

85. Кононенко В. К., Грибковский В. П. Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // Опт. и спектр. 1970. Т. 29, № 5. С. 975–984.
86. Comparison of the optical nonlinearities of bulk GaAs and GaAs/AlGaAs multiple quantum-wells / S. H. Park, N. Peyghambarian, J. F. Morhange et al. // Proc. SPIE. 1988. Vol. 881. P. 138–143.
87. Кононенко В. К. Спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1993. № 3–4. С. 75–79.
88. Kononenko V. K. Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // Phys. stat. sol. (b). 1988. Vol. 150, No 2. P. 695–698.
89. Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С. Нелинейные оптические процессы в легированных полупроводниковых сверхрешетках// ЖПС. 2001. Т. 68, № 4. С. 501–505.
90. Кононенко В. К., Манак И. С., Фурунжиев Э. Р. Насыщение усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // ЖПС. 1997. Т. 64, № 6. С. 797–800.
91. Кононенко В. К., Цвирко В. И. Время жизни носителей тока при спонтанной излучательной рекомбинации в квантовых ямах// Изв. РАН. Сер. физическая. 2003. Т. 67, № 2. С. 223–226.
92. Kononenko V. K., Tzvirko V. I. Nonlinear refraction in the GaAs quantum wells// Proc. SPIE. 2002. Vol. 4748. P. 438–442.
93. Цвирко В. И., Кононенко В. К. Нелинейная рефракция в квантоворазмерных гетероструктурах// Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 2002. №1. С. 40–47.
94. Tzvirko V. I., Kononenko V. K. Nonlinear refraction at gain saturation in quantum wells // Lithuanian J. Phys. 2002. Vol. 42, No. 4. P. 275–279.

А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко

ЛАЗЕРЫ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Введение

Многочастотные квантоворазмерные инжекционные лазеры служат перспективными источниками излучения для создания интегрально-оптических логических элементов устройств оптической записи и считывания данных, других оптических информационных систем. Положение уровней подзон и, соответственно, соотношение частот оптических переходов в активных слоях лазерных гетероструктур регулируются как составом материала в квантовых ямах (КЯ) и эмиттерных барьерах, так и их шириной [1–3]. Дополнительные возможности управления свойствами и характеристиками лазерных элементов появляются в результате подбора профиля электростатического потенциала в барьерных областях, их легирования, взаимного расположения КЯ в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах [4].

Проведенное комплексное моделирование характеристик инжекционных лазеров включало анализ инжекционных, волноводных, спектральных и динамических свойств многослойных квантоворазмерных гетероструктур [5, 6]. Физическая модель для расчета инжекционной эффективности основана на уравнениях Пуассона и непрерывности для электронного и дырочного токов. Модовый состав излучения находился путем численного интегрирования уравнений Максвелла. Спектры усиления ТЕ- и ТМ-мод многослойных квантоворазмерных структур рассчитывались в модели параболических зон с учетом размерного квантования, дисперсии эффективных масс дырок и поляризационной зависимости матричных элементов межзонных излучательных переходов. Динамические режимы генерации исследовались на основе скоростных уравнений.

1. Переключение длины волны генерации

Предложенная в работе [1] структура содержала в активной области две КЯ 1 и 2 шириной 8 и 16 нм и составом GaAs и $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$. Барьерный слой между КЯ был более широким (15 нм), по сравнению с барьерными слоями в обычных структурах с многими КЯ (4 нм), и легирован акцепторами (10^{18} см^{-3}). Так как примыкающие к КЯ слои оптического ограничения на основе $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 10 нм, в том числе и со стороны эмиттера *n*-типа, легированы акцепторами до концентраций 10^{18} см^{-3} , то дырки легко попадают в КЯ 2, а вызванное легированием уменьшение электронной концентрации в области барьера сдерживает электронный перенос

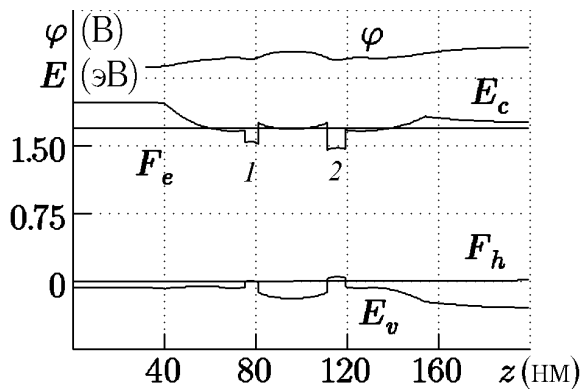


Рис. 1. Рассчитанная зонная диаграмма структуры, излучающей на двух длинах волн, при подаче прямого смещения. φ — электростатический потенциал, F_e и F_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, E_c и E_v — энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны

сдерживает электронный перенос в КЯ 1 (рис. 1). Достигаемое таким образом неоднородное возбуждение КЯ создает условия, при которых возможна генерация на двух длинах волн.

