

# Условия двухчастотной генерации в лазерах со связанными вертикальными резонаторами

А.С.Логгинов, А.Г.Ржанов, Д.В.Скоров

*Представлена самосогласованная динамическая модель полупроводникового лазера со связанными вертикальными резонаторами. Для нахождения распределения электромагнитного поля в приборе используется метод эффективной частоты. Динамическая модель построена на связанных скоростных уравнениях для двух активных резонаторов. Исследованы динамические, пороговые и спектральные характеристики прибора. Применимость модели подтверждена хорошим соответствием с имеющимися в литературе экспериментальными данными.*

**Ключевые слова:** полупроводниковые лазеры, лазеры с вертикальным резонатором, двухчастотные лазеры, математическое моделирование.

## 1. Введение

Лазер с вертикальным резонатором (ЛВР) – один из наиболее простых и технологичных источников оптического излучения [1]. Преимущества подобных приборов состоят в возможности получения аксиально-симметричной диаграммы направленности излучения, малых пороговых токов, одномодового по продольным модам режима генерации. ЛВР уже получили широкое распространение в оптоэлектронике и заменили в ряде случаев полупроводниковые лазеры, излучающие с торца. В последнее время появился ряд работ, в которых рассматривается новый вариант конструкции ЛВР – лазеры со связанными вертикальными резонаторами (ЛСВР) [2–7].

Проведенные ранее исследования полупроводниковых лазеров традиционной конструкции, имеющих несколько совмещенных резонаторов, показали ряд интересных особенностей этих приборов. Так, лазеры со связанными сколотыми резонаторами ( $C^3$ -лазеры) успешно использовались для перестройки длины волны излучения при сохранении одномодового режима генерации [8].  $C^3$ -лазеры оказались сложны в изготовлении, контроль связи между резонаторами в них затруднен, диаграмма направленности несимметрична, а перестройка длины волны излучения дискретна. Недавние эксперименты [2] продемонстрировали возможность объединения принципов, заложенных в основу конструкции ЛВР и  $C^3$ -лазеров. В отличие от последних, для формирования нескольких резонаторов в ЛСВР нет необходимости прибегать к скалыванию или вытравливанию граней полупроводникового кристалла. Второй резонатор может быть выращен на первом сразу после создания промежуточного брэгговского зеркала, коэффициент пропускания которого задает связь между резонаторами. Таким образом, рассматриваемое в качестве двухчастотного источника излуче-

ния устройство имеет три брэгговских зеркала, образующих два резонатора, причем уровнем возбуждения каждого из них можно управлять отдельно (рис. 1).

Лазеры со связанными резонаторами обладают важными для практических применений особенностями. Они позволяют реализовать одномодовую по поперечным модам генерацию излучения большой мощности [3], управление поляризацией излучения [4], возможность эффективной оптической накачки второго резонатора излучением первого [5]. Учитывая, что активные слои в дополнительном резонаторе могут рассматриваться как насыщающиеся поглотители, можно предположить наличие в ЛСВР режимов автомодуляции и оптической бистабильности. Последний также уже наблюдался в экспериментах [6]. С другой стороны, одним из наиболее многообещающих применений такого лазера представляется его использование в качестве источника двухчастотного излучения [2].

Двухчастотные лазеры могут быть использованы в устройствах считывания и записи информации, в системах передачи данных со спектральным уплотнением, в системах интерферометрии для измерения расстояний, а также в оптических гироскопах. Традиционно в качестве излучателей здесь выступают либо два совмещенных полупроводниковых лазера, либо газовые лазеры. Подобные источники излучения достаточно громоздки, сложны и дороги. Для решения перечисленных задач более практичным представляется использование ЛСВР.

Подробное теоретическое исследование характеристик ЛСВР, с одной стороны, необходимо для оптимального конструирования подобных приборов, а с другой, позволило бы прояснить все практические возможности таких устройств. На данный момент в литературе можно найти лишь примеры самосогласованных моделей ЛВР с одним резонатором [9]. Существует также работа [7], рассматривающая упрощенные (без зависимости от пространственных координат) скоростные уравнения для ЛСВР без связи с оптическими характеристиками лазера. Мы представляем самосогласованную электрооптическую модель ЛСВР, лишенную указанных недостатков, и проводим численный анализ динамических характеристик лазеров такого типа.

А.С.Логгинов, А.Г.Ржанов, Д.В.Скоров. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, ГСП-2, Воробьевы горы; e-mail: sdv\_main@mail.ru

