

# Теория полупроводникового лазера с вертикальным резонатором и внешним зеркалом

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович

*Генерация излучения большой мощности в одной пространственной моде полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (ПЛВР) может быть достигнута при контроле модового состава с помощью внешнего резонатора. Одним из важных факторов, влияющих на модовый состав, является интерференция полей внутри ПЛВР и поля, вернувшегося после отражения от внешнего зеркала. Выполнен приближённый теоретический анализ оптических мод ПЛВР с внешним зеркалом. В приближении плоских волн найдены модовые частоты и степень дискриминации продольных мод. Получено условие, при котором существует одна продольная мода. Выведено в явном виде двумерное уравнение для эффективного показателя преломления, описывающее поперечные распределения полей. Получены явные выражения для полей поперечных мод в ПЛВР с плоским внешним зеркалом и параболическим профилем усиления.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, внешний резонатор, вертикальный резонатор.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (ПЛВР), созданные 25 лет назад [1], нашли широкое применение благодаря идеальному качеству пучка и своей миниатюрности [2]. Эти качества достигаются за счёт конструкции данных лазеров, которая включает в себя брэгговские зеркала (БЗ) с высоким коэффициентом отражения, состоящие из большого числа пар четверть-волновых слоёв (рис. 1). Одномодовые ПЛВР с выходной мощностью  $\sim 10$  мВт и выше были бы полезны в качестве телекоммуникационных передатчиков или источников излучения для оптической связи. Однако коммерчески доступные ПЛВР [3] имеют сейчас выходную мощность в диапазоне 3–5 мВт на длине волны  $\lambda = 0.85$  мкм. Такие ПЛВР имеют небольшую апертуру встроенного волновода (диаметр до 3.5 мкм), ограниченную оксидным слоем.

Малый радиус апертуры обуславливает высокое электрическое сопротивление и большую плотность тока, сильно ухудшающие надёжность лазера. Увеличение излучающей апертуры позволило бы уменьшить нагрев и достичь большей мощности стабильной генерации. Условие отсечки высших поперечных мод в волноводе приводит к появлению связи между скачком показателя преломления на границе волновода и размером апертуры. При увеличении апертуры допустимый скачок падает, что вызывает уменьшение межмодовой дискриминации. Кроме того, возрастает роль нелинейной самофокусировки и тепловой фокусировки излучения. Для уменьшения влияния нелинейных эффектов необходим относительно большой скачок показателя преломления, т. е. малая апертура.

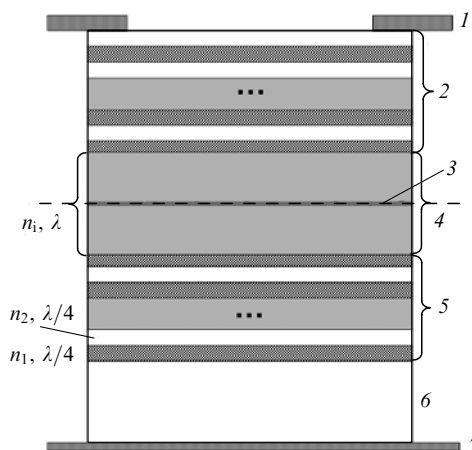


Рис.1. Схема ПЛВР:

1, 7 – контакты; 2, 5 – брэгговские зеркала; 3 – активный слой, состоящий из нескольких квантовых ям; 4 – А-слой; 6 – подложка.

Перспективными в плане получения высокой мощности одномодовой генерации являются структуры с антиволноводным профилем показателя преломления [4–6]. Однако при диаметрах апертуры более 8 мкм для сильной дискриминации высших мод требуется использование более сложных структур, таких как решётки антиволноводов [7], антиволноводы с резонансным отражением [8] или фотонные кристаллы [9].

Большие мощности выходного излучения были недавно получены в поверхностно-излучающих полупроводниковых лазерах с составным резонатором (рис.2): ПЛВР с удлиненным резонатором [10], ПЛВР с одним БЗ и находящимся на некотором расстоянии от него сферическим зеркалом [11–14] и ПЛВР с внешним зеркалом [15–17]. В частности, выходная мощность до 500 мВт при качестве пучка  $M^2 < 1.2$  была достигнута в ПЛВР с внешним зеркалом при оптической [12] и токовой накачках [16]. В то же время известно, что оптическая обратная

Д.В.Высоцкий, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: dima@triniti.ru

Поступила в редакцию 5 мая 2005 г.

