

Влияние особенностей формирования квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs на спектральные характеристики лазерных диодов, изготовленных на их основе

В.П.Дураев, А.А.Мармалюк, А.А.Падалица, А.В.Петровский,
Д.Р.Сабитов, М.А.Сумароков, А.В.Сухарев

При исследовании ряда инжекционных полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 1050–1080 нм было зафиксировано скачкообразное уменьшения длины волны генерации с увеличением тока накачки. Учет сегрегационных явлений, в значительной мере искажающих номинальный профиль квантоворазмерной активной области лазерных гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs в процессе роста, позволил рассчитать их энергетический спектр, согласующийся с результатами экспериментальных спектральных измерений. На основе проведенного расчета идентифицированы энергетические уровни размерного квантования, участвующие в генерации при уменьшении длин волн излучения лазеров.

Ключевые слова: гетероструктура, квантовая яма InGaAs/GaAs, сегрегация атомов индия, уменьшение длины волны генерации, лазерный диод.

1. Введение

Одна из особенностей инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) состоит в том, что их спектр усиления имеет значительную ширину, достигающую 30–40 нм [1], и длина волны генерации ИПЛ может перестраиваться в пределах всего спектра усиления (см., напр., [2, 3]). В наиболее распространенном случае ИПЛ с резонатором, сформированным гранями самого полупроводникового кристалла, увеличение тока накачки, как правило, приводит к плавному росту длины волны генерации, обусловленному разогревом активной области [4, 5]. Это длинноволновое смещение достигает 3–6 нм относительно длины волны на пороге генерации.

При исследовании ряда ИПЛ спектрального диапазона 1050–1080 нм авторами было зафиксировано скачкообразное уменьшение длины волны генерации при увеличении тока накачки. Аналогичный эффект в лазерных и суперлюминесцентных диодах наблюдался также в работах [5–7]. Детальное изучение геометрии активной области квантоворазмерных гетероструктур (ГС) InGaAs/GaAs/AlGaAs, из которых были изготовлены ИПЛ, а также анализ их энергетического спектра позволили объяснить наблюдаемый эффект.

2. Экспериментальная часть

Лазерные квантоворазмерные гетероструктуры InGaAs/GaAs/AlGaAs были выращены методом МОС-гидридной

В.П.Дураев, А.А.Мармалюк, А.А.Падалица, А.В.Петровский,
Д.Р.Сабитов, М.А.Сумароков, А.В.Сухарев. ФГУП «НИИ "Полус"»
им. М.Ф.Степеляха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3;
e-mail: nolatech@mail.magelan.ru, marm@siplus.ru, ant@siplus.ru,
aretrov@siplus.ru, andrew@siplus.ru

Поступила в редакцию 12 июля 2007 г., после доработки – 27 ноября 2007 г.

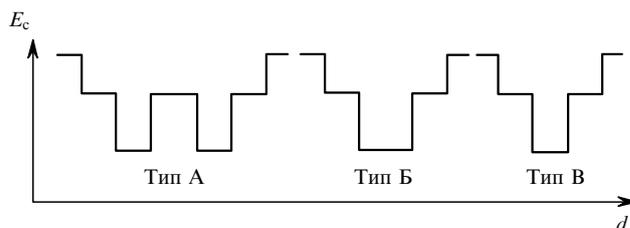


Рис.1. Номинальные профили дна зоны проводимости E_c активной области исследованных лазерных ГС типов А, Б и В.

эпитаксии на установке «СИГМОС-130» с горизонтальным кварцевым реактором и вращающимся графитовым подложкодержателем. Температура роста составляла 720 °С при давлении в реакторе 8×10^3 Па. Источниками элементов групп III и V служили соединения $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$, $\text{In}(\text{CH}_3)_3$, $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$ и AsH_3 , подаваемые в потоке водорода. Эпитаксиальный рост осуществлялся на подложках n-GaAs, ориентированных по плоскости (100).

