

# Эффективность вертикального вывода излучения из волновода полупроводниковых лазеров с дифракционной решеткой

© А.А. Афоненко<sup>\*†</sup>, В.Я. Алешкин<sup>+•</sup>, А.А. Дубинов<sup>+•</sup>

<sup>\*</sup> Белорусский государственный университет, 220035 Минск, Белоруссия

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>•</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 1 июня 2013 г. Принята к печати 16 июня 2013 г.)

Разработана модель для расчета пространственного распределения и времени затухания электромагнитных мод в лазерных структурах с диэлектрической или металлической дифракционной решеткой, расположенной параллельно активному слою. Выполнен самосогласованный расчет эффективности вертикального вывода излучения с учетом обратного рассеяния и взаимодействия рассеянных волн с модами подложки. Обсуждена возможность селекции продольных мод за счет частотной зависимости времени затухания без использования распределенной обратной связи.

## 1. Введение

Лазеры с вертикальным выводом излучения из диэлектрического волновода с дифракционной решеткой представляют интерес как источники мощного излучения с узкой диаграммой направленности. Обычно излучение выводится через гофрированный слой на поверхности волновода [1,2]. При использовании металлической дифракционной решетки на поверхности волновода мощность выводимого излучения оказывается небольшой, а интенсивность выводимого пучка существенно неоднородна по длине брэгговского зеркала [3]. Получить хорошую эффективность вывода излучения из структуры с металлической дифракционной решеткой можно, выводя излучение через подложку [4].

Наличие дифракционной решетки, кроме вертикального рассеяния волн, также приводит к возникновению обратного рассеяния. Поэтому конструкции лазеров с выводом излучения через решетку можно разделить на структуры с распределенными отражателями [1,2] и структуры с распределенной обратной связью [4,5]. В последнем случае для улучшения диаграммы направленности излучения дифракционная решетка может выполняться с четвертьволновым сдвигом.

При анализе лазеров с брэгговскими решетками важно учитывать связь волноводных мод, возникающую в результате их рассеяния дифракционной решеткой. Обычно расчеты проводятся на основе уравнений для двух связанных волн, а коэффициенты их связи рассчитываются с помощью теории возмущений [4–13]. В многослойных структурах задача усложняется тем, что рассеянные волны могут отражаться от границ слоев и интерферировать, изменяя эффективность вывода в

широких пределах [1,11]. Кроме того, рассеяние дифракционной решеткой может приводить к взаимодействию между модами волновода и модами подложки, проникающими в волновод.

Для высокой эффективности генерации коэффициент полезных потерь должен в несколько раз превышать коэффициент вредных потерь. При полностью отражающих покрытиях на торцах структур вредные потери будут определяться коэффициентом внутренних потерь ( $5–10 \text{ см}^{-1}$ ), что соответствует времени затухания около 20 пс. Поэтому полезное время затухания должно быть меньше 10 пс, т.е. эффективность вертикального вывода излучения должна быть достаточно высокой.

Цель данной работы — разработка самосогласованной модели для расчета мод лазерных структур с дифракционными решетками, оценка эффективности вертикального вывода излучения и влияния на нее распределенной обратной связи. В работе проанализированы две структуры, включающие диэлектрическую и металлическую решетки (рис. 1). Предполагалось, что электрический контакт к подложке имеет малую площадь и с большей части поверхности структуры излучение выходит беспрепятственно.

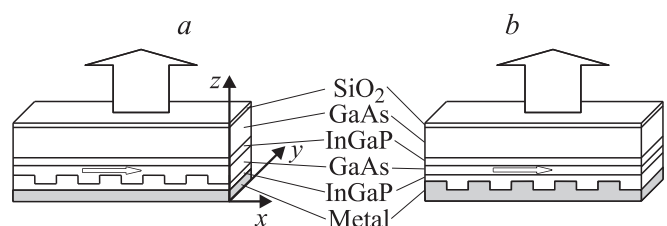


Рис. 1. Схема лазерных структур с диэлектрической (a) и металлической (b) решеткой.