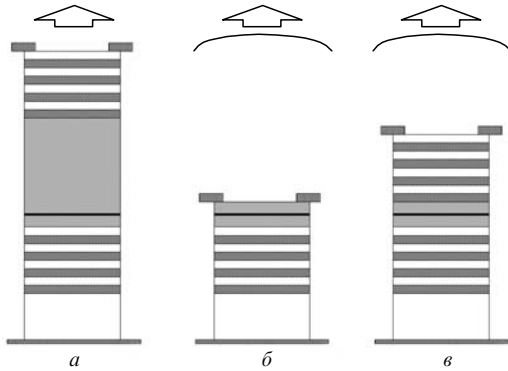


Рис.2. Типы ПЛВР с составным резонатором – удлиненным (*a*), с одним БЗ и находящемся на некотором расстоянии от него сферическим зеркалом (*б*) и с внешним зеркалом (*в*). Направление вывода излучения может варьироваться.

связь может привести к изменениям в спектре [18], нестабильности поляризации [19] и интенсивности [20] выходного излучения. Так, численное моделирование [20] динамики генерации лазера с трёхзеркальным резонатором, моделирующим ПЛВР с внешним зеркалом, показало возможность перехода к хаотической генерации при увеличении коэффициента обратной связи. Поэтому для углубления понимания воздействия внешнего зеркала на установление мод в ПЛВР желательное развитие упрощённых теоретических представлений.

Для нахождения конструкций ПЛВР, оптимальных по эффективности и межмодовой дискриминации, обычно используются численные методы. Применение строгого метода конечных разностей во временном пространстве [21] приводит к большому объёму вычислений и длительному расчёту даже для простых конструкций. Для ПЛВР с внешним зеркалом использование этого метода часто затруднительно из-за больших геометрических размеров. В [22] был предложен метод эффективного показателя преломления применительно к ПЛВР на основе приближённого разделения переменных в продольном и поперечном направлениях. В этой работе определяются границы применимости данного метода.

Ранее в [23, 24] было показано, что для параксиальных пучков брэгговское зеркало по отношению к дифракции пучка эквивалентно плоскому зеркалу, находящемуся на некотором расстоянии от БЗ. Выражение для этого расстояния в случае произвольного числа пар слоёв с произвольным скачком показателя преломления в БЗ получено в [25]. Там же было предложено заменить в параксиальном приближении ПЛВР плоскопараллельным резонатором, в котором вместо брэгговских стоят плоские зеркала, разнесённые на расстояние, равное эффективной длине резонатора ПЛВР. Эта длина определялась как сумма расстояния между БЗ и эквивалентных дифракционных длин обоих БЗ. В действительности поперечная структура ПЛВР, как правило, содержит дополнительные элементы, ограничивающие размер моды, что приводит к необходимости обоснования метода эквивалентного резонатора.

В работе [26] ПЛВР с удлиненным монолитным резонатором анализировался путём представления распределения поля в эквивалентном резонаторе в виде суммы лаггерр-гауссовых пучков с подстраиваемым диаметром.

Мы анализируем метод встречных пучков в рамках алгоритма, использованного в [27]. Наличие малых па-

раметров (малый контраст БЗ и малый декремент затухания резонатора ПЛВР) позволяет получить простые выражения для эффективных длин резонатора ПЛВР [28, 29]. В работе [30] нами численно исследовались поперечные моды излучения ПЛВР с внешним зеркалом и был сформулирован подход к приближенному описанию поперечных мод такого резонатора. В данной статье проведён последовательный вывод модели эффективного показателя преломления для ПЛВР с внешним зеркалом, анализируются условия единственности продольной моды и находятся явные выражения для профилей поперечных мод в случае параболического профиля усиления.

## 2. Модель эквивалентного резонатора для ПЛВР

Развиваемый нами подход удобно продемонстрировать на примере ПЛВР без внешнего зеркала. За основу берётся метод нахождения мод резонатора, основанный на решении задачи на собственные значения оператора кругового обхода, который используется в лазерной физике, начиная с пионерских работ Фокса и Ли [31]. Рассмотрим упрощённый вариант конструкции ПЛВР (рис.1), состоящего из двух БЗ и слоя с оптической толщиной  $L$ , равной одной длине волны излучения между ними ( $L$ -слой). Активный слой, обычно имеющий несколько квантовых ям, заменяется амплитудно-фазовым экраном посередине  $L$ -слоя. Оператор кругового обхода включает в себя отражение от верхнего брэгговского зеркала, прохождение через  $L$ -слой, отражение от нижнего БЗ и прохождение через  $L$ -слой в обратном направлении. Распространение через плоскослоистую структуру волн с волновым числом в вакууме  $k = \omega/c$  описывается разложением поля излучения по плоским волнам с поперечным волновым числом  $k_{\perp}$ .

