

# Напряженные структуры GaAsSb/GaAs с квантовыми ямами для лазеров диапазона 1.3 мкм

© Ю.Г. Садофьев, N. Samal, Б.А. Андреев\*<sup>¶</sup>, В.И. Гавриленко\*, С.В. Морозов\*, А.Г. Спиваков\*, А.Н. Яблонский\*

Trion Technology, Tempe  
AZ, USA

\* Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 июля 2009 г. Принята к печати 24 августа 2009 г.)

Найдены оптимальные режимы роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs и показано, что за счет увеличения встраивания сурьмы эффективная длинноволновая фотолюминесценция при  $T = 300$  К может быть получена вплоть до  $\lambda = 1.3$  мкм. С ростом мощности возбуждения, кроме характерного для гетероперехода II рода коротковолнового сдвига максимума интенсивности фотолюминесценции, обнаружено возникновение коротковолновой линии, связываемой с прямыми в реальном пространстве оптическими переходами, что подтверждается результатами исследования спектров фотолюминесценции с субпико- и наносекундным временным разрешением при импульсном возбуждении.

## 1. Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs(001) с молярной долей сурьмы  $x$  около 0.35 являются перспективным материалом для оптоэлектронных приборов, работающих вблизи 1.3 мкм. Эта система исследуется на протяжении последнего десятилетия главным образом в связи с возможностью создания вертикально излучающего лазера (VECSEL), основанного на комбинации КЯ GaAsSb/GaAs и распределенных брэгговских зеркал GaAs/AlAs. Несмотря на довольно интенсивный сигнал фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре, VECSEL высокой мощности на основе КЯ GaAsSb/GaAs еще не реализованы [1,2].

Последнее обстоятельство может быть отчасти обусловлено сложностями получения материала квантовой ямы высокого качества. Одной из причин, осложняющих получение качественных структур, является большое различие периодов кристаллических решеток GaAs и GaSb, которое составляет 7.8% [3]. Кроме того, термодинамика предсказывает существование зоны несовместимости для твердого раствора GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> с молярной долей сурьмы  $x$  примерно от 0.25 до 0.7 [4], что должно приводить к неомогенности материала квантовой ямы из-за спинодального распада твердого раствора в области составов, обеспечивающих излучательную рекомбинацию вблизи 1.3 мкм ( $x \approx 0.35$ ). Из общих соображений можно ожидать, что спинодальный распад твердого раствора может быть в существенной степени подавлен при переходе к эпитаксиальному росту в термодинамически неравновесных условиях, с кинетическими ограничениями. Слои GaAsSb с молярной долей сурьмы до 0.5 и приемлемым оптическим качеством были успешно получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [5–7], что подтверждает возможность

использования составов GaAsSb глубоко внутри зоны несовместимости.

Разность ширин запрещенной зоны арсенида галлия и псевдоморфного (напряженного) твердого раствора GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>  $\Delta E_g = E_g^{\text{GaAs}} - E_g^{\text{GaAsSb}}$  в зависимости от молярной доли сурьмы определяется следующим выражением [8]:

$$\Delta E_g(x) = 1.79x - 1.54x^2 \text{ (эВ)}. \quad (1)$$

Как следует из опубликованных данных, различие ширин запрещенных зон  $\Delta E_g$  приходится главным образом на разрыв в валентной зоне гетероперехода  $\Delta E_v$ . В настоящее время в литературе не сложилось единого мнения о типе зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. В ряде работ авторы указывают на второй тип зонной диаграммы с относительным разрывом в валентной зоне  $Q_v = \Delta E_v / \Delta E_g$  в диапазоне от 1.05 до 2.1 [8–11]. Это означает, что дно зоны проводимости GaAsSb находится выше дна зоны проводимости GaAs. В работах [12,13] указано на возможность нулевого разрыва в зоне проводимости рассматриваемого гетероперехода. С другой стороны, в работе [14] представлены данные, указывающие, что тип зонной диаграммы напряженного гетероперехода GaAsSb/GaAs является функцией молярной доли сурьмы и изменяется от первого типа ( $Q_v < 1$ ) для  $x < 0.34$  ко второму типу для  $x > 0.34$ . Таким образом, можно ожидать, что в области твердых растворов с молярной долей сурьмы около 0.35 зонная диаграмма является переходной от слабо выраженного первого до слабо выраженного второго типа, т.е. квантовая яма GaAsSb, ограниченная барьерами GaAs, может рассматриваться как система с хорошо локализованными дырками и слабо локализованными (или делокализованными) электронами, в особенности при относительно высокой температуре (вблизи комнатной), когда тепловая энергия носителей  $k_B T$  может быть сравнима с величиной разрыва в зоне проводимости.

