

УДК 621.382

А.В. ИВАНОВ, И.С. МАНАК, В.К. КОНОНЕНКО

ЭФФЕКТЫ УСИЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ, ИЗЛУЧАЮЩИХ В ОБЛАСТИ 1,0 мкм

Optical model of quantum-well heterostructures in the GaInAs – GaAs – AlGaAs system is developed and taking into account peculiarities of gain and polarization of radiation and also of the active region heating the explanation of experimental spectra of amplified luminescence of the laser heterostructures is given.

Интенсивно разрабатываемые в последнее время лазерные и суперлюминесцентные диоды, излучение которых сосредоточено в спектральном диапазоне 1,0÷1,1 мкм, получили широкое распространение в волоконно-оптических системах, открытых атмосферных линиях связи, а также в качестве источников накачки твердотельных лазеров [1, 2]. Оптические свойства человеческого глаза в данном диапазоне длин волн позволяют использовать суперлюминесцентные диоды во многих типах оф-тальмологических систем, представляющих современный метод медицинской диагностики – метод оптической когерентной томографии [3].

До настоящего времени не достаточно изучены спектры усиленной люминесценции гетероструктур в системе GaInAs – GaAs, излучающих в диапазоне длин волн 1,0÷1,1 мкм. Заметное влияние световые потоки, связанные с усиленной люминесценцией, оказывают на генерационные характеристики мощных гетеролазеров с гребневой структурой волновода [4]. При расчете спектральных характеристик люминесценции необходимо учитывать нагрев лазерного диода, эффект сужения ширины запрещенной зоны при возрастании тока накачки, а также закономерности спектрального уширения. Существенен вопрос о подборе компонентного состава гетероструктуры лазерных диодов для управления длиной волны максимума в спектрах испускания, снижения порогового тока накачки. Цель данной работы – построение оптической модели квантоворазмерного лазера в системе GaInAs – GaAs, объяснение экспериментальных спектров усиленной люминесценции и поляризации излучения гетеролазера с активным слоем GaInAs [5].

Были исследованы лазерные гетероструктуры, содержащие две квантовые ямы GaInAs шириной 6 нм, между которыми, а также слева и справа от них располагались барьерные слои GaAs. Активная область и барьерные слои были нелегированными. Ширина запрещенной зоны полупроводника Ga_{1-x}In_xAs в зависимости от состава x и температуры T задается обычно квадратным уравнением согласно интерполяции по бинарным соединениям [6]

$$E_{g0}(x, T) = (1-x) \left(1,519 - \frac{0,5405 \cdot 10^{-3} T^2}{T + 204} \right) + x \left(0,417 - \frac{0,276 \cdot 10^{-3} T^2}{T + 93} \right) - 0,477x(1-x). \quad (1)$$

Изменение мольной доли InAs и температуры влияет на ширину запрещенной зоны E_{g0} активного слоя Ga_{1-x}In_xAs и вследствие этого на длину волны излучения λ_{1b} , которая соответствует начальным

оптическим переходам с первой подзоны электронов зоны проводимости на первую подзону тяжелых дырок валентной зоны. По значению λ_{1h} можно судить о максимуме в спектре люминесценции при небольшом уровне накачки [7].

Хорошее согласие между теоретически рассчитанными спектрами люминесценции и экспериментальными спектрами достигается, если в качестве активного слоя принимается материал $Ga_{0,8}In_{0,2}As$. Длина волны излучения для такого слоя, соответствующая начальным оптическим переходам, составляет 1,021 мкм.

Физические параметры, использованные для моделирования спектральных характеристик лазерных гетероструктур, приведены в таблице. Здесь m_c – эффективная масса электронов; m_{vh} и m_{vl} – продольные компоненты эффективных масс тяжелых и легких дырок в активном слое, которые определяют положение уровней размерного квантования; m_{vht} и m_{vlt} – поперечные компоненты эффективных масс тяжелых и легких дырок в активном слое, задающие плотность состояний; m_{cb} , m_{vhb} и m_{vlb} – эффективные массы электронов, тяжелых и легких дырок в барьерных слоях GaAs; E_{g0} – ширина запрещенной зоны активного слоя $Ga_{0,8}In_{0,2}As$ при температуре T , когда отсутствует ток накачки; ΔE_c и ΔE_v – высоты потенциальных барьеров в зоне проводимости и валентной зоне соответственно для квантовой ямы в системе $Ga_{0,8}In_{0,2}As - GaAs$. Для расчета эффективных масс учитывались параметры Люттинжера, которые находились путем стандартной интерполяции по бинарным соединениям [6].

