

# Сопоставление различных концепций выращивания квантовых точек InAs на GaAs для лазеров диапазона 1.3 мкм

© Ю.Г. Садофьев<sup>¶</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Проведено сопоставление DWELL-, DUWELL- и GC-SRL-концепций выращивания квантовых точек InAs в идентичных условиях эпитаксиального роста. Лазерные структуры предназначены для работы вблизи 1.3 мкм. Предложена усовершенствованная методика определения скорости роста арсенида индия. Изучена зависимость спектрального положения и интенсивности пика фотолюминесценции от типа структуры и условий эпитаксии. Показана лазерная генерация через основные состояния размерного квантования при комнатной температуре в полосковом лазере на основе DUWELL-структуры с 10 слоями квантовых точек InAs.

## 1. Введение

Квантовые точки (КТ) в системе InAs/GaAs, формирующиеся за счет эффекта самоорганизации под действием встроенных гетероэпитаксиальных напряжений, привлекают большое внимание исследователей на протяжении последних трех десятилетий. Результаты, относящиеся в основном к структурам со слоями InAs, погруженными в GaAs, достаточно полно отражены в [1]. Приборы фотоники на основе таких структур работают вблизи длины волны  $\lambda \approx 950$  нм ( $\sim 1.3$  эВ). Для практических применений более привлекательны структуры, излучающие в области минимума потерь линий волоконно-оптической связи,  $\lambda = 1.3-1.55$  мкм. Эти длины волн достижимы в рассматриваемой системе материалов при погружении квантовых точек InAs в квантовую яму InGaAs (dots-in-a-well, DWELL) или использовании внешней квантовой ямы InGaAs, покрывающей слой квантовых точек InAs (dots-under-the-well, DUWELL) [2-8]. Слои InGaAs (strain reducing layer, SRL) уменьшают встроенные напряжения вокруг КТ, вызванные несоответствием периодов кристаллических решеток и коэффициентов термического напряжения сопрягаемых материалов. Это приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны арсенида индия. Кроме того, уровень размерного квантования КТ понижается при уменьшении ширины запрещенной зоны материала матрицы, состоящей из InGaAs вместо GaAs. Мольная доля арсенида индия в квантовой яме DUWELL-структуры может быть постоянной (обычно используют состав  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  [4-6]), или может изменяться по линейному закону от максимального значения вблизи слоя КТ к минимальному на внешней границе слоя [7,8]. В последнем случае применяют обозначение gradient-composition strain reducing layer, GC-SRL. Все эти варианты структур обеспечивают достижение эффективной фотолюминесценции КТ InAs/GaAs вблизи 1.3 мкм. Однако, из-за относительно невысокой плотности квантовых точек,  $(2-4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , не удается получить эффективную лазерную генерацию в структурах с един-

ственным слоем КТ. Складирование слоев КТ приводит к увеличению встроенных напряжений и возможной генерации дислокаций несоответствия, резко снижающих эффективность излучательной рекомбинации. Поэтому желательно использовать тот тип структур, который содержит наименьшее количество InAs в слое КТ и вокруг него, обеспечивая тем самым минимальный уровень встроенных напряжений в пересчете на слой.

В литературных источниках имеется значительный разброс данных как по конфигурации обсуждаемых структур, так и по условиям их выращивания. В частности, толщина слоя InAs, при которой достигается длина волны 1.3 мкм, колеблется в пределах от 2 до 3 монослоев (МС) [4,5], а температура выращивания — от 450 до 570°С [6,7]. Имеются и другие несоответствия, вызванные различиями методов измерения основных параметров роста в различных группах исследователей. В данной работе предпринята попытка получения всех указанных выше типов структур с КТ InAs/GaAs на одной установке для молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и при едином подходе к процедуре калибровок. Фотолюминесценция (ФЛ) образцов, измеренная при комнатной температуре в неизменных условиях возбуждения и регистрации спектров, была использована в качестве средства контроля и сопоставления свойств полученных образцов.