В работе [25] в параксиальном приближении было получено выражение для коэффициента отражения поля от БЗ, состоящего из  $N$  пар четвертьволновых слоёв. В дальнейшем мы ограничимся предельным случаем зеркал с малым контрастом профиля коэффициента преломления, удерживая только члены первого порядка в разложении поля по  $\delta n/n$ , где  $\delta n = n_2 - n_1$  – скачок показателя преломления,  $n = (n_1 n_2)^{1/2}$ , а  $n_1$  и  $n_2$  – меньший и больший показатели преломления четвертьволновых слоёв соответственно. В этом пределе выражение для коэффициента отражения  $R_N$  плоской волны как функции поперечного волнового числа  $k_{\perp}$  и отстройки  $\delta k$  от резонансного значения  $k$  имеет вид

$$R_N = \tanh(N\Psi) \left[ 1 - i \left( \frac{\delta k}{k} - \frac{k_{\perp}^2}{2k^2 n^2} \right) \frac{\pi \tanh(N\Psi)n}{\delta n} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где

$$\Psi \approx \left( 1 + \frac{k_{\perp}^2}{k^2 n^2} \right) \frac{\delta n}{n} - \left( \frac{\delta k}{k} \right)^2 \frac{\pi^2 n}{2\delta n}$$

– декремент блоховской волны; показатель преломления среды вокруг зеркала для простоты предполагался равным  $n_2$ . Для перпендикулярно падающей плоской волны с резонансной частотой ( $\delta k = 0$ ,  $k_{\perp} = 0$ ) коэффициент отражения растёт с ростом числа пар слоёв  $N$ , асимптотически стремясь к единице. Знаменатель выражения (1)

определяет фазу  $R_N$  с точностью до главных учитываемых малых параметров.

Нетрудно видеть, что при указанных предположениях БЗ может быть заменено плоским зеркалом с коэффициентом отражения  $\tanh(N\Psi)$ , которое находится на некотором расстоянии от поверхности БЗ. В то же время из соотношения (1) следует, что фаза коэффициента отражения от БЗ имеет различные зависимости от отстройки частоты и угла падения плоской волны, так что необходимо использовать две различные эквивалентные длины. А именно, для нормально падающей плоской волны вводится [23] длина  $L_\tau = \lambda n / (4n_2 \delta n)$ , характеризующая набег фазы  $2L_\tau n_2 \delta k$  при отражении от БЗ. Для описания процессов дифракции вводится [24] эквивалентная дифракционная длина  $L_D = \lambda n_2 / (4n \delta n)$ , такая, что при преобразовании радиуса кривизны лагера-гауссова пучка распространение излучения на эту длину и обратно эквивалентно отражению от БЗ.

В общем случае среда с обеих сторон БЗ имеет произвольные показатели преломления и даже упрощенное выражение для коэффициента отражения (1) становится громоздким. Если ограничиться реализуемым на практике случаем БЗ с высоким коэффициентом отражения, то, обозначая показатели преломления входного и выходного слоев соответственно  $n_i$  и  $n_e$ , получаем

$$R_N = 1 + i\pi \left( \frac{\delta k}{k} - \frac{k_\perp^2}{2k^2 n^2} \right) \frac{n_2 n}{n_i \delta n} - \frac{2t_N n_e}{n_i}, \quad (2)$$

где  $t_N = \exp(-2N\delta n/n) \ll 1$ .

Активный слой в центре  $A$ -слоя в рассматриваемом подходе заменяется фазовым экраном с комплексным набегом фазы  $\Phi(\mathbf{r})$ , таким, что  $|\Phi(\mathbf{r})| \ll 1$  (где  $\mathbf{r}$  – координата в плоскости активного слоя). При этом следует учитывать положение экрана относительно продольного профиля моды (см., напр., [30]). Для симметричной конструкции такой учёт приводит к удвоению интегрального коэффициента усиления. Оператор кругового обхода представляет собой произведение коэффициентов отражения от БЗ и коэффициентов прохождения через  $A$ -слой. Коэффициенты отражения от БЗ и коэффициент прохождения через  $A$ -слой пропорциональны  $\exp\{i[n_i \delta k A + \Phi(\mathbf{r})]\}$  и близки к единице, поэтому их произведение представляется в виде суммы единицы и малых членов. При переходе в координатное пространство коэффициент отражения от БЗ записывается как оператор:

$$R_N = 1 - \frac{2t_N n_e}{n_i} + i\pi \frac{n}{\delta n} \frac{n_2}{n_i} \left( \frac{\delta k}{k} - \frac{\Delta_\perp}{2k^2 n^2} \right), \quad (3)$$

