

Модель управления конкуренцией замкнутых модовых структур в прямоугольных резонаторах большого размера на основе лазерных гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs

© А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Podoskin@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 15 января 2020 г.

В окончательной редакции 21 января 2020 г.

Принята к публикации 21 января 2020 г.

Представлена сосредоточенная модель динамики управляемой конкуренции высокочастотных замкнутых модовых структур в прямоугольных резонаторах большого размера (до 1×1 мм и более) на основе лазерных гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs. Модель рассматривает модуляцию полезной мощности замкнутой модовой структуры за счет управляемого переключения генерации на альтернативную замкнутую моду. Управление переключением генерации между замкнутыми модовыми структурами реализуется за счет изменения оптических потерь одной из структур. Изменение оптических потерь происходит за счет возрастания межзонного оптического поглощения вследствие квантоворазмерного эффекта Штарка при приложении напряжения к сегменту лазерного кристалла в области распространения замкнутой моды.

Ключевые слова: замкнутая мода, лазерная гетероструктура, квантоворазмерный эффект Штарка.

DOI: 10.21883/FTP.2020.05.49266.9343

1. Введение

Одной из современных задач физики полупроводниковых лазеров является создание эффективных источников лазерного излучения, работающих в режиме генерации управляемой последовательности импульсов. Также существует потребность в лазерных излучателях со спектральной характеристикой в виде гребенки — набора эквидистантных лазерных линий. В качестве решения задачи создания подобных излучателей можно рассмотреть полупроводниковый лазер с прямоугольным резонатором на основе стандартных двойных гетероструктур с распределенной обратной связью (РОДГС) [1] для мощных торцевых полосковых полупроводниковых лазеров. Замкнутые модовые структуры на эффекте полного внутреннего отражения в подобных лазерах обладают подходящими спектральными характеристиками [2], а управление конкуренцией различных структур замкнутых мод (ЗМ) потенциально может позволить получить последовательность импульсов выходной оптической мощности с заранее заданными параметрами, аналогично случаю модуляции мощности полупроводникового лазера с резонатором Фабри–Перо за счет переключения генерации на замкнутую моду [3,4].

В работе предложена сосредоточенная модель динамики лазерного кристалла прямоугольной формы, где возможно существование двух структур ЗМ с различной геометрической конфигурацией, работающих от одной области усиления. Излучение (полезная выходная мощность) целевой ЗМ модулируется путем переключения генерации в кристалле на альтернативную ЗМ. Вывод излучения осуществляется за счет создания специального выводящего элемента в виде одиночной травленной канавки. В основе способа модуляции лежит управляемое

изменение дополнительных оптических потерь одной из ЗМ. В рамках данной работы в качестве способа изменения потерь рассматривается увеличение межзонного поглощения в активной области в управляющей части кристалла за счет квантоворазмерного эффекта Штарка при приложении обратного смещения к p – n -переходу в управляющей области лазерного кристалла.

2. Общее описание модели

Модель описывает конкурентную динамику двух замкнутых модовых структур в сегментированном кристалле. Сегменты кристалла обладают различными электрическими и оптическими свойствами в соответствии с их предназначением. В основе модели — сосредоточенные скоростные уравнения, описывающие временную динамику подсистем фотонов (замкнутые моды) и носителей заряда (в активных областях различных секций лазерного кристалла).

В моделируемом лазерном кристалле выделяются следующие области (рис. 1): две электрически активные области — сегменты усиления, накачиваемые прямым электрическим током, и сегменты управления, а также пассивная часть кристалла. Пассивная область не накачивается током, занимает остальную площадь лазерного кристалла, формирующую общую геометрию резонатора замкнутых мод. В пассивной области можно выделить 3 области: области распространения ЗМ1 и ЗМ2, а также часть кристалла, не затрагиваемую лазерными модами. В рамках моделирования имеет смысл учитывать только области распространения ЗМ1 и ЗМ2. Каждому сегменту модельного кристалла соответствует своя подсистема

