

Амплитудно-отстроченные характеристики квантоворазмерных гетеролазеров с учетом поляризационных факторов

Б. Ф. Кунцевич^а, В. К. Кононенко^б

^а Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск;
e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

^б Белорусский государственный университет, Минск

Детально исследованы модуляционные характеристики инжекционных полупроводниковых лазеров, излучающих в области 1.5 мкм, которые служат основными источниками для применения в волоконно-оптических информационных системах. Наиболее подробно учтены и рассмотрены поляризационные эффекты при перестройке длины волны генерируемого излучения.

Ключевые слова: квантоворазмерный гетеролазер, 1.5-мкм диапазон, модуляция, модель без правила отбора, поляризационный фактор, амплитудно-отстроченная характеристика.

Введение

На практике требуются одночастотные лазеры с узкой линией излучения. Часто линию излучения необходимо перестраивать в определенном диапазоне в пределах полосы усиления. Наиболее полно этим требованиям отвечают полупроводниковые лазеры с внешними волоконными брэгговскими решетками [1]. При селекции длины волны поляризация излучения определяет порог и мощность генерации [2, 3]. Поляризации излучения влияет также на режимы нелинейного отклика лазера [4].

В данной работе детально исследованы модуляционные характеристики полупроводниковых лазеров, излучающих в области 1.5 мкм, которые служат основными источниками для применения в волоконно-оптических информационных системах. Подробно учтены поляризационные эффекты при перестройке длины волны излучения и рассмотрены амплитудно-отстроченные характеристики (АОХ).

1. Основные уравнения и используемые параметры

Режимы модуляции динамически одночастотных (ДО) гетеролазеров рассмотрим в системе GaInAs–GaInAsP с двумя квантовыми ямами. Генерация осуществляется на одной продольной моде, которая при использовании селективного резонатора относится к определенной области полосы усиления. Динамика генерации излучения на частоте ν_g описывается системой скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе S и концентрации неравновесных носителей тока N [4]:

$$\dot{S} = \nu \mu (\Gamma k(\nu_g) - k_l) S + \beta N_a R_{sp}, \quad \dot{N} = \eta' j / ed N_a - R_{sp} / \eta_{sp} - \nu \mu \Gamma k(\nu_g) S / N_a.$$

Здесь ν — скорость света в активной области; μ — коэффициент заполнения резонатора; Γ — параметр оптического ограничения; $k(\nu_g)$ и k_l — коэффициенты усиления и потерь; R_{sp} — скорость спонтанной рекомбинации; η_{sp} — квантовый выход люминесценции; β — коэффициент, определяющий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; j — плотность тока накачки; η' — инжекционная эффективность; N_a — число квантовых ям в активной области; d — ширина квантовых ям.

Спектр усиления $k(\nu_g)$ и скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} определяются в модели оптических переходов без правила отбора по волновому вектору электрона [5, 6]. Начальные уровни электронных и дырочных основных подзон — E_{c1} , E_{vh1} , E_{vl1} . Усиление на переходах с участием тяжелых дырок начинается при $\nu_g \geq \nu_1$, а переходы на состояния легких дырок включаются, если $\nu_g \geq \nu_2$. Энергии $h\nu_1$ и $h\nu_2$ соответствуют начальным переходам на состояния тяжелых и легких дырок. Согласно [5, 6], для системы GaInAs–GaInAsP задавались следующие параметры: $d = 5$ нм, $T = 300$ К, $E_g = 0.718$ эВ, $\Delta E_c = 0.137$ эВ, $\Delta E_v = 0.205$ эВ, $E_{c1} = 69.7$ мэВ, $E_{vh1} = 27.0$ мэВ, $E_{vh2} = 104.5$ мэВ, $E_{vl1} = 88.4$ мэВ, $N_a = 2$, $\Gamma = 0.845 \cdot 10^{-2}$, $\beta N_a = 10^{-5}$, $\mu = 1$. Эф-

фактивные массы и параметры компонентов гетероструктуры взяты из [7]. Начальная энергия квантов $h\nu_1 = E_g + E_{c1} + E_{v1} = 0.8147$ эВ ($\lambda_1 = 1.52$ мкм); $h\nu_2 = E_g + E_{c1} + E_{v1} = 0.8761$ эВ ($\lambda_2 = 1.42$ мкм). Переходы из состояний выше скачка зоны проводимости на состояния второй подзоны тяжелых дырок (с энергией E_{vh2}) начинаются с $h\nu_3 = E_g + \Delta E_c + E_{vh2} = 0.9595$ эВ ($\lambda_3 = 1.29$ мкм). Параметры η_{sp} и η' полагаются близкими к единице ($1/\eta_{sp}\eta' \approx 1.2$), и учет их изменений важен при анализе температурных эффектов.