## 2. Методика эксперимента

Все исследуемые образцы были выращены на установке молекулярно-пучковой эпитаксии EPINEAT фирмы RIBER, укомплектованной молекулярными ячейками элементов III группы (Ga, Al, In), источником мышьяка с зоной крекинга, а также источниками легирующих примесей (Si, Be). В установке имелось по две молекулярных ячейки для испарения алюминия и галлия, что позволяло реализовывать сложные конфигурации поперечных сечений выращиваемых образцов. Кристаллическое состояние и морфологию поверхности эпитаксиальных слоев контролировали с помощью дифракции быстрых электронов (RHEED). Вольфрам-рениевая

<sup>¶</sup> E-mail: sadofyev@hotmail.com

термопара являлась датчиком в цепи управления температурой подложки. Контроль реальной температуры эпитаксиального роста осуществляли с помощью инфракрасного пирометра, присоединенного к установке через прогреваемое смотровое окно. Подложки арсенида галлия, использованные при эпитаксии, имели ориентацию (100) без намеренного отклонения от точной ориентации.

При выращивании структур с КТ InAs/GaAs обычно оперируют молекулярными пучками индия малой интенсивности, обеспечивающими скорость роста арсенида индия в пределах 0.005–0.1 МС/с (0.09–1.8 нм/мин) [7]. Это требует использования достоверной процедуры калибровки молекулярных пучков. Одним из наиболее широко распространенных методов калибровки скоростей роста материалов  $A^{III}B^V$  в технологии МПЭ является измерение зависимости давления молекулярных пучков элементов III группы от температуры соответствующих молекулярных ячеек. Измерения проводят с помощью ионизационного манометра Баярда–Алперта, помещенного на место подложки. Предполагается, что имеется прямая пропорциональность между давлением и ионным током, образовавшимся в результате ионизации нейтральных частиц термоэлектронами, испускаемыми катодом прибора. Однако ионизационный манометр не является селективным по отношению к определенной разновидности атомов или молекул. Поэтому остаточные газы, выделяемые молекулярными источниками при нагревании, воспринимаются как компоненты испаряемого вещества. Это может привести к завышенным оценкам, в особенности при низких скоростях роста соединений  $A^{III}B^V$ , когда создаваемое потоком основного вещества давление не сильно отличается от базового давления остаточных газов сверхвысоковакуумной камеры установки МПЭ.

Осцилляции интенсивности рефлексов RHEED, период которых соответствует толщине одного монослоя выращиваемого материала, также применяют для контроля процесса МПЭ. Однако индий-содержащие слои характеризуются низкой отражательной способностью для процессов дифракции электронов. Осцилляции имеют быстро затухающий характер, если вообще наблюдаются при используемых режимах эпитаксии.

Для определения реальной скорости роста арсенида индия мы использовали конфигурацию структуры с составным буфером, содержащим квантовую яму InGaAs/GaAs. Квантовая яма имела номинальную ширину 7 нм при мольной доле арсенида индия  $x = 0.15–0.20$ . Она была отделена от слоя квантовых точек прослойкой из арсенида галлия и AlGaAs общей толщиной 150 нм. Определенное экспериментально спектральное положение линии фотолюминесценции этой ямы сравнивали с рассчитанным теоретически. Расчеты основаны на решении уравнения Шредингера с учетом влияния встроенных гетероэпитаксиальных напряжений на ширину запрещенной зоны и положение краев разрешенных зон InGaAs [9]. Сопоставление

экспериментальных и теоретических результатов позволяло получать корректную информацию о реальной скорости роста арсенида индия для данного образца в случае, если скорость роста арсенида галлия предварительно точно определена из независимого эксперимента. Спектр фотолюминесценции структуры с квантовой ямой GaAs/AlGaAs определенной ширины или спектр отражения брегговского резонатора GaAs/AlAs дают возможность с высокой точностью определить скорость роста арсенида галлия. При указанных выше условиях уменьшение скорости роста арсенида индия по отношению к ожидаемой приведет к уменьшению как ширины квантовой ямы, так и мольной доли InAs в ней. Оба этих эффекта приведут к смещению линии фотолюминесценции квантовой ямы в коротковолновую сторону спектра по сравнению с результатами расчета. В противоположном случае, при слишком высокой скорости роста арсенида индия, линия фотолюминесценции сместится в длинноволновую область спектра.

