

Двухчастотные лазеры со связанными вертикальными резонаторами

А.С.Логгинов, А.Г.Ржанов, Д.В.Скоров

Создана математическая модель двухчастотного полупроводникового лазера со связанными вертикальными резонаторами (ЛСВР). Рассчитаны длины волн генерируемых мод и распределения интенсивности мод в продольном и поперечном направлениях. Показано, что в ЛСВР на основе AlGaAs/GaAs/InGaAs возможна двухчастотная генерация с расстройкой длин волн излучения 0.08–50 нм. Интервал возможных расстроек ограничен сверху полосой отражения брэгговских зеркал, а снизу – тепловыми эффектами в активной среде, точностью изготовления прибора и требуемой выходной мощностью.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, двухчастотные лазеры, лазеры с вертикальным резонатором.

1. Введение

В последнее время заметно возрос интерес к источникам света, работающим одновременно на нескольких длинах волн. Двухчастотные полупроводниковые лазеры применяются в устройствах считывания и записи информации, в системах передачи данных со спектральным уплотнением, в интерферометрии при измерении расстояний, а также в оптических гироскопах. Традиционно для этих целей используются либо два совмещенных полупроводниковых лазера, либо лазеры с дополнительными внешними резонаторами. Подобные источники излучения достаточно сложны и дороги. Более удобным решением представляется применение одной из современных модификаций полупроводниковых лазеров с вертикальными резонаторами (ЛВР).

ЛВР представляют собой один из наиболее простых и недорогих источников оптического излучения [1]. Их преимущества, по сравнению с излучателями других типов, состоят в возможности получения аксиально-симметричной диаграммы направленности излучения, малых значений пороговых и рабочих токов, одномодового по продольным модам режима генерации. ЛВР уже получили широкое распространение в оптоэлектронике и заменили во многих случаях традиционные структуры полупроводниковых лазеров, излучающих с торца.

При исследованиях лазеров со связанными резонаторами обнаружен ряд интересных особенностей по сравнению с монорезонаторными лазерами. Например, лазеры со связанными сколотыми резонаторами (лазеры C^3) успешно использовались для перестройки длины волны излучения при сохранении одномодового режима генерации [2]. Однако такие устройства сложны в изготовле-

нии, поскольку в них затруднен контроль связи между резонаторами. Кроме того, диаграмма направленности излучения в этих лазерах несимметрична, а перестройка длины волны излучения дискретна.

Недавние эксперименты [3] позволили объединить преимущества ЛВР и лазеров C^3 и продемонстрировать возможность достижения режима двухчастотной генерации в лазере со связанными вертикальными резонаторами (ЛСВР). В отличие от C^3 -лазеров, в ЛСВР для формирования нескольких резонаторов нет необходимости прибегать к скалыванию или стравливанию граней полупроводникового кристалла. Второй резонатор может быть выращен на первом сразу после промежуточного брэгговского зеркала. Коэффициент пропускания промежуточного зеркала задает связь между резонаторами. Таким образом, рассматриваемое в качестве двухчастотного источника излучения устройство состоит из трех брэгговских зеркал, образующих два активных резонатора, и позволяет отдельно управлять возбуждением каждого из них.

Лазеры со связанными резонаторами обладают важными для практических применений особенностями. Они позволяют реализовать одномодовую по поперечным модам генерацию излучения большой мощности [4], режим одновременной генерации двух длин волн [3], управление поляризацией излучения [5], возможность эффективной оптической накачки второго резонатора излучением первого [6].

Одна из возможных конструкций ЛСВР показана на рис. 1. Практический интерес представляют исследования возможности использования такого лазера в качестве управляемого двухчастотного излучателя. Изучение модовой структуры генерируемого излучения позволит определить минимальный и максимальный спектральные интервалы между двумя излучаемыми длинами волн, оптимизировать конструкцию прибора для достижения минимальных пороговых токов и добиться сопоставимых мощностей излучения для обеих оптических мод.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют работы по теоретическому исследованию харак-

А.С.Логгинов, А.Г.Ржанов, Д.В.Скоров. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: sdv_main@mail.ru, aslogginov@phys.msu.ru, osc163v@phys.msu.ru

