцах. Она традиционно выращивается в различных типах гетероструктур [20] либо непосредственно на подложке, либо после тонкого ( $\sim 30$  нм) буферного слоя  $\text{GaAs}$  и предназначена для препятствия сегрегации фоновых примесей с подложки в вышележащие слои. Кроме SL1, в образцах 830, 835 и 888 внутри МБ были выращены сверхрешетки  $\{\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{In}_{0.50}\text{Al}_{0.50}\text{As}\}$  и  $\{\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}\}$ , рассогласованные относительно текущего состава МБ, характеризующегося  $x = 0.42$  и 0.67 соответственно (SL2 и SL3 на рис. 2). Они были выращены для создания короткопериодных локальных полей упругой деформации с разным знаком, компенсирующих друг друга и не вносящих дополнительного напряжения в МБ. Такие поля упругой деформации могут способствовать изгибанию вбок прорастающих дислокаций [4]. Реализация чередующегося рассогласования слоев сверхрешеток была выбрана так, что слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  выращивались с пониженным на 0.07 содержанием  $\text{In}$  ( $x$ ) относительно текущего состава

МБ, а слои  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  — с повышенным на 0.07 содержанием  $\text{In}$  ( $x$ ). Это было сделано в целях предотвращения образования дополнительных квантовых ям для электронов и в связи с этим возможности появления параллельной проводимости по сверхрешеткам.

Электрофизические характеристики образцов (подвижность электронов  $\mu_e$  и их двумерная концентрация  $n_s$ ) были измерены с помощью эффекта Холла методом Ван дер Пау при температурах  $T = 300$  и 77 К. Морфология поверхности образцов была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе Solver P47-PRO.

Спектры ФЛ измерялись при температурах от 77 до 300 К. Охлаждение образцов производилось в криостате парами жидкого азота. Для возбуждения ФЛ использовался гелий-неоновый лазер мощностью до 50 мВт с длиной волны излучения 6328 Å, что соответствует энергии квантов 1.96 эВ. Регистрация сигнала, излучаемого в инфракрасной области, проводилась методом синхронного детектирования с использованием PIN-фотодиода Hamamatsu G8372-01 на основе  $\text{InGaAs}$ . Спектральное разрешение установки  $\sim 4$  мэВ.

### 3. Результаты исследований и их обсуждение

#### 3.1. Электрофизические параметры исследуемых образцов

В табл. 1 представлены измеренные с помощью эффекта Холла значения подвижности  $\mu_e$  и концентрации  $n_s$  двумерного электронного газа в КЯ исследуемых образцов при температурах  $T = 300$  и 77 К, а также значения среднеквадратичной шероховатости поверхности  $R_q$ . Различия концентрации электронов при  $T = 300$  и 77 К связаны с термогенерацией носителей при повышении температуры. Поскольку активная область образцов была одинаковой, наблюдающиеся различия электрофизических параметров и морфологии поверхности, по-видимому, связаны с влиянием конструкции метаморфного буфера. Наибольшие значения подвижности  $\mu_e$  при  $T = 300$  и 77 К наблюдаются в образцах 830, 835, 888 и 889. Значения подвижности коррелируют

**Таблица 1.** Электрофизические параметры (подвижность электронов  $\mu_e$ , двумерная концентрация  $n_s$ ) и среднеквадратичная шероховатость поверхности  $R_q$  исследуемых образцов

Номер образца	$\mu_e, \text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$		$n_s, 10^{12} \text{см}^{-2}$		$R_q, \text{нм}$
	300 К	77 К	300 К	77 К	
830	12000	41200	1.57	1.45	7.2
835	10300	33900	1.32	1.26	7.9
842	6800	15000	2.1	1.84	13.8
888	12100	46900	1.7	1.56	8.2
889	9600	31600	1.75	1.53	6.0

со среднеквадратичной шероховатостью поверхности  $R_q$ , при этом максимальное различие подвижностей в этих образцах при комнатной температуре составляет  $\sim 20\%$ , а при азотной  $\sim 50\%$ , что вызвано, по-видимому, рассеянием электронов на структурных дефектах. Эти дефекты — прорастающие дислокации, дефекты упаковки и дефекты двойникования — образуются в МБ при релаксации упругих напряжений, и некоторая их часть прорастает в область КЯ [4,21]. Наименьшая подвижность  $\mu_e$  и наихудшие морфологические характеристики поверхности наблюдались в образце 842 (с двумя дополнительными инверсными ступенями внутри МБ). В то же время в этом образце наблюдается самая высокая двумерная концентрация электронов. По-видимому, инверсные ступени, в отличие от напряженных сверхрешеток, не способны блокировать прорастание структурных дефектов метаморфного буфера в активную область, однако при этом происходит повышение коэффициента активации кремния в НЕМТ-структурах.