Значения физических параметров

Параметр	T, K	$E_{g0}, \text{эВ}$	$\Delta E_c, \text{эВ}$	$\Delta E_v, \text{эВ}$	m_c/m_e	m_{vh}/m_e
Значение	300	1,133	0,256	0,034	0,057	0,346
Параметр	m_{vl}/m_e	m_{vht}/m_e	m_{vlt}/m_e	m_{cb}/m_e	m_{vhb}/m_e	m_{vlb}/m_e
Значение	0,061	0,077	0,160	0,067	0,350	0,090

Выполненные расчеты энергий уровней размерного квантования показывают, что в квантовой яме находятся две подзоны электронов, две подзоны тяжелых дырок и одна подзона легких дырок. В рамках модели с выполнением правила отбора по квазиимпульсу электрона энергии начальных оптических переходов между подзонами электронов и тяжелых и легких дырок равны $h\nu_{1h} = 1,214$ эВ ($\lambda_{1h} = 1,021$ мкм), $h\nu_{1l} = 1,225$ эВ ($\lambda_{1l} = 1,012$ мкм) и $h\nu_{2h} = 1,406$ эВ ($\lambda_{2h} = 0,882$ мкм) соответственно.

Спектр усиленной люминесценции определяется спектром усиления и спектральной скоростью спонтанной рекомбинации $r_{sp}(h\nu)$, которые связаны универсальным соотношением. Величина коэффициента усиления задается механизмом излучательной рекомбинации, зависит от вероятности оптических переходов, уровня возбуждения активной области и характера спектрального уширения. В общем случае это можно учесть через плотность состояний в подзонах квантовой ямы и функцию спектрального уширения [8].

Спектр усиления с учетом спектрального уширения определяется выражением

$$k(\nu) = \kappa \left(1 - \exp \frac{h\nu - \Delta F}{kT} \right) \sum_{n,i} \frac{m_{rit}}{m_e} \times \quad (2)$$

$$\times \int f_e(E_{cni}) f_h(E_{vni}) L(h\nu - E_{cv}, \Delta F) \alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni}) H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni}) dE_{cv},$$

где $\kappa_0 = r_0/\nu_g \rho(h\nu)d$ – нормировочный коэффициент усиления; $r_0 = m_e A_{cv}/\pi \hbar^2$ – нормировочный коэффициент спонтанного испускания; A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов; $n = 1, 2$ – квантовый номер подзоны в квантовой яме; $i = h, l$ – индекс, соответствующий тяжелым и легким дыркам; m_{rit} – приведенная масса; $E_{cv} = E_{cni} - E_{vni}$ – энергия оптических переходов; $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции Ферми – Дирака для электронов и дырок; $L_{ni}(h\nu - E_{cv}, \Delta F)$ – функция спектрального уширения; $\Delta F = F_e - F_h$ – разность квазиуровней Ферми электронов и дырок; $H_{ni}(E_{cv} - h\nu_{ni})$ – ступенчатая функция Хевисайда. Поляризационный фактор $\alpha_{ni}(\alpha, \theta_{ni})$ зависит от ориентации вектора поляризации (угол α) и волнового вектора дырки (угол θ_{ni}) относительно оси размерного квантования $\langle 100 \rangle$ [8, 9]. Для ТЕ-моды задается $\alpha = \pi/2$, для ТМ-моды – $\alpha = 0$.

При расчетах учитывалось сужение ширины запрещенной зоны E_g материала квантовой ямы GaInAs при увеличении концентрации носителей с ростом тока накачки:

$$E_g = E_{g0} - k_g (n^{1/3} + p^{1/3}), \quad (3)$$

где n и p – концентрации электронов и дырок в активном слое GaInAs. Значение $k_g = 10^{-8}$ эВ·см выбиралось согласно экспериментальным данным [10].