где  $\Delta_\perp$  – оператор Лапласа, действующий на координаты в горизонтальной плоскости. Условие воспроизведения поля после кругового обхода сводится к равенству нулю суммы малых членов. Группируя в (3) слагаемые, пропорциональные  $\delta k$  и  $\Delta_\perp$ , можно показать, что уравнение для ПЛВР совпадает по структуре с уравнением для мод однородного волновода. Однако в отличие от него для рассматриваемой конструкции ПЛВР в уравнении появляются две длины резонатора: дифракционная  $L_D^c = [1 + nn_i / (2\delta n n_1)] \lambda n_i^{-1}$  и фазовая  $L_\tau^c = [1 + nn_2 / (2n_i \delta n)] \lambda n_i^{-1}$ . При этом уравнение для поля в ПЛВР принимает следующий вид (число пар слоёв в нижнем зеркале для простоты взято равным бесконечности):

$$\frac{\Delta_\perp u(\mathbf{r})}{2k^2 n_i^2} + \left[ \frac{\Phi(\mathbf{r}) + it_N n_e / n_i}{kn_i L_D^c} + \frac{L_\tau^c}{L_D^c} \frac{\delta k}{k} \right] u(\mathbf{r}) = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) соответствует приближению эффективного показателя преломления, предложенному для ПЛВР в [22]. Наш подход показывает, что соответствующий  $\Phi(\mathbf{r}) \equiv 0$  эффективный показатель преломления  $n_{\text{eff}} = n_i \times (L_\tau^c / L_D^c)^{1/2}$ , при этом его профиль явно выражается через комплексный набег фазы  $\Phi$  в фазовом экране (обусловленный вариациями усиления и показателя преломления в плоскости активного слоя):

$$\frac{\delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}} = \frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Phi}{kn_i L_\tau^c}.$$

Мнимое слагаемое в уравнении (4) соответствует потерям на излучение через верхнее БЗ. Таким образом, использование метода эффективного показателя преломления вполне обосновано в параксиальном приближении для ПЛВР с БЗ малой контрастности. Ранее [29] было показано, что и для более сложных конструкций ПЛВР частотный сдвиг основной моды, полученный этим методом, согласуется в пределах 5% – 10% с данными, найденными численными методами.

### 3. Продольные моды ПЛВР с внешним зеркалом

Рассмотрим продольную структуру ПЛВР с плоским внешним зеркалом (рис.3). ПЛВР состоит из нижнего и верхнего БЗ, содержащих соответственно  $N_L$  и  $N_U$  пар слоёв с контрастом  $\delta n/n$ , и расположенного между ними активного  $A$ -слоя с интегральным усилением  $G$ . Внешнее зеркало находится на расстоянии  $L$  от верхнего БЗ и имеет коэффициент отражения поля  $R_M$ , пространство между верхним БЗ и внешним зеркалом заполнено материалом с  $n = n_e$ .

Обычно [32] резонансная длина волны резонатора ПЛВР определяется из спектра отражения от резонатора ПЛВР, который имеет глубокий провал в резонансе. Используемые на практике конструкции [16] имеют просветляющее покрытие на верхнем БЗ, поэтому отражением от выходной поверхности верхнего БЗ со стороны внешнего зеркала можно пренебречь. Простое выражение для коэффициента отражения от ПЛВР в случае БЗ с низким контрастом вблизи резонанса может быть записано в виде

$$R_{\text{VCSEL}} = \frac{R_L - R_U + 2iR_L R_U \delta k n_i L_\tau^c + 2G R_U}{1 - R_L R_U - 2G - i\delta k n_i L_\tau^c (R_L + R_U)}, \quad (5)$$

где  $R_L = \tanh N_L \delta n/n$  и  $R_U = \tanh N_U \delta n/n$  – коэффициенты отражения на резонансной частоте от нижнего и

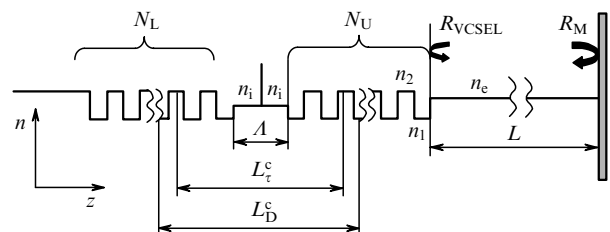


Рис.3. Схема одномерной модели ПЛВР с внешним зеркалом.