Для изготовления ИПЛ использовались гетероструктуры с одной (ГС типа Б и В) и двумя (ГС типа А) последовательно выращенными квантовыми ямами (КЯ) $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ в активной области. Ширина d КЯ составляла 76 Å (ГС типа А и В) или 130 Å (ГС типа Б). В гетероструктуре типа А две квантовые ямы были разделены барьерным слоем GaAs толщиной 100 Å. Квантоворазмерная активная область была окружена барьерными слоями GaAs толщиной 70 Å. Номинальные профили дна зоны проводимости активной области для исследованных ГС показаны на рис.1. В остальном структуры были аналогичны описанному в [8].

Из каждой ГС было изготовлено не менее 100 одно-модовых в поперечном направлении ИПЛ с гребневым волноводом с шириной полоскового контакта 3.0–3.5 мкм. Длина резонатора составляла 1000 мкм, коэффициенты отражения покрытий передней и задней граней были равны 5%–10% и 96%–97% соответственно.

3. Результаты и их обсуждение

Рассматриваемые ИПЛ проходили предварительные испытания на надежность (электротермотренировка). Исследования электрических и оптических характеристик изготовленных ИПЛ проводились в непрерывном режиме накачки. При этом температура медного теплоотвода, на который напайвался лазерный кристалл, стабилизировалась на уровне 24°C . Излучение лазеров во всем диапазоне токов накачки (до 200 мА) оставалось пространственно-одномодовым. Распределение интенсивности в дальнем поле в параллельном и перпендикулярном плоскости р–п-перехода направлениях хорошо аппроксимировалось гауссовыми кривыми. Максимум распределения при изменении тока накачки практически не смещался ($\pm 0.5^\circ$). Ширина на полувысоте (FWHM) распределения с ростом тока незначительно увеличивалась (не более чем на 1°), а абсолютное значение FWHM в зависимости от того, из какой ГС был изготовлен ИПЛ, составляло $8 - 12^\circ$. Исследования спектральных характери-

стик подавляющего большинства ИПЛ выявили необычность поведения длины волны лазерной генерации при увеличении тока накачки I_p . Вместо ожидаемого плавного увеличения длины волны на 3–6 нм было отмечено ее скачкообразное уменьшение (рис.2).

Для ИПЛ, изготовленных из ГС типа А, пороговый ток равнялся 20–30 мА. Дифференциальная эффективность работы ИПЛ в надпороговом режиме составляла 0.98 мВт/мА. Переключение длины волны лазерной генерации начиналось при токах 50–70 мА. При этих токах ватт-амперная характеристика ИПЛ имела особенность в виде «перегиба» – снижения наклона на 15%–30% с последующим восстановлением исходного значения. С увеличением тока накачки генерация сохранялась на обеих длинах волн. Разность $\Delta\lambda$ длин волн составляла 10–15 нм. При токах более 170 мА наблюдалось снижение дифференциальной эффективности ИПЛ, связанное с перегревом активной области лазера. Для некоторых образцов отмечалось начало многомодовой в поперечном направлении генерации.

