

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТКЛИКА ОДНОЧАСТОТНЫХ КВАНТОВО- РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ ДИАПАЗОНА 1.5 мкм

Б.Ф. Кунцевич, В.К. Кононенко

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

Для решения ряда научных и практических задач требуются динамически одночастотные (ДО) полупроводниковые лазеры с узкой и стабильной линией генерации [1]. Кроме того, в ряде случаев частоту лазерного излучения необходимо перестраивать в пределах полосы усиления. В частности, большой интерес представляет систематическое исследование выходных параметров полупроводниковых инжекционных лазеров с высокочастотной модуляцией тока и перестройкой частоты излучения, которые могут использоваться в волоконно-оптических информационных системах (ВОИС).

В данной работе путем численного моделирования исследуются амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) и резонансные свойства отклика полупроводниковых лазеров, излучающих в области 1.5 мкм. Данные лазеры служат основными источниками излучения для ВОИС.

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 при модуляции тока накачки осуществляется на одной продольной моде, которая может располагаться в любой точке полосы усиления (при использовании селективного резонатора). Динамика генерации монохроматического излучения с частотой ν_g описывается системой стандартных скоростных уравнений для плотности фотонов в резонаторе S и концентрации неравновесных носителей тока N [2]. При расчетах используются параметры, приведенные в [2].

Модуляция тока накачки описывается 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. При этом задается $j_b = x_b j_{th}$ и $j_m = x_m j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp-th} / \eta' \eta_{sp}$ – стационарный порог (плотность тока), R_{sp-th} – пороговая скорость спонтанной рекомбинации, d – ширина квантовой ямы, N_a – число квантовых ям в активной области, η' – инжекционная эффективность, η_{sp} – квантовый выход люминесценции, а x_b и x_m – варьируемые параметры.

Характерные временные зависимости плотности фотонов в резонаторе $S(t)$ для различных частот модуляции при фиксированной величине $h\nu_g$ показаны на рис. 1 (кривые 1). Кривые 2 в произвольном масштабе изображают форму импульса накачки. Видно, что варьирование частоты модуляции ν_m приводит к существенному изменению как формы им-

пульсов излучения, так и их длительности. Рис. 1, *а* соответствует реализации квазистационарного режима генерации. Известно (см., например, [3]), что в нелинейных системах помимо основного резонанса возможны вторичные резонансы при $\nu_m = \nu_{\text{rel}} m/n$, 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 $\approx 1/n\nu_m$. Поэтому зависимость на рис. 1, *б* соответствует субгармонике $1/2$. Для основного резонанса характерно высвечивание относительно коротких симметричных импульсов генерации (рис. 1, *в*).

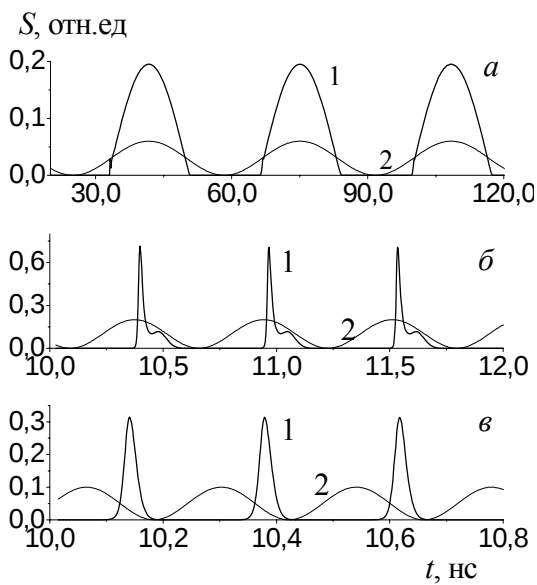


Рис. 1. Зависимость $S(1)$ от времени t при $h\nu_g = 857$ мЭВ; $x_b = 1.53$; $x_m = 0.6$; $\nu_m = 0.03$ (*а*); 1.8 (*б*) и 4.2 ГГц (*в*)