<sup>¶</sup> E-mail: Boris@ipm.sci-nnov.ru

Спектры ФЛ гетероструктур с КЯ, измеренные при различных температурах и условиях возбуждения, обычно служат источником информации для проверки тех или иных представлений о зонной структуре исследуемых объектов. Как правило, линия ФЛ структур GaAsSb/GaAs при комнатной температуре довольно широкая, полная ширина на половине высоты (FWHM) составляет от 60 до 140 мэВ [9,15,16]. Низкотемпературные спектры ФЛ демонстрируют „синий“ сдвиг пика ФЛ с увеличением интенсивности возбуждения, который связывался с суперпозицией прямых и непрямых оптических переходов [8], а также с изгибом зон на интерфейсе КЯ из-за пространственного разделения электронов и дырок в структуре с зонной диаграммой второго типа [17]. С другой стороны, флуктуации потенциала внутри квантовой ямы, обусловленные неоднородностью состава материала КЯ и шероховатостью интерфейса, могут также привести к синему сдвигу линии ФЛ. Имеется несколько причин, которые могут привести к флуктуациям распределения сурьмы в КЯ, таких как существование зоны несмешиваемости, поверхностная сегрегация сурьмы из-за встроенных механических напряжений, вызванных различием периодов кристаллических решеток арсенида галлия и GaAsSb, неоднородность условий эпитаксиального роста и др. Результаты исследований методом просвечивающей электронной микроскопии [8] подтверждают возможность весьма существенных флуктуаций распределения сурьмы в материале КЯ по крайней мере для используемых авторами условий эпитаксиального роста. Таким образом, необходимо уделять внимание возможному вкладу технологических факторов в наблюдаемые эффекты перед построением той или иной физической модели рассматриваемого гетероперехода. К сожалению, число опубликованных работ, посвященных оптимизации условий роста данных структур, весьма ограничено (см., например, [15]).

Учитывая возможность использования КЯ GaAsSb/GaAs для создания VECSEL, необходимо уделять внимание дизайну активной части этого прибора. Для увеличения степени пространственного ограничения носителей (перекрывания волновых функций электронов и дырок) КЯ GaAsSb/GaAs обычно дополнительно ограничивают обкладочными слоями AlGaAs так, что толщина прослойки GaAs по обе стороны от слоя GaAsSb составляет 1–3 нанометра при типичном значении ширины КЯ GaAsSb, близком к 7 нм. В таких условиях в зоне проводимости рассматриваемого гетероперехода может быть сформирована ступенчатая квантовая яма, включающая тонкие прослойки (спейсеры) GaAs, расположенные по обеим сторонам слоя GaAsSb, ограниченные барьерными слоями AlGaAs. Квантование энергии электронов в такой ступенчатой КЯ может оказать существенное воздействие на спектр состояний электронов, исходно присущих КЯ GaAsSb/GaAs. В результате свойства исследуемого объекта могут отличаться от свойств предполагаемой к

использованию системы GaAsSb/GaAs, в особенности, если основное квантовое состояние для электронов в ступенчатой квантовой яме будет расположено выше уровня дна зоны проводимости GaAsSb для второго типа зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. Проще говоря, ФЛ данной структуры будет иметь особенности, присущие квантовой яме с зонной диаграммой первого типа, несмотря на возможный второй тип зонной диаграммы собственно гетероперехода GaAsSb/GaAs.

## 2. Технология выращивания структур

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на установке EPINEAT фирмы RIBER, укомплектованной обычными кнудсеновскими молекулярными источниками для испарения галлия и алюминия и молекулярными ячейками Sb и As с зонами крекинга и управляемыми компьютером вентилями, расположенными между зонами испарения и крекинга соответствующих элементов (valved cracking cells). Для калибровки молекулярных источников использовалась стандартная процедура измерения эквивалентных давлений молекулярных пучков в зависимости от температуры молекулярных источников и(или) положения вентиля молекулярных источников с последующим пересчетом давления пучков элементов III группы в скорости роста соответствующих материалов  $A^{III}B^V$ . Для нахождения значений, соответствующих отношению молекулярных пучков V и III групп 1:1 для выращивания GaAs и GaSb, использовались обратимые переходы известных типов поверхностных реконструкций для арсенидов и антимонидов галлия, регистрируемые методом дифракции быстрых электронов. Коэффициенты встраивания элементов V группы при МПЭ не равны единице и существенно зависят от условий роста, в особенности для слоев, содержащих несколько таких элементов. Их конкуренция является сложной функцией соотношения плотностей молекулярных потоков и температуры роста. В данной работе отношение As/Ga для выращивания слоя GaAsSb было выбрано равным 1.0. При этом отношение Sb/Ga = 0.4–0.45 обеспечивало получение линии ФЛ вблизи 1.3 мкм для всех используемых в данной работе режимов роста. Подложки GaAs(100) имели диаметр 76 мм. Скорость роста слоев GaAs была равна 15 нм/мин.

На первом этапе работы был проведен цикл экспериментов для оптимизации режимов эпитаксиального выращивания исследуемых структур. На буферном слое GaAs выращивались структуры, содержащие КЯ GaAsSb шириной 7 нм с относительно толстыми (50 нм) спейсерами GaAs по обе стороны слоя GaAsSb, ограниченные далее слоями  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 50 нм для подавления эффектов поверхностной рекомбинации. Структуру завершал покровный слой арсенида галлия толщи-

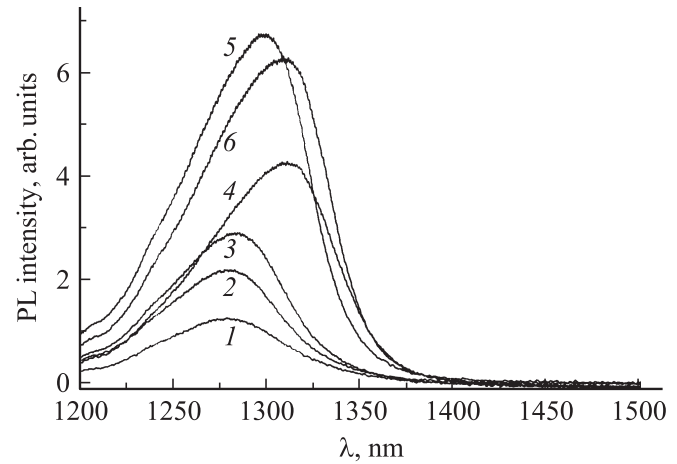
ной 30 нм, предотвращающий возможность окисления AlGaAs на воздухе. Выбранная толщина спейсеров GaAs исключает возможность проявления эффектов размерного квантования электронов из-за ограничения слоев GaAs/GaAsSb/GaAs барьерами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Отношение плотности молекулярного пучка мышьяка к суммарной плотности потоков галлия и алюминия (As/III) при выращивании всех, кроме GaAsSb, слоев структуры было равным 1.3.