### 3.2. Расчет зонной диаграммы ННЕМТ-наногетероструктур

Для качественного анализа спектров ФЛ проводился расчет зонной диаграммы исследованных гетероструктур. Для определения пространственного профиля зоны проводимости  $E_C(z)$  было проведено численное решение самосогласованной системы уравнений Шредингера и Пуассона в приближении эффективной массы [22]. Затем рассчитывался пространственный профиль края валентной зоны  $E_V(z)$  на основе известных значений ширины запрещенной зоны  $E_g = 0.593$  эВ для  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  и  $E_g = 1.065$  эВ для  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ . После этого определялись волновые функции и энергии состояний тяжелых дырок путем численного решения уравнения Шредингера для тяжелых дырок с заданным потенциалом в виде профиля  $E_V(z)$ . Были использованы следующие значения параметров: эффективные массы электронов  $m_e^* = 0.035m_0$  для  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  и  $m_e^* = 0.053m_0$  для  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  [23], разрыв края зоны проводимости на границе  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  принимался равным  $\Delta E_C = 0.63$  эВ (рассчитывался по формуле  $\Delta E_C = 0.7\Delta E_g$  [24]), значение потенциала на поверхности гетероструктур  $\phi_s = 0.04$  эВ [24], температура 77 К.

На рис. 3 представлены рассчитанная зонная диаграмма гетероструктур, а также уровни энергии и квадраты волновых функций электронов и тяжелых дырок. Согласно расчетам, в квантовой яме заполнено две электронные подзоны размерного квантования с концентрациями электронов в них  $1.29 \cdot 10^{12}$  и  $0.24 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Расстояние между краями подзон составляет  $E_2 - E_1 = 70$  мэВ. Волновая функция электронов первой подзоны  $\psi_{e1}$  (в отличие от волновой функции электронов второй подзоны  $\psi_{e2}$ ) локализована вблизи верхней гетерограницы КЯ вследствие сильного притяжения положительно заряженных доноров  $\delta$ -слоя. Дырки (волновая функция  $\psi_{hh1}$ ),