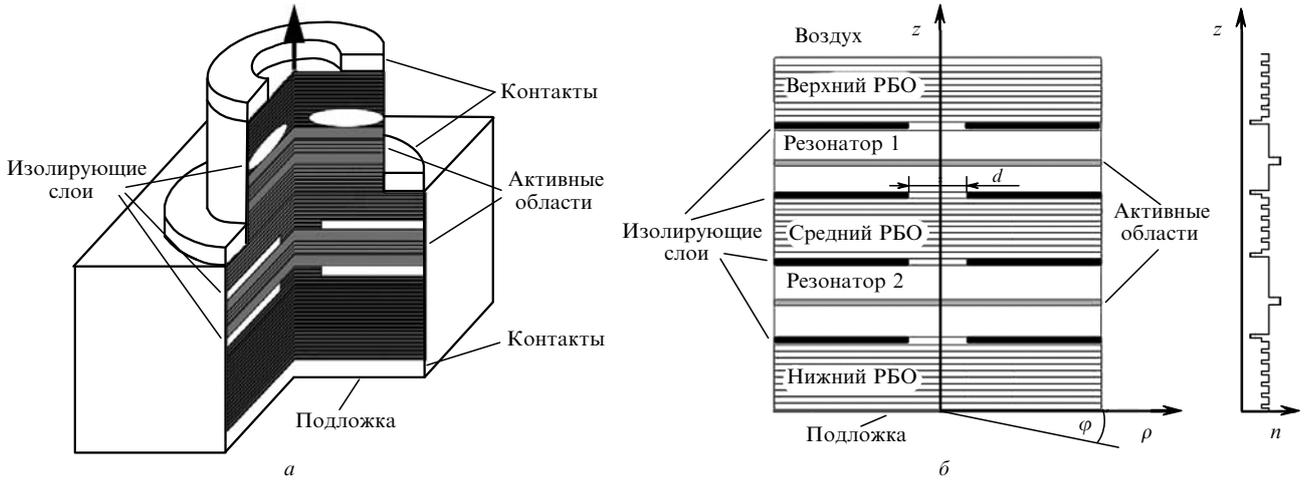


Рис.1. Конструкция ЛСВР (а), а также его схема и профиль показателя преломления n вдоль оси z (РБО – распределенный брэгговский отражатель).

теристик ЛСВР. Ниже мы описываем модель устройства и проводим численный анализ оптических характеристик ЛСВР.

2. Модель ЛСВР

Для исследования распределения оптического поля внутри ЛСВР будем использовать метод эффективной частоты [7], наиболее удобный для решения скалярного волнового уравнения, учитывающего неоднородность среды.

Основная идея метода состоит в представлении трехмерного волнового уравнения двумя уравнениями, описывающими распространение излучения в направлении, перпендикулярном зеркалам (ось z), и в плоскости каждого из слоев, где заданы полярные координаты ρ, φ (рис.1). Собственными значениями одномерного уравнения, задающего распределение интенсивности продольных мод, являются собственные частоты резонатора. Используя их, можно найти распределение оптического поля вдоль оси z , а затем решить уравнение для распределения поля в плоскости.

Волновое уравнение имеет вид

$$\nabla^2 E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0,$$

где $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ – диэлектрическая проницаемость среды с дисперсией; $E = E(\mathbf{r}, \omega)$ – электромагнитное поле оптической моды; c – скорость света; \mathbf{r} – радиус-вектор. Полагая, что решение зависит от времени по гармоническому закону, получаем уравнение Гельмгольца:

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right) E(\mathbf{r}, \omega) = 0.$$

Вводя комплексные фазовый и групповой показатели преломления

$$n(\mathbf{r}) = \varepsilon^{1/2}(\mathbf{r}, \omega_0) \quad \text{и} \quad n_g(\mathbf{r}) = \left. \frac{d}{d\omega} (\omega \varepsilon^{1/2}(\mathbf{r}, \omega)) \right|_{\omega=\omega_0}$$

соответственно, разложим выражение $(\omega^2/c^2)\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ в ряд вблизи частоты ω_0 , за которую удобно принять час-