Для автоматического регулирования температуры подложки использовался стандартный пропорционально-интегрально-дифференциальный регулятор с вольфрам-рениевой термопарой в качестве датчика температуры. Параллельно температура контролировалась с помощью ИК-пирометра. Это позволяло выбрать профиль изменения показанной термопары, обеспечивающий получение заданного профиля реальной температуры (по показаниям ИК-пирометра). Необходимость этой процедуры обусловлена различием времен релаксации температуры подложки арсенида галлия и термопары. В первом цикле экспериментов при выращивании слоев GaAsSb температура варьировалась в пределах 450–510°C. Буферный слой GaAs и барьерные слои AlGaAs выращивались при температуре 580°C. Охлаждение подложки перед выращиванием КЯ GaAsSb и ее нагрев после выращивания КЯ осуществлялись в процессе роста спейсеров GaAs.

### 3. Исследования спектров и кинетики фотолюминесценции

Спектры фотолюминесценции исследуемых структур измерялись при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Для возбуждения ФЛ использовались полупроводниковый лазер с длиной волны 671 нм и мощностью 250 мВт, лазер Nd:YAG Millennia Pro с удвоением частоты (рабочая длина волны  $\lambda = 532$  нм, максимальная мощность 800 мВт) и аргоновый лазер Spectra-Physics (рабочая длина волны  $\lambda = 514$  нм, максимальная мощность 1 Вт). Размер пятна излучения лазера на образце составлял 0.2–1 мм. Для исследования спектров ФЛ использовались решеточный монохроматор, фурье-спектрометр BOMEM DA 3.36, фотоприемник InGaAs и Ge детектор Edinburg Instruments EI-A.

Кинетика релаксации ФЛ исследовалась при  $T = 77$  К с использованием оптического параметрического осциллятора Spectra-Physics MOPO SL. Длина волны возбуждения перестраивалась в диапазоне 800–940 нм, длительность импульса возбуждения составляла около 5 нс, частота повторения — 10 Гц. Излучение образца пропускать через решеточный монохроматор, регистрировалось фотоэлектронным умножителем Hamamatsu H10330-75 с временем отклика 1 нс и записывалось в память цифрового осциллографа, где проводилось усреднение (для улучшения отношения сигнал/шум) по необходимому количеству импульсов.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ образцов, отличающихся температурой роста слоя GaAsSb.  $T$ , °C: 1 (TO267) — 507, 2 (TO265) — 500, 3 (TO266) — 493, 4 (TO268) — 483, 5 (TO271) — 475, 6 (TO270) — 465. FWHM, мэВ: 1 — 63, 2 — 60.5, 3 — 58, 4 — 61, 5 — 60, 6 — 59.3.

На рис. 1 приведены типичные спектры ФЛ первой серии образцов, отличающихся температурой роста слоя GaAsSb. Максимумы линий ФЛ при комнатной температуре приходятся на диапазон длин волн 1275–1310 нм, при понижении температуры роста слоя GaAsSb наблюдается длинноволновый сдвиг линии ФЛ. Это может быть обусловлено влиянием температуры на коэффициент встраивания сурьмы. Как видно из рис. 1, интенсивность ФЛ увеличивается, а полуширина линии уменьшается с уменьшением температуры роста. Оптимальной является температура  $470 \pm 10^\circ\text{C}$ . При дальнейшем ее понижении интенсивность сигнала ФЛ падала из-за увеличения уровня неконтролируемого легирования слоев и концентрации точечных дефектов. Аналогичные результаты были получены в работе [15] с незначительными различиями в некоторых деталях эксперимента. В работе [9] был предложен способ определения величины флуктуаций потенциала квантовой ямы по наклону (в полулогарифмическом масштабе) низкоэнергетического крыла линии ФЛ  $E_{-sl}$ , где полагалось  $I_{PL}(E) \propto \exp(E/E_{-sl})$ . Было установлено, что  $E_{-sl}$  не зависит от температуры. Характеристическую энергию  $E_{-sl}$  авторы связали с шириной распределения плотности локализованных состояний вида  $g(E) \propto 1 + \text{th}[(E - E_0)/\delta E]$ , где  $E_0$  — центр и  $\delta E$  — ширина распределения плотности локализованных состояний. В этом приближении  $\Delta E = 1.54E_{-sl}$ . Значения ширины распределения связанных с флуктуациями потенциала локализованных состояний, определенные данным способом для приведенных на рис. 1 кривых, представлены в табл. 1. Для температур роста слоя GaAsSb, близких к оптимальной, величина  $\delta E$  составляет 16.2–16.4 мэВ, что заметно лучше значения 22.7 мэВ, полученного в работе [9].

