

Амплитудно-отстроченные характеристики квантоворазмерных гетеролазеров, излучающих в области 1.5 мкм

Б. Ф. Кунцевич, В. К. Кононенко

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь;

e-mail: bkun@ifanbel.bas-net.by

Путем численного моделирования показано, что изменение частоты и глубины модуляции тока, а также расположения продольной моды резонатора в пределах полосы усиления позволяет управлять временными и энергетическими параметрами излучения лазера. При увеличении частоты модуляции высокочастотный край амплитудно-отстроченной характеристики приближается к соответствующему краю реперной характеристики. В зависимости от совокупности параметров амплитудно-отстроченные характеристики могут иметь или не содержать провалы вблизи центральной части полосы усиления, а максимумы характеристик могут перемещаться в сравнительно широких спектральных пределах. В целом при увеличении глубины модуляции тока величина отклика возрастает, а также увеличивается значение частоты модуляции, при которой амплитудно-отстроченная и реперная характеристики «сливаются».

Ключевые слова: квантоворазмерный гетеролазер, амплитудно-отстроченная характеристика.

Введение

Наиболее важная область применения полупроводниковых лазеров – это волоконно-оптическая связь. К настоящему времени разработаны динамически одночастотные (ДО) лазеры, которые устойчиво работают в режиме генерации одной продольной моды даже при высокочастотной модуляции тока накачки. Для повышения эффективности использования таких источников необходимо знание отклика лазера при изменении его параметров, прежде всего частоты модуляции и расположения генерируемой продольной моды в пределах полосы усиления.

Данная работа посвящена исследованию путем численного моделирования амплитудно-отстроченных характеристик (АОХ) квантоворазмерных гетеролазеров, генерирующих в области 1.5 мкм. Гетеролазеры такого типа служат излучателями в системах волоконно-оптической связи.

Используемые уравнения и параметры

Для определенности расчеты выполнены для ДО квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, имеющих в активной области две квантовые ямы, шириной ≈ 5 нм каждая. Предполагается, что генерация осуществляется на одной продольной моде с частотой ν_g , которая может располагаться в любой точке полосы усиления. Для описания работы лазера используется система скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе S и концентрации неравновесных носителей тока N , аналогичная [1]:

$$\dot{S} = \nu\mu(\Gamma k(\nu_g) - k_l)S + \beta N_a R_{sp},$$

$$\dot{N} = \eta' j / edN_a - R_{sp} / \eta_{sp} - \nu\mu\Gamma k(\nu_g)S / N_a,$$

где ν – скорость света в активной среде, μ – коэффициент заполнения резонатора активной средой, Γ – параметр оптического ограничения, $k(\nu_g)$ и k_l – коэффициенты усиления и потерь, R_{sp} – скорость спонтанной излучательной рекомбинации, β – коэффициент, определяющий долю вклада спонтанного излучения в генерирующую моду, j – плотность тока накачки, d – толщина активного слоя (ширина квантовой ямы),

N_a – число квантовых ям в активной области, η' – инжекционная эффективность, η_{sp} – квантовый выход люминесценции. Спектр усиления $k(v_g)$ и скорость спонтанной излучательной рекомбинации R_{sp} определяются в рамках оптической модели активной среды без правила отбора по волновому вектору электрона для основных переходов [2].

Модуляция тока накачки описывалась в виде $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где j_m и ν_m – глубина и частота модуляции, а j_b – постоянная составляющая тока. Предполагалось, что $j_b = x_b/j_{th}$, $j_m = x_m/j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp-th}/\eta'\eta_{sp}$ – стационарный порог, R_{sp-th} – пороговая скорость спонтанной рекомбинации, а x_b и x_m – варьируемые параметры.

При расчетах для системы GaInAs–GaInAsP задавались следующие значения параметров: $d = 5$ нм, $N_a = 2$, $\Gamma = 0.845 \cdot 10^{-2}$, $\beta N_a = 10^{-5}$, $\mu = 1$, $k_1 = 25 \text{ см}^{-1}$. Параметры компонентов гетероструктуры, значения эффективных масс носителей, энергии уровней подзон определялись из опубликованных данных (см., например, [1]).