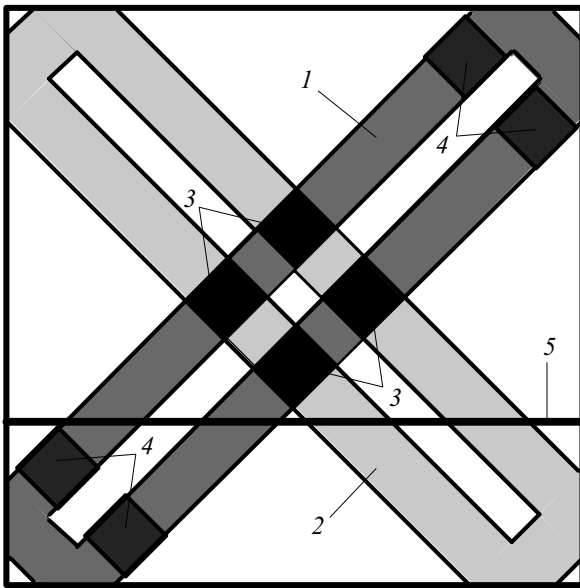


Рис. 1. Схематическое изображение моделируемого лазерного кристалла. 1 и 2 — модовые структуры 3М1 и 3М2 соответственно, 3 — сегмент усиления, 4 — сегмент управления, 5 — канавка вывода излучения из кристалла.

носителей заряда в активной области, описываемая отдельным уравнением. Фотонная подсистема — две 3М с различными пространственными конфигурациями и факторами оптического ограничения в сегментах модельного кристалла. Таким образом, простейшая модельная

система уравнений включает в себя 4 уравнения подсистемы носителей заряда (сегмент усиления, сегмент управления, пассивная область распространения 3М1 и пассивная область распространения 3М2) и 2 уравнения структур 3М (3М1 распространяется через сегменты усиления и управления, 3М2 только через сегменты управления).

Таким образом, фотогенерация в области *p*-базы описывалась на основе следующих соотношений (на рис. 2 представлена общая схема расчетной модели):

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I_{\text{pump}}(t)}{q_0} - \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - R_{ST_{11}} - R_{ST_{12}}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{I_{\text{drive}}(t)}{q_0} - \frac{N_2}{\tau_{sp_2}} + \chi_{sp_2} \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - R_{ST_{21}}, \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -\frac{N_3}{\tau_{sp_3}} + \chi_{sp_3} \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - R_{ST_{31}}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = -\frac{N_4}{\tau_{sp_4}} + \chi_{sp_4} \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - R_{ST_{42}}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{ph_1}}{dt} = R_{ST_{11}} + R_{ST_{21}} + R_{ST_{31}} + \beta_{sp_1} \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - \frac{N_{ph_1}}{\tau_{ph_1}}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_{ph_2}}{dt} = R_{ST_{12}} + R_{ST_{42}} + \beta_{sp_2} \frac{N_1}{\tau_{sp_1}} - \frac{N_{ph_2}}{\tau_{ph_2}}. \quad (6)$$

Здесь N_1, N_2, N_3, N_4 — интегральное количество носителей в сегментах усиления, управления и пассивных областях распространения 3М1 и 3М2 соответственно,