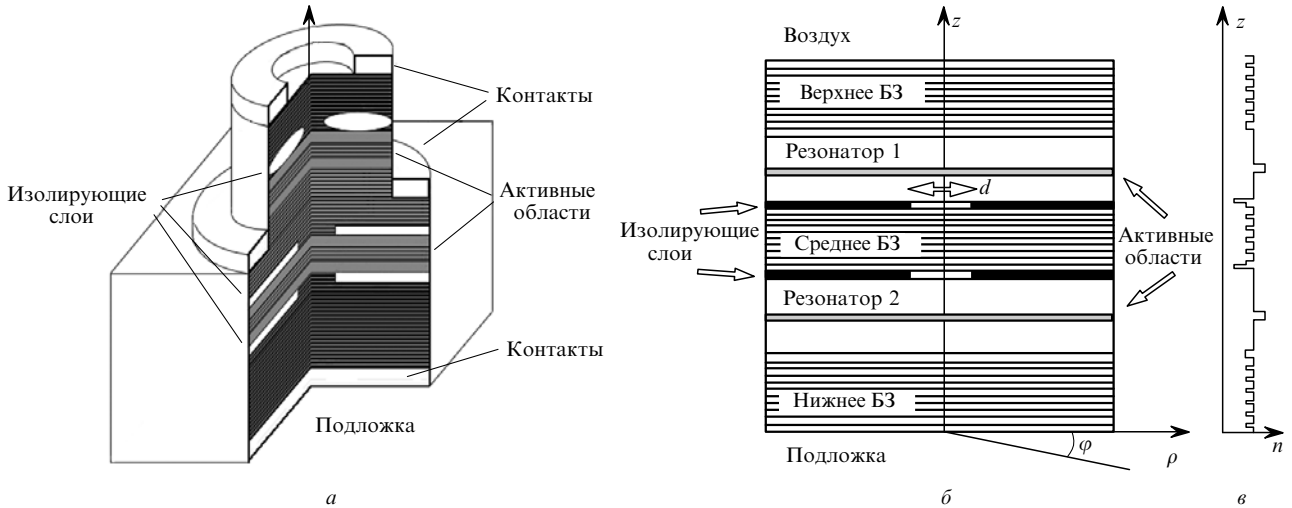


Рис. 1. Конструкция ЛСВР: трехмерный вид (а), вид в разрезе (б), профиль показателя преломления  $n$  вдоль оси  $z$  (в); БЗ – брэгговское зеркало,  $d$  – диаметр изолирующей апертуры.

## 2. Модель

### 2.1. Волновое уравнение

Для исследования распределения оптического поля внутри ЛСВР будем использовать метод эффективной частоты [10–12], высокая точность которого для исследования ЛВР была подтверждена в [12] при сравнении различных методик моделирования. В настоящей работе мы рассматриваем аксиально-симметричный ЛСВР, однако используемая модель позволяет учитывать особенности структур, не имеющих аксиальной симметрии. Это отличает ее от указанных выше подходов.

Основная идея метода состоит в представлении трехмерного скалярного уравнения Гельмгольца двумя уравнениями, которые описывают распространение излучения в направлениях, перпендикулярном зеркалам (вдоль оси  $z$ ) и в плоскости слоев лазера, где заданы полярные координаты  $\rho, \varphi$ , как показано на рис.1.

Рассмотрим скалярное уравнение Гельмгольца, в котором произведение  $\omega^2 n^2(\mathbf{r}, \omega)/c^2$  было разложено в ряд вблизи частоты  $\omega_0$  до второго члена включительно:

$$[\Delta + k_0^2 n^2(\mathbf{r})]E(\mathbf{r}) = v k_0^2 n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  – брэгговская частота зеркал лазера;  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор;  $c$  – скорость света в вакууме. Здесь введен параметр  $v = 2(\omega_0 - \omega)/\omega = 2(\lambda - \lambda_0)/\lambda_0 - 2i(\text{Im } \omega)/\omega_0$ , который играет роль собственного значения (СЗ) уравнения (1). Его действительная часть характеризует расстройку по частоте, а мнимая определяет добротность соответствующей моды. Величина  $k_0 = \omega_0/c$  есть волновое число в вакууме,  $n(\mathbf{r})$  и  $n_g(\mathbf{r})$  – фазовый и групповой показатели преломления соответственно.

Разделяя переменные, представим распределение электромагнитного поля в виде произведения функций, зависящих от разных координат:

$$E(\mathbf{r}) = f(z, \rho, \varphi) \Phi(\rho, \varphi). \quad (2)$$

При этом уравнение (1) распадается на два, которые составляют основу задач на СЗ и собственные функции (СФ) для продольных и поперечных мод лазера:

$$\left[ \frac{d}{dz^2} + k_0^2 n^2(\mathbf{r}) \right] f(z, \rho, \varphi) = v_{\text{eff}} k_0^2 n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) f(z, \rho, \varphi), \quad (3)$$

$$\left[ \frac{\Delta_{\rho, \varphi}}{k_0^2 \langle n_g \rangle} + v_{\text{eff}}(\rho, \varphi) \right] \Phi(\rho, \varphi) = v \Phi(\rho, \varphi). \quad (4)$$

Среднее по длине составного резонатора ЛСВР произведение фазового и группового показателей преломления

$$\langle n n_g \rangle = \int_0^{L_{\text{cav}}} n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) f(z, \rho, \varphi) dz$$

является функцией  $\rho, \varphi$ . При расчете этой величины мы предполагаем, что функция  $f(z, \rho, \varphi)$  нормирована как

$$\int_0^{L_{\text{cav}}} |f(z, \rho, \varphi)|^2 dz = 1,$$

и вводим обозначение  $v_{\text{eff}}(\rho, \varphi)$ , представляющее совокупность СЗ уравнения (3) для различных точек с координатами  $\rho, \varphi$ . Лазер со связанными резонаторами рассматриваем как единое устройство, в котором, в отличие от обычного ЛВР, возбуждаются две продольные моды, попадающие в контур усиления активной среды. Следовательно, уравнению (3) будут соответствовать два набора СЗ для каждой точки с координатами  $\rho, \varphi$ , а каждому из этих наборов – свои решения уравнения (4).