С учетом сказанного выше нами использована следующая конфигурация эпитаксиальных структур. На подложке арсенида галлия ориентации (100) выращивали составной буфер, состоящий из GaAs толщиной 300 нм и квантовой ямы InGaAs шириной 7 нм. Квантовая яма была заключена между слоями GaAs и  $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$  с толщинами по 50 нм каждый. Барьеры из AlGaAs предназначены для предотвращения растекания неравновесных носителей заряда из квантовой ямы InGaAs/GaAs. Над верхним барьером AlGaAs выращивали разделительный слой GaAs (50 нм). Температура эпитаксии была равной 580°C, за исключением слоя InGaAs, который осаждали при температуре 525°C.

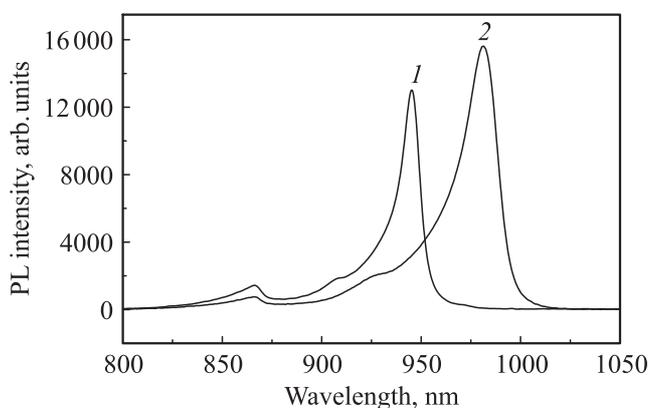
Над составным буфером выращивали квантовые точки InAs и уменьшающую напряжения квантовую яму  $In_xGa_{1-x}As$ . Покровный слой GaAs толщиной 100 нм завершал структуру. Часть покровного слоя (15 нм), как и индий-содержащие слои образца, выращивали при пониженной температуре из интервала значений 480–525°C, остаток слоя — при 580°C. Для DWELL-образцов использовали квантовую яму  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$  шириной 8 нм, 2 нм из которых располагали под слоем InAs с номинальной толщиной 2.3–3.0 МС. В DUWELL-структурах подслоем InGaAs толщиной 2 нм не выращивали. В GS-SRL-образцах вместо 6 нм  $In_{0.15}Ga_{0.85}As$  поверх InAs выращивали варизонный слой  $In_xGa_{1-x}As$  толщиной 3 нм, в котором мольную долю арсенида индия уменьшали от 0.25 до 0.12 по мере удаления от слоя квантовых точек InAs. Изменение состава внешней квантовой ямы получали за счет увеличения скорости роста GaAs. Скорость роста InAs при выращивании конкретной структуры была постоянной и составляла для различных образцов 0.9–1.2 нм/мин (0.050–0.066 МС/с).

Мини-спектрометр NIR256L-1.7T1 фирмы Control Development Inc. был использован для регистрации спектров фотолюминесценции, возбуждаемой излучением лазерного диода (длина волны  $\lambda = 671$  нм, мощность излучения 250 мВт), сфокусированным в пятно диаметром 1 мм.