Анализ особенностей статических и динамических характеристик асимметричных квантоворазмерных гетеролазеров с переключением длины волны генерации. проведен в работе [7]. Как видно на рис. 2, генерация при увеличении тока накачки начинается на большей длине волны λ_1 , и населенность в КЯ 1 практически

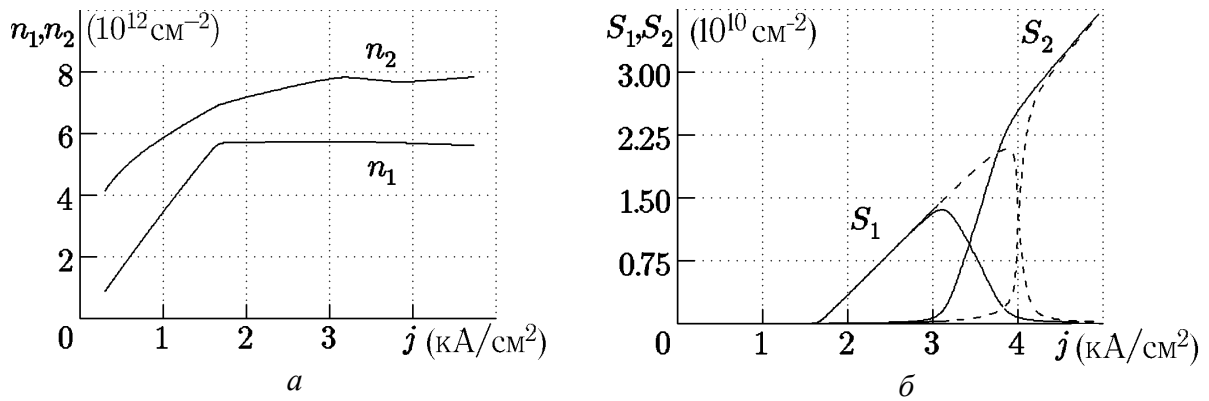


Рис. 2. Изменение с током концентраций электронов n_i в КЯ ($i=1,2$) (а) и плотностей фотонов S_1 и S_2 (б). Штриховые линии рассчитаны с учетом нелинейного взаимодействия мод

ки фиксируется на пороговом уровне n_{th1} , причем коэффициент усиления излучения на длине волны λ_2 в этой КЯ $G_1(\lambda_2)$ оказывается положительной величиной. Населенность в КЯ 2 продолжает расти до n_{th2} , после чего начинается генерация на меньшей длине волны λ_2 . Рост мощности моды λ_2 в результате инжекции в КЯ 2 ведет к увеличению скорости вынужденных переходов на этой λ в КЯ 1. Это в свою очередь вызывает уменьшение скорости вынужденной рекомбинации на λ_1 , так как инжекция в КЯ 1 не возрастает. Для сохранения усиления на λ_2 на пороговом уровне уменьшается концентрация носителей тока в КЯ 2 и, соответственно, снижается ток инжекции j_{21} в КЯ 1, что приводит к дальнейшему уменьшению мощности моды λ_1 и последующему срыву генерации на этой длине волны. Экспериментально наблюдаемое переключение длины волны генерации при изменении тока накачки всего на несколько процентов можно объяснить наличием нелинейного взаимодействия мод из-за динамического нагрева носителей.

2. Генерация самоподдерживающихся пульсаций

Схематичное распределение энергий дна зоны проводимости E_c и потолка валентной зоны E_v вдоль оси z перпендикулярно плоскости активных слоев асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя КЯ, излучающей периодические импульсы излучения на двух длинах волн, приведено на рис. 3. Здесь КЯ, находящаяся со стороны эмиттера p -типа и излучающая на длине волны λ_1 , обозначена 1, а КЯ, находящаяся со стороны эмиттера n -типа и излучающая на длине волны λ_2 , обозначена 2. Для того, чтобы иметь разные λ_1 и λ_2 , квантово-