Результаты расчета и их обсуждение

Из рисунка 1 видно, что форма и длительность импульсов излучения сильно зависят от частоты модуляции тока. Известно [3], что в нелинейных системах помимо основного резонанса возможны вторичные резонансы при $\nu_m = \nu_{rel} m/n$, где m и n – взаимно простые числа, а ν_{rel} – частота релаксационных колебаний. Характерный признак резонанса для субгармоники $1/n$ – тонкая структура задних фронтов импульсов генерации, имеющая период $\approx 1/n\nu_m$. В соответствии с данной классификацией импульс на рис. 1, а соответствует субгармонике $1/3$, на рис. 1, б – субгармонике $1/2$, а на рис. 1, в – основному резонансу. Таким образом, в данных лазерных системах проявляется мультирезонансная структура нелинейного отклика, когда амплитудно-частотные характеристики могут содержать два или три локальных максимума, соответствующих основному резонансу, а также резонансам для субгармоник $1/2$ и $1/3$. Более детально эти вопросы исследованы в [1].

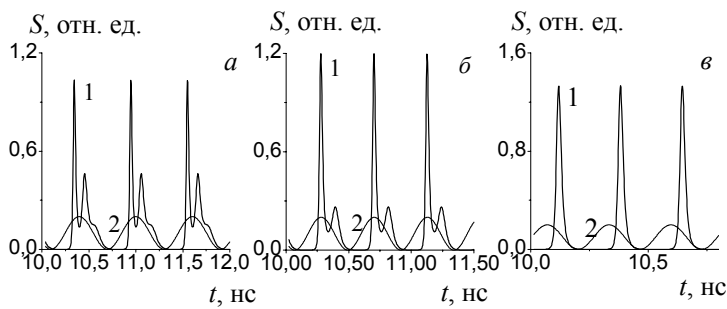


Рис. 1. Временные зависимости $S(t)$ (1) и формы тока накачки (2) при $\nu_m = 1.66$ (а), 2.36 (б) и 3.80 ГГц (в); $h\nu_g = 830$ мэВ; $x_b = 1.5$; $x_m = 0.4$.

На рис. 2 и 3 приведены АОХ (1) и реперные АОХ (2) для двух значений x_m , которые в наглядной и обобщенной форме позволяют характеризовать поведение отклика лазера при изменении частоты лазерного излучения ν_g в пределах полосы усиления. Реперные АОХ соответствуют предельному случаю, когда $x_m \rightarrow 0$. Различие между АОХ и реперными характеристиками характеризует величину динамической составляющей отклика. Для обозначения формы импульсов, которые реализуются в окрестности соответствующих локальных максимумов, использованы обозначения: кср (квазистационарный режим) – выше порога форма лазерного импульса качественно воспроизводит форму импульса тока; рез.1/2 – субгармоника $1/2$ (аналогично рис. 1, б); рез.1/3 – субгармоника $1/3$ (аналогично рис. 1, а); рез.1 – основной резонанс (аналогично рис. 1, в); sin-пф – синусоидальная форма импульса с малой глубиной модуляции, противофазная модуляции тока.

Если $\nu_m < \nu_r^{\max}$ (где ν_r^{\max} – максимальное значение резонансной частоты, достигаемое в пределах полосы усиления), то АОХ содержат два локальных максимума

на крыльях линии (рис. 2, б–е). При этом рис. 2, а исключается из-за реализации кср. При $v_m > v_r^{\max}$ провалы в центральной части АОХ отсутствуют (рис. 2, д).

Приведенные на рис. 3 аналогичные зависимости получены при $x_m = 1.0$. В этом случае АОХ не содержат провалов в центральной части полосы усиления. В то же время увеличивается набор спектральных диапазонов с режимами, где наблюдается удвоение ($2T$) и утроение ($3T$) периода излучения. При определенных частотах модуляции максимальным значениям АОХ соответствуют режимы удвоения периода излучения (рис. 3, д–е).

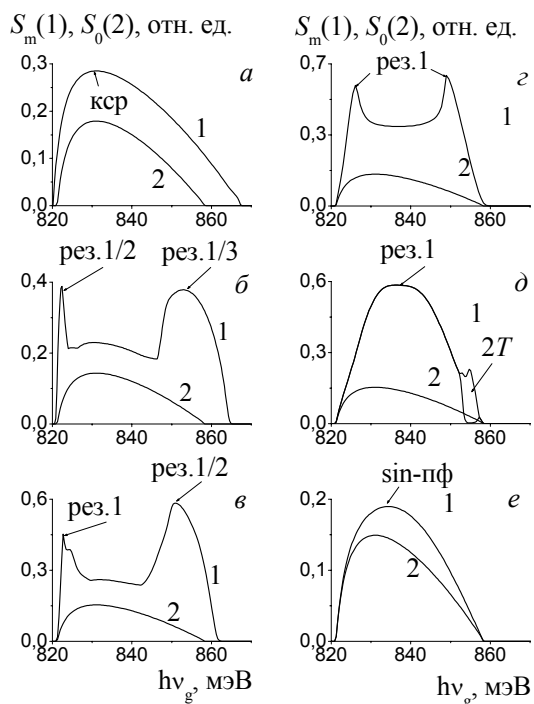


Рис. 2. АОХ (1) и реперные АОХ (2) при $v_m = 0.1$ (а), 1.0 (б), 2.0 (в), 4.0 (г), 6.0 (д) и 12.0 ГГц (е); $x_b = 1.5$; $x_m = 0.2$.