верхнего БЗ соответственно. Коэффициент отражения от пассивного резонатора ПЛВР на резонансной частоте ( $\delta k = 0$ ) равняется  $\tanh[(N_L - N_U)\delta n/n]$ , т. е. нулю для одинаковых БЗ ( $N_L = N_U$ ), так что симметричный ПЛВР прозрачен на резонансной частоте.

ПЛВР с внешним зеркалом представляет собой частный случай трёхзеркального резонатора, спектр продольных мод которого исследовался во многих работах. Однако отличительным свойством ПЛВР является наличие одной продольной моды, выделенной перекрытием областей поля и усиления. В приближении плоских волн дисперсионное уравнение для ПЛВР с внешним зеркалом

$$R_{\text{VCSEL}} R_M \exp(2ikn_c L) = 1 \quad (6)$$

с помощью формулы (5) сводится к трансцендентному уравнению для отстройки частоты

$$y = \frac{R\chi}{1+R} \frac{\sin[2(y-w)]}{1+R\cos[2(y-w)]} \frac{n_c L}{n_i L_c^c}, \quad (7)$$

где  $y = \delta kn_c L$ ;  $R = |R_M|$ ;  $2w = \arg[R_M \exp(2ikn_c L)]$  – набег фазы волны с резонансной частотой на проходе от верхнего БЗ к внешнему зеркалу и обратно. При выводе уравнения предполагалось выполнение следующих условий:  $\chi = (1 - R_U) \ll 1$  (верхнее БЗ имеет высокий коэффициент отражения),  $R_L = 1$  (нижнее БЗ имеет бесконечное число слоёв),  $\delta kn_i L_c^c \ll 1$  (набег фазы при обходе ПЛВР из-за отстройки частоты от резонансной).

Графические решения уравнения (7) представляют собой пересечения прямой линии и штриховой кривой на рис.4,а при  $w = 0$  (возвращающаяся в ПЛВР волна оказывается в фазе с излучённой) и на рис.4,б при  $w = \pi/2$  (возвращающаяся в ПЛВР волна находится в противофазе с излучённой). Пороговый коэффициент усиления (рис.4, сплошная кривая) определялся из уравнения (6) по формуле

$$G = \frac{1 - R \cos[2(y-w)]}{1 + R \cos[2(y-w)]} \frac{\chi}{2}. \quad (8)$$

Как видно из рис.4,а, если внешний резонатор имеет продольную моду, точно соответствующую резонансной моде ПЛВР ( $w = 0$ ), то пороговый коэффициент усиления минимален:  $G_{\text{min}}^{\text{th}} = \chi(1 - R)/[2(1 + R)]$ . Для достаточно короткого внешнего резонатора при  $w = 0$  существует только одно решение уравнения (7). С увеличением длины внешнего резонатора на рис.4,а будут возникать новые точки пересечения. В пределе длинного внешнего резонатора моды, ближайšie к резонансной, обладают наименьшим порогом генерации, а набег фазы во внешнем резонаторе  $2y \rightarrow \pm 2\pi$ . Дискриминация этих мод по отношению к основной моде может быть оценена как  $\delta G_0 = [\pi L_c^c(1 + R)]^2 / (2\chi^2 L^2 R)$ . С ростом параметра  $w$  (отстроенный внешний резонатор) прямая на рис.4,а сдвигается вправо, приводя к увеличению порогового усиления центральной моды. Кроме того, возникают соседние моды, для которых порог генерации уменьшается.

Предельный случай ( $w = \pi/2$ ) рассмотрен на рис.4,б. Мода с резонансной частотой ( $\delta k = 0$ ) имеет теперь максимальный пороговый коэффициент усиления  $G_{\text{max}}^{\text{th}} = \chi(1 + R)/[2(1 - R)]$ . Для зеркала с коэффициентом отражения 0.9 это означает 100-кратное увеличение поро-