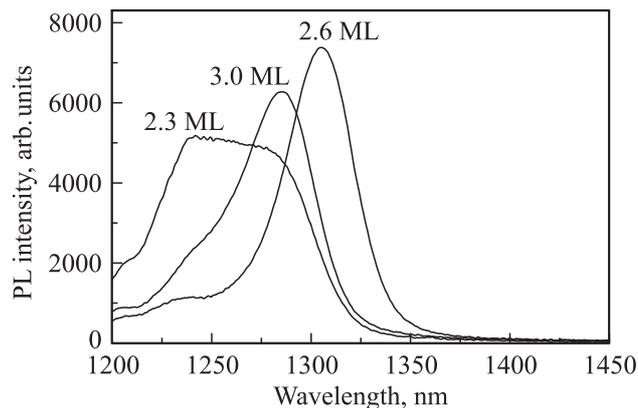
### 3. Результаты эксперимента

Спектры ФЛ от двух образцов с квантовыми ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с номинальными значениями  $x = 0.15$  и  $0.20$  приведены на рис. 1. В спектрах наблюдаются доминирующие линии, соответствующие оптическим переходам с участием основных состояний размерного квантования электронов и дырок (945 и 981 нм для номинальных значений  $x = 0.15$  и  $0.20$ ). Расчетные положения пиков для этих квантовых ям при ширине их 7 нм составляют 951 и 987 нм. Скорость роста арсенида галлия  $V_{\text{GaAs}}$  при выращивании квантовых ям составляла 6.0 ( $x = 0.15$ ) и 3.4 нм/мин ( $x = 0.2$ ). Из данных ФЛ следует, что реальные величины мольной доли арсенида индия в соответствующих квантовых ямах могут быть оценены как 0.140 и 0.192. С учетом отношения объемов элементарных ячеек GaAs и InAs  $k = a_{\text{GaAs}}^3/a_{\text{InAs}}^3 = 0.8125$  (линейные размеры при комнатной температуре 0.565325 и 6.0583 нм соответственно [10]) скорость роста арсенида индия  $V_{\text{InAs}}$  при известной молярной доле InAs  $x$  определяется соотношением  $V_{\text{InAs}} = (xV_{\text{GaAs}})/k(1-x)$ . Из этого следует, что скорость роста арсенида индия составляет 1.20 и 0.994 нм/мин для рассматриваемых образцов с низкой и высокой мольной долей арсенида индия. Знание этих величин позволяет определить эффективную толщину InAs в слое квантовых точек по продолжительности последующего осаждения этого слоя в соответствующей части структуры. Пик ФЛ на длине волны 866 нм на рис. 1 соответствует излучению арсенида галлия, а плечи в области 900–930 нм — переходам с участием возбужденных состояний квантовых ям.

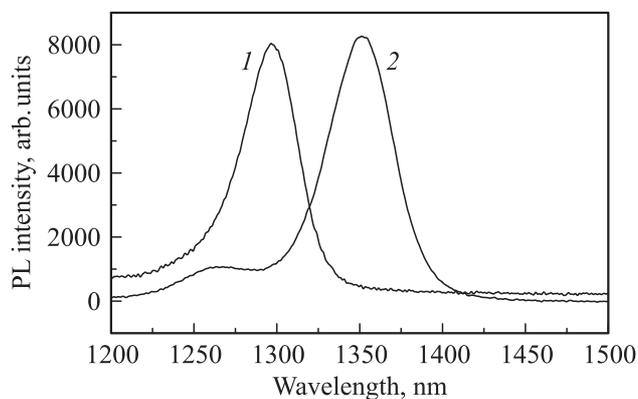
Фотолюминесценция на длинах волн 1290–1305 нм была достигнута для DWELL-структур при номинальной толщине слоя арсенида индия ( $2.6 \pm 0.1$ ) МС. Наиболее интенсивный сигнал ФЛ соответствовал температуре роста слоя ( $510 \pm 5$ )°С. При этом ширина на половине



**Рис. 1.** Спектры фотолюминесценции (PL) квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  шириной 7 нм, расположенных в составном буфере выращенных структур. Номинальная молярная доля арсенида индия  $x = 0.15$  (1) и  $0.20$  (2). Температура измерений комнатная.



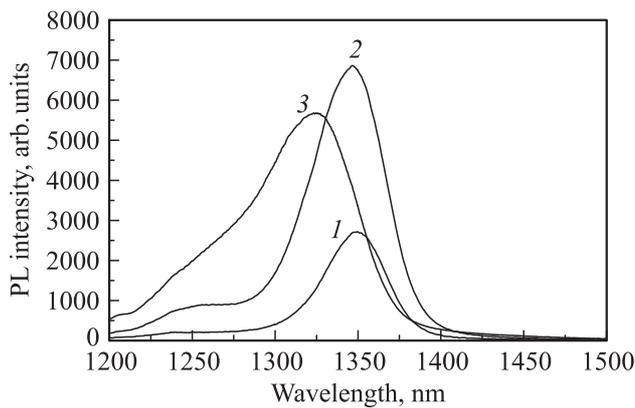
**Рис. 2.** Спектры комнатной фотолюминесценции (PL) DWELL-структур. Номинальная толщина InAs 2.3, 2.6 и 3.0 монослоя (ML). Индийсодержащие слои образцов выращены при температуре 510°С.