Последовательность расчета по данному методу для каждой продольной моды такова:

1. Решается задача на СЗ и СФ (3) для всех точек с координатами  $\rho, \varphi$ .
2. Из полученных решений рассчитываются функции  $\langle n n_g \rangle$  и  $v_{\text{eff}}(\rho, \varphi)$ .
3. Решается задача на СЗ и СФ (4) с найденными функциями в качестве параметров.
4. В соответствии с (2) строится распределение интенсивности излучения в лазере.

Подробное обоснование метода эффективной частоты можно найти в [10].

### 2.2. Характеристики активной области

1. Будем полагать, что ток накачки ЛСВР сконцентрирован в области, ограниченной непроводящими оксидными апертурами (изолирующие слои на рис.1), и на пу-

ти к активной области растекается. Этот процесс можно аппроксимировать функцией [13]

$$J(\rho, \varphi) = \exp[-(\rho/R_{\text{акт}})^6] \exp[m(\rho/R_{\text{акт}})^2],$$

где  $J(\rho, \varphi)$  – плотность тока накачки;  $m$  – параметр, определяемый геометрией контакта;  $R_{\text{акт}}$  – радиус изолирующей апертуры. Такое предположение обосновывается тем, что расстояние от изолирующих апертур до активных слоев в ЛВР обычно невелико и составляет около 100 нм, из-за чего радиус области растекания тока определяется в основном радиусом изолирующих слоев [9].

2. Зависимость показателя преломления активных слоев от концентрации носителей  $N$  будем считать линейной [9]:

$$n(\rho, \varphi) = n_0(\rho, \varphi) + \frac{dn}{dN}N(\rho, \varphi),$$

где  $n_0(\rho, \varphi)$  – показатель преломления вещества при нулевой концентрации избыточных носителей;  $dn/dN$  – коэффициент нелинейной рефракции, характеризующий вещество активной области.

3. Используем линейную зависимость усиления активной среды от концентрации носителей:

$$g = g_0(N - N_{\text{trans}}), \quad (5)$$

где  $g_0$  – фактор усиления, зависящий от частоты излучения и свойств материала, а  $N_{\text{trans}}$  – концентрация носителей тока, которая соответствует порогу прозрачности среды активного слоя.

### 2.3. Скоростные уравнения

Общая форма скоростных уравнений для лазера со связанными вертикальными резонаторами остается той же, что и для других полупроводниковых лазеров. Однако при рассмотрении ЛСВР необходимо учитывать наличие двух активных областей, локализованных в различных резонаторах, и связь между ними. Генерируемым модам присвоим индексы S и L, обозначающие меньшую и большую длины волн соответственно. Взаимодействие между резонаторами состоит в следующем:

– при усилении, превышающем пороговое в обеих активных областях, продольные моды L и S вызывают рекомбинацию носителей и, следовательно, усиливаются в обоих резонаторах;

– если одна из активных областей накачивается ниже уровня прозрачности, в ней происходит резонансное поглощение фотонов обеих продольных мод. В результате этого возможен рост концентрации носителей в рассматриваемой активной области, т. е. реализуется оптическая накачка пассивного резонатора;

– фотоны, рожденные в результате спонтанной рекомбинации, попадают в обе продольные моды.

Эти особенности отражают скоростные уравнения для двух активных областей ЛСВР:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \frac{J_i}{ed_i} - \frac{N_i}{\tau_{\text{сп}}} + D_i \Delta_{\rho, \varphi} N_i - \frac{C}{n_{\text{gi}}} \Gamma_i^S g_i(N_i, \lambda^S) \sum_j S^{S,j} |\Phi^{S,j}|^2 \\ & - \frac{c}{n_{\text{gi}}} \Gamma_i^L g_i(N_i, \lambda^L) \sum_j S^{L,j} |\Phi^{L,j}|^2, \quad (6) \end{aligned}$$

где  $i = 1, 2; j$  – индекс моды;  $e$  – заряд электрона.