Для рассматриваемой квантоворазмерной системы выполняется прямая связь между химическими потенциалами для электронов ζ_c и дырок ζ_h и разностью квазиуровней Ферми ΔF [8], что дает концентрацию носителей тока N и величину ζ_c в каждый момент времени t , а также ΔF и ζ_h . Спектр усиления излучения имеет типичный колоколообразный контур. На форме контура отражаются поляризационные характеристики (α_h и α_l) генерируемого излучения (ТЕ-или ТМ-мода). Модуляция тока накачки описывается в виде $j(t) = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где j_m и ν_m — глубина и частота модуляции, j_b — постоянная составляющая тока. Уровень накачки задается как $j_b = x_b j_{th}$ и $j_m = x_m j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp-th}/\eta'\eta_{sp}$ — стационарный порог, R_{sp-th} — пороговая скорость спонтанной рекомбинации, x_b и x_m — варьируемые параметры. В пороге ΔF_{th} волноводное усиление на некоторой частоте ν_{g0} удовлетворяет условию $g(\nu_{g0}) = \Gamma k(\nu_{g0}) = k_l$. Значение ΔF_{th} задает пороговое значение R_{sp-th} и, соответственно, j_{th} . Число порогов x_b определяет $j_b = x_b j_{th}$, а величина x_m — глубину модуляции j_m . При перестройке в пределах полосы усиления эти значения фиксировались.

2. Поляризационный фактор и спектры усиления

Для оценки коэффициентов поляризации проводилось усреднение по углу θ_i , характеризующему ориентацию дипольного матричного элемента [8]. При $h\nu_g = h\nu_i$ ($i = 1, 2$) угол $\theta_i = 0$, с возрастанием энергии генерируемых квантов $h\nu_g$ угол θ_i стремится в пределе к $\pi/2$. Поскольку для переходов без правила отбора происходит фактически суммирование (усреднение) по всем возможным начальным и конечным состояниям, поляризационные коэффициенты определялись путем усреднения в интервале углов θ_i от нуля до верхнего значения θ_0 [8]. Для переходов на состояния тяжелых дырок (ТЕ-мода) получаем $\alpha_{h0} = 9/8 + 3\sin 2\theta_{h0}/16\theta_{h0}$. Для ТМ-моды $\alpha_{h0} = 3/4 - 3\sin 2\theta_{h0}/8\theta_{h0}$. Для переходов на состояния легких дырок находим для ТЕ-моды $\alpha_{l0} = 7/8 - 3\sin 2\theta_{l0}/16\theta_{l0}$, для ТМ-моды $\alpha_{l0} = 5/4 + 3\sin 2\theta_{l0}/8\theta_{l0}$.

Для рассматриваемой системы разность $h\nu_2 - h\nu_1$ составляет всего 61 мэВ, поэтому в этом диапазоне угол θ_h изменяется от 0 до 0.7 рад. Величина α_h , например, для ТЕ-моды находится в интервале 1.5—1.2. Среднее (интегральное) значение α_h равно 1.4. Для ТМ-моды α_h находится в интервале от 0 до 0.58, при этом среднее α_h равно 0.2. Для переходов на состояния легких дырок ограничимся интервалом от $h\nu_2$ до $h\nu_3$. Тогда угол θ_l изменяется от 0 до 0.6 рад и величина α_l , в частности, для ТЕ-моды находится в интервале 0.50—0.76. Среднее значение α_l равно 0.6. Для ТМ-моды α_l находится в интервале от 2 до 1.48, среднее α_l равно 1.8. Для изотропного излучения, очевидно, $\alpha_h = \alpha_l = 1$.

Как видно, поляризационный коэффициент оказывается для ТЕ-моды выше в среднем в 2.3 раза для переходов на состояния тяжелых дырок, чем для переходов с участием легких дырок. Для ТМ-моды вероятнее переходы с участием легких дырок, для которых коэффициенты поляризации в среднем в девять раз больше по сравнению с переходами на состояния тяжелых дырок. Однако вклад подзоны легких дырок в усиление ограничен из-за недостаточной населенности этих состояний (при высокой добротности резонатора и в отсутствие специальной селекции излучения ТМ-мод).