**Рис. 3.** Спектры комнатной фотолюминесценции (PL) DUWELL- (1) и GC-SRL- (2) образцов с номинальной толщиной слоя InAs 2.6 МС.

высоты пика ФЛ составляла 28–30 мэВ. На коротковолновой ветви кривой наблюдается плечо, обусловленное вкладом возбужденных состояний КТ или бимодальным распределением их размеров. При меньших толщинах InAs пик ФЛ сильно уширен и смещен к  $\lambda \approx 1250$  нм. Увеличение толщины слоя InAs до 3 МС приводило к понижению интенсивности пика ФЛ на  $\sim 20\%$  и к увеличению его ширины до 39 мэВ. Вид кривых ФЛ для КТ структур с эффективной толщиной InAs 2.3, 2.6 и 3.0 МС приведен на рис. 2. Слои InAs для всех представленных на рис. 2 образцов выращены при температуре 510°С.

При тех же условиях эпитаксии DUWELL-структуры обеспечивали получение интенсивной линии ФЛ с шириной пика на половине высоты  $\sim 30$  мэВ (рис. 3, кривая 1), как и в DWELL-структурах. Отклонения по длине волны излучения между DWELL- и DUWELL-структурами находились в пределах разброса экспериментальных данных. Однако линия ФЛ GC-SRL-структур была сдвинута на 30–50 нм в область более длинных



**Рис. 4.** Спектры фотолюминесценции (PL) GC-SRL-структур с номинальной толщиной слоя квантовых точек 2.6 нм, выращенных при температурах 480 (1), 510 (2) и 525°C (3).

волн (рис. 3, кривая 2). Это позволяет уменьшить эффективную толщину слоя InAs, необходимую для работы на длине волны 1.3 мкм. Кроме того, двукратное уменьшение толщины варизонного слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  структуры (до 3 нм) приводит к снижению содержащегося в нем арсенида индия на  $\sim 25\%$  по сравнению с внешней квантовой ямой  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  DUWELL-структуры. Предполагая, что во всех трех типах рассматриваемых структур номинальная толщина слоя квантовых точек InAs равна 2.6 нм, и принимая используемое для выращивания DWELL-структуры количество арсенида индия за единицу, относительный расход InAs для достижения длины волны ФЛ 1.3 мкм для DWELL-, DUWELL- и GC-SRL-структур соответственно можно представить соотношением 1:0.83:0.63. В действительности в GC-SRL-структурах заданная длина волны достигается при меньшей толщине слоя InAs и соответствующий коэффициент несколько меньше величины 0.63.

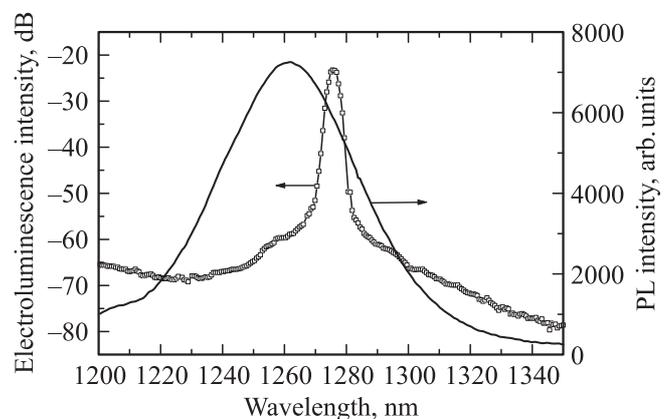
Отметим, что нам не удалось получить декларируемое в [4,5] сужение линии ФЛ до 23 мэВ в GC-SRL-структуре. Возможной причиной этого могла быть нелинейность изменения мольной доли арсенида индия в варизонном слое InGaAs, вызванная большой тепловой инерционностью молекулярного источника галлия при используемом нами довольно значительном количестве (500 г) загруженного в тигель материала. В условиях необходимости существенного повышения температуры за ограниченный отрезок времени реальный характер изменения температуры источника галлия не соответствовал задаваемому программой роста. Точная реализация заданного профиля состава варизонного слоя требует использования малоинерционной молекулярной ячейки для испарения галлия или значительного уменьшения скорости эпитаксиального роста индий-содержащих слоев структуры.