В приведенных уравнениях скорость изменения концентрации носителей  $\partial N_i/\partial t$  в активном слое толщиной  $d_i$  определена плотностью тока накачки  $J_i$ , спонтанной рекомбинацией носителей с характерным временем  $\tau_{\text{сп}}$ , диффузией носителей по объему активной области с коэффициентом  $D_i$ , а также вынужденной рекомбинацией носителей, которая представлена двумя последними членами уравнения. Первый из них соответствует продольной S-моду, а второй – L-моду. Зависимости  $J_i$  и  $N_i$  в уравнении (6) от координат  $\rho, \varphi$  и времени для краткости опущены и введен параметр

$$\Gamma_i^{L/S} = \frac{d_i^{-1} \int_{d_i} |f(z)|^2 dz}{L_{\text{cav}}^{-1} \int_{L_{\text{cav}}} |f(z)|^2 dz}, \quad (7)$$

обычно называемый фактором увеличения усиления [13]. Уравнение (6) записано в усредненном по оси  $z$  виде и указанный коэффициент показывает, насколько средняя по  $z$  плотность фотонов в  $i$ -й активной области толщиной  $d_i$  отличается от средней плотности фотонов по всему резонатору, имеющему длину  $L_{\text{cav}}$ .

Скоростные уравнения для плотности фотонов в модах записываются следующим образом:

$$\frac{\partial S^{L/S,j}}{\partial t} = G^{L/S,j} S^{L/S,j} + \frac{\eta}{\tau_{\text{сп}}} \langle N_1^{L/S,j} \rangle_{\text{акт}} + \frac{\eta}{\tau_{\text{сп}}} \langle N_2^{L/S,j} \rangle_{\text{акт}}. \quad (8)$$

Здесь записана связь скорости изменения плотности фотонов в  $j$ -й поперечной моде  $\partial S^{L/S,j}/\partial t$  с модовым коэффициентом усиления  $G^{L/S,j}$ , а также учтен вклад доли  $\eta$  фотонов, генерируемых в результате спонтанной рекомбинации носителей в обоих резонаторах. Модовый коэффициент усиления представлен в оптической части модели как  $G^{L/S,j} = -2 \text{Im}(\omega^{L/S,j})$ . Величина  $\langle N_i^{L/S,j} \rangle_{\text{акт}}$  – концентрация носителей, усредненная по объему  $i$ -й активной области и профилю моды. Профили мод предполагаются нормированными как

$$\frac{1}{L_{\text{cav}}} \int_{L_{\text{cav}}} |f(z)|^2 dz = 1; \quad \frac{1}{\pi R_{\text{акт}}^2} \int_{S_{\text{акт}}} |\Phi^{L/S,j}(\rho, \varphi)|^2 d\rho d\varphi = 1.$$

Выходная мощность лазера рассчитывается одним из следующих способов.

Полная мощность излучения одной поперечной моды ЛСВР может быть найдена из простых соображений как отношение количества когерентных фотонов в данной моде  $SV_{\text{cav}}$ , умноженного на энергию одного фотона и деленного на время жизни фотона в «холодном» резонаторе  $\tau_{\text{ph}}$ :

$$P_{\text{out}} = \frac{\hbar \omega SV_{\text{cav}}}{\tau_{\text{ph}}},$$

где  $V_{\text{cav}}$  – объем резонатора.

Время жизни фотона в резонаторе определим как величину, обратную модовому затуханию в «холодном» резонаторе.

С другой стороны, мощность излучения можно оценить, зная плотность фотонов данной моды на выходном зеркале:

$$P_{\text{out}} = \hbar \omega \frac{c}{n_g} S \pi R_{\text{акт}}^2 \langle |f(z)|^2 \rangle_{\text{out}}.$$

Табл.1. Параметры слоев ЛСВР.

| Слой  | Материал                                    | Толщина (нм) | Показатель преломления    |
|---|---|--------------|---------------------------|
| Воздух  | воздух                                      | $\infty$     | 1                         |
| Верхнее БЗ, 24 пары слоев                       | GaAs/Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> As | 66.7/76.3    | 3.53/3.08                 |
| Резонатор 1 (верхний)<br>4 квантовые ямы InGaAs | Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As    | 265.4        | 3.40                      |
|   | InGaAs                                      | 8            | 3.60                      |
| Изолирующая апертура                            | AlAs  | 15.3         | 2.95 ( $\rho < R_{act}$ ) |
|   | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>              |              | 1.60 ( $\rho > R_{act}$ ) |
| Среднее БЗ, 8.5 пар слоев                       | GaAs/Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> As | 66.7/76.3    | 3.53/3.08                 |
| Изолирующая апертура                            | AlAs  | 15.3         | 2.95 ( $\rho < R_{act}$ ) |
|   | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>              |              | 1.60 ( $\rho > R_{act}$ ) |
| Резонатор 2 (нижний)<br>2 квантовые ямы InGaAs  | Al <sub>0,15</sub> Ga <sub>0,85</sub> As    | 287.5        | 3.40                      |
|   | InGaAs                                      | 8            | 3.60                      |
| Нижнее БЗ, 25 пар слоев                         | GaAs/Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> As | 66.7/76.3    | 3.53/3.08                 |
| Подложка  | GaAs  | 300000       | 3.53                      |
| Воздух  | воздух                                      | $\infty$     | 1                         |

В исследуемой структуре использовались изолирующие апертуры небольшого диаметра, благодаря чему и в эксперименте, и в теории наблюдалась одномодовая по поперечным модам генерация. Поэтому полную мощность излучения на выходе каждой из продольных мод можно было принять равной мощности одной основной поперечной моды.