<sup>†</sup> E-mail: afonenko@bsu.by

## 2. Модель для расчета модовой структуры лазерных структур с дифракционными решетками

### 2.1. Расчет мод структуры

При расчете пространственного распределения электромагнитного поля в лазерных структурах с дифракционной решеткой, расположенной параллельно активному слою, результирующее поле представляется в виде разложения по собственным модам решетки и однородных слоев, которое „сшивается“ на границах слоев. Будем рассматривать ТЕ-волны, напряженность электрического поля которых направлена по оси  $Y$ , обладающие трансляционной симметрией  $E(x + L_g, z) = E(x, z) \exp(ik_x x)$ , где  $L_g$  — период решетки,  $k_x$  — заданная постоянная распространения.

Амплитуда поля в выбранном слое  $n$  толщиной  $d_n$  представляется в виде разложения по базисным модам

$$E_n(z, x) = \sum_m \{ A_{nm} \exp(ik_{nmz} z) + B_{nm} \exp[-ik_{nmz}(z - d_n)] \} W_{nm}(x), \quad (1)$$

где  $k_{nmz}$  — постоянные распространения моды с номером  $m$  по оси  $Z$ ,  $W_{nm}(x)$  — базисные моды. Для компактности записи  $z$  отсчитывается от начала слоя. На границах слоев  $n$  и  $n + 1$  должно выполняться

$$E_n(d_n, x) = E_{n+1}(0, x), \quad \frac{dE_n(d_n, x)}{dz} = \frac{dE_{n+1}(0, x)}{dz}. \quad (2)$$

Для получения матричных уравнений умножаем левые и правые части уравнений (2) на  $W_{np}^*(x)$  и интегрируем по координате  $x$ :

$$\begin{aligned} [\langle W_n W_n \rangle] [\exp(ik_{nz}) A_n + B_n] &= [\langle W_n W_{n+1} \rangle] [A_{n+1} \\ &+ \exp(-ik_{n+1z} d_{n+1}) B_{n+1}], \\ [\langle W_n W_n \rangle] [k_{nz}] [\exp(ik_{nz} z) A_n - B_n] \\ &= [\langle W_n W_{n+1} \rangle] [k_{n+1z}] [A_{n+1} + \exp(-ik_{n+1z} d_{n+1}) B_{n+1}], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $[A_n]$  и  $[B_n]$  представляются в виде столбцов с  $M$  элементами ( $M$  — число базисных мод),  $[k_{nz}]$  и  $[\exp(ik_{nz} z)]$  — в виде диагональных матриц,  $[\langle W_n W_{n+1} \rangle]$  — в виде квадратных матриц с элементами

$$\langle W_n W_{n+1} \rangle_{pm} = \int W_{np}^*(x) W_{n+1m}(x) dx.$$

Проведенные расчеты мод лазерной структуры показали, что применение модели передаточных матриц с последовательным по слоям расчетом коэффициентов разложения поля не позволяет найти решение из-за потери сходимости метода расчета из-за быстрого затухания базисных мод.

При параллельной схеме расчета коэффициентов разложения все коэффициенты располагаются в единый вектор столбец:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ \dots \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Матричные уравнения (3) последовательно заносятся в единую матрицу. С учетом того что на входе и выходе лазерной структуры присутствуют только вытекающие и затухающие при удалении от структуры волны  $A_1 = 0$  и  $B_N = 0$  ( $N$  — число слоев в структуре), в левый верхний и правый нижний углы матрицы можно поместить единичные матрицы размерности  $M \times M$ . При заданной величине  $k_x$  определитель получившейся матрицы можно рассматривать как комплексную функцию волнового числа  $k_0$ . Собственным модам будут соответствовать такие  $k_0$ , при которых этот характеристический определитель обращается в нуль. Для нахождения коэффициентов разложения можно задать единичным один коэффициент, который заведомо является одним из самых больших в наборе (например, соответствующий основной моде в активном слое), и исключить из матрицы одно уравнение, у которого коэффициент при выбранном компоненте не является малым.

### 2.2. Расчет базисных мод отдельных слоев

Структура разделяется на слои, соответствующие разным материалам (включая последний слой из воздуха, если применимо). Гофрированный участок считается отдельным слоем с неоднородным по координате  $x$  показателем преломления.