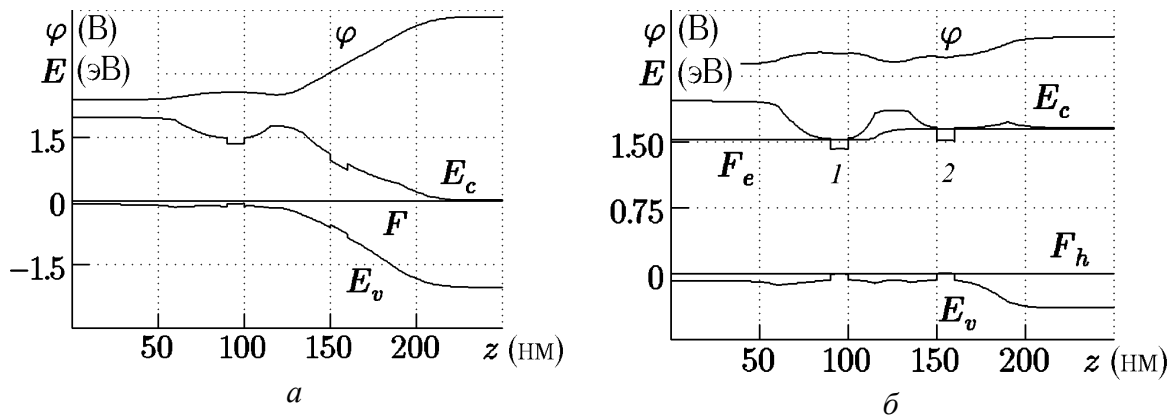


Рис. 3. Зонная диаграмма лазерной структуры в термодинамическом равновесии (а) и при прямом смещении 1.65 В в допорогового режиме (б)

размерные слои на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ имеют различную ширину запрещенной зоны. Форма и размеры барьерного слоя подобраны так, что электроны инжектируются главным образом в КЯ 2, а попадание их в КЯ 1 затруднено. Таким образом, в асимметричной лазерной структуре создается неоднородное возбуждение КЯ.

Анализ устойчивости системы скоростных уравнений, описывающих генерацию на двух длинах волн в структуре с двумя КЯ показывает, что при поглощении коротковолнового излучение в КЯ, генерирующей длинноволновое излучение возникают самоподдерживающиеся пульсации (рис. 4) [8, 9]. При одновременной генерации двух мод увеличение концентрации носителей тока в КЯ 1 при поглощении излучения более интенсивной моды λ_2 конкурирует с процессом сброса населенности в этой КЯ из-за генерации моды λ_1 . При этом после импульса излучения на короткой длине волны следует импульс длинноволнового излучения, сбрасывающий населенность в поглощающей КЯ до прежнего низкого

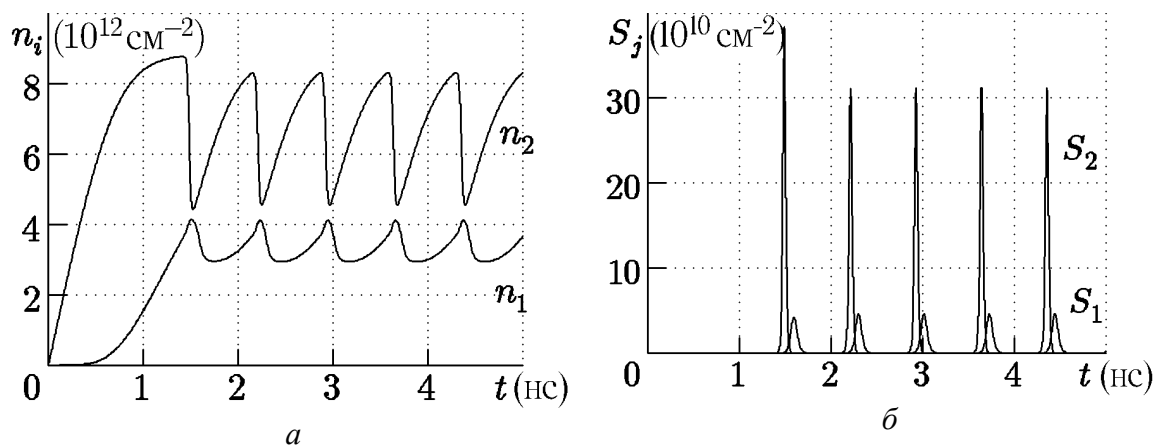


Рис. 4. Осцилляции концентраций электронов в разных КЯ ($i=1,2$) (а) и генерация излучения на двух разнесенных длинах волн ($j=1,2$) (б)

уровня, и тем самым восстанавливающий низкую добротность резонатора для коротковолнового излучения.