Также был учтен нагрев активной области гетеролазера. Увеличение температуры при возрастании тока накачки определяется выражением

$$\Delta T = R_T s W_T, \tag{4}$$

где R_T – тепловое сопротивление лазерного диода; s – площадь гетероструктуры в плоскости активного слоя. Удельная тепловая мощность W_T задается как

$$W_T = jU,$$

где j – плотность тока, U – напряжение на гетероструктуре.

Интегрирование в (2) проводится по энергии оптических переходов E_{cv} , начиная с энергии начальных переходов $h\nu_{1h} = E_g + E_{c1} + E_{vh1}$ и до высоты потенциального барьера. Здесь E_g – ширина запрещенной зоны $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$ при пропускании тока и учете нагрева активной области согласно (3) и (4).

Функция спектрального уширения выбиралась в виде лоренцевской функции

$$L_{ni}(h\nu - E_{cv}, \Delta F) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Gamma_{ni}(\Delta F)}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{ni}^2(\Delta F)}.$$

Параметр $\Gamma_{ni}(\Delta F)$ в общем случае полагался возрастающим с увеличением уровня накачки в зависимости от квантового номера подзон электронов и легких или тяжелых дырок, между которыми осуществляются оптические переходы: $\Gamma_{ni}(\Delta F) \approx (4^{1/3} - 1)^{1/2} \gamma_{ni}(\Delta F)$. Параметр γ_{ni} определяется выражением [11]

$$\gamma_{ni}^2 = 2,05 R_y \frac{kT \sqrt{m_c m_{vit}}}{m_c \varepsilon^2} \exp\left(\frac{\Delta F - h\nu_{ni}}{2kT}\right),$$

где $\varepsilon \approx 13$ – диэлектрическая постоянная активного слоя. В частном случае параметр уширения Γ_{cv} считался неизменной величиной, равной 10 мэВ.

Расчетные значения параметра оптического ограничения в соответствии с [12–14] составляют $\Gamma^{\text{TE}} = 7,8 \cdot 10^{-3}$, $\Gamma^{\text{TM}} = 5,2 \cdot 10^{-3}$. Спектры модового усиления для ТЕ- и ТМ-мод в случае, когда Γ_{cv} не изменялось в зависимости от уровня накачки, приведены на рис. 1. При работе лазера в режиме усиленной люминесценции коэффициент модового усиления не превышает значения потерь k_{tr} , которое составляет $k_{tr} = 17 \text{ см}^{-1}$. Как видно, усиление ТЕ-моды в лазерных диодах в системе $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As} - \text{GaAs}$ превышает усиление ТМ-моды при токах накачки ниже порогового значения. Это вызвано в основном различием параметров оптического ограничения для ТЕ- и ТМ-типов излучения.

Спектральная интенсивность усиленной люминесценции рассчитывалась по формуле

$$S_1(h\nu) = \frac{h\nu r_{sp}(h\nu)}{k_{tr} - \Gamma^j k(\nu)},$$

где $j = \text{TE}, \text{TM}$ – индекс, соответствующий ТЕ- и ТМ-модам излучения; k_{tr} – коэффициент потерь шума, характеризующий потери в активном слое, усредненные по объему активной области и направлениям распространения излучения [15, 16]. Коэффициент потерь шума обратно пропорционален \sqrt{s} . При увеличении коэффициента k_{tr} интенсивность люминесценции снижается и возрастает ширина спектра излучения. В дальнейших расчетах полагалось $k_{tr} = 18 \text{ см}^{-1}$.

Излучение имеет преимущественно ТЕ-тип поляризации вследствие большего усиления ТЕ-мод. Спектры усиленной люминесценции ТЕ-мод рассчитывались для значений теплового сопротивления R_T в интервале 100÷150 К/Вт при различных уровнях накачки и в случае постоянного Γ_{cv} или возрастающего параметра спектрального уширения $\Gamma_{ni}(\Delta F)$. Сравнение спектров $S_1(\lambda)$ в этих двух случаях приведено на рис. 2 для наибольшего значения $R_T = 150 \text{ К/Вт}$. Максимум в рассчитанных спектрах люминесценции с ростом накачки не-