### 3. Параметры прибора

В настоящей работе мы численно исследуем ЛСВР, параметры которого представлены в табл.1 и соответствуют устройству, экспериментально реализованному и исследованному в [2, 4, 7].

Лазер образован двумя резонаторами, связанными через среднее брэгговское зеркало. Материалами для изготовления зеркал служат слои GaAs/Al<sub>0,9</sub>Ga<sub>0,1</sub>As, а брэгговская длина волны для них составляет 940 нм. Верхнее, среднее и нижнее зеркала содержат 24, 8.5 и 25 пар слоев, а их рассчитанные матричным методом [14] коэффициенты отражения на брэгговской длине волны составляют 99.8 %, 69.3 % и 99.6 % соответственно. Излучение выводится вниз через подложку.

ЛСВР имеет две изолирующие оксидные апертуры с радиусом 5 мкм, обеспечивающие оптическое ограничение поля излучения и задающие площадь каждой из активных областей в результате пространственного ограничения тока накачки. Активные слои в резонаторах имеют две и четыре одинаковых квантовых ямы из InGaAs. Значения параметров активных слоев приведены ниже.

#### Параметры активной области ЛСВР

|  |                        |
|--|------------------------|
| Время спонтанной рекомбинации $\tau_{sp}$ (с).....                               | $10^{-9}$              |
| Коэффициент амбиполярной диффузии $D_i$ (см <sup>2</sup> ·с <sup>-1</sup> )..... | 1                      |
| Фактор спонтанного излучения $\eta$ (с).....                                     | $2.6 \times 10^{-4}$   |
| Коэффициент нелинейной рефракции $dn/dN$ (см <sup>3</sup> ).....                 | $-6.9 \times 10^{-21}$ |
| Концентрация носителей при прозрачности $N_{trans}$ (см <sup>-3</sup> ) ..       | $1.8 \times 10^{18}$   |
| Фактор усиления $g_0$ для $\lambda^S$ (см <sup>-1</sup> ).....                   | 1800                   |
| Фактор усиления $g_0$ для $\lambda^L$ (см <sup>-1</sup> ).....                   | 2000                   |

## 4. Результаты

### 4.1. Общие особенности ЛСВР

Ключевой особенностью ЛСВР можно назвать расщепление попадающей в контур усиления продольной моды на две, что является следствием взаимодействия по-

лей в резонаторах. Спектральный интервал между этими модами и распределение интенсивности внутри прибора определяются конструкцией лазера и, в первую очередь, величиной связи между резонаторами и соотношением их оптических длин (рис.2).

В случае, когда резонаторы лазера имеют одинаковую оптическую длину, распределения интенсивности продольных мод практически совпадают и сильно перекрываются. Это приводит к существенной пространственной конкуренции генерируемых мод при «выжигании» инверсной населенности в активных слоях. Согласно проведенным расчетам, при такой конструкции продольная мода, имеющая больший коэффициент усиления, первой достигнет порога генерации и в результате выжигания носителей в обоих резонаторах не позволит второй продольной моде достичь порога генерации. Избежать такого эффекта можно, если внести расстройку резонаторов, составляющую несколько процентов от их оптической длины. В такой структуре продольные моды локализируются каждая в своем резонаторе, и появляется возможность стабильной двухчастотной генерации. Распределение интенсивности моды с большей длиной волны сконцентрировано в большем по длине резонаторе, а с меньшей – в меньшем. Величина расстройки определяет также и спектральный интервал между продольными модами – чем она больше и чем слабее связь между резо-

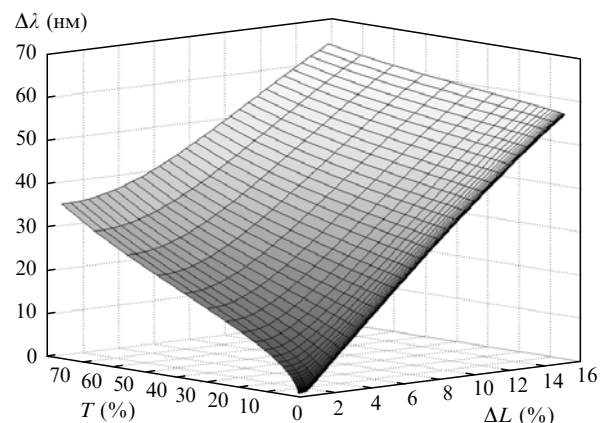


Рис.2. Зависимость спектрального интервала  $\Delta\lambda$  между модами от коэффициента пропускания  $T$  среднего БЗ и расстройки  $\Delta L$  между резонаторами.

наторами, тем сильнее расщепляются моды. Например, при расстройке между резонаторами 4 % и коэффициенте отражения среднего зеркала 69.3 % на брэгговской длине волны спектральный интервал между модами составил 26 нм. Итак, степень перекрытия продольных мод, определяющая возможность двухчастотной генерации, непосредственно связана со спектральным интервалом между L- и S-модами: чем больше разность частот, тем слабее перекрытие мод.

На практике из-за неточностей при изготовлении устройства, температурных эффектов, шумовых колебаний концентрации носителей и других факторов реальные оптические длины резонаторов различаются, даже если сами резонаторы предполагались одинаковыми.