По существу, генерация длинноволнового излучения в поглощающей КЯ выполняет ту же роль, что и уменьшение времени жизни поглотителя в лазере с областью разупорядоченного полупроводника. Учет нелинейного усиления, как и при генерации в лазере с областью разупорядоченного полупроводника, приводит к уменьшению амплитуды и увеличению длительности импульсов излучения [10]. Использование квантово-размерных структур с тремя различными КЯ при соответствующем подборе параметров позволяет осуществить режим генерации регулярных пульсаций на трех длинах волн.

3. Бистабильный режим работы

Среди возможных решений кинетических уравнений, описывающих динамику генерации в асимметричной гетероструктуре с двумя КЯ, есть бистабильное решение [11–13]. Бистабильный режим генерации осуществляется в структуре, в которой одна КЯ служит насыщающимся поглотителем для излучения, генерируемого в соседней КЯ.

Явление жесткого включения генерации (рис. 5 б) сопровождается скачкообразным изменением населенностей уровней подзон в КЯ (рис. 5 а). Установившийся световой поток в объеме резонатора вызывает насыщение поглощения в КЯ 1 и рост концентрации электронов n_1 (кривая 1). При этом усиление в КЯ 2 тоже насыщается и концентрация n_2 падает (кривая 2). Срыв генерации с уменьшением тока накачки происходит при токе, меньшем, чем ток включения лазера, т.е. наблюдается гистерезис ватт-амперной характеристики.

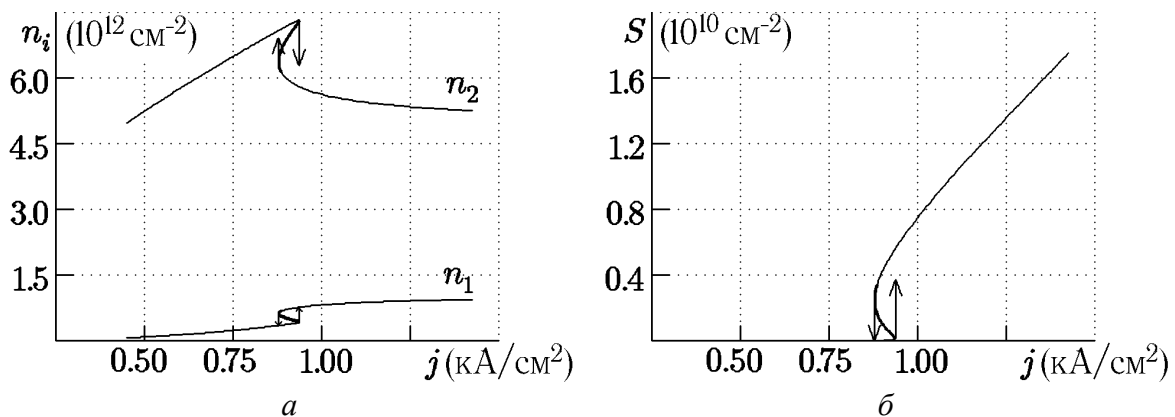


Рис. 5. Изменение с плотностью тока концентраций электронов n_i в разных КЯ ($i=1,2$) (а) и бистабильное переключение на одной генерирующей моде ($j=2$) (б)

4. Ослабление температурной зависимости выходной мощности

Известно, что в инжекционных лазерах, работающих в режиме непрерывной генерации, наблюдается уменьшение выходной мощности излучения, обусловленное разогревом лазерного диода. Для температурной стабилизации лазерных диодов обычно используются элементы Пельтье. Зависимость выходной мощности излучения от температуры может быть уменьшена также путем модификации резонатора лазера. В асимметричных квантоворазмерных гетеролазерах возможен другой способ снижения зависимости выходной мощности излучения от температуры [14].

Особенность конфигурации гетероструктуры для температурной стабилизации выходной мощности состоит в том, что спектр энергетических уровней КЯ подобран таким образом, что излучение на генерируемой длине волны усиливается в одной КЯ и практически не взаимодействует с носителями тока в другой (рис. 6). КЯ гетероструктуры, взятой в качестве примера, разделены широкозонным барьерным слоем, легированным акцепторами. При приложении прямого смещения перенос дырок в КЯ 2 происходит беспрепятственно, но попадание электронов в КЯ 1 затруднено из-за потенциального барьера, возникающего в зоне проводимости, благодаря легированию барьерного слоя. В результате реализуется неоднородное возбуждение КЯ. С ростом температуры потенциальный барьер может преодолевать большее число электронов, что приводит к возрастанию коэффициента инжекции электронов в первую КЯ η_1 и соответственно падению коэффициента инжекции носителей тока во вторую КЯ η_2 . Таким образом, в такой гетероструктуре падение выходной мощности излучения, обусловленное ростом спонтанной рекомбинации в усиливающей КЯ при разогреве лазерного диода может быть компенсировано (даже при неизменном