Влияние температуры эпитаксии на спектры ФЛ показано на рис. 4 на примере GC-SRL-образцов, выращенных при температурах 480, 510 и 525°C. Эпитаксия

структур при температуре ниже 500°C приводила в наших экспериментах к понижению эффективности излучательной рекомбинации без изменения спектрального положения линии. Спектры ФЛ структур, выращенных при температуре 525°C, имели ширину на полувысоте пика 35 мэВ. Интенсивность ФЛ была ниже, чем для образца, выращенного при температуре 510°C. Наблюдался также сдвиг пика ФЛ в коротковолновую сторону. Одной из причин такого смещения может быть обогащение квантовых точек арсенидом галлия. Кроме того, в работах [11,12] показано, что повышение температуры эпитаксии приводит к изменению формы квантовых точек. Латеральный размер их увеличивается, а высота и объем уменьшаются. Последнее приводит к коротковолновому сдвигу ФЛ. В [13] снижение плотности квантовых точек при повышении температуры эпитаксии считали причиной уменьшения интенсивности ФЛ.

Приведенные выше результаты показывают, что DUWELL-концепция, в особенности в GC-SRL-варианте ее исполнения, имеет преимущество при формировании многослойных структур с КТ InAs/GaAs. Однако из-за упомянутой выше технической проблемы инерционности молекулярной ячейки галлия тестовые структуры инжекционных полосковых  $p-i-n$ -лазеров были выращены нами на основе DUWELL с квантовой ямой InGaAs постоянного состава. Ширина полоскового электрода диода была равной 100 мкм, а длина 1.5 мм. Активная часть включала 10 слоев квантовых точек InAs при толщине разделительных слоев GaAs (спейсеров) 50 нм. Волноводы изготовлены из  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$   $p$ - и  $n$ -типа проводимости с концентрацией свободных носителей  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1500 нм каждый.

Ширина пика ФЛ таких многослойных структур составляла 35–40 мэВ с максимумом сигнала вблизи  $\lambda = 1265\text{--}1275 \text{ нм}$ . Спектр ФЛ одной из структур и спектр электролюминесценции изготовленного из нее инжекционного лазера приведены на рис. 5. Лазерная



**Рис. 5.** Спектры комнатной фотолюминесценции (PL) DUWELL-структуры с 10 слоями квантовых точек в активной области, и электролюминесценции изготовленного из данной структуры инжекционного полоскового лазера. Толщина GaAs-спейсеров между слоями КТ 50 нм.

генерация  $p-i-n$ -диода наблюдалась при комнатной температуре на длинах волн, смещенных на  $\sim 12$  нм ( $\sim 9$  мэВ по энергии) от максимума ФЛ в сторону больших длин волн. Это свидетельствует о том, что лазерная генерация обусловлена рекомбинацией электронно-дырочных пар через основные состояния размерного квантования носителей в квантовых точках InAs. Изменение ширины запрещенной зоны арсенида индия за счет разогрева активной области джоулевым теплом при пропускании электрического тока через диодную структуру может быть причиной длинноволнового сдвига лазерного излучения по отношению к положению пика комнатной ФЛ. Температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны составляет  $\alpha = 0.276$  мэВ/К для арсенида индия [14], и разогрев активной области прибора может быть оценен величиной  $\sim 30^\circ\text{C}$ . Ширина на полувысоте пика на кривой электролюминесценции, представленной на рис. 5, составляет 2.3 мэВ.

Отметим, что максимальное количество слоев КТ, складированное в активной области прибора согласно описанной выше DUWELL-концепции, достигало в наших экспериментах величины 12. В процессе выращивания внешней квантовой ямы картины RHEED, соответствующие двумерному росту, достигались при толщине внешней квантовой ямы InGaAs  $\sim 5$  нм. При большем количестве слоев КТ происходил срыв двумерного роста как квантовой ямы, так и последующего спейсерного слоя GaAs для всех использованных в работе температур эпитаксии.