**Таблица 1.** Ширина распределения плотности локализованных состояний в образцах GaAsSb/GaAs в зависимости от температуры выращивания слоя GaAsSb

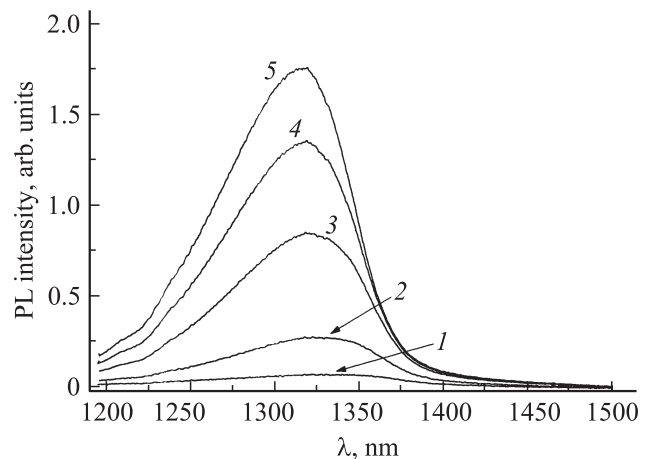
$T, ^\circ\text{C}$	$\delta E, \text{мэВ}$
465	16.2
475	16.4
483	17.3
493	23.4
500	28.5
507	29.8

Полуширина линии ФЛ (FWHM) находится в пределах 58–63 мэВ для всех приведенных на рис. 1 кривых. Наши попытки получить более узкие линии ФЛ за счет усовершенствования процедуры выращивания структур (прерывание роста на интерфейсах КЯ, стабилизация соотношения молекулярных пучков Sb/As, модификация профиля температуры роста) были безуспешными. По-видимому, приведенные выше значения полуширины пика ФЛ близки к минимально достижимым для рассматриваемого типа структур.

Как было установлено в работе, распределение молекулярных пучков мышьяка и сурьмы в нашей ростовой установке неоднородно по диаметру подложки. Вследствие этого имеет место монотонный сдвиг спектрального положения пиков ФЛ от края (минимальная длина волны) к центру выращенной структуры (в процессе роста подложка вращалась). Полная величина сдвига составляла около 20 нм. На рис. 2 приведено семейство спектров ФЛ образца, у которого слой GaAsSb выращивался при температуре 464°C, измеренных при различных значениях расстояния пятна возбуждающего излучения от центра структуры. Эта особенность роста позволяет, в частности, проследить деградацию ФЛ при увеличении молярной доли сурьмы в слое GaAsSb и смещении пика ФЛ в длинноволновую область за 1300 нм. Как видно из рис. 2, интенсивность ФЛ падает на порядок величины от периферии к центру образца; при этом длина волны, соответствующая максимуму ФЛ, изменяется от 1315 до 1335 нм. Падение интенсивности сопровождается существенным (до 96 мэВ) увеличением полуширины пика ФЛ. Падение интенсивности ФЛ может быть обусловлено генерацией дислокаций несоответствия за счет частичной релаксации встроенных механических напряжений при превышении критической толщины слоя GaAsSb с ростом молярной доли Sb. Дисторсия кривой ФЛ может отражать проявление спинодального распада твердого раствора в зоне несмешиваемости и вызванных этим распадом флуктуаций потенциала в материале КЯ. Можно заключить, что максимальная длина волны излучения для слоя GaAsSb, при которой сохраняется высокая интенсивность ФЛ, близка к 1310 нм.

Для проверки предположения о наличии процессов спинодального распада твердого раствора GaAsSb нами были выращены две структуры при малой скорости роста 5 нм/мин для GaAs, отличающиеся температурами роста слоя GaAsSb: 481°C (ТО379) и 497°C (ТО378). При более высокой температуре роста (т.е. при приближении к термодинамически равновесным условиям роста) наблюдалось отчетливое расщепление пика ФЛ, связанное, скорее всего, с появлением относительно крупных областей, содержащих фракции с различной молярной долей сурьмы в квантовой яме. Значения  $\delta E$  для спектров ФЛ этих двух образцов составляют 18.8 и 34.8 мэВ соответственно.

Как следует из приведенных выше результатов, степень неупорядоченности материала квантовой ямы увеличивается с увеличением температуры эпитаксии и молярной доли сурьмы. В наилучших условиях эпитаксиального роста линия ФЛ еще остается довольно широкой (~60 мэВ) для линий с максимумами в области длин волн 1275–1310 нм. Представляется, что столь большая ширина линии ФЛ определяется не столько неупорядоченностью структуры материала, сколько особенностями зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. Для оценки влияния особенностей зонной диаграммы на вид спектра ФЛ были выращены образцы, в которых спейсеры GaAs были заменены слоями  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Молярная доля алюминия  $y$  для разных образцов данной серии составляла 0, 0.44, 0.01, 0.15 и 0.2. Технологические режимы роста всех этих структур поддерживались неизменными, температура роста слоя GaAsSb составляла 464°C. Предполагалось, что повышение высоты потенциальных барьеров в зоне проводимости на интерфейсах квантовой ямы за счет увеличения ширины запрещенной зоны спейсеров будет, начиная с некоторой концентрации алюминия, обеспе-