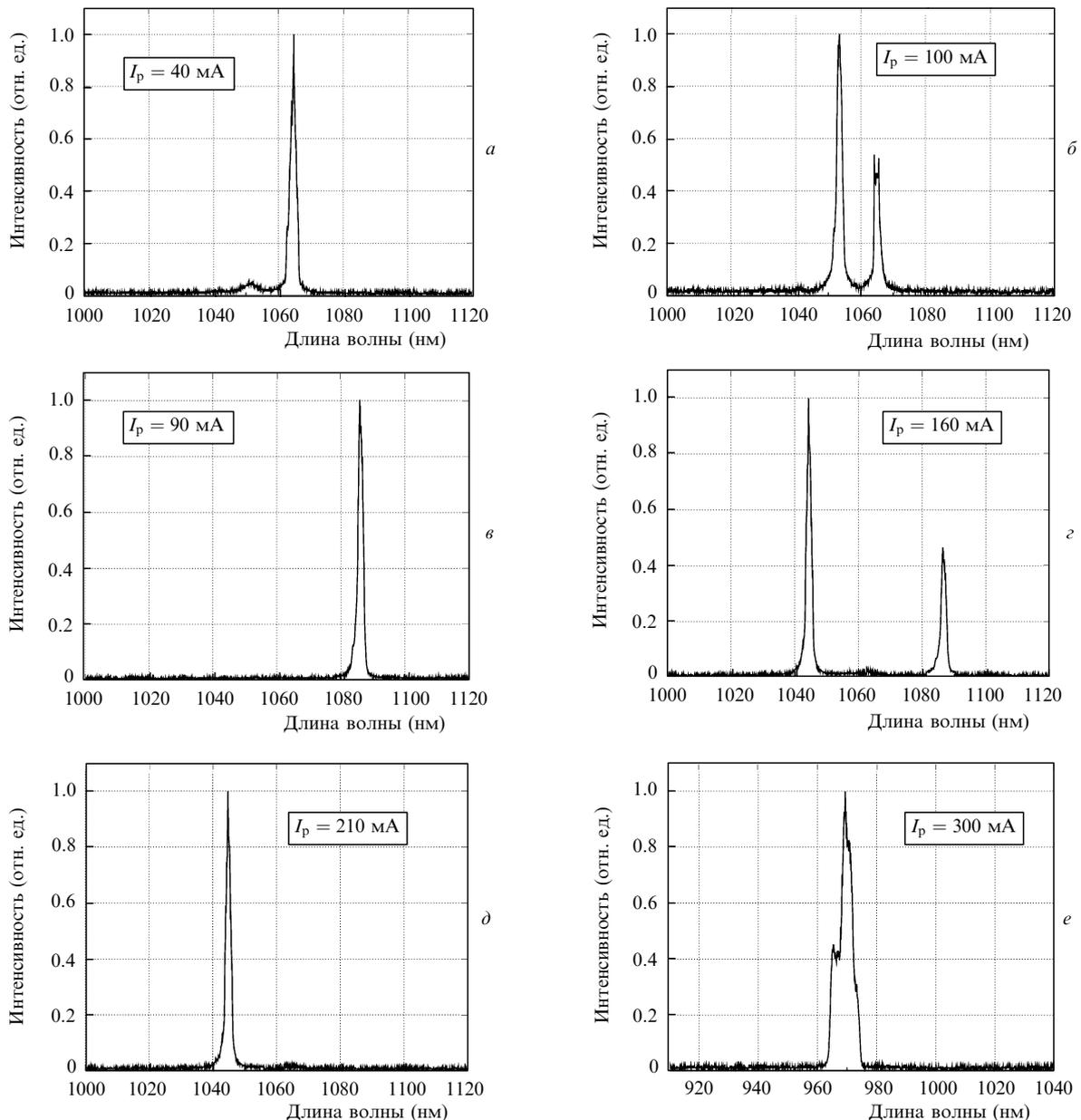


Рис.2. Спектры генерации исследованных ИПЛ, изготовленных из ГС типов А (а, б), Б (в, з, д) и В (е) при разных токах накачки I_p .

Пороговый ток для ИПЛ из гетероструктуры типа В составлял 75–90 мА, дифференциальная эффективность в надпороговом режиме была равна 0.78 мВт/мА. Переключение длины волны происходило при токах накачки 140–180 мА; в этом диапазоне наблюдалась одновременная генерация на двух длинах волн. При дальнейшем увеличении тока практически вся мощность концентрировалась в коротковолновой компоненте, $\Delta\lambda$ в этом случае составляло 47–53 нм. В момент переключения на ватт-амперной характеристике наблюдался кинк со значительным (до 50%) снижением мощности и последующим уменьшением дифференциальной эффективности до 0.53 мВт/мА. При максимальном токе накачки 200 мА дальнейшего снижения дифференциальной эффективности не отмечалось, а генерация в поперечном направлении оставалась одномодовой.

Генерация ИПЛ, изготовленных из ГС типа В, уже при пороговом токе (160–170 мА) происходила на длине волны 958–970 нм, отстоящей от длины волны электролюминесценции исходной ГС (1054–1057 нм) на 95–100 нм. Дифференциальная эффективность работы лазеров не превышала 0.5 мВт/мА. Большой пороговый ток и низкая эффективность свидетельствуют о значительных внутренних потерях в лазерном резонаторе. С одной стороны, это может быть связано с качеством исходной ГС типа В: интенсивность сигнала электролюминесценции по сравнению с сигналами других ГС была ниже на 45%–52%. С другой стороны, большие внутренние потери в резонаторе могут быть обусловлены неоптимальным выбором параметров гребневого волновода для ИПЛ из гетероструктуры типа В. При дальнейшем увеличении тока длина волны генерации вела себя традиционно, плавно увеличиваясь на 3–5 нм.