В однородных слоях базисные моды определяются как

$$W_{nm}(x) = \exp(ik_{xm} x), \quad (5)$$

где

$$k_{xm} = k_x + k_g \left( m - \text{Int} \left( \frac{M+1}{2} \right) \right),$$

$k_g = 2\pi/L_g$  — волновой вектор решетки,  $k_{nmz}^2 = \sqrt{n_n^2 k_0^2 - k_{xm}^2}$ ,  $n_n$  — показатель преломления соответствующего слоя с номером  $n$ . Функцией  $\text{Int}$  обозначено взятие целой части.

В слое с решеткой собственные моды  $W_{nm}(x)$  распространяются в глубь решетки и имеют постоянную распространения  $k_{nmz}$  (далее в этом подразделе для компактности записи индексы  $m$  и  $n$  не записываем). Для их расчета используем метод передаточных матриц для встречных волн. Для определенности будем считать, что решетка образована чередованием металлических и диэлектрических участков с показателями преломления протяженностью  $n_a(L_a)$  и  $n_b(L_b)$  соответственно. Электрическое поле в каждой части, обозначенной индекса-

ми  $a$  и  $b$ , ищем в виде

$$W(x) = A_{a,b} \exp(ik_{a,b}x) + B_{a,b} \exp(-ik_{a,b}x), \quad (6)$$

где  $A_a$  и  $B_a$  — амплитуды прямой и обратной волн,  $k_{a,b}$  —  $x$ -компонента волнового вектора ( $k_{a,b}^2 + k_z^2 = n_{a,b}^2 k_0^2$ ). Координата  $x$  отсчитывается от центра слоя. Такой выбор начальной точки связан с обеспечением численной устойчивости алгоритма, так как амплитуда поля при продвижении от центра металлического гребня к его краю быстро нарастает.

Если записать коэффициенты в виде столбца

$$\begin{bmatrix} A_a \\ B_a \end{bmatrix}, \quad (7)$$

то матрицы их преобразования при распространении в положительном  $T_{a,b}^+$  и отрицательном  $T_{a,b}^-$  направлениях на половинную протяженность соответствующей части будут иметь вид

$$T_{a,b}^\pm = \begin{bmatrix} \exp(\pm k_{a,b} \frac{L_{a,b}}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(\mp k_{a,b} \frac{L_{a,b}}{2}) \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Матрица преобразования на границе металла и диэлектрика имеет вид

$$T_{ab} = \begin{bmatrix} \frac{n_a + n_b}{2n_b} & \frac{n_b - n_a}{2n_b} \\ \frac{n_b - n_a}{2n_b} & \frac{n_b + n_a}{2n_b} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

С учетом периодичности структуры поля в центрах диэлектрика слева и справа будут отличаться только фазовым множителем  $\exp(ik_x L_g)$ , поэтому

$$\begin{bmatrix} A_b \\ B_b \end{bmatrix} = T_b^+ T_{ab} T_a^+ \begin{bmatrix} A_a \\ B_a \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} A_b \\ B_b \end{bmatrix} = \exp(ik_x L) T_b^- T_{ab} T_a^- \begin{bmatrix} A_a \\ B_a \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Соответственно характеристическое уравнение для определения набора постоянных распространения решетки  $k_z$  будет иметь вид

$$\det[T_b^+ T_{ab} T_a^+ - \exp(ik_x L_g) T_b^- T_{ab} T_a^-] = 0. \quad (11)$$

В случае металлической решетки для полноты базиса (возможности раскладывать произвольное поле на протяжении всей решетки  $x \in [-L/2, L/2]$ ) рассчитывались два вида мод: с преимущественной локализацией между и внутри металлических гребней. В случае диэлектрической дифракционной решетки с малым контрастом показателя преломления такое разделение не применимо, и в качестве базисных отбирались моды, наиболее близкие по пространственному распределению к модам однородных слоев.