#### 4. Заключение

Сравнение различных концепций выращивания самоорганизующихся массивов квантовых точек InAs/GaAs в единых условиях эпитаксиального роста показало, что DWELL- и DUWELL-структуры дают в пределах разброса экспериментальных данных сопоставимые по спектральному положению, интенсивности и ширине линии спектры комнатной ФЛ. Длина волны ФЛ вблизи 1300 нм достигается при эффективной толщине слоя InAs КТ, равной  $(2.6 \pm 0.1)$  МС. GC-SRL-вариация DUWELL-структуры позволяет достичь  $\lambda = 1350$  нм без деградации кривой ФЛ при той же толщине слоя КТ и общем количестве InAs в структуре примерно на 40% меньшем, чем в случае DWELL-концепции. Это создает предпосылки для складирования наибольшего количества слоев КТ в одной структуре из-за уменьшения гетероэпитаксиальных напряжений в пересчете на один слой КТ, а также уменьшения толщины спейсеров GaAs при фиксированном количестве слоев КТ в структуре. Оба указанных эффекта способствуют улучшению выходных параметров инжекционных лазеров из-за повышения плотности доступных для лазерной генерации квантовых состояний и уменьшения толщины активной области прибора.

#### Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (John Wiley & Sons Ltd, 1999).
- [2] А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, А.Ю. Егоров, Н.А. Малеев, В.М. Устинов, Б.В. Воловик, М.В. Максимов, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, Ю.М. Шерняков, А.В. Лунев, Ю.Г. Мусихин, Н.А. Берг, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров. ФТП, **33**, 180 (1999).
- [3] Н.А. Малеев, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, В.М. Устинов, Д.А. Бедарев, Б.В. Воловик, И.Л. Крестников, И.Н. Каяндер, В.А. Однолюбов, А.А. Суворова, А.Ф. Цацульников, Ю.М. Шерняков, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **11**, 612 (2000).
- [4] G.T. Liu, A. Stintz, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester. *Electron Lett.*, **35**, 1163 (1999).
- [5] H.C. Yu, J.S. Wang, Y.K. Su, S.J. Chang, F.I. Lai, Y.H. Chang, H.C. Kuo, C.P. Sung, H.P.D. Yang, et al. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **18**, 418 (2006).
- [6] M. Gutierrez, M. Hopkinson, H.Y. Liu, M. Herrera, D. Gonzalez, R. Garcia. *J. Cryst. Growth*, **278**, 151 (2005).
- [7] C.N. Ngo, S.F. Yoon, D.R. Lim, V. Wong, S.J. Chua. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 041 912 (2008).
- [8] T. Amano, T. Sugaya, S. Yamauchi, K. Komori. *J. Cryst. Growth*, **295**, 162 (2006).
- [9] T. Amano, T. Sugaya, K. Komori. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **14**, L432 (2005).
- [10] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [11] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* (Pittsburg, 2000) v. 583, p. 23.
- [12] Н.А. Черкашин, М.В. Максимов, А.Г. Макаров, В.А. Пучкин, В.М. Устинов, Н.В. Луковская, Ю.Г. Мусихин, Г.Э. Цирлин, Н.А. Берг, Ж.И. Алфёров, Н.Н. Леденцов, Д. Бимберг. ФТП, **37**, 890 (2003).
- [13] T.V. Torchynska, E.V. Lozada, J.L.C. Espinola. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **27**, 919 (2009).
- [14] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

#### A comparison of the various conceptions of InAs quantum dots growth on GaAs for 1.3 $\mu\text{m}$ range lasers

Y.G. Sadofyev

Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
119991 Moscow, Russia

**Abstract** We have compared the DWELL, DUWELL and GC-SRL conceptions of InAs quantum dots epitaxy at identical growth conditions. The samples are destined for operation at 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength range. An improved procedure of InAs growth rate estimation has been proposed. The dependence of room temperature photoluminescence on active region designs and growth conditions has been studied. A 10-stack DUWELL ridge waveguide laser diode with ground-state lasing at room temperature has been demonstrated.