тоту, соответствующую максимуму контура усиления активной среды:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \approx \frac{\omega_0^2}{c^2} n^2(\mathbf{r}) + 2 \frac{\omega_0}{c^2} n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) (\omega - \omega_0) + \dots$$

Тогда интересующее нас уравнение примет следующий вид:

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

где $k_0 = \omega_0/c$ – волновое число для основной частоты в вакууме;

$$v = 2 \frac{\omega_0 - \omega}{\omega} = 2 \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} - i \frac{2 \text{Im} \omega}{\omega_0}.$$

Параметр v играет роль собственного значения уравнения (1). Его действительная часть характеризует частоту, а мнимая определяет коэффициент затухания или усиления для данной моды.

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

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

где z, ρ, φ – переменные цилиндрической системы координат, а функция $f(z, r, \varphi)$ нормирована так, что $f^2(z, r, \varphi) = 1$. В этом случае уравнение (1) распадается на два:

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

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

где

$$\langle n n_g \rangle = \int_0^l n(\mathbf{r}) n_g(\mathbf{r}) f^2(z, r, \varphi) dz$$

– среднее значение произведения группового и фазового показателей преломления.

Для нахождения распределения электромагнитного поля внутри ЛСВР сначала необходимо решить уравнение (3) для множества точек вдоль радиуса прибора, т. е. решить задачу нахождение собственных частот и распределений поля в резонаторах, образованных входящими в ЛСВР слоями. Таким образом можно получить распределение поля по оси z внутри ЛСВР (продольные моды лазера) и радиальные зависимости этого распределения. В отличие от традиционного ЛВР, для ЛСВР уравнение (3) для каждого значения радиуса r имеет не одно, а два решения, соответствующие разным продольным модам. Найденные собственные значения представляют собой функцию эффективной частоты $\nu_{\text{eff}}(r)$, которая, в свою очередь, является параметром уравнения (4). Необходимо разделять две разные функции $\nu_{\text{eff}}(r)$, отвечающие разным решениям уравнения (3). Каждой из таких функций соответствуют свои поперечные моды, получаемые в результате решения уравнения (4). Это уравнение служит для нахождения частот, коэффициентов усиления и распределений интенсивности поперечных мод прибора. Согласно (2) итоговое трехмерное распределение поля есть произведение функций, полученных в результате решения двух рассмотренных уравнений.

Решение волнового уравнения дает возможность оптимизировать конструкцию прибора. Особенностью ЛВР, по сравнению с лазерами традиционной геометрии, является то, что активный слой в них располагается не в пределах всего резонатора, а перекрывается с областью стоячей волны лишь в ограниченной его части (рис.1,б). Это перекрытие, определяющее эффективность генерации вынужденного излучения в активной области, характеризуется коэффициентом оптического ограничения Γ_z , который можно рассчитать, зная распределение поля продольной моды $f(z)$:

$$\Gamma_z = \frac{\int_{d_a} |f(z)|^2 dz}{\int_L |f(z)|^2 dz}, \quad (5)$$

где d_a – толщина активного слоя; L – длина лазера. Параметр Γ_z существенно зависит от размеров и расположения активного слоя относительно стоячей волны (распределение продольной моды в резонаторе) и от длины волны излучения.

В отличие от работы [7], мы не проводили упрощение решения для аксиально-симметричной структуры. Кроме того, была учтена зависимость показателя преломления от концентрации носителей в активных слоях.

Отметим, что рассмотренная модель не учитывает конкуренции мод при выжигании инверсной населенности в общих активных слоях, которая может существенно повлиять на возможность двухчастотной генерации. Для учета этой особенности необходимо использование скоростных уравнений.

3. Схема ЛСВР

Параметры и материалы структуры ЛСВР (рис.1) представлены в табл.1 и приблизительно соответствуют параметрам устройств, экспериментально исследованных в [3]. Лазер образован двумя резонаторами, связанными через среднее брэгговское зеркало (распределенный брэгговский отражатель (РБО)). В качестве материалов для изготовления зеркал использовались пары слоев полупроводников GaAs/AlGaAs, относящихся к числу наиболее

Табл.1. Параметры слоев ЛСВР.