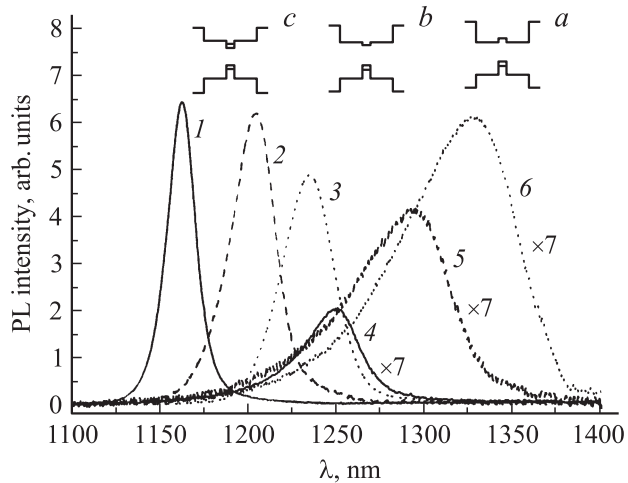


**Рис. 2.** Спектры ФЛ образца GaAsSb/GaAs TO272, измеренные при различных значениях расстояния пятна возбуждающего излучения от центра структуры  $L$ : температура роста слоя GaAsSb — 464°C.  $L, \text{мм}$ : 1 — 0 (центр образца), 2 — 15, 3 — 22, 4 — 28, 5 — 33. FWHM, мэВ: 1 — 96, 2 — 79, 3 — 72, 4 — 69, 5 — 68.

чивать формирование квантовой ямы для электронов в слое GaAsSb вне зависимости от типа зонной диаграммы гетероперехода GaAsSb/GaAs. При этом изменение энергетического спектра дырок не должно быть существенным, поскольку дырки сильно локализованы и при молярной доле алюминия, равной нулю. Синий сдвиг и сужение линии ФЛ были ожидаемыми эффектами в случае переключения типа зонной диаграммы со второго на первый. Действительно, сильный эффект молярной доли алюминия в спейсерах имел место для образцов с  $y \leq 0.10$ . Дальнейшее увеличение содержания алюминия практически не влияло на спектры ФЛ. На рис. 3 приведены спектры ФЛ трех образцов, содержание алюминия в спейсерах которых составляло 0, 0.044, и 0.1. Как видно, при комнатной температуре имеет место резкое (почти в 2 раза) сужение линии ФЛ и существенный (до 57 мэВ) синий сдвиг ее для максимального из показанных на рисунке содержания алюминия в спейсерах. Данный эффект не связан с изменением качества слоя GaAsSb, поскольку условия выращивания материала квантовой ямы не изменялись. Кроме того, экспоненциальные участки низкоэнергетических крыльев всех трех кривых имеют практически одну и ту же крутизну, и ширина распределения локализованных состояний  $\delta E$  для всех трех образцов находится в пределах  $16.6 \pm 1.5$  мэВ. Следовательно, вклад качества материала в получение относительно широких ( $\sim 60$  мэВ) линий ФЛ для GaAsSb/GaAs КЯ (рис. 1) не является доминирующим, по крайней мере для структур, выращенных при близких к оптимальным технологическим режимам. Полученные результаты свидетельствуют, что собственно гетеропереход GaAsSb/GaAs имеет второй тип зонной диаграммы. Уширение линии ФЛ при комнатной температуре при относительно высоком качестве материала квантовой ямы обусловлено в этом случае суперпозицией вертикальных оптических переходов непосредственно в слое GaAsSb (куда электроны попадают вследствие термического заброса) и непрямых в реальном пространстве переходов между электронами, расположенными в спейсерах GaAs, и дырками, локализованными в квантовой яме GaAsSb. При температуре жидкого азота линия ФЛ в образце со спейсерами GaAs (образец ТО368) сильно обужается и уже практически не перекрывается с линией ФЛ образца #371 со спейсерами  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  (рис. 3), что связано с „выключением“ прямых оптических переходов в слое GaAsSb при понижении температуры.

В случае использования тонких GaAs-спейсеров и прилегающих к ним слоев  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ , обеспечивающих локализацию электронов в ступенчатой квантовой яме GaAs/GaAsSb/GaAs, форма линии ФЛ имеет вид нетипичный для квантовой ямы со спейсерами GaAs большой толщины. Снова есть основания утверждать, что имеет место формирование зонной диаграммы, соответствующей первому типу.

Схематически модификация зонной диаграммы структур при изменении молярной доли алюминия в спей-



**Рис. 3.** Спектры ФЛ при  $T = 77$  К структур: 1 — ТО371, 2 — ТО372, 3 — ТО368 и при  $T = 300$  К: 4 — ТО371, 5 — ТО372, 6 — ТО368. На вставке — схемы зонной структуры образцов: а — ТО368 (GaAsSb/GaAs), б — ТО372 (GaAsSb/ $\text{Al}_{0.04}\text{Ga}_{0.96}\text{As}$ ), с — ТО371 (GaAsSb/ $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ ).

серах показана на вставке к рис. 3. Величина разрыва энергии в зоне проводимости может быть оценена в первом приближении по величине разности полуширин FWHM линий ФЛ для образцов GaAsSb/GaAs (ТО368) и GaAsSb/ $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  (ТО371), т. е.  $\sim 24$  мэВ, что сопоставимо с тепловой энергией электрона при комнатной температуре. В наших гетероструктурах GaAsSb/GaAs с напряженным слоем твердого раствора, излучающих при комнатной температуре на длине волны 1300 нм, молярная доля сурьмы близка к 0.36 [16]. Используя соотношение (1) для расчета разности ширин запрещенной зоны GaAs и напряженного слоя GaAsSb, а также полученное значение 24 мэВ для разрыва в зоне проводимости, можно оценить относительную величину разрыва валентной зоны  $Q_v \approx 1.06$ . Это близко к приведенному в работе [8] значению 1.05 и не противоречит расчетам, указывающим на молярную долю сурьмы  $x = 0.34$  в качестве точки перехода от первого типа зонной диаграммы ко второму [15]. Для интерфейса  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$  величина разрыва зон  $\Delta E_g(y) = 16y$  (эВ), причем на разрыв в зоне проводимости приходится 0.65 от этой величины [3]. Поэтому увеличение разрыва в зоне проводимости при замене арсенида галлия твердым раствором  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  для молярных долей алюминия 0.044 и 0.1 составит 42 и 104 мэВ. Последнее значение заметно превышает оцененный в 24 мэВ скачок потенциала на интерфейсе GaAs/GaAsSb для зонной диаграммы второго типа и является достаточным для формирования в структуре локализуемого барьера в зоне проводимости. Таким образом, при замене спейсеров GaAs на слои  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  ( $y \geq 0.1$ ) происходит смена типа гетероперехода.