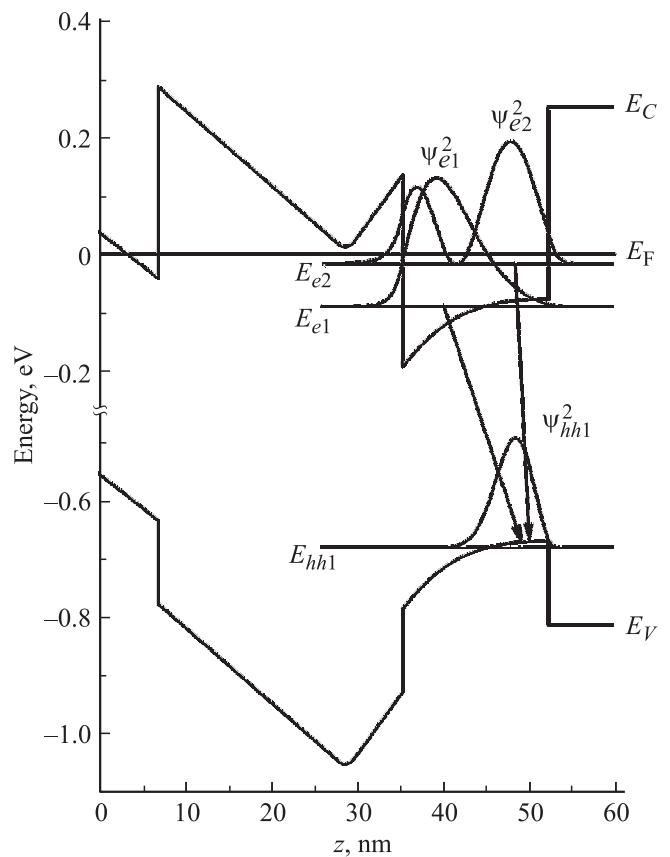


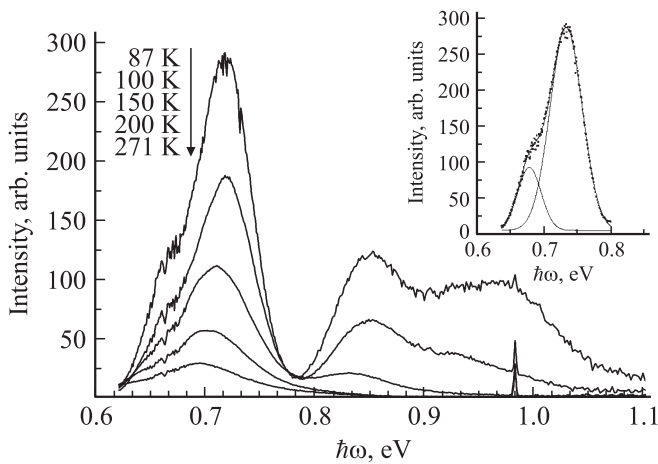
Рис. 3. Пространственный профиль зоны проводимости  $E_C$ , валентной зоны  $E_V$  активной области НЕМТ-гетероструктур  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ , энергии электронов  $E_{e1}$ ,  $E_{e2}$ , дырок  $E_{hh1}$  и квадраты волновых функций электронов  $\psi_{e1}^2$ ,  $\psi_{e2}^2$ , дырок  $\psi_{hh1}^2$  в квантовой яме.

напротив, локализируются вблизи нижней гетерограницы КЯ и пространственно разделены с электронами первой подзоны. Вероятность межзонного оптического перехода прямо пропорциональна квадрату интеграла перекрытия электронной и дырочной волновых функций [25]. Поэтому интенсивность полосы ФЛ  $2e-1hh$ , соответствующей рекомбинации электронов второй подзоны КЯ и дырок, может превзойти интенсивность перехода  $1e-1hh$ , несмотря на различную заселенность первой и второй электронных подзон.

### 3.3. Спектроскопия фотолюминесценции

На рис. 4 представлены спектры ФЛ образца 889 (со ступенчатым МБ), измеренные при различных температурах от 87 до 271 К в диапазоне энергий фотонов от 0.6 до 1.25 эВ. Как видно, особенности в спектрах сосредоточены в двух диапазонах: в области энергий фотонов  $0.64 < \hbar\omega < 0.76$  эВ и в области  $0.8 < \hbar\omega < 1.1$  эВ. Рассмотрим более детально эти диапазоны.

Полоса люминесценции в области 0.6–0.8 эВ присутствует в спектрах ФЛ во всем исследованном диапазоне температур. Красный сдвиг спектра при повышении  $T$



**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции образца 889 в диапазоне температур 87–271 К. На вставке — разложение пика от КЯ при  $T = 77$  К на два гауссиана.

объясняется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ . Описываемая полоса ФЛ по форме и положению характерна для всех образцов. Она формируется в результате рекомбинации носителей в квантовой яме  $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  двумерных электронов в двух подзонах размерного квантования и фотовозбужденных дырок. Спектр состоит из двух полос люминесценции,  $e1-hh1$  и  $e2-hh1$ , причем линия  $e2-hh1$  гораздо более интенсивная. Спектр ФЛ в данном диапазоне энергий хорошо описывается разложением его на две гауссовы кривые. На вставке к рис. 4 представлено разложение спектра ФЛ на два гауссовых пика для образца 899 при  $T = 77$  К, а в табл. 2 представлены энергии  $E_i$  и полуширины (FWHM, full width at half maximum) соответствующих пиков для всех образцов. Разность энергий переходов  $e1-hh1$  и  $e2-hh1$  составляет величину 60 мэВ, что близко к расчетному значению. Как видно из табл. 2, разброс энергий переходов  $e1-hh1$  и  $e2-hh1$  между образцами не превышает 10 мэВ, что подтверждает идентичность составов и толщин слоев активных областей исследованных образцов.

Как отмечалось во Введении, полуширина пиков люминесценции односторонне и двусторонне легированных

**Таблица 2.** Значения энергии  $E$ , соответствующие гауссовым пикам в разложении спектров ФЛ от КЯ, и их полуширины FWHM

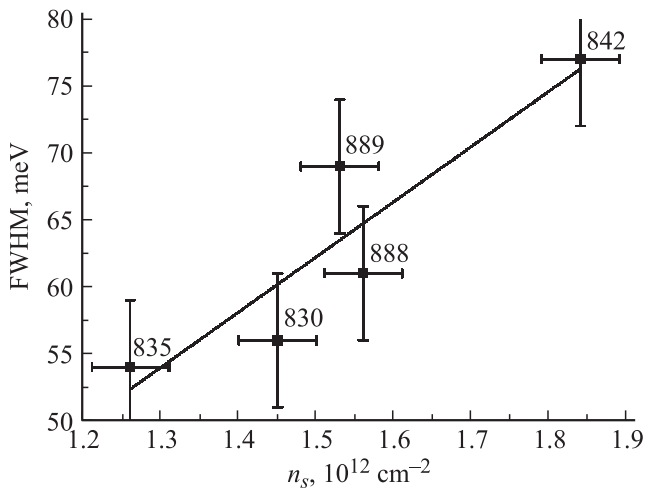
Номер образца	$E$ , эВ		FWHM, мэВ	
	$e1-hh1$	$e2-hh1$	$e1-hh1$	$e2-hh1$
830	0.685	0.745	43	56
835	0.683	0.742	44	54
842	0.681	0.737	40	73
888	0.683	0.747	42	61
889	0.683	0.737	47	69