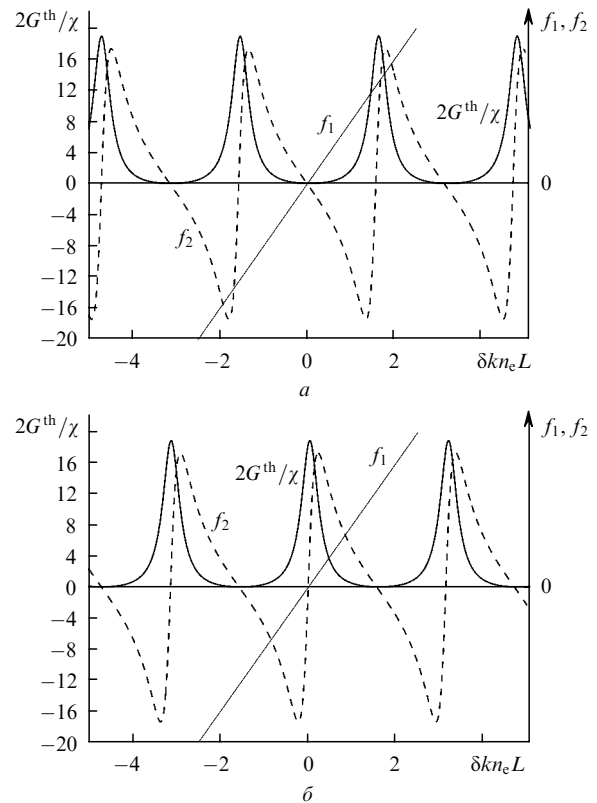


Рис.4. Графическое решение уравнения (7) при  $w = 0$  (а) и  $\pi/2$  (б). Прямая линия –  $f_1$  (левая часть уравнения (7)), штриховая кривая –  $f_2$  (правая часть уравнения (7)), сплошная кривая – отношение порогового коэффициента усиления к прозрачности верхнего БЗ. Коэффициент отражения внешнего зеркала  $R = 0.9$ ,  $\chi n_c L / (n_i L_c^c) = 2$ .

вого усиления. Две соседние моды ( $y \approx \pm \pi/2$ ) имеют одинаковый пороговый коэффициент усиления  $G_1^{\text{th}} = G_{\text{min}} + \delta G_0/4$  в пределе больших  $L$ . Порог генерации и межмодовая дискриминация при произвольном значении  $w$  будут находиться в диапазонах, определённых двумя рассмотренными выше пределами.

Анализируя ситуацию, когда прямая линия на рис.4 касается штриховой кривой, из уравнения (7) можно вывести условие генерации единственной продольной моды:

$$\frac{L}{L_c^c} < \frac{n_i(1 - R^2)}{2\chi n_c R}. \quad (9)$$

Таким образом, модель эквивалентного резонатора даёт условия возникновения генерации и степень дискриминации продольных мод в ПЛВР с внешним плоским зеркалом.

#### 4. Поперечные моды ПЛВР с внешним зеркалом

Если ПЛВР с плоским внешним зеркалом имеет одну продольную моду (внешний резонатор настроен на резонанс резонатора ПЛВР,  $w = 0$  и условие (9) выполнено), описанный в разд.2 метод расчёта поперечной моды ПЛВР может быть обобщён путём добавления в оператор обхода составного резонатора оператора распространения до внешнего зеркала и обратно с учётом отражения. В общем случае поле волны, возвращающейся в ПЛВР после обхода внешнего резонатора, выражается

через поле, излучённое во внешний резонатор, с помощью интегрального оператора. Поэтому условие воспроизведения поля после обхода составного резонатора сводится к интегродифференциальному уравнению для поля, излученного ПЛВР:

$$u(r) = \hat{R}_{\text{VCSSEL}} \int \int \Gamma_{-}(L, r - r_{\text{M}}) R_{\text{M}}(r_{\text{M}}) \times \Gamma_{+}(L, r_{\text{M}} - r') u(r') dr' dr_{\text{M}}, \quad (10)$$

где  $\Gamma_{\pm}(z, r)$  – пропагаторы поля во внешнем резонаторе на расстоянии  $z$  в прямом и обратном направлениях соответственно;  $r_{\text{M}}$  – двумерный радиус-вектор точки на зеркале; оператор  $\hat{R}_{\text{VCSSEL}}$  отражения от ПЛВР определяется формулой (5) с заменой  $\delta kn_i L_{\text{c}}^{\text{c}}$  на выражение  $\delta kn_i L_{\text{c}}^{\text{c}} - L_{\text{D}}^{\text{c}} k^{-2} n_i^{-2} \Delta_{\perp}$ . Уравнение (10) слишком сложно даже в случае плоского внешнего зеркала, когда ядро интегрального оператора пропорционально  $\exp[ik(r - r')^2 \times (4L)^{-1}]$ , и требует дополнительных предположений для получения легко анализируемых решений. Расплывание пучка во внешнем резонаторе на расстоянии, малом по сравнению с длиной Рэлея  $L_{\text{R}}^{(a)} = \pi n_{\text{c}} a^2 / \lambda$  (где  $a$  – радиус пучка), незначительно. При выполнении условия  $L \ll L_{\text{R}}^{(a)}$ , учёт изменения распределения поля при обходе внешнего резонатора сводится к переопределению эффективных длин. Если ввести эффективные длины составного резонатора  $L_{\text{c}}^{\text{c}} = L_{\text{c}}^{\text{c}} + n_{\text{c}} L_{\text{c}} / (2n_i)$  и  $L_{\text{D}}^{\text{c}} = L_{\text{D}}^{\text{c}} + n_i L_{\text{c}} / (2n_{\text{c}})$ , то из (10) можно вывести уравнение модели эффективного показателя преломления