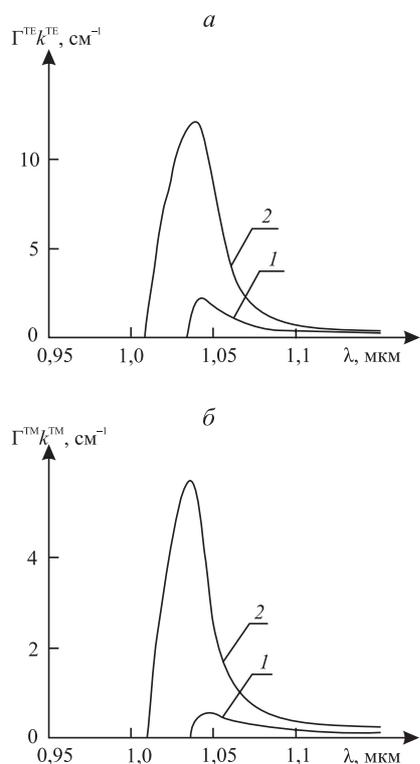


Рис. 1. Спектры модового усиления $\Gamma^j k^j$ для ТЕ- (а) и ТМ-типа излучения (б) при разных уровнях накачки активной области ΔF , эВ: 1 – 1,20; 2 – 1,23

значительно смещается в длинноволновую область, большому значению теплового сопротивления соответствует больший сдвиг. Смещение максимума спектра в сторону длинных волн обусловлено преобладанием эффектов нагрева лазерного диода и сужения ширины запрещенной зоны полупроводника из-за кулоновского взаимодействия носителей тока над эффектом заполнения носителями вышележащих уровней подзон, который приводит к возрастанию вклада оптических переходов на состояния подзоны легких дырок.

Сдвиг максимума спектра в сторону длинных волн менее выражен в случае возрастающего с током параметра $\Gamma_{ni}(\Delta F)$. Однако спектры испускания при постоянном Γ_{cv} получаются уже (см. рис. 2 а), поэтому случай постоянного $\Gamma_{cv} \approx 10$ мэВ лучше соответствует экспериментальным результатам [5].

В представленной оптической модели спектральное уширение задается лоренцевской функцией, где параметр $\Gamma_{ni}(\Delta F)$ возрастает с увеличением уровня накачки и зависит от квантового номера подзон электронов и легких или тяжелых дырок. Основной вклад в спектральное уширение полос испускания квантоворазмерных гетероструктур вносят кулоновское взаимодействие носителей тока [11] и флуктуации компонентного состава материала в квантовых ямах и барьерных слоях [17]. Постоянную времени τ_ϕ поперечной релаксации носителей тока, связанной с флуктуациями состава, можно определить как $\tau_\phi = \hbar/\Delta E_\phi$, где ΔE_ϕ – флуктуационное уширение уровней. Тогда эффективный параметр спектрального уширения имеет вид $\Gamma = \hbar(\tau_{cv}^{-1} + \tau_\phi^{-1})/2$. Так как спектральное уширение, обусловленное кулоновским взаимодействием носителей тока, составляет $\Gamma_{cv} = \hbar/2\tau_{cv}$, то $\Gamma = \Gamma_{cv} + \Delta E_\phi/2$. Оценки [17] показывают, что флуктуационное уширение наиболее заметно для состояний электронных подзон в зоне проводимости и величина ΔE_ϕ в квантовой яме шириной $d = 5$ нм достигает $1\div 7$ мэВ. Значение ΔE_ϕ возрастает с уменьшением ширины квантовой ямы (приблизительно как d^{-3}) и становится заметным для высоколежащих подзон, поскольку флуктуационное уширение уровней прямо пропорционально n^2 (n – квантовый номер подзоны). Очевидно, что для установления характера спектрального уширения в лазерных гетероструктурах требуется более детальное исследование изменения ширины спектра испускания в зависимости от тока накачки и ширины квантовых ям.

Таким образом, развитая оптическая модель прямых переходов в активной области позволяет описать спектры усиленной люминесценции гетеролазеров в системе $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As} - \text{GaAs}$. Дополнительно к учету изменения ширины запрещенной зоны полупроводника в зависимости от нагрева диода и эффекта кулоновского взаимодействия носителей тока для более детального объяснения экспериментальных характеристик необходим тщательный анализ роли механических напряжений и точное определение состава слоев гетероструктуры.