псевдоморфных НЕМТ-структур прямо пропорциональна концентрации носителей. Уширение спектров от КЯ в этом случае объясняется энергетическим распределением двумерных электронов, которые при низких температурах занимают состояния с энергией от края первой подзоны размерного квантования  $E_1$  до уровня Ферми  $E_F$  (рис. 3). Концентрация двумерного электронного газа при низких температурах определяется следующим соотношением:

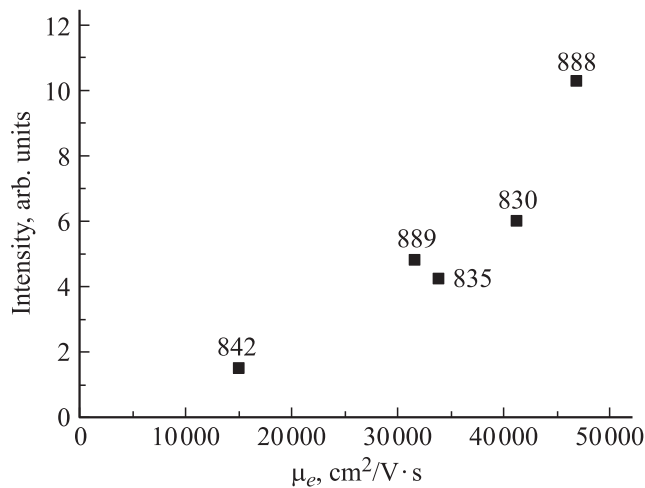
$$n_s = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} \sum_i (E_F - E_i), \quad (1)$$

где  $m_e^*$  — эффективная масса электрона, суммирование осуществляется по всем номерам подзон, чьи края расположены ниже уровня Ферми. Таким образом, концентрация электронов и ширина их энергетического распределения связаны линейно. В отличие от вырожденного электронного газа, энергетическое распределение дырок в квантовой яме является невырожденным при низком уровне возбуждения. Большая часть фотовозбужденных дырок, попав в квантовую яму, путем испускания оптических фононов быстро термализуется и релаксирует к краю 1-й подзоны дырок. Если бы исследуемая гетероструктура была идеально двумерной с гладкими гетерограницами, то вследствие закона сохранения импульса (в твердых телах прямые оптические переходы являются вертикальными) только малая часть электронов, находящаяся вблизи краев электронных подзон, могла бы участвовать в межзонных переходах. В этом случае ширина спектров ФЛ определялась бы шириной энергетического распределения дырок. В реальных гетероструктурах существует структурный беспорядок — флуктуации состава твердых растворов  $\text{InGaAs}$  и  $\text{InAlAs}$ , шероховатости гетерограниц, которые могут вызывать локализацию дырок в плоскости КЯ. Локализация дырок смягчает правила отбора, связанные с законом сохранения импульса. В этой ситуации в КЯ электрон с любой энергией может рекомбинировать с дырками любой энергии, а полуширина спектра ФЛ определяется шириной энергетического распределения электронов и, следовательно, пропорциональна концентрации.

На рис. 5 представлена корреляционная зависимость между слоевой концентрацией  $n_s$  при  $T = 77$  К и полушириной спектров ФЛ при  $T = 77$  для исследованных образцов. Как видно, полуширина спектров увеличивается с ростом концентрации электронов аналогично наблюдаемому в псевдоморфных НЕМТ-гетероструктурах. На рис. 5 также проведена прямая линия, параметры которой определены методом наименьших квадратов. В пределах погрешности регистрации спектров ФЛ используемой установки экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую. Некоторый разброс может быть связан с различной дефектностью активной области образцов, а значит, и степенью локализации дырок, что скорее всего является неизбежным при сравнении гетероструктур с разными конструкциями метаморфного



**Рис. 5.** Корреляционная зависимость полуширины (FWHM) линии ФЛ КЯ от концентрации двумерного электронного газа  $n_s$ . Номера образцов указаны.



**Рис. 6.** Корреляционная зависимость интенсивности линии ФЛ КЯ при  $T = 77\text{ K}$  от подвижности электронов  $\mu_e$ . Номера образцов указаны.

буфера. На рис. 6 представлена зависимость между низкотемпературной подвижностью электронов и интенсивностью фотолюминесценции КЯ в максимуме. Наблюдаемая корреляция указывает на то, что центры рассеяния, структурные дефекты, которые приводят к существенному снижению подвижности в образцах 835, 842 и 889, являются и центрами безызлучательной рекомбинации или индуцируют образование центров безызлучательной рекомбинации вблизи активной области МНЕМТ-гетероструктур во время эпитаксиального роста.