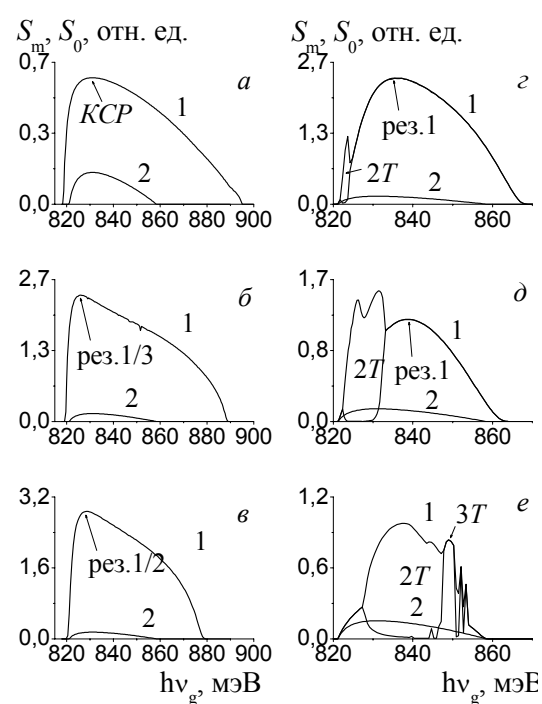


Рис. 3. АОХ (1) и реперные кривые (2) при $v_m = 0.1$ (а), 1.0 (б), 2.0 (в), 4.0 (г), 6.0 (д) и 12.0 ГГц (е); $x_b = 1.5$; $x_m = 1.0$.

Закключение

Изменение частоты и глубины модуляции тока, а также расположения продольной моды резонатора в пределах полосы усиления позволяет управлять динамической составляющей АОХ, а, следовательно, временными и энергетическими параметрами излучения лазеров. При увеличении частоты модуляции высокочастотный край АОХ приближается к соответствующему краю реперной АОХ и в пределе они совпадают. Знание величины динамической составляющей отклика может быть использовано либо для стабилизации выходных характеристик при технических флуктуациях параметров лазера, либо, наоборот, для усиления реакции лазерной системы на возмущения. В зависимости от совокупности параметров модуляции АОХ могут содержать или не содержать провалы в центральной части полосы усиления, а максимумы АОХ могут перемещаться в сравнительно широких спектральных пределах. В целом при увеличении глубины модуляции тока величина отклика возрастает, а также увеличивается значение частоты модуляции, при которой АОХ и реперная АОХ «сливаются».

Литература

1. Кунцевич Б.Ф., Кононенко В.К. Влияние глубины модуляции тока на отклик одночастотных квантоворазмерных гетеролазеров в области 1.5 мкм. ЖПС. 2010. Т. 77, № 6. С. 882–888.
2. Kuntsevich B.F., Kononenko V.K., Pisarchik A.N. In «Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization», Kerala, Research Signpost, 2008. P. 221–267.
3. Самсон А.М., Туровец С.И., Чижевский В.Н., Чураков В.В. Нелинейная динамика CO₂-лазеров с периодической модуляцией потерь. ЖЭТФ. 1992. Т. 101, № 4. С. 1177–1197.

Amplitude-detuning characteristics of quantum-well heterolasers emitting in the region of 1.5 μm

B. F. Kuntsevich, V. K. Kononenko

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

By numerical modeling it is shown that change in the frequency and depth of current modulation and also in displacement of a longitudinal mode of the cavity within the gain band allows to control temporal and energy parameters of laser radiation. At increasing the modulation frequency, the high-frequency edge of amplitude-detuning characteristics approaches appropriate edge of reference characteristics. Versus the set of laser parameters, amplitude-detuning characteristics can to display or not to contain dips near the central part of the gain band and maxima of the characteristics can to shift in relatively wide spectral limits. In general, at increasing the current modulation depth, the response value increases and also the quantity of modulation frequency, where the amplitude-detuning characteristic and reference one “merge”, increases.

Keywords: quantum-well heterolaser, amplitude-detuning characteristics.