Как отмечалось в работе [9], наклон высокоэнергетического крыла линии ФЛ структур GaAsSb/GaAs увеличивается пропорционально  $k_B T$  (в пределах точности

**Таблица 2.** Ширина линии ФЛ (FWHM), ширина распределения плотности локализованных состояний  $\delta E$  и характеристическая температура  $T_0$ , определенные из спектров ФЛ образцов TO368, 371, 372 (рис. 3) при  $T = 300$  и 77 К

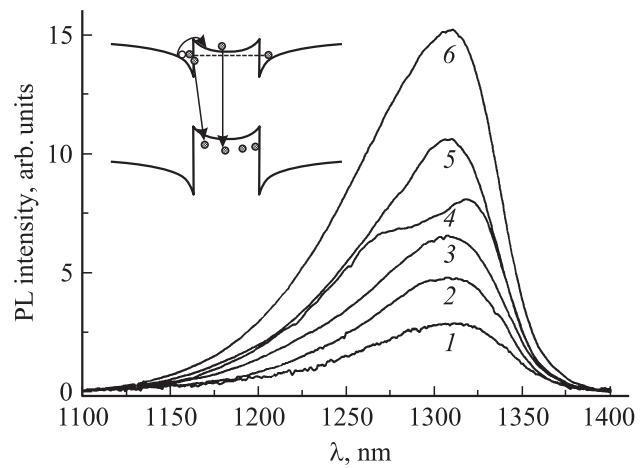
№ образца, спейсер	300 К			77 К		
	FWHM, мэВ	$\delta E$ , мэВ	$T_0$ , К	FWHM, мэВ	$\delta E$ , мэВ	$T_0$ , К
TO368, GaAs	56	17.3	338	28	11.6	162
TO372, Al <sub>0.044</sub> Ga <sub>0.956</sub> As	51	17.3	353	26	11.8	127
TO371, Al <sub>0.1</sub> Ga <sub>0.9</sub> As	32	15.1	276	17	10.3	79.5

измерений), что указывает на больцмановское распределение носителей заряда. В табл. 2 представлены данные по ширине линий ФЛ, ширине распределения плотности локализованных состояний  $\delta E$ , определяемой по наклону низкоэнергетического крыла линии ФЛ ( $E_{-sl}$ ), и характеристической температуры  $T_0$ , определяемой по наклону высокоэнергетического крыла линии ФЛ ( $T_0 = E_{+sl}/k_B$ ), для представленных на рис. 3 образцов с различным составом спейсеров.

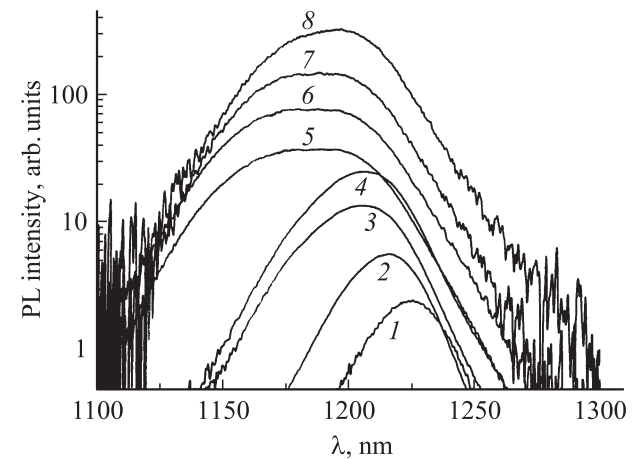
Из табл. 2 следует, что введение алюминия в состав спейсеров практически не меняет ширину распределения плотности локализованных состояний, т.е. не сказывается на качестве материала КЯ. Существенное уменьшение характеристической температуры  $T_0$  с повышением содержания алюминия в слоях спейсеров для линий ФЛ при комнатной температуре подтверждает вывод о смене типа зонной диаграммы рассматриваемого гетероперехода. При этом характеристическая температура  $T_0$  становится меньше температуры решетки, что характерно для экситонных переходов [8]. Для  $T = 77$  К характеристическая температура  $T_0$  для образца TO368 (с зонной диаграммой II типа) существенно превышает температуру решетки, что может быть связано с большей вероятностью излучательной рекомбинации высокоэнергетичных электронов в GaAs вследствие более значительного проникновения их волновой функции в барьер GaAsSb (и соответственно большим перекрытия с волновой функцией дырок). Отчасти этот эффект сохраняется для „переходного“ образца TO372, но отсутствует в образце TO371 с зонной диаграммой I типа. Как видно из табл. 2, минимальные полуширины кривых превышают величину тепловой энергии  $k_B T$  при обеих температурах, что указывает на наличие некоторого несовершенства структуры слоев GaAsSb или шероховатостей на интерфейсах гетеропереходов.