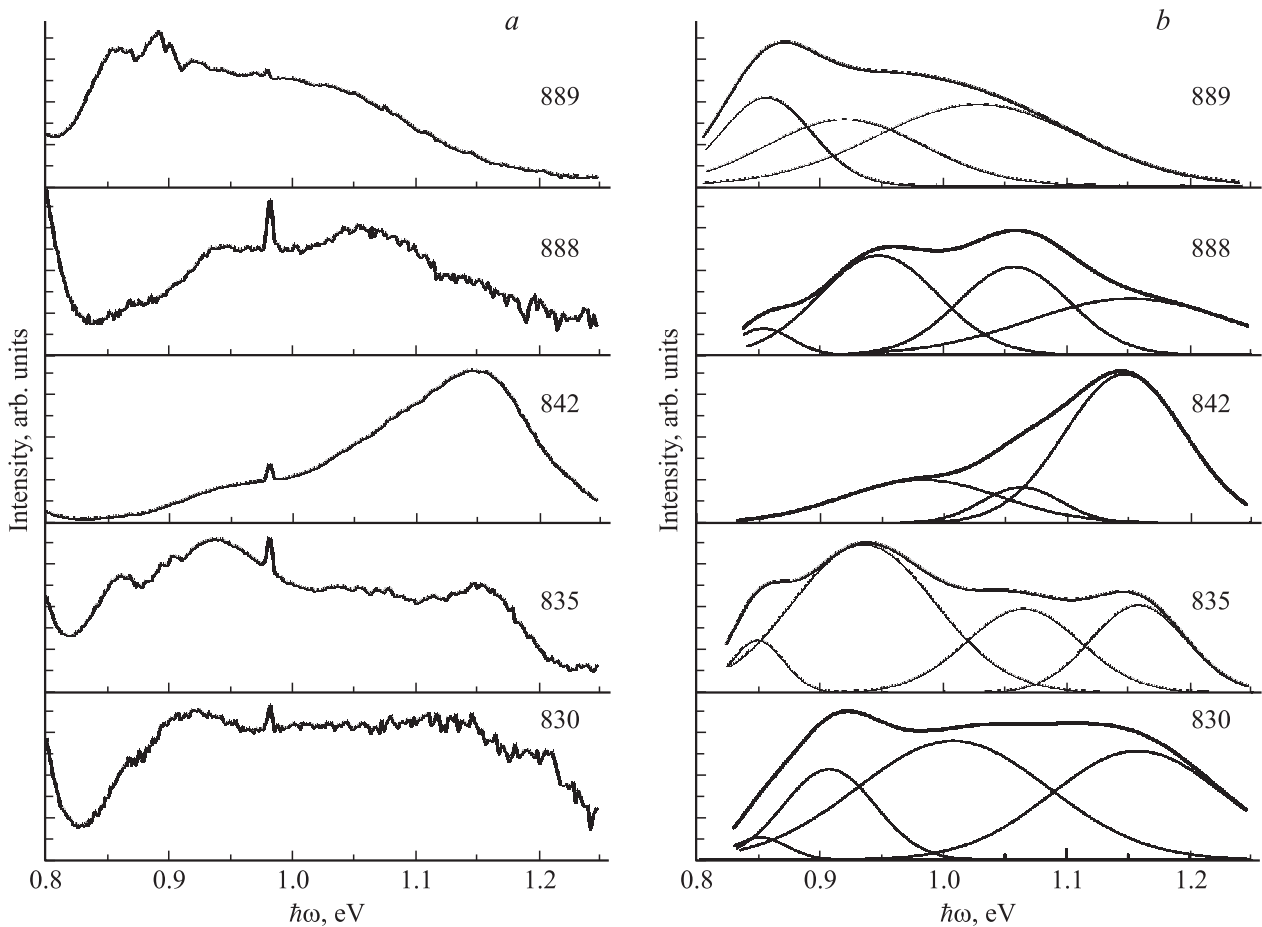
Рассмотрим спектры ФЛ в диапазоне энергий фотонов от 0.8 до 1.25 эВ. Этот диапазон соответствует рекомбинации носителей заряда в заглаживающих и барьерных слоях  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ , а также в верхней части метаморфного буфера  $\text{InAlAs}$ . Представленные на

рис. 7, а спектры ФЛ можно разделить на три типа по характерным особенностям в этом диапазоне энергий. К первому типу относятся спектры ФЛ образцов 830, 835 и 888, т.е. образцов, содержащих сверхрешетки внутри линейного МБ. Ко второму типу относится спектр ФЛ образца 842 с двумя дополнительными инверсными ступенями внутри линейного МБ. К третьему типу относится спектр ФЛ образца 889 со ступенчатым МБ. Во всех спектрах наблюдается узкий пик при  $\hbar\omega = 0.977\text{ эВ}$ , соответствующий второму порядку дифракции излучения используемого лазера. По нашему мнению, особенности спектров ФЛ связаны с различием конструкции МБ в исследуемых образцах и с вызванным этим разным распределением индия в заглаживающих и нижних барьерных слоях.