$$\frac{\Delta_{\perp} u(r, t)}{2k^2 n_i^2} + \left[ \frac{L_{\text{c}}^{\text{c}}}{L_{\text{D}}^{\text{c}}} \frac{\delta k}{k_0} + \frac{\Phi(r) - i(G - G_{\text{min}})}{kn_i L_{\text{D}}^{\text{c}}} \right] u(r, t) = 0. \quad (11)$$

Различие между уравнениями (11) и (4) заключается в замене эффективных длин ПЛВР на эффективные длины составного резонатора. В то же время из уравнения (11) следует, что с увеличением длины внешнего резонатора скачок эффективного показателя преломления и влияние на поле моды неоднородностей в активном слое, описываемых функцией  $\Phi(r)$ , уменьшаются.

Вблизи порога генерации зависимость коэффициента усиления от радиуса может быть аппроксимирована параболой  $G = G_0(1 - r^2/\rho^2)$ . Если  $\Phi(r) = 0$ , то решениями уравнения (11) являются лаггерр-гауссовы функции от комплексного аргумента. Основная мода в этом случае представляет собой гауссов пучок с профилем интенсивности, пропорциональным  $\exp(-r^2/r_1^2)$ . Радиус пучка  $r_1 = [\rho^4 / (N_{\text{F}} G_0)]^{1/4}$ , где  $N_{\text{F}} = kn_i \rho^2 / L_{\text{D}}^{\text{c}} - 1$  – число Френеля составного резонатора. Локализация поля моды в ограниченном пространстве приводит, как известно [32], к сдвигу её собственной частоты в синюю область. В нашем случае этот сдвиг находится явно:  $\delta k = (G_0 / N_{\text{F}})^{1/2} \times (n_i L_{\text{c}}^{\text{c}})^{-1}$ . С ростом длины внешнего резонатора радиус  $r_1$  растёт и становится равным  $\rho$  при  $N_{\text{F}} = G_0^{-1}$ . Пороговый коэффициент усиления основной моды  $G_0^{\text{th}} = G_{\text{min}} + 1 / (2N_{\text{F}}) + [G_{\text{min}} N_{\text{F}}^{-1} + (2N_{\text{F}})^{-2}]^{1/2}$  также находится из уравнения (11). Условие малости расстояния до внешнего зеркала по сравнению с длиной Рэлея для пучка радиусом  $r_1$  сводится для полученной моды к условию  $L \ll L_{\text{R}}^{(\rho)}$ , где  $L_{\text{R}}^{(\rho)} = kn_{\text{c}} \rho^2$  – рэлеевская длина для пучка радиусом  $\rho$ .

Высшие поперечные моды являются лаггерр-гауссовыми функциями с комплексным аргументом:  $u(r, \varphi) =$

$r^m L_n^{(m)} [(1 - i)r^2/r_1^2] \exp[-(i/2)^{1/2} r^2/r_1^2 + im\varphi]$ , где  $m$  – угловой, а  $n$  – радиальный индексы пучка. При этом параметр  $r_1$  для них такой же, как и для основной моды, а сдвиг частоты моды в синюю область в  $m + 2n + 1$  раз больше, чем для основной моды. Поперечной модой, ближайшей по потерям к основной, является мода с  $m = 1, n = 0$ . Пороговый коэффициент усиления для неё также вычисляется в явном виде:  $G_1^{\text{th}} = G_{\text{min}} + 2/N_{\text{F}} + (4G_{\text{min}} N_{\text{F}}^{-1} + 4N_{\text{F}}^{-2})^{1/2}$ . Таким образом, степень межмодовой дискриминации уменьшается с ростом числа Френеля резонатора.