Переключение длины волны генерации со значительным уменьшением её величины (более чем на 15 нм) для ИПЛ на основе квантоворазмерных ГС становится возможным в случае межзонных переходов не только между нижними энергетическими уровнями размерного квантования, но и между более высокими уровнями. Такие условия могут быть реализованы при повышении числа неравновесных носителей в активной области и значительном заполнении вышележащих энергетических уровней.

С увеличением тока накачки в допороговом режиме рост числа носителей обеспечивает увеличение оптического усиления. В ГС с квантоворазмерной активной областью поверхностная плотность носителей достигает $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [9]. После того как концентрация носителей в активной области становится достаточной, чтобы усиление превысило оптические потери в резонаторе, достигается порог генерации. При этом рост числа носителей резко замедляется, поскольку избыточные носители участвуют в излучательных переходах [2]. Однако с дальнейшим увеличением тока накачки рост плотности носителей продолжается, и обусловлен он следующими эффектами.

Увеличение тока сопровождается ростом температуры активной области, разогрев которой приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны и является одним из основных механизмов традиционного увеличения длины волны генерации ИПЛ. Разогрев снижает также эффективность работы ИПЛ и приводит к увеличению порогового тока [4], в результате чего растет поверхностная плотность носителей в активной области.

В спектральном диапазоне 1000–1100 нм в ИПЛ на

основе гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs в значительной степени проявляется антиволноводный эффект, который приводит к ослаблению встроенного волновода как в плоскости p–n-перехода, так и в перпендикулярном ей направлении [10]. В результате действия этого эффекта растут внутренние оптические потери в резонаторе, поскольку значительная часть оптического излучения начинает распространяться по ненакачиваемым областям вне полоскового контакта и по высоколегированным эмиттерным слоям с высоким уровнем потерь. При этом происходит дополнительное увеличение порогового тока и плотности носителей в активной области, которое приводит к тому, что квазиуровни Ферми глубже проникают в валентную зону и зону проводимости. Тем самым реализуются условия для начала генерации на длинах волн со значениями ниже пороговых. Как правило, переключение длины волны происходит при условии, что квазиуровень Ферми достигает одного из уровней размерного квантования в квантоворазмерной активной области [9, 5].

Для определения причин такого поведения длины волны генерации ИПЛ, а также для исследования зависимости $\Delta\lambda$ от геометрии активной области были рассчитаны энергетические спектры рассматриваемых ГС типа А, Б и В. При этом важным представляется учет особенностей формирования квантоворазмерных слоев InGaAs в условиях МОС-гидридной эпитаксии. Речь идет о поверхностной сегрегации атомов индия в процессе эпитаксиального роста, которая в значительной степени искажает номинальный концентрационный профиль КЯ [11]. При расчете концентрационных профилей КЯ использовалась модель работы [11], в которой дополнительно учитывалось влияние на сегрегационный процесс механических напряжений в ГС, вычисляемых согласно [12]. На рис.3 представлен энергетический профиль дна зоны проводимости для ГС типа В, рассчитанный в приближении плоских зон.

Энергетический спектр квантоворазмерной активной области ИПЛ определяется не только ее концентрационным профилем, но и электростатическим потенциалом в районе КЯ [13]. Для расчета распределения электростатического потенциала вдоль лазерной ГС в условиях приложенного положительного смещения использовалось самосогласованное решение уравнения Пуассона и урав-

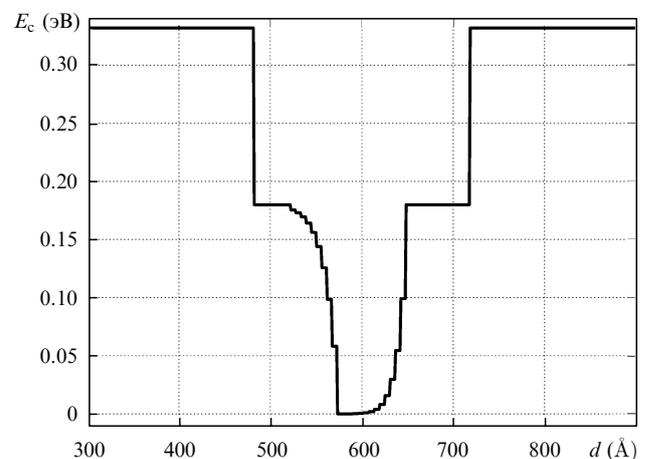


Рис.3. Рассчитанный энергетический профиль дна зоны проводимости E_c для ГС типа В ($\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$) с одиночной КЯ шириной 76 Å в приближении плоских зон.