Подробное исследование различных вариантов модовой структуры ЛСВР с использованием оптической части данной модели можно найти в [15].

### 4.2. Модовая структура

Распределение интенсивности продольных мод исследуемого лазера показано на рис.3. Видно, что перекрытие мод с активными слоями «чужого» резонатора не слишком велико. Это позволяет реализовать режим двухчастотной генерации. Количественной оценкой здесь могут являться значения факторов усиления усиления мод, рассчитанные в соответствии с (7):  $\Gamma_1^S = 8.87$ ,  $\Gamma_2^S = 2.49$ ,  $\Gamma_1^L = 2.13$ ,  $\Gamma_2^L = 10.61$ . Приведенные значения представляют собой отношения интенсивностей в активных областях к среднему значению интенсивности во всем резонаторе. Причиной различия коэффициентов  $\Gamma_i^{L/S}$  являются разные количества квантовых ям в активных областях, а также несимметричность распределений продольных мод лазера.

В наших расчетах, как и в экспериментах [2, 4, 7], наблюдалась одномодовая по поперечным модам генерация мод LP<sub>01</sub> в обоих резонаторах, что объясняется небольшим диаметром изолирующих апертур. Распределения интенсивности поперечных мод ЛСВР не отличаются существенно от аналогичных распределений, достаточно хорошо описываемых функциями Бесселя [9] в традиционных ЛВР. Профили поперечных мод одного порядка, в нашем случае соответствующие разным продольным модам, имеют небольшие отличия друг от друга. Эта

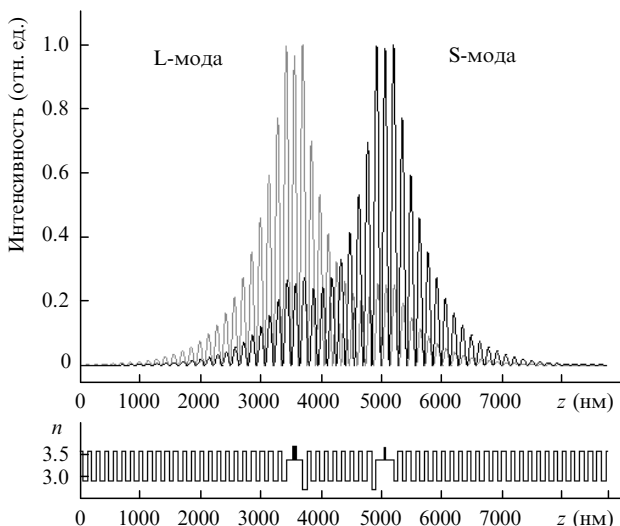


Рис.3. Распределения интенсивности продольных мод исследуемого ЛСВР.

особенность связана с тем, что каждой продольной моде соответствует свой поперечный профиль эффективного показателя преломления, определяющий вид поперечных мод.

### 4.3. Динамика излучения

Пример переходного процесса в ЛСВР, рассчитанного при условии возбуждения двух продольных мод, представлен на рис.4. Вид временных зависимостей для концентраций фотонов в модах связан с перекрестным выжиганием носителей в резонаторах.

Особый интерес представляет задача определения пороговых токов в ЛСВР. В отличие от традиционных лазеров, в рассматриваемом случае необходимо исследовать не одиночные значения пороговых токов, а кривые, представляющие собой набор пар значений токов накачки. Такие кривые (как теоретические, так и экспериментальные) представлены на рис.5. Границы областей генерации ЛСВР были получены нами путем расчета переходных процессов, аналогичных представленному на рис.4, для соответствующих пар токов накачки. После этого были применены методы аппроксимации кривых пороговых токов полиномами различных степеней.

Приведенный на рис.5 график может быть использован для определения рабочих областей генерации ЛСВР. Так, двухчастотная генерация начинается при значениях токов накачки нижнего и верхнего резонаторов  $I_{bot} = 0.32$  мА,  $I_{top} = 0.60$  мА в эксперименте и  $I_{bot} = 0.42$  мА,  $I_{top} = 0.75$  мА в теории. Эту точку можно назвать порогом двухчастотной генерации исследуемого лазера, аналогичным порогом генерации традиционного лазера. Для возбуждения одновременной генерации двух мод принципиально необходимо накачивать обе активные области либо обеспечить режим оптической накачки второго резонатора излучением первого.