### 2.3. Энергетические характеристики моды

Эффективность поверхностного излучения может быть оценена с помощью мнимой части комплексной частоты  $\omega = ck_0$ , которая связана со временем затухания в волноводе с потерями

$$\frac{1}{\tau} = -2\omega'', \quad (12)$$

или вектора Умова–Пойтинга

$$\frac{1}{\tau_{i,s}} = \frac{P_{z,t,s}}{U}, \quad (13)$$

$$P_z = LW \sum_m E_{ym} H_{xm}. \quad (14)$$

Здесь  $L$  и  $W$  — длина и ширина лазерного резонатора. Энергия моды в резонаторе  $U$  может быть оценена прямым интегрированием:

$$\begin{aligned} U &= \frac{W}{2} \int \left( \epsilon_0 \frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} E_y^2 + \mu_0 H_z^2 + \mu_0 H_x^2 \right) dx dz \\ &= \frac{W}{2} \epsilon_0 \int \left( \frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} E_y^2 + \frac{(\nabla \times \mathbf{E})^2}{k_0^2} \right) dx dz, \end{aligned} \quad (15)$$

или с использованием групповой скорости

$$U = \frac{P_x}{v_g} L, \quad P_x = W \int E_y H_z dz, \quad (16)$$

а групповая скорость может быть оценена по изменению собственной частоты моды  $\omega_0 = ck_0$  при вариации постоянной распространения  $k_x$ :

$$v_g = \frac{\partial\omega_0}{\partial k_x}. \quad (17)$$

Оба способа дают близкие результаты.

## 3. Результаты расчетов

Для получения высокой эффективности вывода излучения (длина волны  $\lambda = 0.98$  мкм) из структуры GaAs–InGaP проводилась оптимизация толщин слоев в несколько этапов. На первом этапе анализировались структуры, содержащие только трехслойный волновод с дифракционной решеткой и подбирались оптимальная глубина гофра. На втором этапе в расчеты включался сплошной металлический слой и подбирались толщины обкладочного слоя InGaP между ним и волноводным слоем. На последнем этапе в расчеты включался слой подложки GaAs с  $\lambda/4$  просветляющим покрытием SiO<sub>2</sub>. Параметры структур после оптимизаций приведены в таблице. Период решетки выбирался таким, что волновой вектор решетки  $k_g$  равнялся постоянной распространения моды трехслойного волновода InGaP–GaAs–InGaP с шириной центрального слоя 0.5 мкм.

Оптимальные параметры структур с диэлектрической (a) и металлической (b) решеткой (период решетки 238 нм)

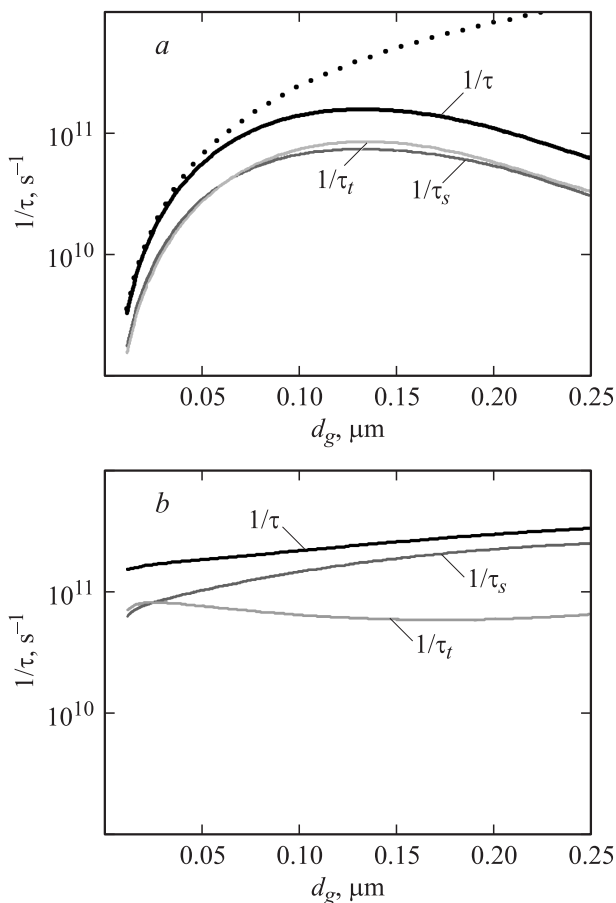
Материал	Показатель преломления $n$	$n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega}$	Толщина слоя, мкм	
			структура a	структура b
Воздух	1	1	–	–
SiO <sub>2</sub>	1.45	1.46	0.16	0.16
Подложка GaAs	3.52	4.14	10.0	10.0
Обкладка InGaP	3.24	3.86	0.6	0.6
Волновод GaAs	3.52	4.14	0.5	0.5
Решетка GaAs/InGaP	3.52/3.24	4.14/3.86	0.12	Нет
Обкладка InGaP	3.24	3.86	0.63	0.2
Решетка InGaP/Au	3.24/0.58 + 19i	3.86/–0.55 + 0.19i	Нет	0.2
Металл Au	0.58 + 19i	–0.55 + 0.19i	–	–