Спектры ФЛ всех образцов в описываемом диапазоне очень широкие и, очевидно, состоят из нескольких компонент. На рис. 7, б представлен результат математического разложения экспериментальных спектров ФЛ на гауссовы функции, а в табл. 3 — энергетическое положение соответствующих пиков и их полуширины. Если предположить, что каждый пик является результатом рекомбинации электронов и дырок в какой-либо части метаморфного буфера или барьерных слоев с определенным составом  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , то по известной зависимости от состава ширины запрещенной зоны твердого раствора  $E_g(\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}) = 3.089 - 3.402x + 0.72x^2$  [23,24] можно оценить содержание In в соответствующих образцах. Результаты данной оценки также приведены в табл. 3. Как видно, во всех спектрах ФЛ присутствуют полосы люминесценции, соответствующие твердому раствору  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с  $x \approx 0.7$ . По нашему мнению, это

**Таблица 3.** Энергетическое положение  $E$  пиков фотолюминесценции МБ, их полуширины FWHM и соответствующие составы твердого раствора  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$

Номер образца	$E$ , эВ	FWHM, эВ	$x$
830	0.851	0.051	0.79
	0.907	0.087	0.77
	1.008	0.183	0.72
	1.158	0.165	0.66
835	0.848	0.050	0.79
	0.935	0.137	0.75
	1.064	0.109	0.70
842	1.158	0.091	0.66
	0.983	0.151	0.73
	1.063	0.076	0.70
	1.147	0.115	0.66
888	0.853	0.053	0.79
	0.946	0.113	0.75
	1.056	0.106	0.70
	1.151	0.196	0.66
889	0.862	0.087	0.79
	0.926	0.150	0.76
	1.034	0.196	0.71



**Рис. 7.** Экспериментальные спектры фотолуминесценции барьерных областей InAlAs исследуемых МНЕМТ-гетероструктур при  $T = 77\text{ K}$  в диапазоне энергий  $0.8\text{--}1.3\text{ эВ}$  (а) и результат разложения на гауссианы (б). Номера образцов указаны.

соответствует верхней части барьерной области гетероструктуры, которая выращивалась при повышенной температуре  $470^\circ\text{C}$ . Заглаживающий слой  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  выращивался при тех же значениях молекулярных потоков индия, алюминия и мышьяка, что и верхний барьерный слой, но при пониженной температуре подложки  $400^\circ\text{C}$ . Поэтому содержание In  $x$  в этом слое должно быть немного выше 0.7, а пик ФЛ от него смещен в сторону меньших энергий. Пики ФЛ, соответствующие, согласно табл. 3,  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.75\text{--}0.79$ , возникают в результате рекомбинации носителей в инверсной ступени. В данной области МБ максимальное расчетное содержание In равно 0.75. Наблюдаемое смещение пика ФЛ в сторону меньших энергий можно объяснить явлением сегрегации индия, который имеет тенденцию накапливаться на поверхности в процессе эпитаксиального роста. Метаморфный буфер представляет собой довольно толстый слой InAlAs переменного состава, поэтому в вершине МБ (инверсной ступени) содержание In может превысить расчетное. Изменение ширины запрещенной зоны полупроводников под действием упругих напряжений также может вызвать смещение пиков. Для образцов 830, 835 и 888 может наблюдаться люминесценция

от состояний верхней напряженной сверхрешетки SL3 с составом  $\{\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}\}$ , которая должна наблюдаться где-то в области от  $0.73\text{ эВ}$  (ширина запрещенной зоны  $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ ) до  $0.95\text{ эВ}$  ( $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ ). К сожалению, большая полуширина пиков ФЛ на рис. 7 не позволяет точно идентифицировать область, в которой они возникли, а само разбитие на гауссовы пики является условным.