нения непрерывности [14]. Полученные в результате профили потенциала и поверхностной плотности неравновесных носителей в районе квантоворазмерной активной области использовались для самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера [13]. Поскольку ГС из InGaAs/GaAs являются сильно напряженными, валентная зона сильно расщеплена, и фактически только одна из зон (тяжелых дырок – hh) участвует в излучательных переходах. Рассчитанные таким образом положения энергетических уровней размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости активной области лазерной ГС использовались для интерпретации экспериментально наблюдаемых спектров генерации. Напряжения смещения выбирались такими, при которых квазиуровни Ферми неравновесных носителей достигали рассматриваемых энергетических уровней в КЯ.

Особый интерес при этом представляли не абсолютные значения энергии уровней размерного квантования, а расстояния между ними. Дело в том, что в неравновесных условиях к смещению дна зоны проводимости и потолка валентной зоны приводит разогрев активной области при протекании тока и сужение запрещенной зоны слоев с увеличением плотности носителей. Оценочный расчет влияния этих факторов на энергетический спектр активной области показал, что положение связанных электронных уровней относительно дна зоны проводимости изменяется не более чем на 15 мэВ, а связанных дырочных уровней относительно потолка валентной зоны – не более чем на 8 мэВ. Разность длин волн интересующих нас переходов изменяется при этом примерно на 5 нм, что находится в пределах статистической погрешности экспериментальных измерений.

На рис.4 показана расчетная зонная диаграмма активной области ГС типа А с двумя квантовыми ямами, соответствующая моменту переключения длины волны генерации. Горизонтальными линиями указано положение энергетических уровней размерного квантования. Вследствие сегрегационных явлений энергетические профили номинально идентичных КЯ различаются, а положения энергетических уровней в обоих КЯ не совпадают. Для нижних энергетических состояний на рис.4 представлены соответствующие волновые функции. Поскольку для верхней КЯ энергия межзонного перехода между первыми квантовыми уровнями в зоне проводимости (1e) и валентной зоне (1hh) меньше, лазерная генерация должна начинаться на этом переходе. По мере увеличения поверхностной плотности носителей в активной об-

ласти происходит заселение первых энергетических уровней размерного квантования нижней КЯ, находящихся выше по энергетической шкале. Наблюдаемое на практике переключение длин волн генерации ИПЛ, изготовленных из ГС типа А, обусловлено началом межзонных переходов в нижней КЯ. Расчетное значение $\Delta\lambda$ составило 12.4 нм при экспериментальном значении 10–15 нм.

В связи с тем, что энергетический интервал между уровнями верхней и нижней КЯ небольшой, условия накачки для них различаются незначительно. Поэтому в эксперименте наблюдается одновременная генерация на обоих переходах с сопоставимой мощностью.

Расчетная зонная диаграмма ГС типа Б с одной квантовой ямой в активной области показана на рис.5. При этом напряжение смещения соответствует условиям для коротковолнового переключения спектра излучения ИПЛ. Горизонтальными линиями отмечены положения уровней размерного квантования. На пороге генерации излучательные переходы происходят между нижними энергетическими уровнями КЯ (1e и 1hh). Относительно невысокая дифференциальная эффективность работы ИПЛ в надпороговом режиме (0.78 мВт/мА), а также повышенные значения пороговых токов свидетельствуют о низкой эффективности работы лазера и о значительном уровне потерь в лазерном резонаторе. Такие условия способствуют эффективному росту поверхностной плотности неравновесных носителей в активной области при увеличении тока накачки.