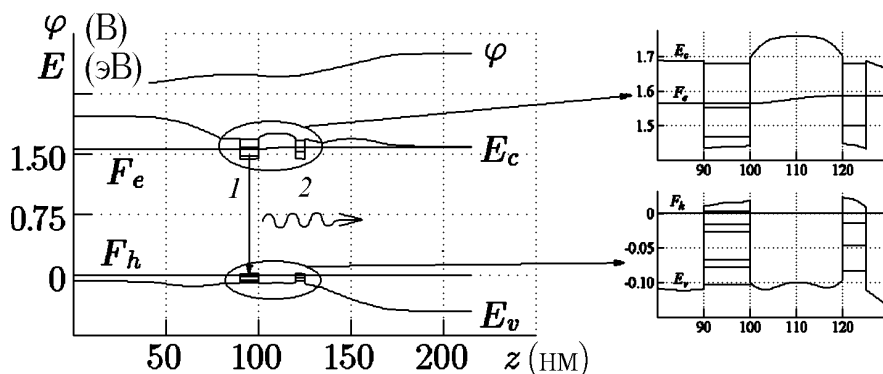


Рис. 6. Зонная диаграмма асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с двумя КЯ в системе GaAs– Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении. На вставке показаны уровни энергии в КЯ

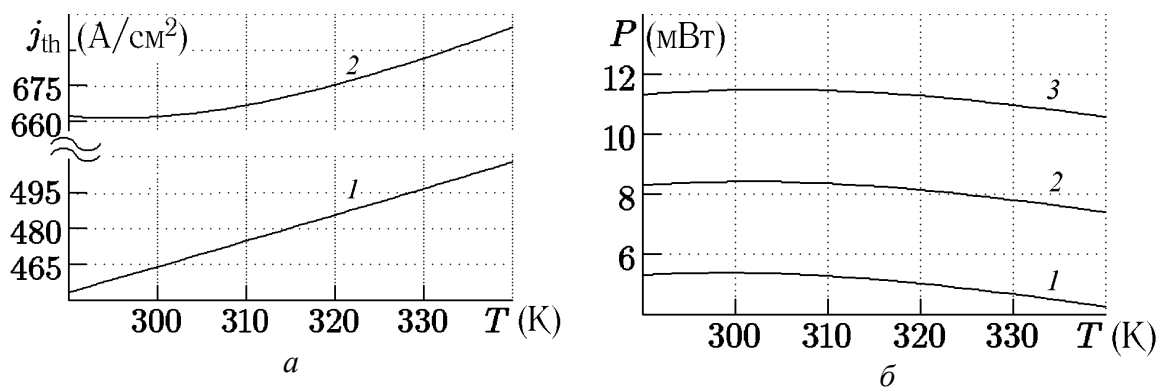


Рис. 7. Температурные зависимости плотности порогового тока j_{th} для квантоворазмерной гетероструктуры с одной (1) и двумя (2) КЯ (а) и выходной мощности излучения P лазера на основе асимметричной гетероструктуры с КЯ при разных плотностях тока накачки (б)

токе накачки) увеличением коэффициента инжекции носителей тока в эту КЯ.

Результаты численных расчетов приведены на рис. 7. Минимальное значение плотности порогового тока j_{th} достигается при некоторой температуре, задаваемой параметрами гетероструктуры. Это значение в ~ 1.5 раза выше, чем для одиночной КЯ, так как часть инжектированных носителей рекомбинирует в пассивной КЯ 2. С ростом T возбуждение КЯ приближается к однородному и зависимость j_{th} для многослойной гетероструктуры становится подобна, как и в случае одиночной КЯ. Оптимальная температура незначительно зависит от генерируемой мощности P , пропорциональной плотности фотонов S . Значение P вблизи оптимума изменяется примерно на 0.5 % от номинального значения в диапазоне температур от 294 до 304 К и на 5 % в диапазоне от 290 до 340 К. Для лазера с одной КЯ изменение P в этих диапазонах составляет 4 и 20 %.