Как видно из табл. 3, максимальное содержание In, определенное по спектрам ФЛ, наблюдается в образце 889 со ступенчатым метаморфным буфером. Спектр ФЛ этого образца отличается от спектров других образцов тем, что самый интенсивный пик от барьерной области для него располагается в диапазоне энергий  $0.8\text{--}1.0\text{ эВ}$ . Мы связываем данную особенность спектра ФЛ с двумя причинами. Во-первых, образец 889 является единственным образцом, содержащим в своем МБ ступень толщиной  $30\text{ нм}$  с расчетным содержанием In  $x = 0.75$  (рис. 2). Во всех остальных образцах пространственный профиль содержания In является линейным, а доля In достигает  $x = 0.75$  только в узкой области (существенно меньше  $30\text{ нм}$ ) под инверсной ступенью. Во-вторых, при резком ступенчатом измене-

нии содержания индия при МЛЭ может более заметно проявляться „эффект бани“. Во время МЛЭ на границе между ступенями метаморфного буфера эпитаксиальный рост прерывался, для того чтобы произвести изменение температуры индиевого источника. Затем при возобновлении роста в эпитаксиальных структурах вначале будет наблюдаться всплеск содержания индия, так как сразу после открытия заслонки поток атомов индия из источника выше. При росте ступенчатого МБ повышение содержания In происходит более резко и шаг изменения температуры индиевой ячейки больше, чем в случае линейного МБ. Таким образом, для образца 889 более вероятны условия для повышенного содержания In в эпитаксиальных слоях.

На рис. 4 приведена также температурная эволюция спектров ФЛ образца 889 в диапазоне от 77 К до комнатной температуры. При увеличении температуры спектр смещается в красную сторону в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны полупроводников. При  $T > 150$  К в спектрах исчезает высокоэнергетическая полоса люминесценции от барьерной области (0.9–1.1 эВ), а остается только люминесценция от КЯ и пик в диапазоне 0.8–0.9 эВ. Повидимому, носители заряда при этой температуре до рекомбинации успевают продиффундировать в самую узкозонную часть метаморфного буфера (инверсную ступень) либо в квантовую яму. При комнатной температуре наблюдается только рекомбинация носителей в КЯ, а пик от барьера и МБ отсутствует.

Похожие широкие спектры ФЛ от слоев InAlAs наблюдались в работе [26]. Авторы объясняют особенности в спектрах ФЛ неоднородностью состава тройного соединения InAlAs, которая вызывается образованием кластеров In–As, Al–As и неидеальным внедрением катионов Al. Этот эффект ведет, во-первых, к пространственному изменению ширины запрещенной зоны, во-вторых, к образованию локальных внутренних напряжений. Оба этих эффекта приводят к сдвигам и уширениям спектров ФЛ от слоев InAlAs. Исходя из этого можно утверждать, что наблюдаемые особенности в спектрах ФЛ для диапазона энергий фотонов 0.82–1.25 эВ, наблюдающиеся в наших образцах, связаны с различием профиля состава слоя  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  и зависят от конструкции метаморфного буфера.

#### 4. Заключение

Выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии метаморфные НЕМТ-наногетероструктуры InAlAs/InGaAs/InAlAs с высоким содержанием индия в активной области (~70%) и различными конструкциями метаморфного буфера были исследованы методом спектроскопии ФЛ. В диапазоне энергий фотонов 0.6–0.8 эВ наблюдается люминесценция двумерного электронного газа в квантовой яме, состоящая из двух полос,  $e1-hh1$  и  $e2-hh1$ , причем переход  $e2-hh1$  гораздо более интен-

сивен. Полуширина линии ФЛ в данной области пропорциональна двумерной концентрации электронов в гетероструктуре, а интенсивность ФЛ растет вместе с увеличением подвижности. Эти свойства могут быть использованы для оптической оценки электрофизических параметров МНЕМТ-гетероструктур с долей индия в активной области ~0.7. В диапазоне энергий 0.8–1.2 эВ обнаружена широкая полоса люминесценции, которая имеет особенности для гетероструктур с различной конструкцией метаморфного буфера. Эти изменения мы связываем с особенностями технологии эпитаксиального роста наногетероструктур с различными конструкциями метаморфного буфера и с перераспределением индия в области заглаживающего и барьерного слоев  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ , а также в верхней части метаморфного буфера.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № 16.426.11.0051 от 28 апреля 2012 г. по заказу Министерства образования и науки, а также при поддержке Фонда поддержки образования и науки им. члена-корреспондента РАН В.Г. Мокерова.