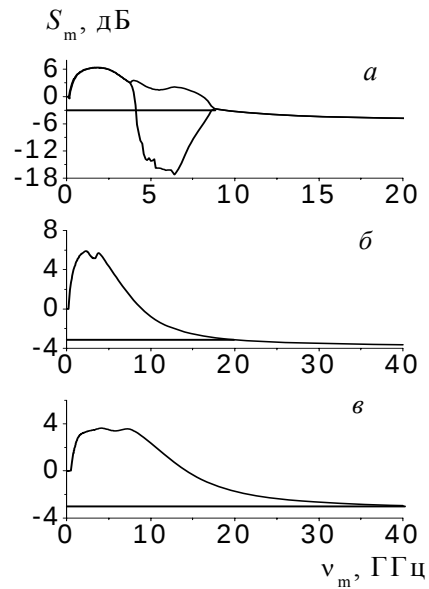


Рис. 2. Зависимость S_m от ν_m при $h\nu_g = 830$ (*а, б*) и 840 мЭВ (*в*); $x_b = 1.2$ (*а*); 1.5 (*б*) и 1.9 (*в*); $x_m = 0.6$

Одним из главных параметров, определяющих пригодность использования лазеров в ВОИС, наиболее часто считается максимальное значение частоты модуляции $\nu_{-3\text{дБ}}$ (частотная ширина полосы пропускания или отклика), при котором величина отклика падает на 3 дБ (т.е. в два раза) по сравнению с начальным значением (при $\nu_m \rightarrow 0$). Поэтому на рис. 2 приведены характерные АЧХ. При этом по оси ординат отложены выборки через период модуляции амплитуд импульсов излучения S_m . Уровень отклика, соответствующий -3 дБ, изображен горизонтальной линией. Как видно, при заданных значениях модулирующих параметров x_b и x_m путем выбора ν_g можно найти спектральный диапазон в окрестности центра полосы усиления, соответствующий максимальному значению $\nu_{-3\text{дБ}}$. В на-

шем случае максимальное значение $\nu_{\text{ЗДБ}} \approx 40$ ГГц реализуется для условий рис. 2, в. В области рассмотренных параметров при фиксированном x_m с ростом x_b значение частоты основного резонанса ν_r увеличивается. Это соответствует известным литературным данным [4]. Расчеты показывают, что максимальные значения ширины отклика $\nu_{\text{ЗДБ}}$ реализуются в центральной части полосы усиления. При этом рост постоянной составляющей тока накачки ведет к увеличению значения $\nu_{\text{ЗДБ}}$ и смещению соответствующего ему значения ν_g в высокочастотную область.

Из рис. 2, б видно, что при некоторых параметрах системы АЧХ содержит два локальных максимума (резонанса). Более детальный анализ результатов расчета показывает, что физическая природа этих максимумов различна. Обычно низкочастотные локальные максимумы соответствуют резонансу для субгармоники $1/2$ ($\nu_r^{1/2}$) (см. характерную временную форму импульса излучения на рис. 1, б), а высокочастотные – основному резонансу (ν_r) (рис. 1, в). Максимальное значение АЧХ (отклика) может достигаться в области либо низкочастотного, либо высокочастотного локальных максимумов. При этом формы и длительности импульсов для этих локальных максимумов различаются, что представляет практический интерес. Отметим, при некоторых параметрах системы с увеличением x_m значение $\nu_r^{1/2}$ также возрастает. В то же время значение ν_r при этом только уменьшается.

Таким образом, изменение постоянной составляющей тока накачки, частоты модуляции и расположения генерируемой линии в пределах полосы усиления оказывает сравнительно сильное влияние на временные и энергетические параметры излучения квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs–GaInAsP, а также на ширину полосы модуляционного отклика. Установленные закономерности могут быть использованы при разработке квантоворазмерных гетеролазеров с заданными модуляционными параметрами и новых устройств ВОИС.

1. Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х. Такумы, пер. с яп., М.: Мир, 1989. С. 137–158.
2. Кунцевич Б.Ф., Кононенко В.К. // ЖПС. 2010. Т. 77, № 4. С. 583–590.
3. Самсон А.М., Туровец С.И., Чижевский В.Н., Чураков В.В. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101, № 4. С. 1177–1197.
4. Suematsu Y., Arai S. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 2000. Vol. 6, No.6. P. 1436–1449.