5. Генерация разностной моды

Электрическое поле световой волны в полупроводниковом лазере может достигать больших величин порядка $10^4 - 10^5$ В/см. Величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка в GaAs также сравнительно велика (1.7×10^{-8} см/В). Поэтому очевидна возможность генерации в лазерах на основе GaAs дополнительных мод из-за нелинейных эффектов. Рассмотрим генерацию разностной моды в полупроводниковом лазере на примере лазера на основе гетероструктуры GaInAs–GaAs–GaInP.

Для того, чтобы выполнить условие фазового синхронизма при нали-

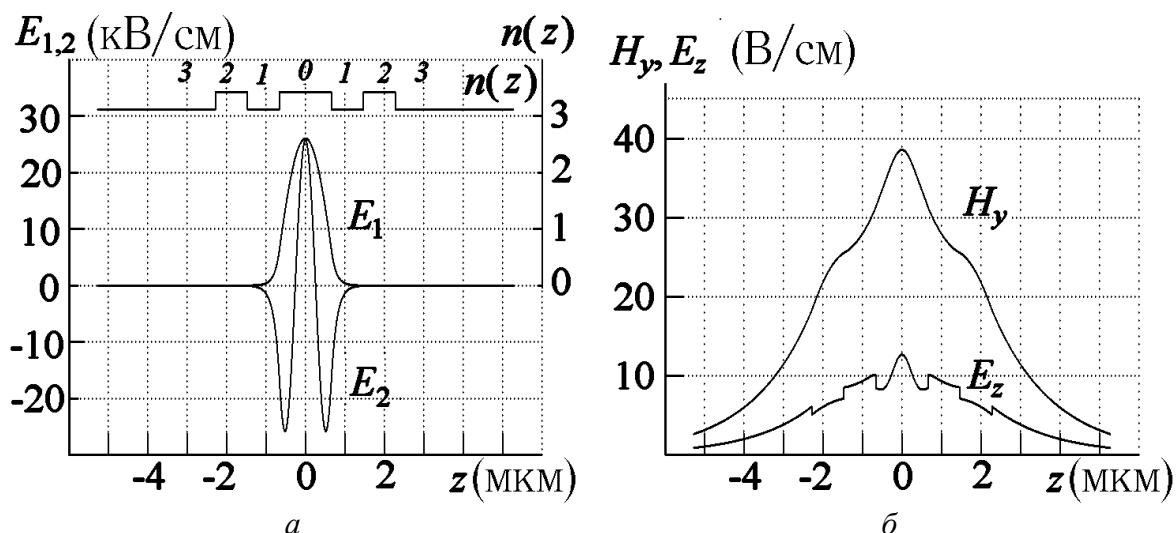


Рис. 8. Распределение электромагнитного поля высокочастотных мод (а) и разностной моды (б). Цифрами 0 и 2 обозначены слои GaAs, цифрами 1 и 3 – GaInP, КЯ GaInAs не показаны

чий дисперсии показателя преломления волновода, в работе [15] предложено использовать для частоты ω_1 основную моду диэлектрического волновода, а для частоты ω_2 – высшую, например, моду второго порядка (рис. 8). Фазовая скорость высшей моды всегда больше фазовой скорости основной моды при условии равенства частот этих мод. Соответственно, эффективный показатель преломления для высшей моды меньше, чем для основной моды. Таким образом, используя высшую моду волновода для частоты ω_2 , можно компенсировать дисперсию показателя преломления GaAs. Кроме того, в этом случае можно избежать значительного поглощения этой моды в КЯ, генерирующих свет с частотой ω_1 , если последние расположить в узлах высшей моды. Проведенные оценки показали, что в лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях коротковолновых мод 10 Вт мощность разностной моды может порядка десяти милливатт.

6. Формирование плоского спектра усиления

Длина волны излучения квантоворазмерных лазеров при межзонных переходах зависит от толщины и состава активных слоев. В асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах КЯ различной ширины усиливают излучение в разных диапазонах длин волн. Поэтому суммарный спектр усиления квантоворазмерной гетероструктуры с неодинаковыми КЯ может охватывать достаточно широкий диапазон длин волн. Представленная в качестве примера на рис. 9 а гетерострук-