Вид графика на рис.5 является общим для ЛСВР разных конструкций. Объяснить его качественный характер можно из следующих соображений. В предельном слу-

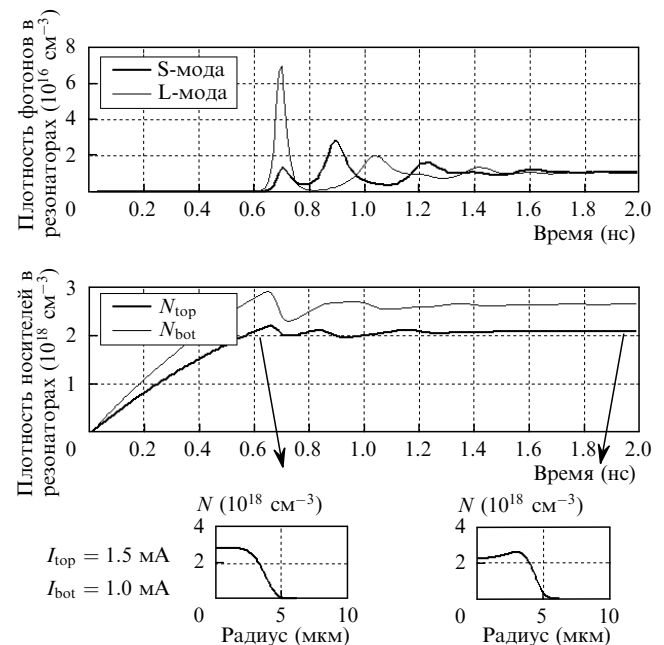


Рис.4. Пример переходного процесса в ЛСВР;  $N_{top}$ ,  $N_{bot}$  и  $I_{top}$ ,  $I_{bot}$  – плотность носителей и токи в верхнем и нижнем резонаторах соответственно.

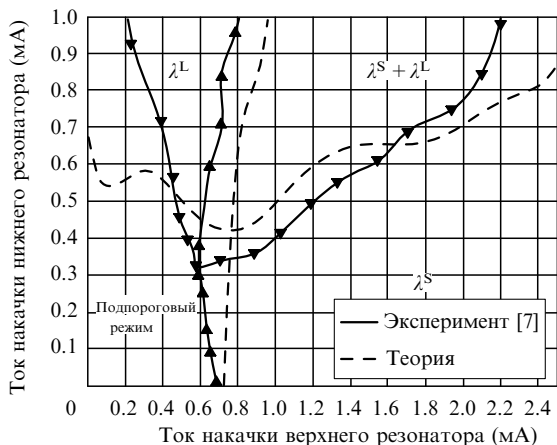


Рис.5. Кривые пороговых токов в ЛСВР (экспериментальные данные взяты из работы [7]).

чае, если резонаторы ЛСВР не связаны между собой, мы должны рассматривать два отдельных ЛВР, имеющих пороговые токи, не зависящие от тока накачки другого лазера. В таком случае график на рис.5 выглядел бы как пересекающиеся вертикальная и горизонтальная прямые. Однако в реальном приборе резонаторы ЛСВР связаны между собой. Как было сказано ранее, основными механизмами, связывающими их активные области, являются резонансное поглощение фотонов в недовозбужденном резонаторе и конкуренция продольных мод при выжигании инверсии в обоих резонаторах. Эти процессы и определяют наличие наклона на приведенных кривых.

Действительно, квантовые ямы, в которых нет достаточной для создания инверсной населенности концентрации носителей, являются поглотителями. Это служит причиной увеличения значений пороговых токов в лазере, где накачивается только один резонатор. В эксперименте этот эффект наблюдается явно: в ЛСВР в отсутствие накачки в верхнем резонаторе (см. рис.5) вообще не возникает генерация локализованной в нижнем резонаторе L-моды. В расчетах тот же эффект проявляется только в увеличении порога возбуждения L-моды. Это расхождение, по нашему мнению, связано с приближенным характером зависимости коэффициента усиления от концентрации носителей (5) и неполным совпадением расчетных параметров прибора с данными реального устройства.

Таким образом, в случае, если накачка одного из резонаторов недостаточна для генерации локализованной в нем моды, дальнейшее ее приращение вызовет уменьшение порогового тока локализованной в другом резонаторе моды.

Если же накачка одного из резонаторов достаточна для генерации локализованной в нем моды, в приборе возникает конкуренция мод и ситуация меняется на противоположную. Влияние конкуренции продольных мод на вид пороговых кривых легко проследить, если оставить накачку одного из резонаторов постоянной, а ток другого увеличивать. Следствием увеличения накачки резонатора будет рост плотности фотонов соответствующей ему моды. Это, в свою очередь, вызовет увеличение скорости вынужденной рекомбинации в активных слоях из-за увеличения интенсивности стоячей волны в резонаторе. Усиление в резонаторе с неизменным током накачки начнет падать, т. к. выжигание носителей в нем рас-

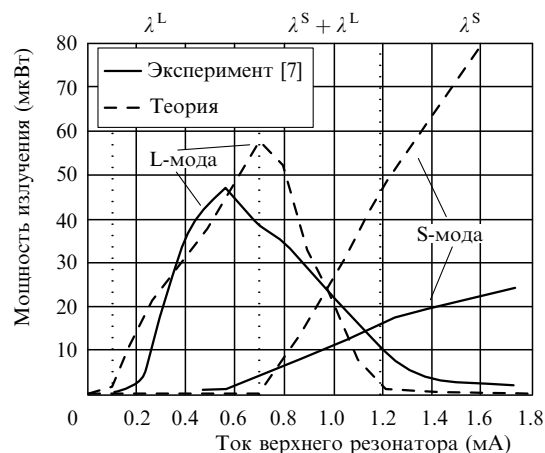


Рис.6. Ватт-амперная характеристика ЛСВР, ток накачки нижнего резонатора  $I_{\text{bot}} = 0.6$  мА (экспериментальные данные взяты из работы [7]).