По мере увеличения плотности носителей в активной области следующим межзонным переходом, имеющим минимальную энергию после основного (1e–1hh), является переход 1e–2hh. Однако такой переход запрещен по правилу четности [9], и переключение на длину волны, соответствующую этому переходу ($\Delta\lambda = 20.4$ нм), экспериментально не наблюдается. Далее следует разрешенный переход 1e–3hh, для которого $\Delta\lambda$ составляет 46.9 нм и хорошо соответствует экспериментальному значению 47–53 нм. Еще одним переходом, находящимся в непосредственной близости от 1e–3hh, является переход 2e–1hh с $\Delta\lambda = 57.8$ нм. Однако он, так же как и переход 1e–2hh, запрещен по правилу четности. В частности интеграл перекрытия $\langle\psi_{2e}|\psi_{1hh}\rangle$ огибающих волновых функций электронного (2e) и дырочного (1hh) состояний, входящий в выражение для матричного элемента межзонного перехода [5], в 47.5 раз меньше, чем $\langle\psi_{1e}|\psi_{1hh}\rangle$, и в 4.7 меньше, чем $\langle\psi_{1e}|\psi_{3hh}\rangle$. На практике этот переход не на-

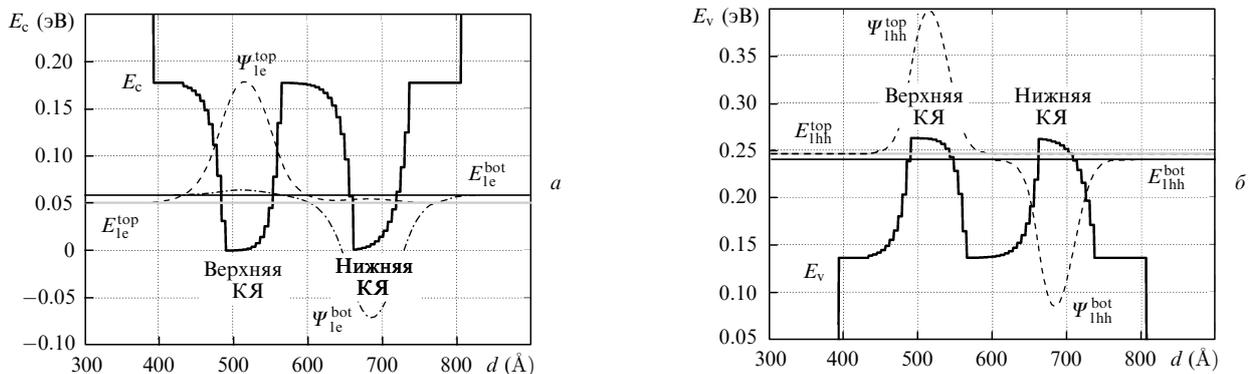


Рис.4. Рассчитанная зонная диаграмма ГС типа А при переключении длины волны генерации: а – зона проводимости, б – валентная зона. Горизонтальными линиями отмечены энергетические уровни размерного квантования. Для уровней 1e и 1hh показаны соответствующие волновые функции.

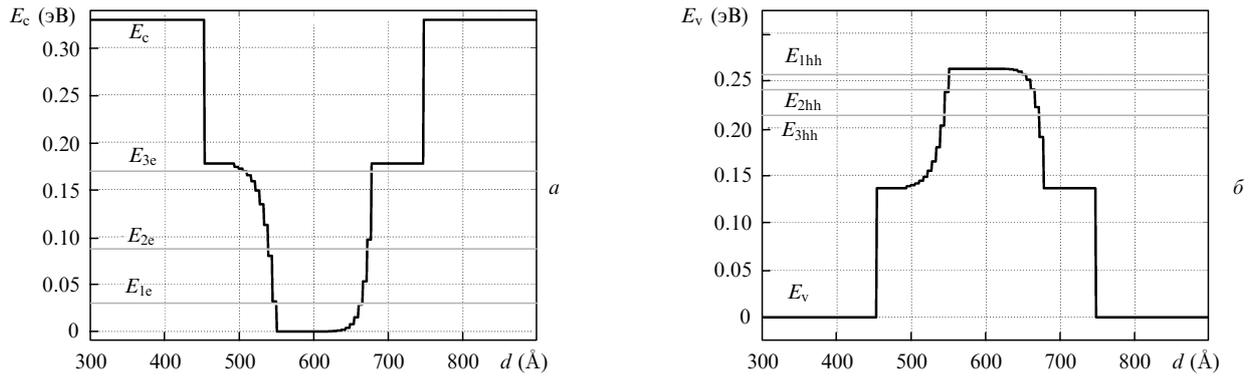


Рис.5. Рассчитанная зонная диаграмма ГС типа Б при переключении длины волны генерации: *a* – зона проводимости, *б* – валентная зона. Горизонтальными линиями отмечены уровни размерного квантования.