Работа частично поддержана БРФФИ (проект № Ф07-106).

1. Журавлева О.В., Курносков В.Д., Курносков К.В. и др. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 1. С. 15.
2. Дураев В.П., Мармалюк А.А., Падалица А.А. и др. // Там же. 2005. Т. 35. № 10. С. 909.
3. Лапин П.И., Мамедов Д.С., Мармалюк А.А. и др. // Там же. 2006. Т. 36. № 4. С. 315.
4. Ryabtsev G.I., Bezyazychnaya T.V., Bogdanovich M.V. et al. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 2008. Vol. 90. № 3-4. P. 471.
5. Иванов А.В., Кононенко В.К., Манак И.С., Парашук В.В. // Лазерная и оптико-электронная техника. Мн., 2006. Вып. 10. С. 42.
6. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. // J. Appl. Phys.: Appl. Phys. Rev. 2001. Vol. 89. № 11. P. 5815.
7. Ivanov A.V., Kononenko V.K., Manak I.S. // Przegląd Electrotechniczny. 2008. Vol. 84. № 3. P. 42.
8. Kononenko V.K., Nalivko S.V. // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760.

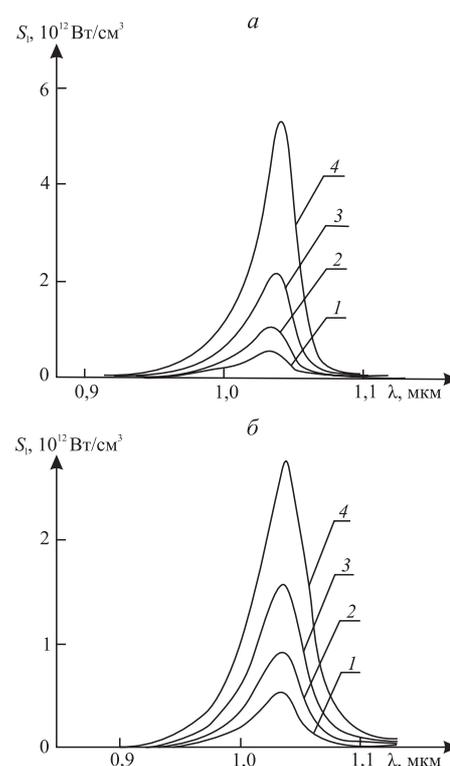


Рис. 2. Спектры усиленной люминесценции ТЕ-мод $S_l(\lambda)$ в зависимости от разности квазиуровней Ферми ΔF , эВ: 1 – 1,18; 2 – 1,20; 3 – 1,22; 4 – 1,23 при $R_T = 150$ К/Вт в случае постоянного Γ_{cv} (а) и возрастающего с накачкой параметра $\Gamma_{ni}(\Delta F)$ (б)

9. Карасев Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С., Харевич Д.Л. // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3-4. С. 52.
10. Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В. и др. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 10. С. 918.
11. Afonenko A.A., Kononenko V.K. // Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. 2005. Vol. 28. № 4. P. 556.
12. Афоненко А.А., Манак И.С. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Мн., 1997.
13. Буйкевич А.Г., Кононенко В.К., Манак И.С. // ЖПС. 2004. Т. 71. № 2. С. 193.
14. Буйкевич А.Г., Кононенко В.К., Манак И.С. // ОЖ. 2004. Т. 71. № 11. С. 19.
15. Кононенко В.К., Грибковский В.П. // ФТП. 1971. Т. 5. № 10. С. 1875.
16. Gribkovskii V.P., Kononenko V.K., Ryabtsev G.I., Samoilyukovich V.A. // IEEE J. Quantum Electron. 1976. Vol. QE-12. № 6. P. 322.
17. Карасев Д.В., Кононенко В.К. // ЖПС. 1994. Т. 61. № 5-6. С. 403.

Поступила в редакцию 17.06.08.

Александр Владимирович Иванов – студент 5-го курса факультета радиоп физики и электроники.

Иван Степанович Манак – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой радиоп физики и оптоэлектроники.

Валерий Константинович Кононенко – доктор физико-математических наук, профессор кафедры квантовой радиоп физики и оптоэлектроники.