Результаты расчетов первого этапа оптимизации представлены на рис. 2. Величина  $k_x$  выбиралась с небольшой отстройкой от  $k_g$ , при которой эффекты связи с обратной волной  $k_x - 2k_g$  незначительны. При малых глубинах гофра эффективность рассеяния диэлектрической

дифракционной решетки в точности соответствует аналитической зависимости, полученной в [7,8]. В зависимости от толщины гофра эффективность рассеяния имеет максимум, связанный с эффектами интерференции рассеянных волн (при дальнейшем увеличении  $d_g$  эффективность имеет вид затухающих осцилляций с периодом, равным длине волны излучения в материале решетки). Для металлической решетки интерференция не проявляется, так как амплитуда волны в решетке быстро затухает.

Наименьшей расходимости излучения соответствовала бы ситуация, когда волноводные моды, распространяющиеся в противоположных направлениях, рассеивались бы строго по нормали к плоскости слоев. Однако из-за обратного рассеяния в этом случае происходит их существенное взаимодействие. В зависимости частоты моды от постоянной распространения возникает щель [6,11], а собственные моды начинают представлять собой связанные комбинации волн, распространяющихся в противоположных направлениях. При этом по сравнению со случаем слабого взаимодействия время затухания одной из мод уменьшается, а другой увеличивается [7,8] (рис. 3). Два неоднозначных участка на рис. 3 соответствуют взаимодействию основных мод ( $\Delta k_x \sim 0$ ) и основной моды с обратной модой первого порядка. В приведенных примерах щель для взаимодействующих основных мод составила 22 и 26 ГГц соответственно для структуры с диэлектрической и металлической решеткой. Так как она намного меньше ширины спектра усиления полупроводниковой гетероструктуры, генерировать из этих мод будет только одна мода с большей добротностью и соответственно с малой эффективностью вертикального рассеяния. Если же использовать дифракционную решетку для создания распределенного отражателя, то максимум коэффициента отражения и соответственно частота генерации смещаются по частоте от брегговской частоты в сторону с меньшим вертикальным рассеянием [9]. Таким образом, и в этом случае происходит снижение эффективности вертикального вывода излучения по сравнению с нерезонансным случаем.

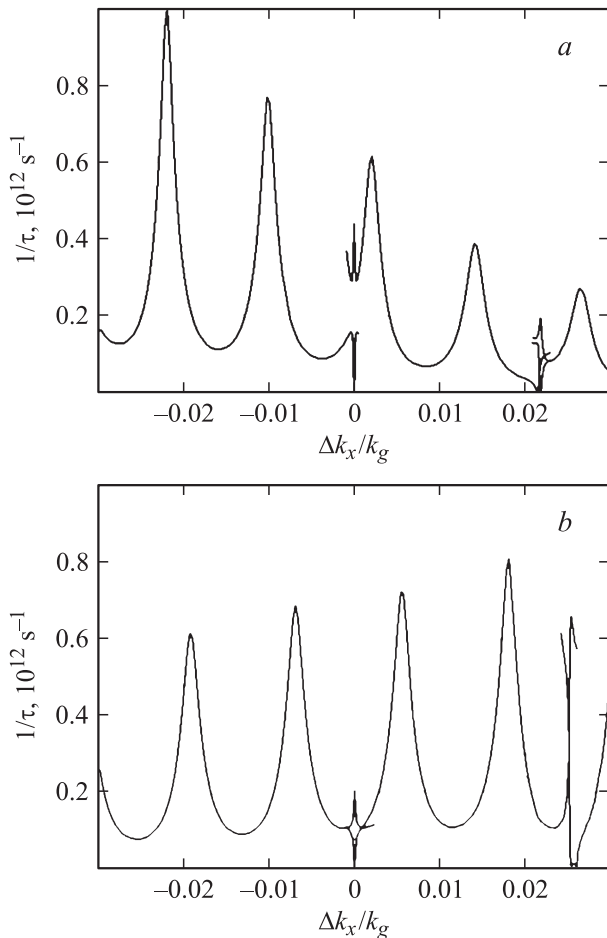
Чтобы исключить влияние распределенной обратной связи при ширине спектра усиления 10–20 нм и длине