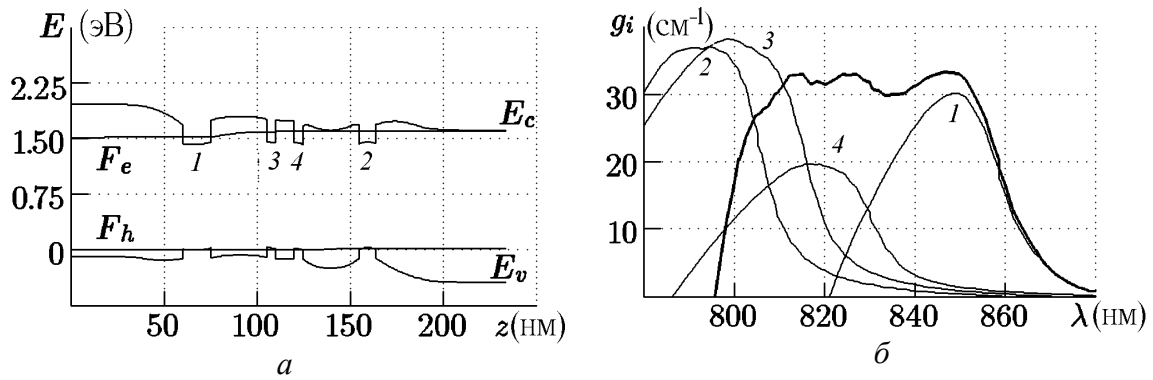


Рис. 9. Зонная диаграмма $E(z)$ асимметричной многослойной квантоворазмерной гетероструктуры в системе GaAs–Al_xGa_{1-x}As при прямом смещении (а) и спектры волноводного усиления $g_i(\lambda)$ для ТЕ-моды. Жирная кривая соответствует суммарному усилению гетероструктуры (б). Цифры на кривых – номер КЯ

тура содержит четыре КЯ шириной $d_1 = 15$ нм, $d_2 = 4.5$ нм, $d_3 = 5$ нм и $d_4 = 9$ нм. Путем подбора уровней легирования и состава барьерных слоев создается неоднородное возбуждение КЯ, при котором спектр усиления в широком диапазоне длин волн имеет близкий к плоскому профиль (рис. 9 б). Максимум усиления КЯ шириной d_1 приходится на длину волны порядка 850 нм, а d_2 и d_3 – 800 нм. Так как наиболее широкая КЯ шириной d_1 не усиливает, а поглощает излучение на длинах волн вблизи 800 нм, в структуре используются не одна, а две КЯ примерно одинаковой ширины для компенсации потерь излучения в данном диапазоне длин волн. КЯ шириной d_4 служит для сглаживания провала в суммарном спектре усиления на длинах волн в области ≈ 830 нм.

Использование асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры совместно с внешним селективным резонатором, позволяет получить при практически постоянной выходной мощности излучения непрерывную перестройку длины волны генерации в спектральном диапазоне от 800 до 850 нм (рис. 10) [16, 17]. Такие лазерные излучатели перспективны для целей мониторинга окружающей среды, химического анализа и метрологии.

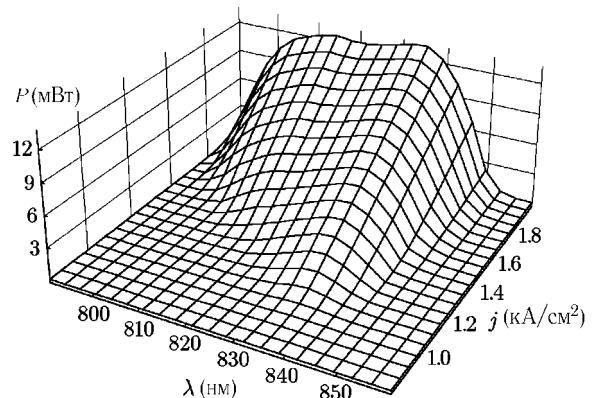


Рис. 10. Зависимость выходной мощности излучения P от длины волны λ и плотности тока накачки j для перестраиваемого лазерного диода во внешнем селективном резонаторе

7. Снижение поляризационной чувствительности спектра усиления

Анализ поляризационной дисперсии коэффициента усиления в асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктурах показывает, что для ТЕ-моды, когда вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны ориентирован в плоскости квантоворазмерных слоев, спектр усиления более сглажен по сравнению со спектром усиления для ТМ-моды с перпендикулярной ориентацией вектора поляризации. При этом суммарное усиление для ТЕ-моды более эффективно в коротковолновой области спектра, а максимум усиления для ТМ-моды сдвинут в длинноволновую область. Эти особенности связаны с поляризационной дисперсией вероятности оптических переходов на состояния тяжелых и легких дырок. Таким образом, в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах имеется возможность путем подбора ширины КЯ управлять спектром усиления и его поляризационной зависимостью [18].