тет, а их приток не увеличивается. В результате условия генерации моды, локализованной в этом резонаторе, перестают выполняться. Это видно на рис.5: с ростом накачки верхнего резонатора область токов накачки, при которых имеет место генерация локализованной в нижнем резонаторе L-моды, начинает сжиматься, несмотря на то что суммарный ток накачки резонаторов увеличивается.

Тот же эффект можно заметить при рассмотрении ватт-амперной характеристики лазера (рис.6). С ростом тока накачки верхнего резонатора мощность L-моды растет, доходит до максимума (соответствующего пороговой точке S-моды с  $I_{\text{top}} = 0.7$  мА) и падает до нуля при  $I_{\text{top}} = 1.2$  мА. Отметим, что при этом токе на ватт-амперной характеристике S-моды заметен небольшой излом (кинк), связанный с выключением L-моды.

Таким образом, в случае, если накачка одного из резонаторов уже достаточна для генерации локализованной в нем моды, дальнейший ее прирост вызовет увеличение порогового тока локализованной в другом резонаторе моды.

Отметим также следующую особенность ЛСВР. На приведенных ватт-амперных характеристиках в точке, соответствующей току накачки  $I_{\text{top}} = 1$  мА, обе моды имеют примерно равную мощность, однако плотности фотонов в них различаются в 5 раз. Это связано с тем, что оптимальным условием для вывода излучения обладает мода, сосредоточенная в ближнем к выходному зеркалу резонаторе. Моде, локализованной в дальнем резонаторе, будет отделена от выхода не одним, а сразу двумя брэгговскими зеркалами, из-за чего основная часть ее мощности будет выводиться в другую сторону. Это следует принимать во внимание при создании ЛСВР. При достаточно большом коэффициенте отражения среднего зеркала различие между мощностями мод может оказаться слишком велико для практических применений двухчастотного излучения.

Как видно из сравнения результатов, наша модель показывает хорошее соответствие с экспериментом и позволяет объяснить основные закономерности в работе ЛСВР. Расхождения между теоретическими и экспериментальными данными в большинстве случаев не превышают 15% – 20% от их значений, что существенно улучшает точность моделирования, достигнутую в работе [7]. Расхождения между измеренными и рассчитанными ватт-

амперными характеристиками для S-моды несколько больше этой величины. По нашему мнению, это связано с наличием резонансных эффектов в подложке, через которую выводится излучение. Подобные явления сложно учесть, не имея точных данных о толщине подложки и наличии просветляющего покрытия на излучающей поверхности.

Дальнейшим развитием настоящей работы может быть учет температурных особенностей работы устройства, а также исследование таких явлений, как автомодуляция и оптическая бистабильность в ЛСВР.

Таким образом, реализована самосогласованная динамическая модель лазера со связанными вертикальными резонаторами. Модель позволяет рассчитывать частоты генерируемых мод лазера вместе с коэффициентами усиления, кривые пороговых токов, определяющие области двухмодовой и одномодовой генерации, ватт-амперные характеристики прибора, исследовать переходные процессы в ЛСВР. Полученные данные находятся в хорошем соответствии с экспериментом, описанным в работе [7].

1. Iga K. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1201 (2000).
2. Brunner M., Gulden K., Hovel R., Moser M., Carlin J.F., Stanley R.P., Ilegems M. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, **12** (10), 1316 (2000).
3. Fischer A.J., Choquette K.D., Chow W.W., Allerman A.A., Serkland D.K., Geib K.M. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4079 (2001).
4. Badilita V., Carlin J.-F., Ilegems M., Brunner M., Verschaffelt G., Panajotov K. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16**, 365 (2004).
5. Carlin J.-F., Stanley R.P., Pellandini P., Oesterle U., Ilegems M. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 908 (2000).
6. Fischer A.J., Choquette K.D., Chow W.W., Allerman A.A., Geib K.M. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3319 (2000).
7. Badilita V., Carlin J.-F., Ilegems M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (12), 1646 (2004).
8. Coldren L.A., Ebeling K.J., Rentschier J.A., Burrus C.A., Wilt D.P. *Appl. Phys. Lett.*, **44** (4), 368 (1984).
9. Yu S.F. *Design and Analysis of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* (New York: Wiley & Son, 2003).
10. Wenzel H., Wunsche H.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1156 (1997).
11. Smolyakov G.A., Osinski M. *IEEE J. Light. Techn.*, **23** (12), 4278 (2005).
12. Bienstman P., Baets R., Vukusic J., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37** (12), 1618 (2001).
13. Mulet J., Balle S. *Phys. Rev. A*, **66**, 053802 (2002).
14. Li H., Iga K. (Eds). *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices* (New York: Springer, 2002).
15. Логгинов А.С., Ржанов А.Г., Скоров Д.В. *Квантовая электроника*, **36** (6), 520 (2006).