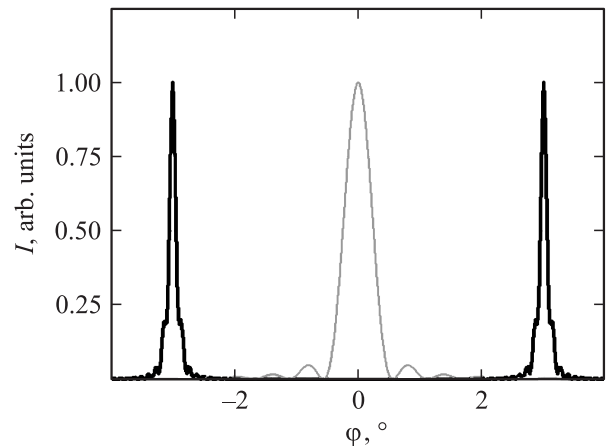
**Рис. 2.** Зависимости обратного времени затухания моды в волноводе ( $\tau$ ), обратного времени затухания с выходом в сторону подложки ( $\tau_s$ ) и обратную сторону ( $\tau_t$ ) от толщины гофра  $d_g$  ( $L_g = 283$  нм) для структур с диэлектрической (a) и металлической (b) решеткой. Пунктирной линией показан расчет на основе приближенных аналитических формул [7,8].

волны 0.98 мкм необходимо сместить частоту генерации от частоты связанных мод не менее чем на 1–2%, что соответствует отстройке  $k_x$  от  $k_g$  тоже на 1–2%. При этом угол отклонения направления выхода излучения с поверхности от ее нормали составит 2–4°. Диаграмма направленности будет представлять собой два узких пика в плоскости  $xz$  (рис. 4).

Осцилляции времени затухания при изменении  $k_x$  (рис. 3) связаны с взаимодействием рассеянных волн и мод подложки. Можно подобрать толщину подложки такой, чтобы на интервал частот усиления приходился только один минимум обратного времени затухания. Для этого при выбранных параметрах толщина подложки должна составлять около 10 мкм. Частотная зависимость времени затухания позволяет использовать ее для селекции продольных мод. Если обычный лазер (без решеток) генерирует несколько продольных мод, то в аналогичном лазере с решеткой толщину подложки можно подобрать так, чтобы период осцилляций времени затухания в частотной области приблизительно совпадал с шириной многомодового спектра обычного лазера. Тогда при наличии



**Рис. 3.** Зависимости обратного времени затухания от нормированной отстройки постоянной распространения и волнового вектора дифракционной решетки  $\Delta k_x = k_x - k_g$  для мод, близких по частоте и пространственной локализации к основной моде волновода.



**Рис. 4.** Диаграмма направленности излучения дальней зоны в плоскости  $xz$  (жирная линия) и  $yz$  (тонкая линия) при размерах излучающей поверхности  $L = 500$  мкм,  $W = 100$  мкм при  $\Delta k_x = -0.015k_g$  (расчет во Френелевском приближении).

решетки часть этих продольных мод будет подавляться из-за увеличенного затухания. Другими словами, произойдет селекция мод как в связанных резонаторах, один из которых образован гранями кристалла, а второй — металлическим контактом и поверхностью подложки.

Как уже отмечалось, при положительных отстройках постоянной распространения от волнового вектора дифракционной решетки существуют дополнительные узкие резонансы (см. рис. 3), обусловленные взаимодействием прямой основной моды и обратной моды первого порядка. Чтобы они случайно не попали в полосу усиления, постоянную дифракционной решетки лучше выбирать большей постоянной распространения основной моды. Следует также отметить, что из-за поглощения в металле в структуре с металлической решеткой обратное время затухания с выходом излучения  $\tau_s^{-1}$  на 3–4% меньше полного обратного времени затухания  $\tau^{-1}$ .