Слой	Материал	Толщина слоя (нм)	Показатель преломления
Воздух	Воздух	∞	1
Верхний РБО (28 пар слоев)	GaAs/AlGaAs	66.7/76.3	3.53/3.08
Апертура	AlAs	15.3	2.95 для $r < d/2$
	Al ₂ O ₃		1.60 для $r > d/2$
Резонатор 1	GaAs	266.3	3.53
Квантовые ямы резонатора 1 (3 слоя)	InGaAs	7.5	3.60
Апертура	AlAs	15.3	2.95 для $r < d/2$
	Al ₂ O ₃		1.60 для $r > d/2$
Средний РБО (от 2 до 50 пар слоев)	GaAs/AlGaAs	66.7/76.3	3.53/3.08
Апертура	AlAs	15.3	2.95 для $r < d/2$
	Al ₂ O ₃		1.60 для $r > d/2$
Резонатор 2	GaAs	266.3	3.53
Квантовые ямы резонатора 2 (3 слоя)	InGaAs	7.5	3.60
Апертура	AlAs	15.3	2.95 для $r < d/2$
	Al ₂ O ₃		1.60 для $r > d/2$
Нижний РБО (32 пары слоев)	GaAs/AlGaAs	66.7/76.3	3.53/3.08
Подложка	GaAs	∞	3.53

Примечание: $d = 10$ мкм – диаметр оксидных апертур.

более распространенных материалов для РБО-лазеров на подложке из GaAs. Внешние зеркала имеют 28 и 32 пары слоев для достижения близкого к единице коэффициента отражения. Число слоев среднего зеркала можно технологически менять с целью изменения связи между резонаторами. Брэгговская длина волны для всех зеркал была выбрана равной 940 нм. Лазер имеет четыре изолирующие оксидные апертуры диаметром 10 мкм, определяющие площадь каждой из активных областей и обеспечивающие оптическое ограничение поля излучения и электронное ограничение носителей тока. Два активных слоя в резонаторах имеют по три квантовые ямы InGaAs каждый.

4. Результаты исследования

Ключевой особенностью ЛСВР можно назвать расщепление генерируемой продольной моды на две, что является следствием взаимодействия полей в резонаторах. Наблюдаемым модам присваиваются индексы S и L, обозначающие меньшую и большую длины волн соответственно. 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.

Связь между резонаторами ЛСВР характеризуется коэффициентом пропускания среднего брэгговского зеркала. Ниже приведены результаты расчетов матричным методом [8] коэффициента пропускания среднего РБО. Это зеркало рассчитано для брэгговской длины волны 940 нм, состоит из слоев GaAs/AlGaAs и помещено между двумя слоями GaAs. Зависимость коэффициента пропускания от числа пар слоев $T(m)$ представлена на рис.2. Видно, что с увеличением числа слоев в среднем зерка-

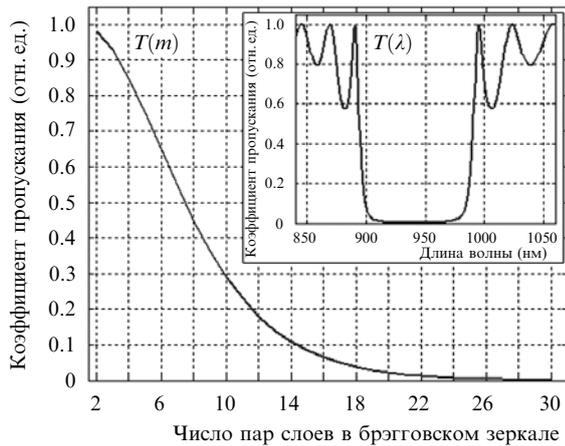


Рис.2. Зависимость коэффициента пропускания РБО от числа пар слоев. На вставке – спектральная зависимость этого коэффициента.

ле коэффициент пропускания стремится к нулю, и связь между двумя частями лазера исчезает. Помимо числа слоев, коэффициент пропускания зависит от длины волны падающего излучения. На вставке к рис.2 показана спектральная зависимость коэффициента пропускания РБО $T(\lambda)$ для зеркала, имеющего 30 пар слоев.