На рис. 4,5 представлены спектры ФЛ структуры GaAsSb/GaAs TO270 (аналогичной образцу TO368), выращенной при оптимальных технологических параметрах, измеренные соответственно при комнатной температуре и температуре жидкого азота при различных уровнях возбуждения. При комнатной температуре с ростом уровня накачки наблюдался слабый „синий“ сдвиг линии ФЛ, аналогичный наблюдавшемуся в работе [9], который обычно связывается с изгибом зон вблизи интерфейса в гетероструктурах II типа с ростом

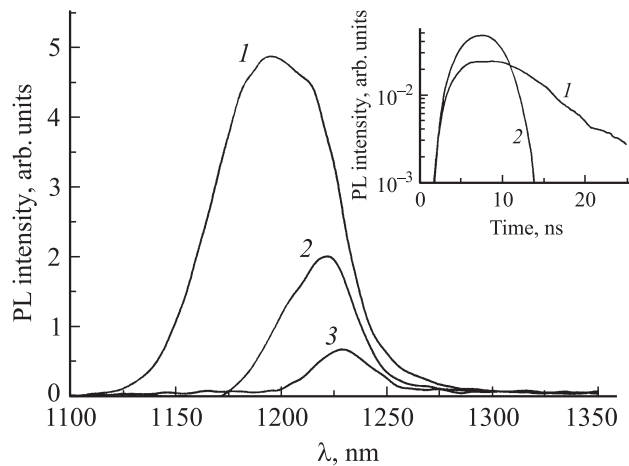
концентрации электронов. При уровне накачки 100 мВт в спектре возникает новая коротковолновая линия ФЛ (рис. 4), что может быть связано с прямыми в реальном пространстве переходами в слое GaAsSb. При дальнейшем увеличении уровня накачки линии, обусловленные



**Рис. 4.** Спектры ФЛ образца структуры TO270 при возбуждении аргоновым лазером ( $\lambda = 514$  нм, диаметр пятна 0.5 мм) для различного уровня накачки, мВт: 1 — 2, 2 — 20, 3 — 160, 4 — 200, 5 — 400, 6 — 600.  $T = 300$  К.



**Рис. 5.** Спектры ФЛ образца структуры TO270 при возбуждении второй гармоникой Nd:YAG-лазера ( $\lambda = 532$  нм, диаметр пятна 0.2 мм) для различного уровня накачки, мВт: 1 — 1.3, 2 — 9.3, 3 — 23, 4 — 40, 5 — 100, 6 — 200, 7 — 300, 8 — 500.  $T = 77$  К.



**Рис. 6.** Спектры ФЛ образца TO270, измеренные при импульсном возбуждении ( $\lambda = 940$  нм, мощность в импульсе 1 кВт, диаметр пятна 5 мм) при различных временах задержки  $\tau$ , нс: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10. На вставке — осциллограммы сигнала ФЛ для длин волн, нм: 1 — 1230, 2 — 1185.  $T = 77$  К.

прямыми и непрямыми переходами, сливаются, что естественно в этом случае связать с длинноволным сдвигом прямых переходов из-за увеличения прогиба в центре барьера GaAsSb в зоне проводимости (см. вставку на рис. 4). Важно отметить, что при большом уровне накачки линия ФЛ оказывается практически не смещенной относительно исходного положения при малых уровнях возбуждения в области длин волн 1.3 мкм. Это имеет важное значение для конструирования брэгговских зеркал вертикально излучающих лазеров.

При температуре жидкого азота „синий“ сдвиг линии ФЛ с ростом интенсивности возбуждения выражен заметно сильнее, чем при  $T = 300$  К (рис. 5). При мощности возбуждения  $\sim 100$  мВт наблюдалось скачкообразное уширение линии ФЛ, связываемое, как и при комнатной температуре, с проявлением прямых в реальном пространстве оптических переходов в слое GaAsSb. Однако при дальнейшем росте мощности накачки вновь наблюдался некоторый „красный“ сдвиг линии ФЛ.

Сделанное выше предположение о существенном вкладе в ФЛ прямых в реальном пространстве переходов при больших уровнях возбуждения подтверждается результатами исследования спектров ФЛ с временным разрешением при импульсном оптическом возбуждении. На рис. 6 представлены спектры ФЛ, измеренные при  $T = 77$  К в различные моменты времени при импульсном возбуждении излучением параметрического генератора света МОРО. Энергия кванта возбуждающего излучения выбиралась меньше ширины запрещенной зоны GaAs, так что электронно-дырочные пары генерировались непосредственно в слое GaAsSb. Как видно из рис. 6, при нулевой задержке (т.е. во время действия импульса возбуждения, длительность которого составляла около 5 нс) линия ФЛ является широкой, что соответствует кривым 5–8 на рис. 5. Однако уже при задержке