Спектры усиления проанализированы в [8]. В области $h\nu > h\nu_2$ на переходы с участием легких дырок существенно накладываются переходы на состояния тяжелых дырок. Полосы суммарного усиления становятся деформированными и смещенными. Из пороговых характеристик для различных поляризаций и типов переходов следует, что стандартная линейная аппроксимация $j_{th}(k_l) \sim k_l$ хорошо выполняется в широком интервале для всех случаев. Наиболее низкие пороги наблюдаются, естественно, для ТЕ-мод и переходов с участием тяжелых дырок

(h -ТЕ). В области малых потерь, до 20 см^{-1} , сравнительно не большие пороги ($j_{\text{th}} < 1 \text{ кА/см}^2$) наблюдаются для переходов h -ТМ. В интервале $k_1 > 20 \text{ см}^{-1}$ реализуются в основном суммарные переходы ($l + h$)-ТЕ. Селекция для ТМ-мод при невысокой добротности резонатора возможна при большой плотности порогового тока ($\sim 1.5\text{—}3.5 \text{ кА/см}^2$). Таким образом, выделяется два спектральных участка селекции частоты генерации: длинноволновый (от $h\nu_1$ до $h\nu_2$) и коротковолновый (выше $h\nu_2$). На первом участке усиление осуществляется на переходах с участием тяжелых дырок и пороговые накачки невелики, на втором участке в усиление неизбежно включаются легкие дырки и пороги возрастают [8].

3. Результаты расчета и их обсуждение

На рис. 1 приведены АОХ при генерации ТЕ-моды для различных частот модуляции тока. Поляризационные факторы принимались равными: $\alpha_h = 1.4$ и $\alpha_l = 0.6$. Отметим, что значения S_m представляют собой совокупность выборок амплитуд плотности фотонов через период модуляции $T = 1/\nu_m$ на некотором интервале времени Δt (здесь $\Delta t = 20T$) в установившемся режиме. Для наглядности все максимальные и минимальные значения S_m соединены сплошными линиями. В диапазонах частот $h\nu_g$, где сплошные линии “раздваиваются”, реализуются режимы излучения, отличные от $1T$ (наблюдается удвоение периода излучения, $2T$).

При сравнительно малых частотах модуляции (рис. 1, a) реализуется квазистационарный режим генерации, форма лазерного импульса воспроизводит форму импульса накачки. При увеличении частоты модуляции (рис. 1, b) динамическая составляющая отклика возрастает. Дальнейший рост ν_m (рис. 1, $в$ — $д$) ведет к уменьшению динамической составляющей отклика.

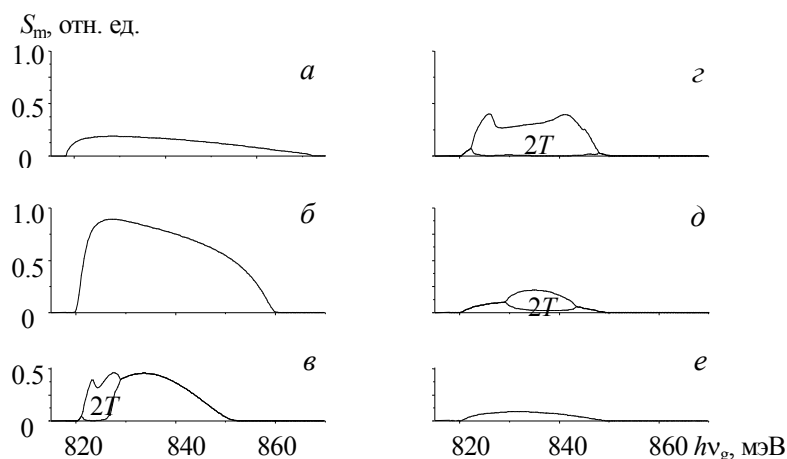


Рис. 1. АОХ при $\nu_m = 0.1$ (a), 2.0 (b), 5.0 ($в$), 7.0 ($г$), 12.0 ($д$) и 14.0 ГГц (e); $x_b = 1.2$, $x_m = 0.6$, генерация ТЕ-моды, $k_1 = 25 \text{ см}^{-1}$.