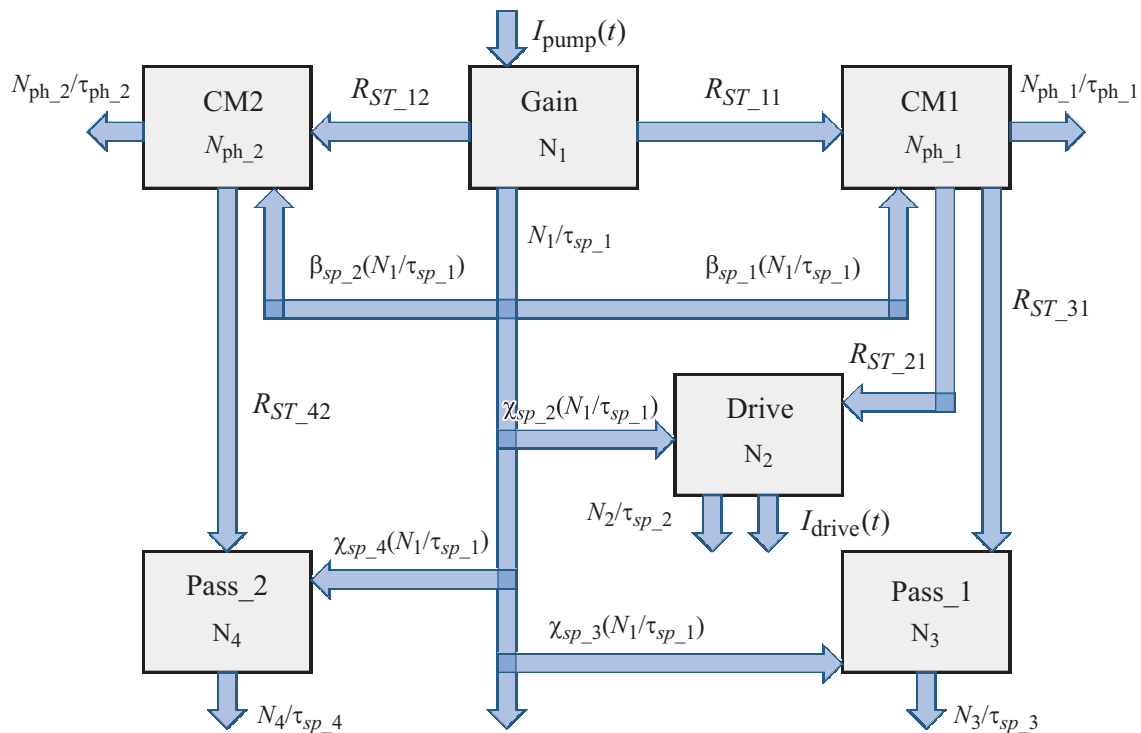


Рис. 2. Общая схема расчетной модели: CM1, CM2 — 3М1, 3М2; Gain — сегмент усиления, Drive — сегмент управления, Pass_1 и Pass_2 — пассивные сегменты областей распространения 3М1 и 3М2.

$N_{ph,1}$ и $N_{ph,2}$ — интегральное количество фотонов в ЗМ1 и ЗМ2 соответственно, $I_{pump}(t)$ и $I_{drive}(t)$ — токи накачки и управления, q — заряд электрона; $\tau_{sp,1}$, $\tau_{sp,2}$, $\tau_{sp,3}$, $\tau_{sp,4}$ — спонтанные времена жизни в сегментах усиления, управления и пассивных областях распространения ЗМ1 и ЗМ2 соответственно. Слагаемые вида R_{ST} описывают интегральную скорость (темп) индуцированной рекомбинации/генерации, создаваемую конкретной модовой структурой в определенном сегменте модельного лазерного кристалла:

$R_{ST,11}$ — скорость стимулированной рекомбинации, индуцированной ЗМ1 в сегменте усиления, $R_{ST,12}$ — скорость стимулированной рекомбинации, индуцированной ЗМ2 в сегменте усиления, $R_{ST,21}$ — скорость стимулированной рекомбинации, индуцированной ЗМ1 в сегменте управления, $R_{ST,31}$ — скорость стимулированной рекомбинации, индуцированной ЗМ1 в пассивной области ее распространения, $R_{ST,42}$ — скорость стимулированной рекомбинации, индуцированной ЗМ2 в пассивной области ее распространения;

$\beta_{sp,1}$ и $\beta_{sp,2}$ — вклады спонтанного излучения сегмента усиления в ЗМ1 и ЗМ2 соответственно; $\chi_{sp,2}$, $\chi_{sp,3}$ и $\chi_{sp,4}$ — доли спонтанного излучения секции усиления, поглощаемые в сегменте управления, а также в пассивных сегментах ЗМ1 и ЗМ2; $\tau_{ph,1}$ и $\tau_{ph,2}$ — времена жизни фотонов ЗМ1 и ЗМ2.

3. Модели усиления и поглощения

Рассмотрим слагаемые уравнений (1)–(6) более подробно. Скорости индуцированной излучением рекомбинации/генерации описываются выражением вида:

$$R_{ST} = g_{mat}(n) \cdot (c/n_{eff}) \cdot N_{ph}\Gamma_{tot}, \quad (7)$$

где N_{ph} — количество фотонов в лазерной моде, индуцирующей рекомбинацию, c/n_{eff} — скорость света и эффективный показатель преломления лазерной моды, Γ_{tot} — результирующий фактор оптического ограничения модовой структуры в рассматриваемом сегменте лазерного кристалла, $g_{mat}(n)$ — материальное усиление в активной области сегмента.