#### Список литературы

- [1] D.-H. Kim, J.A. del Alamo. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **31** (8), 806 (2010).
- [2] D.-H. Kim, B. Brar, J.A. del Alamo. *IEEE Int. Electron Dev. Meeting* (Washington DC, 2011) 13.6.1.
- [3] Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, Р.М. Имамов, И.А. Субботин, Е.С. Павленко, А.Л. Кванин. *Кристаллография*, **57** (6), 954 (2012).
- [4] G.B. Galiev, I.S. Vasil'evskii, S.S. Pushkarev, E.A. Klimov, R.M. Imamov, P.A. Buffat, B. Dwir, E.I. Suvorova. *J. Cryst. Growth*, **366**, 55 (2013).
- [5] X.Z. Shang, Jing Wu, W.C. Wang, W.X. Wang, Q. Huang, J.M. Zhou. *Solid-State Electron.*, **51**, 85 (2007).
- [6] L. Pavesi, M. Guzzi. *J. Appl. Phys.*, **75** (10), 4779 (1994).
- [7] Y. Takano, K. Kobayashi, H. Iwohori, K. Kuwahara, S. Fuke, S. Shirakata. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (12), 2054 (2002).
- [8] S.K. Brierley. *J. Appl. Phys.*, **74** (4), 2760 (1993).
- [9] J.M. Gilperez, J.L. Sanchez-Rojas, E. Munoz, E. Calleja, J.P.R. David, M. Reddy, G. Hill, J. Sanchez-Dehesa. *J. Appl. Phys.*, **76** (10), 5931 (1994).
- [10] S.K. Brierley, A. Torabi, R.S. Lyman. *J. Appl. Phys.*, **86** (2), 914 (1999).
- [11] K. Watanabe, H. Yokoyama. *J. Appl. Phys.*, **86**, 4333 (1999).
- [12] A. Dodabalapur, K. Sadra, B. Streetman. *J. Appl. Phys.*, **68**, 411 (1990).
- [13] H. Brugger, H. Mussig, C. Wolk, K. Kern, D. Heitmann. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2739 (1991).
- [14] G.L. Zhou, W. Liu, M.E. Lin. *J. Cryst. Growth*, **227–228**, 218 (2001).
- [15] Н.Г. Яременко, Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, М.В. Карачевцева, В.А. Страхов. *Радиотехника и электроника*, **58** (3), 276 (2013).
- [16] M. Wojtowicz, D. Pascua, A.-C. Han, T.R. Block, D.C. Streit. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 930 (1997).
- [17] X.Z. Shang, J. Wu, W.C. Wang, W.X. Wang, Q. Huang, J.M. Zhou. *Solid-State Electron.*, **51**, 85 (2007).



- [18] T. Mishima, M. Kudo, J. Kasai, K. Higuchi, T. Nakamura. *J. Cryst. Growth*, **201/202**, 271 (1999).
- [19] X.Z. Shang, S.D. Wu, C. Liu, W.X. Wang, L.W. Guo, Q. Huang, J.M. Zhou. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **39**, 1800 (2006).
- [20] Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, Р.М. Имамов. *ФТП*, **47** (7), 990 (2013).
- [21] Г.Б. Галиев, С.С. Пушкарев, И.С. Васильевский, О.М. Жигалина, Е.А. Климов, В.Г. Жигалина, Р.М. Имамов. *ФТП*, **47** (4), 510 (2013).
- [22] Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский, Е.А. Климов, В.Г. Моке-ров, А.А. Черечукин. *ФТП*, **40** (12), 1479 (2006).
- [23] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [24] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group IV, III-V and II-VI Semiconductors* (John Wiley & Sons, 2009) p. 157.
- [25] В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. *Физика квантовых низкоразмерных структур* (М., Логос, 2000).
- [26] J. Hellara, K. Borgi, H. Maaref, V. Souliere, Y. Monteil. *Mater. Sci. Engin. C*, **21**, 231 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

## Photoluminescence investigation of metamorphic nanoheterostructures $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$ on GaAs substrate

G.B. Galiev, E.A. Klimov, A.N. Klochkov, D.V. Lavruhin, S.S. Pushkarev, P.P. Maltsev

Institute of Ultrahigh Frequency Semiconductor Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
117105 Moscow, Russia

**Abstract** The influence of the metamorphic buffer design on the electrophysical and optical properties of metamorphic  $\text{In}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$  nanoheterostructures was experimentally studied by means of Hall effect and photoluminescence measurements. The investigated structures were grown by molecular beam epitaxy on the GaAs (100) substrates with different construction of linear or step-graded metamorphic  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  buffers. For the samples with linear buffer the strain-compensated superlattices or inverse layers were incorporated inside the buffers. The photoluminescence spectra of the heterostructures in the photon energy range  $0.6 < \hbar\omega < 0.8$  eV are identical and correspond to the optical transitions between first and second electron subbands and heavy hole subband in the quantum well. It is found that the halfwidth of the corresponding peak is proportional to the sheet electron concentration and the photoluminescence intensity increases with the Hall mobility in the channel of the heterostructures. The photoluminescence band in the  $0.8 < \hbar\omega < 1.3$  eV energy range corresponds to recombination of photogenerated charge carriers in the barrier and top parts of metamorphic buffer. In that energy range the peculiarities were observed and explained as associated with different indium spatial distribution in the barrier and smoothing InAlAs layers due to different metamorphic buffer constructions.