Вторым параметром, определяющим структуру поля и длины волн мод ЛСВР, является отношение оптических длин резонаторов. Для ЛВР понятие длины резонатора отличается от традиционного. Дело в том, что при использовании формирующих резонатор брэгговских зеркал часть излучения проникает внутрь зеркала, в результате чего нахождение точной границы резонатора становится невозможным. Для учета этой особенности вводят параметр глубины проникновения отраженной волны в зеркало. Эффективную глубину проникновения в РБО можно определить из сдвига фазы отраженной волны относительно падающей, считая, что путь, пройденный волной внутри зеркала, соответствует фазовому сдвигу, получаемому отраженной волной в результате взаимодействия с РБО [8].

Таким образом, полная длина резонатора ЛВР есть сумма его физической длины и эффективных глубин проникновения в брэгговские зеркала. На практике, однако, точно оценивать или менять полные длины резонаторов довольно сложно, поэтому в дальнейших расчетах мы будем рассматривать либо физическую длину резонатора (расстояние между двумя формирующими его зеркалами), либо его оптическую длину (равную произведению физической длины на усредненный показатель преломления вещества резонатора). Эти параметры можно контролировать при изготовлении прибора. Кроме того, на оптическую длину резонатора можно воздействовать в процессе работы лазера, используя зависимость показателя преломления слоев от концентрации носителей и температуры.

Рассмотрим два случая реализации ЛСВР – лазеры с одинаковыми и различными длинами резонаторов.

1. Лазеры с резонаторами одинаковой оптической длины. Каждой из продольных мод ЛСВР соответствует свой набор поперечных мод. Зависимость длин волн фундаментальных поперечных мод, соответствующих двум разным продольным модам ЛСВР, от числа пар слоев в среднем зеркале представлена на рис.3. Видно, что с увеличением связи (при $T(\lambda)$, близком к единице) длины

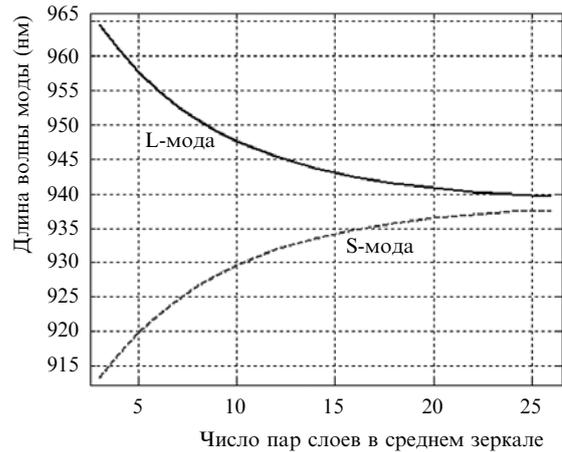


Рис.3. Длины волн мод для резонаторов одинаковой длины при разном числе пар слоев в среднем зеркале.

волн L- и S-мод расходятся, тогда как при слабой связи (т. е. с уменьшением коэффициента пропускания $T(\lambda)$ до нескольких процентов) они стремятся к величине, соответствующей оптической длине резонаторов. В рассматриваемой структуре с резонаторами равной оптической длины при слабой связи обе моды имеют одну длину волны.

Приведенная характеристика подобна зависимости резонансных частот одинаковых связанных колебательных контуров от коэффициента связи. С его уменьшением резонансные частоты обоих контуров стремятся к парциальным частотам. С увеличением связи частоты расходятся пропорционально обратному корню из коэффициента связи [9].

Распределение интенсивности коротковолновой S-моды показано на рис.4. Распределение L-моды мало отличается от приведенного. Однако даже в абсолютно симметричной структуре моды обладают следующими особенностями:

- S- и L-моды имеют разные длины волн и, следовательно, разное число максимумов электромагнитного поля, укладывающихся на длине устройства;
- коэффициенты пропускания брэгговских зеркал для S- и L-мод различны, что связано с разными отклоне-