Модель материального усиления $g_{mat}(n)$ для случая накачки прямым током строится на основе экспериментальной логарифмической аппроксимации зависимости пороговой плотности тока от обратной длины резонатора L_{res} (для серии образцов мощных полосковых лазеров с естественно-сколотыми гранями без просветляющих покрытий и различными длинами резонатора [1,5])

$$\ln(J_{th}) = A \frac{1}{L_{res}} + B. \quad (8)$$

Тогда с учетом выражений для порогового усиления, потерь на вывод излучения из резонатора Фабри–Перо и соотношения между плотностью тока и концентрацией носителей в квантовой яме [1,5–7] (при пренебрежении

мономолекулярной и оже-рекомбинацией) можно получить зависимость усиления от концентрации вида

$$\Gamma_i g_{mat}(n_{3D}) = \frac{\ln(q_0 d_{QW} B_{3D} n_{3D}^2) - B}{2A} \frac{-1}{\ln(R_1 R_2)} + \alpha_i, \quad (9)$$

где Γ_i — поперечный фактор оптического ограничения активной области лазерной гетероструктуры, q_0 — заряд электрона, d_{QW} — толщина квантовой ямы (суммарная толщина ям), B_{3D} — коэффициент излучательной рекомбинации (трехмерный), n_{3D} — концентрация в яме (трехмерная), R_1 и R_2 — коэффициенты отражения естественно-сколотых зеркал серии экспериментальных образцов, α_i — внутренние оптические потери из экспериментальной характеристики лазерной гетероструктуры, A и B — коэффициенты из экспериментальной аппроксимации (8).

Для случаев сегмента усиления, пассивных областей и сегмента управления при прокачке прямым током для описания $g_{mat}(n)$ достаточно выражения (9), работающего в области достаточно высоких концентраций носителей заряда в активной области. Однако в случае сегмента управления под воздействием управляющего сигнала — обратного смещения p - n -перехода — происходит выкачивание носителей заряда из волноводных слоев и квантоворазмерной активной области гетероструктуры. При этом происходит расширение области объемного заряда p - n -перехода и попадание КЯ в область высоких электрических полей, что приводит к деформации зонной структуры вследствие квантоворазмерного эффекта Штарка [8]. Для учета этих эффектов используется экспериментальная зависимость от $g_{mat}(n)$ величины напряжения, прикладываемого к лазерной гетероструктуре. Измерения экспериментальных зависимостей $g_{mat}(n)$ проводились при импульсной накачке по методике [9] на образцах с сегментированным

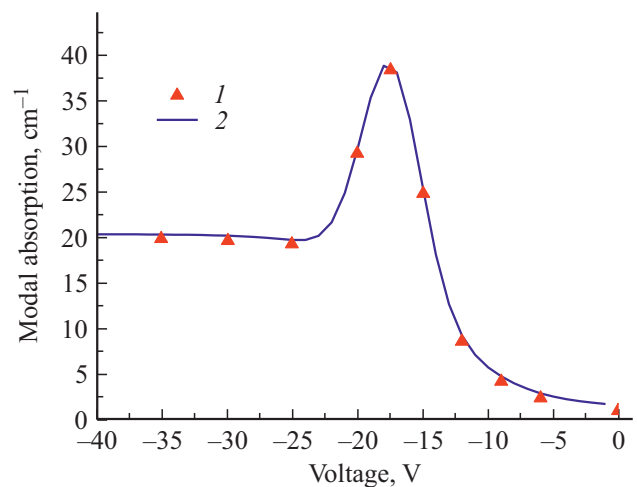


Рис. 3. Экспериментальная зависимость величины модального поглощения в сегменте управления от величины электрического смещения (точки 1) и ее аппроксимация (сплошная кривая 2).

p -контактом, напаянных n -подложкой на теплоотвод. Для диапазона длин волн, соответствующего генерации замкнутых мод, в [2] строилась зависимость величины материального поглощения от прикладываемого смещения (рис. 3). Данная аппроксимация использовалась для дальнейшего моделирования.