блюдается. Учет сегрегационного размытия интерфейсов в этом случае особо важен, поскольку для КЯ с прямоугольным профилем $\Delta\lambda_{1-3hh} = 38$ нм, что значительно отличается от экспериментального значения.

В связи с тем, что энергетические уровни 1hh и 3hh отстоят друг от друга достаточно далеко, для ИПЛ из гетероструктуры типа Б реализуется режим полного переключения на коротковолновую компоненту, когда генерация на длине волны, соответствующей переходу 1e–1hh, практически отсутствует (см. рис.2,*d*). Эффективность работы ИПЛ на переходе 1e–3hh оказывается еще ниже, чем на переходе 1e–1hh, а переключение сопровождается кинком на ватт-амперной характеристике.

Основное различие гетероструктур типов Б и В состоит в том, что в последнем случае КЯ имеет значительно меньшую ширину, а значит, расстояния между энергетическими уровнями размерного квантования в валентной зоне и зоне проводимости будут больше. На рис.6 показана зонная диаграмма ГС типа В, рассчитанная при условии, что расстояние между квазиуровнями Ферми соответствует длине волны межзонного перехода на пороге генерации 975 нм.

Высокие пороговые токи и низкая дифференциальная эффективность (менее 0.5 мВт/мА) говорят о больших внутренних потерях в лазерном резонаторе. Как следствие, для межзонного перехода 1e–1hh (1055 нм) усиление не может превысить уровня потерь, и лазерная генерация начинается на межзонном переходе с участием вышележащего квантового уровня. Расчетное значение длины волны перехода 1e–3hh равно 976.7 нм и с достаточной

точностью совпадает с экспериментальным значением 958–970 нм. В соответствии с расчетом длина волны, соответствующая переходу 2e–1hh, составляет 952.1 нм, что также близко к измеренным значениям. Однако $\langle\psi_{2e}|\psi_{1hh}\rangle$ в данном случае в 317 раз меньше $\langle\psi_{1e}|\psi_{1hh}\rangle$ и в 68.5 меньше $\langle\psi_{1e}|\psi_{3hh}\rangle$. В связи с этим предполагается, что лазерная генерация начинается на длине волны, соответствующей переходу 1e–3hh.

Поскольку КЯ достаточно узкая, третий энергетический уровень в подзоне тяжелых дырок 3hh находится в непосредственной близости от первого уровня в подзоне легких дырок 1hh (рис.6). Расчетное значение длины волны, соответствующей переходу 1e–1hh, равно 964.4 нм. Можно ожидать, что генерация будет проходить с участием обоих этих переходов. Поскольку переходы с участием тяжелых дырок дают излучение с ТЕ-поляризацией, а легких – с ТМ-поляризацией [4], измерение поляризации выходного излучения ИПЛ может дать информацию о доли мощности, приходящейся на каждый из переходов. Так, излучение ИПЛ, изготовленных из ГС типа А и Б, имело почти 100 %-ную ТЕ-поляризацию. Излучение ИПЛ, изготовленных из ГС типа В, также преимущественно имело ТЕ-поляризацию, однако доля излучения с ТМ-поляризацией в общей мощности выходного излучения была заметной (5%–10%). О наличии переходов 1e–1hh свидетельствует также спектр излучения ИПЛ, изготовленных из гетероструктур типа В (см. рис.2,*e*): он заметно шире спектров других ИПЛ (8–11 нм) и расщеплен. При этом коротковолновая компонента имеет в несколько раз меньшую интенсивность, а дли-