Заключение

Асимметричные квантоворазмерные гетероструктуры открывают новые возможности для интегральной оптоэлектроники. Изменение конфигурации многослойных гетероструктур — это еще один способ "зонной" инженерии по управлению спектральными, мощностными и динамическими характеристиками лазеров. Зонная инженерия наноразмерных структур позволяет улучшить характеристики существующих полупроводниковых оптоэлектронных приборов, а также реализовать новые функциональные элементы. Асимметричные квантоворазмерные лазерные гетероструктуры могут быть использованы в качестве оптических логических элементов, тактовых генераторов света, перестраиваемых источников излучения для спектроскопии или накачки твердотельных лазеров, а также для усиления сигналов в широкополосных волоконно-оптических линиях связи и других функциональных приборах специального назначения.

Литература

1. Ikeda S., Shimizu A., Hara T. Asymmetric dual quantum well laser wavelength switching controlled by injection current // *Appl.Phys.Lett.* 1989. Vol. 55, № 12. P. 1155–1157.
2. Kononenko V. K. Spectral characteristics of quantum-well heterolasers // *Proc. SPIE.* 1992. Vol. 1724. P. 89-101.
3. Патент РФ № 2062543, МКИ⁶ H01S 3/18. Полупроводниковый усилитель света. Кононенко В. К.(РБ), Ломашевич С. А. (РФ); ИФ им. Б. И. Степанова АНБ.

- № 5009219; Заявл. 01.07.91; Опубл. 20.06.96; 8 с.
4. Asymmetric multiple quantum well heterostructure laser systems: conceptions, performance, and characteristics. V. K. Kononenko, A. A. Afonenko, I. S. Manak, S. V. Nalivko // *Opto-Electr. Rev.*, 2000. Vol. 8, No. 3. P. 241–250.
 5. *Афоненко А. А., Манак И. С., Кононенко В. К.* Программный комплекс для расчета зонного профиля квантоворазмерных гетероструктур // *Лазерные новости*. 1997. № 2. С. 36–37.
 6. Пакет прикладных программ для расчета излучательных и волноводных характеристик квантоворазмерных гетероструктур // А. А. Афоненко, И. С. Манак, В. К. Кононенко, С. В. Наливко. *Лазерные новости*. 1997. № 4. С. 26–28.
 7. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Эффекты нелинейного усиления в квантоворазмерных лазерах на основе асимметричных гетероструктур // *ЖПС*. 1999. Т. 66, № 5. С. 697–702.
 8. Патент РБ № 1385, МКИ⁵ H01S 3/19. Полупроводниковый лазер. А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак (РБ); Белгосуниверситет. № 2018; Заявл. 01.07.94; Опубл. 16.09.96; 9 с.
 9. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Режим регулярных пульсаций в лазерах с двумя квантовыми ямами // *Письма ЖТФ*. 1994. Т. 20, № 2. С. 57–61.
 10. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Динамика генерации многочастотных квантоворазмерных гетеролазеров // *Изв. РАН. Сер. физическая*. 2001. Т. 65, № 2. С. 227–229.
 11. Патент РБ № 1099, МКИ⁵ H01S 3/19. Бистабильный полупроводниковый лазерный элемент. А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак (РБ); ИФ им. Б. И. Степанова АНБ. № 1114А; Заявл. 31.12.93; Опубл. 14.03.96; 7 с.
 12. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Бистабильный режим генерации в квантоворазмерных лазерах // *Письма ЖТФ*. 1993. Т. 19, № 9. С. 35–39.
 13. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Бистабильный лазерный излучатель // *Изв. АН. Сер. физическая*. 1994. Т. 58, № 2. С. 70–73.
 14. *Наливко С. В., Афоненко А. А., Манак И. С.* Квантово-размерные лазеры со слабой зависимостью выходной мощности от температуры // *Письма в ЖТФ*. 2000. Т. 26, вып. 5. С. 31–36.
 15. *Алешкин В. Я., Афоненко А. А., Звонков Н. Б.* Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах // *ФТП*. 2001. Т. 35, Вып. 10. С. 1256–1259.
 16. *Kononenko V. K., Manak I. S., Nalivko S. V.* Design and characteristics of widely tunable quantum-well laser diodes // *Spectrochimica Acta. Part A*. 1999. Vol. 55, № 10. P. 2091–2096.
 17. *Наливко С. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Перестроечные характеристики асимметричных квантоворазмерных лазеров с неоднородным возбуждением // *ЖПС*. 1999. Т. 66, № 5. С. 687–692.
 18. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливко и др. // *ЖПС*. Т. 64, № 2. 1997. С. 221–227.