4. Поглощение спонтанного излучения сегмента усиления в пассивных областях распространения 3М1, 3М2 и сегменте управления

Темп (скорость) поглощения спонтанного излучения активной области определяет концентрацию носителей в активной области пассивных сегментов и, следовательно, величину оптических потерь, которые необходимо преодолеть при включении генерации 3М. Коэффициент χ_{sp3} с учетом закона Бугера–Ламберта можно представить в виде

$$\chi_{sp3} = \gamma_{sp} \left\{ \exp[\Gamma_t g_{mat}(n) \cdot L_{eff}] - 1 \right\}, \quad (10)$$

где $g_{mat}(n)$ — определяется согласно (9), Γ_t — поперечный фактор оптического ограничения активной области лазерной гетероструктуры, γ_{sp} — доля спонтанного излучения сегмента усиления, достигающая пассивной части; L_{eff} — эффективная длина поглощения — характерный размер пассивного сегмента. Коэффициент γ_{sp} оценивался методом геометрической оптики (вспомогательные расчеты проводились в пакете Zemax) с учетом волноводного эффекта в гетероструктуре.

5. Спонтанное время жизни

Спонтанное время жизни носителей заряда τ_{sp} представлялось аналогично [10] с дополнительным параметром K_{sp} , согласующим расчетные и экспериментальные плотности пороговых токов:

$$\tau_{sp}(n) = \frac{K_{sp} + nB_1}{nB}, \quad (11)$$

где B — коэффициент бимолекулярной спонтанной излучательной рекомбинации, B_1 — коэффициент насыщения скорости спонтанной рекомбинации, n — концентрация носителей заряда в активной области.

6. Планарные факторы ограничения для 3М1 и 3М2

Результурующий фактор оптического ограничения из (7) задается как произведение:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_t \cdot \Gamma_p, \quad (12)$$

где Γ_t — поперечный фактор оптического ограничения активной области, определяемый стандартным обра-

зом [1], Γ_p — планарный фактор оптического ограничения. В качестве определения для Γ_p было использовано соотношение

$$\Gamma_p \equiv L_s / L_{tot}, \quad (13)$$

где L_{tot} — общая длина траектории 3М в прямоугольном резонаторе, L_s — длина части траектории 3М, проходящей через рассматриваемый сегмент прямоугольного резонатора. В случае прямоугольного резонатора простейшая траектория 3М с однократным отражением от каждой грани имеет длину $L_{tot} = 2\sqrt{a^2 + b^2}$, где $a \times b$ — размеры резонатора.

7. Реализация управления конкуренцией замкнутых мод

В качестве базового сигнала управления на управляющий сегмент подается импульс напряжения, смещающий p - n -переход в обратном направлении. Тогда ток управления $I_{drive}(t)$ в уравнении (2) можно выразить как

$$I_{drive}(t) = \frac{U_{drive}(t)}{R_{circ} + R_C(n)}, \quad (14)$$

где $U_{drive}(t)$ — напряжение, подаваемое на вход цепи управления, R_{circ} — входное сопротивление цепи управления, $R_C(n)$ — сопротивление управляющего сегмента экспериментального кристалла. Сопротивление R_{circ} при высокочастотном сигнале управления выступает в качестве согласующего, т. е. $R_{circ} = 50 \Omega$.

Для определения сопротивления управляющего сегмента используем экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) лазерных диодов с полосковым контактом. Проводимость сегмента управления определяется концентрацией в волноводных слоях (как наименее легированных) лазерной гетероструктуры.

Воспользуемся предположениями:

- характерное время захвата носителей заряда в квантовую яму [11] и время термализации носителей в квантовой яме гораздо меньше характерных времен изменения токов и концентраций [12];

- эффекты транспорта, выражающиеся в неоднородном накоплении носителей заряда в волноводных слоях, не учитываются.

В этом случае можно считать, что концентрация носителей заряда в волноводных слоях однозначно связана с концентрацией в квантоворазмерной активной области [5]:

$$N_{WG} = N_{QW} \left(\frac{N_C^{WG} N_V^{WG}}{N_C^{QW} N_V^{QW}} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{E_g^{WG} - E_g^{QW}}{2k_B T} \right), \quad (15)$$

где N_{QW} — концентрация носителей в квантовой яме; N_{WG} — концентрация носителей в волноводе, N_C и N_V — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, E_g — ширина запрещенной зоны, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, верхние