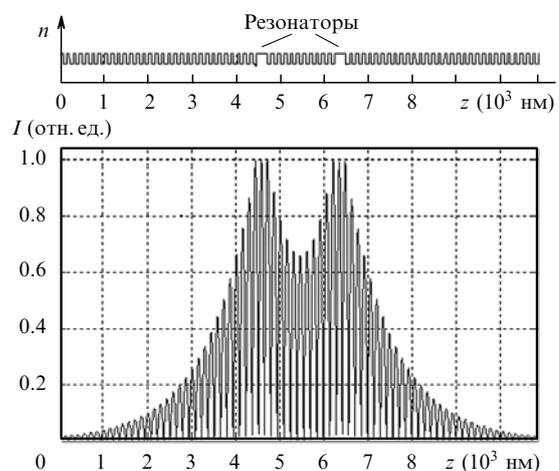


Рис.4. Распределение интенсивности I одной из продольных мод для резонаторов одинаковой длины при равенстве уровней их возбуждения и профиль показателя преломления n . Среднее зеркало содержит 10 пар слоев.

ниями длин волн этих мод от брэгговской длины волны (см. рис.3 – отклонение длин волн L- и S-мод от $\lambda = 940$ нм, и вставку на рис.2 – зависимость коэффициента пропускания РБО от длины волны).

Эти особенности наиболее сильно проявляются при малом числе слоев в РБО.

В реальном приборе оптические длины резонаторов всегда будут несколько отличаться друг от друга. Причинами этого могут быть неточности при изготовлении лазеров, воздействие тепла и изменение концентрации носителей в активном слое. Все это ведет к изменению показателя преломления слоев и оптических длин лазерных резонаторов. Для оценки связи между расстройкой резонаторов и другими характеристиками лазера необходимо рассмотреть случай связанных резонаторов разной длины.

2. Лазеры с резонаторами разной оптической длины.

Качественная зависимость длин волн продольных мод от коэффициента связи резонаторов остается такой же, как и в предыдущем случае (рис.3), однако частотный сдвиг между модами теперь определяет еще и взаимная расстройка резонаторов, т.е. отношение их оптических длин. Эту закономерность иллюстрирует рис.5: чем больше отношение оптических длин резонаторов отличается от единицы, тем больше расходятся длины волн L- и S-мод. Минимальный спектральный интервал между модами соответствует случаю равных по длине резонаторов.

Распределение интенсивностей продольных мод также существенно зависит от отношения оптических длин резонаторов. Чем больше они различаются, тем сильнее генерируемая мода локализуется в соответствующем ей резонаторе (рис.6): мода с большей длиной волны – в большем по длине резонаторе, а с меньшей – в меньшем. В несимметричном приборе распределения интенсивностей продольных мод сильно зависят и от связи между резонаторами: чем слабее связь, тем большая часть энергии моды будет сосредоточена в соответствующем резонаторе.

Зависимости, приведенные на рис.5, соответствуют случаю, когда различие оптических длин резонаторов достигается путем изменения их геометрических размеров. Видно, что отклонение длин волн продольных мод друг от друга заметно при небольшом различии длин резонаторов. Такое изменение отношения оптических

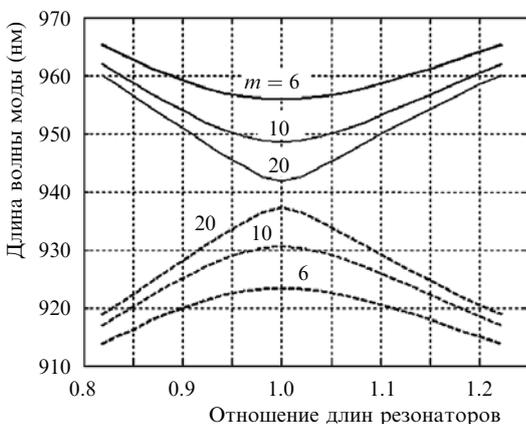


Рис.5. Зависимости длин волн мод L (сплошные кривые) и S (штриховые кривые) от расстройки резонаторов для различных величин связи между ними (m – число пар слоев в среднем зеркале).