При расчетах структуры с диэлектрической решеткой в базисе использовалось 11 мод, а с металлической — 21 мода. Необходимость большего количества мод во втором случае связано с большим числом компонент для разложения Фурье электрического поля, сильно локализованного в пространстве между металлическими частями решетки. Корни дисперсионных уравнений находились методом последовательных приближений с помощью парабол.

#### 4. Заключение

Таким образом, разработана самосогласованная модель для расчета мод лазерных структур с дифракционными решетками и проведены оценки эффективности вертикального вывода излучения. Предложены структуры, обеспечивающие время затухания генерирующих мод за счет поверхностного вывода излучения

порядка 10 пс, что соответствует потерям на излучение  $10\text{--}20\text{ см}^{-1}$ . В структуре с металлической решеткой потери излучения на поглощение в металле составляют 3–4% выходной мощности. Обсуждена возможность селекции продольных мод в дифракционно-связанных резонаторах, один из которых образован гранями кристалла, а второй — металлическим контактом и поверхностью подложки.

Авторы благодарны З.Н. Соколовой за проявленный интерес к работе и полезные замечания.

Работа поддержана грантами БРФФИ–РФФИ Ф12Р107, 12-02-90024-Бел.

## Список литературы

- [1] D. F. Welch, R. Parke, A. Hardy, R. Waarts, W. Streifer, D.R. Scifres. *Electron. Lett.*, **26** (11), 757 (1990).
- [2] T. Masood, S. Patterson, N.V. Amarasinghe, S. McWilliams, D. Phan, D. Lee, Z.A. Hilali, X. Zhang, G.A. Evans, J.K. Butler. *Appl. Phys. Lett.*, **16** (3), 726 (2004).
- [3] В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, И.С. Шашкин, И.С. Тарасов. *ФТП*, **46** (2), 252 (2012).
- [4] Sh. Li, G. Witjaksono, S. Macomber, D. Botez. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **9** (5), 1153 (2003).
- [5] Sh. Li, D. Botez. *IEEE J. Quant. Electron.*, **43** (8), 655 (2007).
- [6] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. *ФТП*, **6** (7), 1359 (1972).
- [7] Р.Ф. Казаринов, З.Н. Соколова, Р.А. Сурис. *Письма ЖТФ*, **1** (4), 188 (1975).
- [8] Р.Ф. Казаринов, З.Н. Соколова, Р.А. Сурис. *ЖТФ*, **46** (2), 229 (1976).
- [9] З.Н. Соколова, В.Б. Халфин. *Письма ЖТФ*, **3** (16), 832 (1977).
- [10] Y. Yamamoto, T. Kamiya, H. Yanai. *IEEE J. Quant. Electron.*, **14** (4), 245 (1978).
- [11] R.F. Kazarinov, Ch.H. Henry. *IEEE J. Quant. Electron.*, **21** (2), 144 (1985).
- [12] A. Hardy, D.F. Welch, W. Streifer. *IEEE J. Quant. Electron.*, **25** (10), 2096 (1989).
- [13] S. Bonnefont, B. Dagens, P. Arguel, H. Martinot, F. Lozes-Dupuy. *IEEE J. Quantum. Electron.*, **32** (8), 1469 (1996).

Редактор Т.А. Полянская

## Efficiency of the vertical emission from the semiconductor laser waveguide with a diffraction grating

A.A. Afonenko\*, V.Ya. Aleshkin<sup>+</sup>, A.A. Dubinov<sup>+</sup>

\* Belarusian State University,  
220035 Minsk, Belarus

<sup>+</sup> Institute for Physics of Microstructures  
of Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

• Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** A model for the calculation of the spatial distribution and the decay time of electromagnetic modes in laser structures with dielectric or metal grating oriented parallel to the active layer has been developed. Self-consistent calculation of the efficiency of vertical emission with taking into account the backscattering and interaction of scattered waves with the substrate modes was performed. The possibility of longitudinal modes selection due to the frequency dependence of the decay time without the use of the distributed feedback was discussed.