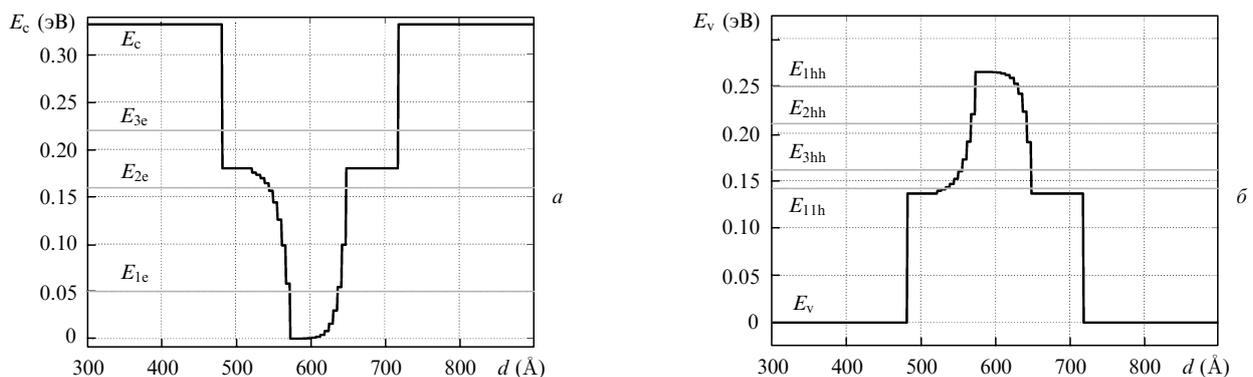


Рис.6. Рассчитанная зонная диаграмма ГС типа В на пороге генерации: *a* – зона проводимости, *б* – валентная зона. Горизонтальными линиями отмечены уровни размерного квантования.

на волны 974–976 нм близка к расчетному значению длины волны для перехода $1e - 1h$.

В настоящей работе с учетом особенностей формирования лазерных квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs были рассчитаны энергетические спектры их активной области. Сравнение полученных результатов с экспериментальными спектральными характеристиками ИПЛ, изготовленных из этих ГС, позволило идентифицировать уровни размерного квантования, вовлекаемые в лазерную генерацию, при скачкообразном коротковолновом переключении длин волн излучения этих ИПЛ. Спектры, вычисленные без учета сегрегационных явлений в процессе роста ГС и с использованием номинального профиля активной области, не позволяли установить такого соответствия.

4. Заключение

Исходя из теоретического анализа энергетических спектров активных областей лазерных ГС объяснены коротковолновые переключения длины волны генерации ИПЛ при увеличении тока накачки. Показано, что для получения корректных результатов требуется учет особенностей формирования напряженных квантоворазмерных слоев InGaAs в условиях МОС-гидридной эпитаксии. На основе теоретического расчета предсказано и практически подтверждено изменение степени поляризации лазерного излучения при переключении длины вол-

ны для ИПЛ, изготовленных из гетероструктур InGaAs/GaAs/AlGaAs с одиночной узкой КЯ в активной области.

1. Елисеев П.Г. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М.: Наука, 1983).
2. *Semiconductor Lasers II*. Ed. by E.Kapon (New York: Acad. Press 1999).
3. Duraev V.P., Marmalyuk A.A., Petrovskiy A.V. *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, **66**, 846 (2007).
4. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981).
5. *Quantum Well Lasers*. Ed. by P.S.Zory Jr. (New York: Acad. Press, 1993).
6. Борщев К.С., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Тарасов И.С. и др. *ФТП*, **41**, 1247 (2007).
7. Якубович С.Д., Гармаш И.А., Семенов А.Т. и др., *Квантовая электроника*, **23**, 113 (1996)
8. Булаев П.В., Говорков О.И., Залевский И.Д., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Петровский А.В. *Квантовая электроника*, **32**, 216 (2002).
9. Елисеев П.Г., Акимова И.В. *Квантовая электроника*, **25**, 206 (1998).
10. *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez, D.R.Scifres (Cambridge: Cambridge University Press, 1994).
11. Moison J.M., Guille C., Houzay F., Van Rompay H., *Phys. Rev. B.*, **40**, 6149 (1989).
12. K. Nakajima. *J. Cryst. Growth*, **126**, 511 (1993).
13. Tan I-H., Snider G.L., Chang L.D., Hu E.L. *J. Appl. Phys.*, **68**, 4071 (1990).
14. Winston D.W., Hayes R.E. *Proc. Intern. Symp. on Compound Semicond.* (San-Diego, CA, 1994, p. 747).