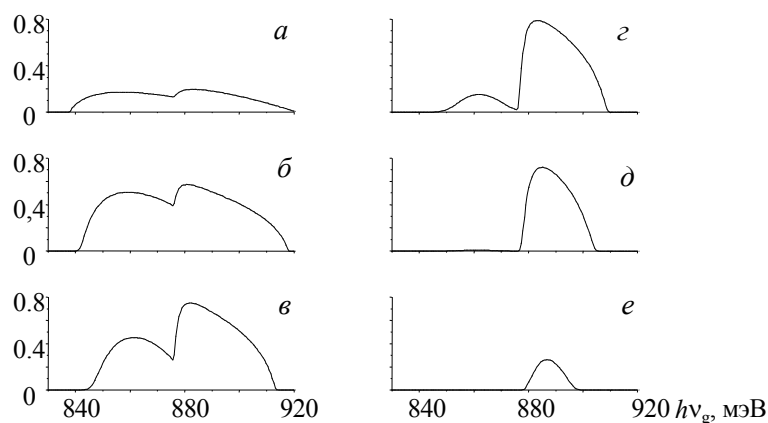


Рис. 2. АОХ при $\nu_m = 0.1$ (a), 1.0 (b), 1.8 ($в$), 2.6 ($г$), 3.6 ($д$) и 6.0 ГГц (e); $x_b = 3.0$, $x_m = 0.6$, генерация ТМ-моды, $k_1 = 30 \text{ см}^{-1}$.

Однако при этом в определенных спектральных диапазонах проявляются режимы с удвоением периода излучения. При больших частотах модуляции (рис. 1, *e*) из-за проявления “инерционности” глубина модуляции лазерного излучения и динамическая составляющая отклика стремятся к нулю. Поскольку уровень возбуждения активной среды сравнительно мал, переходы с участием легких дырок при генерации ТЕ-моды не проявляются.

На рис. 2 приведены АОХ для генерации ТМ-моды ($\alpha_h = 0.2$ и $\alpha_l = 1.8$), когда уровень возбуждения активной среды увеличен ($x_b = 3.0$). Тогда энергия $h\nu_g = h\nu_2 = 0.8761$ эВ, соответствующая начальным переходам на состояния легких дырок, служит некоторой “характерной” точкой. В окрестности этой точки на АОХ образуются либо прогибы (рис. 2, *a—e*), либо она ограничивает величину отклика со стороны низких частот генерации при сравнительно больших частотах модуляции тока.

Заключение

Изменение частоты и глубины модуляции тока, а также селекция мод резонатора в пределах полосы усиления позволяют управлять динамической составляющей АОХ, а следовательно, временными и энергетическими параметрами излучения лазеров. Знание величины динамической составляющей отклика может быть использовано либо для стабилизации выходных характеристик при технических флуктуациях параметров лазера, либо, наоборот, для усиления реакции системы на возмущения. Тип генерируемой моды существенно влияет на величину и спектральный отклик лазера.

Литература

1. В. П. Дураев, Е. Т. Неделин, Т. П. Недобывайло и др. Квант. электрон. 2001. Т. 31, № 6. С. 529—530.
2. А. Г. Буйкевич, В. К. Кононенко, И. С. Манак. Опт. журнал. 2004. Т. 71, № 11. С. 19—22.
3. E. Geerlings, M. Rattunde, J. Schmitz et al. IEEE Photon. Technol. Lett. 2006. Vol. 18, No. 18. P. 1913—1915.
4. B. F. Kuntsevich, A. N. Pisarchik, V. K. Kononenko. Opt. Quantum Electron. 2005. Vol. 37. P. 675—693.
5. V. K. Kononenko, B. F. Kuntsevich, M. Marciniak. Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2008. Vol. 11, No. 4. P. 429—439.
6. Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко. Журн. прикл. спектр. 2010. Т. 77, № 4. С. 583—590.
7. Z.-M. Li, T. Bradford. IEEE J. Quantum Electron. 1995. Vol. 31, No. 10. P. 1841—1847.
8. Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко. Материалы IX Междунар. науч. конф. “Лазерная физика и оптические технологии”, Гродно, 2012. Ч. 2. С. 19—22.

Amplitude-Detuning Characteristics of Quantum-Well Heterolasers Taking Into Account Polarization Factors

B. F. Kuntsevich^a, V. K. Kononenko^b

^a *B. I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,
Minsk, Belarus; e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by*

^b *Belarusian State University, Minsk, Belarus*

Modulation characteristics of injection semiconductor lasers emitting in 1.5 μm range are analyzed in detail. The lasers based on quantum-well heterostructures serve as primary sources for use in fiber optical information systems. Polarizing effects at detuning the wavelength of the stimulated emission are discussed and peculiarities of the laser operation and performance are established.

Keywords: quantum-well heterolaser, 1.5 μm range, modulation, model with no the **k**-selection rule, polarization of radiation, amplitude-detuning characteristic.