Основные параметры расчетной модели

Параметр	Обозначение	Значение (источник)
Пороговая плотность тока	J_0	64 А/см ² (экспериментальные данные)
Внутренний квантовый выход	η_i	98% (экспериментальные данные)
Внутренние оптические потери	α_i	0.5 см ⁻¹ (экспериментальные данные)
Фактор поперечного оптического ограничения активной области	Γ_{QW}	0.95% (расчет)
Толщина квантовой ямы	d_{QW}	10 нм
Эффективный показатель преломления ЗМ	n_{eff}	3.5 (расчет)
Коэффициент бимолекулярной спонтанной излучательной рекомбинации	B	10^{-10} см ³ · с ⁻¹ [6,14]
Коэффициент насыщения скорости спонтанной рекомбинации	B_1	10^{-19} см ³ · с ⁻¹ [6,14]
Коэффициент спонтанного времени жизни	K_{sp}	2.2 нс (экспериментальные данные)
Коэффициент линейной зависимости внутренних оптических потерь от плотности тока накачки	$k\alpha_i$	$2 \cdot 10^{-4}$ см ⁻³ · А [13]
Вклад спонтанного излучения в лазерную моду	β	10^{-5} [1]
Доля спонтанного излучения, распространяющаяся от сегмента усиления к заданному сегменту	γ_{sp}	0.03–0.2 (геометрическая оценка)
Коэффициент А соотношения (8)	A	0.143 (экспериментальные данные)
Коэффициент В соотношения (8)	B	4.15 (экспериментальные данные)
Дифференциальное сопротивление опорного образца 2×0.1 мм	R_{div}	0.11 Ом
Входное сопротивление цепи управления	R_{circ}	50 Ом

индексы WG и QW указывают на волновод и квантовую яму соответственно. Таким образом, проводимость сегмента управления пропорциональна концентрации в активной области. Тогда, используя экспериментальные ВАХ, можно определить сопротивление сегмента управления как

$$R_C(n) = \frac{R_{\text{dif}}}{n} \sqrt{\frac{J_{\text{th}_0}}{q_0 d_{QW} B_{3D}} \frac{S_{\text{exp}}}{L \times W}}, \quad (16)$$

где n — концентрация носителей в см⁻³, q_0 — заряд электрона, d_{QW} — толщина активной области, B_{3D} — трехмерный коэффициент бимолекулярной излучательной рекомбинации в квантоворазмерной активной области, J_{th_0} — плотность порогового тока при бесконечной длине резонатора, S_{exp} — площадь опорного экспериментального образца, R_{dif} — дифференциальное сопротивление опорного образца выше порога лазерной генерации, $L \times W$ — размеры секции управления. С учетом входного сопротивления напряжение на секции управления можно выразить как

$$U_C(n, t) = \frac{U_{\text{drive}}(t)}{1 + R_{\text{circ}}/R_C(n)}. \quad (17)$$

Подставляя $U_C(n, t)$ в экспериментальную аппроксимацию величины (рис. 3), получаем полное описание для R_{ST_21} в случае подачи управляющего сигнала на сегмент управления. В отсутствие управляющего сигнала в виде обратного смещения p - n -перехода для $g_{\text{mat}}(n)$ в слагаемом R_{ST_21} используется выражение (9).

8. Время жизни фотонов

Время жизни фотонов задавалось через оптические потери [1]:

$$\tau_{\text{ph}} = \frac{n_{\text{eff}}}{c\alpha_{\text{tot}}}, \quad (18)$$

где c — скорость света, n_{eff} — эффективный показатель преломления модовой структуры, α_{tot} — результирующие оптические потери модовой структуры, которые можно представить в виде суммы полезных потерь на вывод излучения и оптических потерь в различных сегментах лазерного кристалла:

$$\alpha_{\text{tot}} = \alpha_{\text{out}} + \alpha_{i_0} + \sum_i g_{\text{mat}_i}(n)\Gamma_i\Gamma_{p_i}, \quad (19)$$

где α_{out} — потери на вывод излучения из кристалла, α_{i_0} — модальные внутренние оптические потери в сегменте усиления (в приближении линейной зависимости от плотности тока [13]). Под знаком суммы — потери на межзонное поглощение в i -м сегменте. Так, для сегмента усиления и сегмента управления при отсутствии управляющего сигнала в виде обратного смещения $g_{\text{mat}_i}(n)$ определяется выражением (9). Для сегмента управления при обратном смещении $g_{\text{mat}_i}(n)$ определяется аппроксимацией рис. 3. Основные параметры, необходимые для проведения расчетов, приведены в таблице. Основные варьируемые параметры: потери на вывод излучения, планарные факторы ограничения