$\tau = 5$  нс наблюдается обужение линии ФЛ прежде всего за счет уменьшения ее коротковолнового крыла. При задержке  $\tau = 10$  нс линия еще больше обужается, и при этом ее максимум смещается в длинноволновую область, что хорошо соответствует спектрам ФЛ на рис. 5 при малых уровнях возбуждения. Таким образом, трансформация спектра ФЛ при увеличении времени задержки аналогична зависимости спектра от уровня возбуждения, определяющего концентрацию фотоносителей. На вставке рис. 6 представлены осциллограммы сигнала ФЛ, измеренные на двух длинах волн. Видно, что осциллограмма сигнала ФЛ на коротковолновом крыле линии является симметричной, фактически она повторяет форму импульса возбуждающего излучения, что свидетельствует о малых значениях соответствующего времени релаксации, меньше или порядка временного разрешения используемого фотоэлектронного умножителя Hamamatsu ( $\sim 1$  нс), что и следует ожидать для прямых в реальном пространстве оптических переходов. Как и следует ожидать из представленных на рис. 6 спектров ФЛ, осциллограмма сигнала ФЛ на длинноволновом крыле линии демонстрирует долговременную релаксацию с характерным временем около 10 нс. Таким образом, полученные результаты соответствуют представлениям о суперпозиции прямых и не прямых в реальном пространстве оптических переходах в спектрах ФЛ при больших уровнях возбуждения, что подтверждает сделанный в работе вывод о II типе зонной диаграммы исследуемых гетероструктур GaAsSb/GaAs (излучающих в области 1.3 мкм при комнатной температуре) с величиной разрыва в зоне проводимости порядка 20–30 мэВ.

## Список литературы

- [1] T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome, S. Sugou, K. Nishi, A. Kamei. *Electron. Lett.*, **35**, 903 (1999).
- [2] P. Dowd, S.R. Johnson, S.A. Feld, M. Adamczyk, S.A. Chaparro, J. Joseph, K. Hilgers, M.P. Horning, K. Shiralagi, Y.-H. Zhang. *Appl. Electron. Lett.*, **39**, 987 (2003).
- [3] I. Vurgaftman, J.R. Meiyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [4] J.R. Pesetto, G.B. Stringfellow. *J. Cryst. Growth*, **62**, 1 (1983).
- [5] C.A. Chang, R. Ludeke, L.L. Chang, L. Edaki. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 759 (1977).
- [6] H. Chiu, W.T. Tsang, S.N.G. Chu, J. Shan, J.A. Ditzenberger. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 408 (1985).
- [7] G.B. Stringfellow. *J. Electron. Mater.*, **11**, 903 (1982).
- [8] R. Teisier, D. Sicault, J.C. Harmand, G. Ungaro, G. Le Roux, L. Largeau. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5473 (2001).
- [9] M. Dinu, J.E. Cunningham, F. Quochi, J. Shah. *J. Appl. Phys.*, **94**, 1506 (2003).
- [10] M. Peter, K. Winkler, M. Maier, H. Herres, J. Wagner, D. Fekete, K.H. Bahem, D. Richards. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 2639 (1995).
- [11] G. Liu, S.-L. Chuang, S.-H. Park. *J. Appl. Phys.*, **88**, 5554 (2000).

- [12] S.R. Johnson, C.Z. Guo, S. Chaparro, Yu.G. Sadofyev, J. Wang, Y. Cao, N. Samal, J. Xu, S.Q. Yu, D. Ding, Y.-H. Zhang, *J. Cryst. Growth*, **251**, 521 (2003).
- [13] J.-B. Wang, S.R. Johnson, S. Chaparro, D. Ding, Y. Cao, Yu.G. Sadofyev, Y.-H. Zhang, J.A. Gupta, C.Z. Guo. *Phys. Rev. B*, **70**, 195 339 (2004).
- [14] A.D. Prins, D.J. Dunstan, J.D. Lambkin, E.P. O'Reilly, A.B. Adams, R. Pritchard, W.S. Truscott, K.E. Singer. *Phys. Rev. B*, **47**, 2191 (1993).
- [15] S.R. Johnson, S. Chaparro, J. Wang, N. Damal, Y. Cao, Z.B. Chen, J. Xu, S.Q. Yu, D.J. Smith, C.-Z. Guo, P. Dowd, W. Braun, Y.-H. Zhang. *J. Vac. Technol. B*, **19**, 1501 (2001).
- [16] G. Blume, T.J.C. Hosea, S.J. Sweeney, S.R. Johnson, J.-B. Wang, Y.H. Zhang. *IEE Proc.: Optoelectronics*, **152**, 110 (2005).
- [17] Y.S. Chiu, M.H. Ya, W.S. Su, Y.F. Chen. *J. Appl. Phys.*, **92**, 5810 (2002).
- [18] W. Braun, P. Dowd, C.-Z. Guo, S.-L. Chen, C.M. Ryu, U. Koelle, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang, J.W. Tomm, T. Elsässer, D.J. Smith. *J. Appl. Phys.*, **88**, 3004 (2000).

*Редактор Л.В. Беляков*

### **GaAsSb/GaAs strained well structures for 1.3 $\mu\text{m}$ range lasers**

*Yu.G. Sadofyev, N. Samal, B.A. Andreev\*,  
V.I. Gavrilenko\*, S.V. Morozov\*, A.G. Spivakov\*,  
A.N. Yablonsky\**

Trion Technology, Tempe  
AZ, USA

\* Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Optimal regimes of molecular beam epitaxy of GaAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>/GaAs heterostructures with GaAsSb/GaAs have been found. The effective long wavelength photoluminescence at room temperature is shown to be obtainable up to  $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$  due to the increase of Sb incorporation. With increasing the optical excitaton power in addition to the blue shift of photoluminescence line that is typical for type II heterojunction a new short-wavelength line origin has been discovered. The new line is related with direct in the real space optical transitions that is confirmed by the photoluminescence spectra investigations with subpico- and nanosecons temporal resolution at pulsed excittaion.