## 5. Заключение

Для лучшего понимания механизмов формирования моды в ПЛВР нами разработан аналитический метод расчета мод резонатора ПЛВР, позволивший вывести двумерное уравнение для эффективного показателя преломления. Для ПЛВР с внешним зеркалом в приближении плоских волн найдены частоты продольных мод и пороги их генерации. Определено условие генерации одной продольной моды. Проведено обобщение уравнения для эффективного коэффициента преломления на случай ПЛВР с дополнительным внешним зеркалом. Полученное интегродифференциальное уравнение сводится к простому уравнению второго порядка, когда плоское внешнее зеркало расположено на расстоянии, много меньшем длины Рэлея. Из этого уравнения найдены в явном виде пространственные профили интенсивности и пороги генерации поперечных мод в случае параболического профиля коэффициента усиления. Полученные формулы описывают основные параметрические зависимости модовых характеристик ПЛВР.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ (№ НШ-794.2003.2) и РФФИ (№ 02-02-17101).

1. Soda H., Iga K., Kitahara C., Suematsu Y. *Jap. J. App. Phys.*, **18**, 2329 (1979).
2. Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Жуков А.Е. и др. *ФТП*, **39**, 487 (2005).
3. Jung C., Jager R., Grabherr M., Schnitzer P., Michalzik R., Weigl B., Muller S., Ebeling K.J. *Electron. Lett.*, **33**, 1790 (1997).
4. Choquette K.D., Hadley G.R., Hou H.Q., Geib K.M., Hammons V.E. *Electron. Lett.*, **34**, 991 (1998).
5. Wu Y.A., Li G.S., Nabiev R.F., Choquette K.D., Caneau C., Chang-Hasnain C.J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **1**, 629 (1995).
6. Oh T.H., McDaniel M.R., Huffaker D.L., Deppe D.G. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **10**, 12 (1998).
7. Bao L., Kim N.H., Mawst L.J., Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 320 (2004).
8. Zhou D.L., Mawst L.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1599 (2002).
9. Furukawa A., Sasaki S., Hoshi M., Matsuzono A., Moritoh K., Baba T. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 5161 (2004).
10. Unold H.J., Mahmoud S.W.Z., Jaeger R., Kicherer M., Riedl M.C., Ebeling K.J. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **12**, 939 (2000).
11. Le H.Q., Di Cecca S., Mooradian A. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1967 (1991).
12. Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 561 (1999).
13. Nikolaeff F., Ballen T.A., Leger J.R., Gopinath A., Lee T.-C., Williams R.C. *Appl. Opt.*, **38**, 3030 (1999).
14. Tropper A.C., Foremann H.D., Garnache A., Wicox K.G., Hoogland S.H. *J. Phys D: Appl. Phys.*, **37**, R75 (2004).
15. Chen G.Q., Leger J.R., Gopinath A. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1069 (1999).
16. McInerney J.G., Mooradian A., Lewis A., Shchegrov A.V., Strzelecka E.M., Lee D., Watson J.P., Liebman M., Carey G.P., Umbrasas A., Amsden C., Cantos B.D., Hitchens W.R., Heald D., Doan V.V.

- Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4994**, 21 (2003).
17. Keeler G.A., Serkland D.K., Geib K.M., Peake G.M., Mar A. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **17**, 522 (2005).
  18. Jiang S., Dagenais M., Morgan R.A. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **7**, 739 (1995).
  19. Valle A., Pesquera L., Shore K.A. *IEEE Photon. Techn. Lett.*, **10**, 639 (1998).
  20. Law J.Y., Agarwal G.P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 353 (1997).
  21. Lee T.W., Hagness S.C., Zhou D., Mawst L.J. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **13**, 770 (2001).
  22. Hadley G.R. *Opt. Lett.*, **20**, 1483 (1995).
  23. Babić D.I., Corzine S.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 514 (1992).
  24. Babić D.I., Chung Y., Dagli N., Bowers J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1950 (1993).
  25. Riyopoulos S., Dialetis D., Ihnman J., Phillips A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, 1268 (2001).
  26. Riyopoulos S., Unold H. *J. Lightwave Techn.*, **20**, 1173 (2002).
  27. Zhou D., Mawst L.J., Napartovich A.P., Elkin N.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4649**, 168 (2002).
  28. Napartovich A.P., Elkin N.N., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V., Bao L., Zhou D., Kim N.H., Mawst L.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4994**, 112 (2003).
  29. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V., Bao L., Kim N.H., Mawst L.J. *Laser Phys.*, **14**, 378 (2004).
  30. Napartovich A.P., Elkin N.N., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5452**, 602 (2004).
  31. Fox A.G., Li T. *Bell Syst. Techn. J.*, **40**, 453 (1961).
  32. Chang-Hasnain C.J., in *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez, D.R.Scifres (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 368 – 413).