сегментов усиления и управления и их геометрическое расположение, обуславливающее характер засветки спонтанным излучением и эффективность управления при включении управляющего обратного смещения. На основании предложенных в таблице параметров проведена верификация расчетной модели. Первый этап верификации — симуляция ватт-амперной характеристики в режиме мощного полоскового лазера, для чего задавались высокие значения фактора оптического ограничения сегмента усиления и выходных оптических потерь (характерные для мощных полосковых лазеров) при отсутствии сигналов управления. В результате получено соответствие пороговых плотностей тока и внешних дифференциальных эффективностей с данными экспериментальной характеристики лазерной гетероструктуры, служившей источником данных для модели усиления по соотношению (9). На втором этапе верификации оценивалась эффективность поглощения излучения 3М1 в сегменте управления в зависимости от амплитуды приложенного управляющего напряжения в малосигнальном режиме. В результате также получено соответствие между эффективностью поглощения и экспериментальной зависимостью рис. 3.

9. Заключение

Предложена модель, описывающая динамику управляемой конкуренции структур 3М в прямоугольных резонаторах большого (стороны до ~ 1 мм и более) размера. Проведена верификация модели, и установлено соответствие между экспериментальными и модельными электрическими и оптическими характеристиками лазерных излучателей. На основании предложенной модели возможна дальнейшая оценка эффективности управления и характерных времен переключения генерации между различными структурами 3М.

Финансирование работы

Авторы А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку исследования (грант № 18-02-00835А).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M. Mashanovitch. *Diode lasers and photonic integrated circuits*, 2nd edn (Hoboken, N.J., Wiley, 2012).
- [2] А.А. Подоскин, Д.Н. Романович, И.С. Шашкин, П.С. Гаврина, З.Н. Соколова, С.О. Слипенченко, Н.А. Пикхтин. ФТП, **53** (6), 839 (2019).

- [3] А.А. Подоскин, И.С. Шашкин, С.О. Слипенченко, Н.А. Пикхтин, И.С. Тарасов. ФТП, **49** (8), 1108 (2015).
- [4] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov. *Laser Phys.*, **24**, 105001 (2014).
- [5] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1. [Пер. с англ.: Н.С. Casey, М.В. Panish. *Heterostructure Lasers* (Academic Press, 1978).
- [6] Л.В. Асрян. Квант. электрон., **35** (12), 1117 (2005).
- [7] P. Blood, A.I. Kucharska, J.P. Jacobs, K. Griffiths. *J. Appl. Phys.*, **70**, 1144 (1991).
- [8] D.A. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, C.A. Burrus. *Phys. Rev. Lett.*, **53** (22), 2173 (1984).
- [9] М.М. Соболев, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, В.С. Михрин, В.Н. Неведомский, М.С. Буяло, Е.Л. Портной. ФТП, **43** (4), 512 (2009).
- [10] B.S. Ryvkin, E.A. Avrutin, J.T. Kostamovaara. *J. Lightwave Techn.*, **27** (12), 2125 (2009).
- [11] З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **45** (11), 1553 (2011).
- [12] K. Seeger. *Semiconductor physics* (Springer Science & Business Media, 2013).
- [13] D.A. Veselov, Y.K. Bobretsova, A.Y. Leshko, V.V. Shamakhov, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin. *J. Appl. Phys.*, **126** (21), 213107 (2019).
- [14] C.B. Su, R. Olshansky. *Appl. Phys. Lett.*, **41** (9), 833 (1982).

Редактор Л.В. Шаронова

Switching control model of closed mode structures in large rectangular cavities based on AlGaAs/InGaAs/GaAs laser heterostructures

A.A. Podoskin, D.N. Romanovich, I.S. Shashkin, P.S. Gavrina, Z.N. Sokolova, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin

Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A rate equation model of controlled high- Q closed mode structures dynamics in a large scale (up to 1×1 mm) rectangular cavity based on an AlGaAs/InGaAs/GaAs laser heterostructure is presented. The paper considers the output optical power modulation due to a controlled generation switching between two high- Q closed modes. The generation switching control between closed mode structures is realized by the optical loss modulation for one of the closed modes. The optical loss modulation is due to the quantum-confined Stark effect when voltage is applied to a drive segment located in the closed mode propagation region.