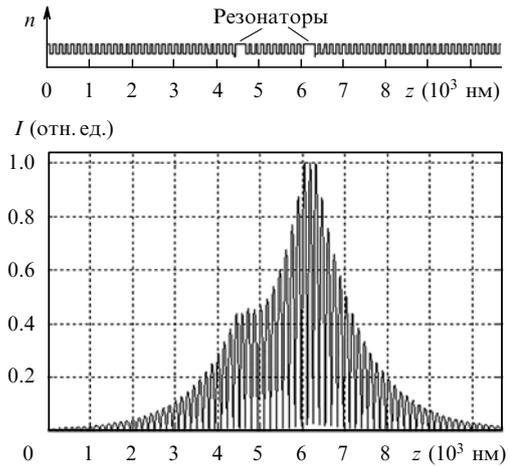


Рис.6. Распределение интенсивности I продольной моды при отношении оптических длин резонаторов 0.9 и профиль показателя преломления n . Среднее зеркало содержит 9.5 пар слоев.

длин может иметь место не только благодаря заданию физической длины резонатора при изготовлении прибора, но и за счет динамического воздействия на показатель преломления активных слоев лазера посредством их нагрева или изменения мощности накачки.

Распределение интенсивности поперечных мод в ЛСВР не отличается существенно от аналогичного распределения в ЛВР, близкого к функциям Бесселя [8]. Отметим, что поперечные моды одного порядка, отвечающие разным продольным модам, имеют небольшие различия в распределении интенсивностей. Эта особенность связана с тем, что каждая продольная мода в соответствии со своим распределением интенсивности имеет и свой поперечный профиль эффективного показателя преломления, определяющий профиль поперечных мод.

5. Оценки частотных интервалов между продольными модами

Из рис.3 видно, что максимальное разделение длин волн в рассматриваемом ЛСВР составляет более 50 нм и достигается при наличии всего двух пар слоев в среднем зеркале. Ту же расстройку длин волн можно получить при использовании резонаторов с разными оптическими длинами и меньшей связью между ними. Причина ограничения максимального спектрального интервала между L- и S-модами состоит в отклонении длины волны моды от брэгговской длины волны зеркал (940 нм). Из рис.2 видно, что при больших отклонениях длины волны падающего на РБО излучения от брэгговской коэффициент отражения зеркал резко падает. В результате условия генерации перестают выполняться.

Наименьший спектральный интервал между продольными модами достигается при одинаковой длине резонаторов и слабой связи между ними (рис.5). Как следует из результатов расчетов, представленных на рис.3, можно достичь сколь угодно малого различия длин волн двух мод. Тем не менее существует некоторый предел стабильности длины волны излучения, связанный с температурной зависимостью коэффициента преломления, его зависимостью от концентрации носителей в активном слое и спектральным сдвигом максимума контура усиления с изменением температуры. Для стабилизации длины волны излучения полупроводникового лазера при-

меняются системы температурного регулирования и перестройки резонатора.

Для оценки минимального интервала, в пределах которого можно удерживать длину волны работающего лазера, используем стандартную величину частотного разделения каналов в оптоволоконных системах передачи данных. На сегодняшний день она составляет 25 ГГц. Будем полагать, что в исследуемом приборе технически возможно достичь стабильной генерации на частоте, которая не меняется в рабочем режиме более чем на 25 ГГц. Соответствующий интервал длин волн $\Delta\lambda = 0.08$ нм. Согласно проведенным расчетам, для достижения различия длин волн мод в 1 нм требуется 30 пар слоев среднего зеркала, а различия в 0.08 нм – около 50 пар слоев среднего зеркала.

Таким образом, в двухчастотном лазере на основе ЛСВР можно реализовать режим генерации двух длин волн, различие между которыми составляет от сотых долей до десятков нанометров.

6. Условия достижения в ЛСВР режима одновременной генерации двух длин волн

Согласно приведенным выше расчетам, продольные моды в ЛСВР имеют различные распределения интенсивности и длины волн. Поэтому существует проблема достижения одновременной генерации на двух длинах волн при сопоставимых мощностях. Можно выделить четыре фактора, определяющие различие мощностей излучения двух продольных мод лазера.

1. *Пространственная конкуренция генерируемых мод при выжигании инверсной населенности в активных слоях.* Конкуренция при выжигании носителей в активной области наиболее существенна при равенстве оптических длин резонаторов. В этом случае поля L- и S-мод практически перекрываются и конкурируют между собой в обеих активных областях. Для отличающихся друг от друга оптических длин резонаторов взаимное перекрытие продольных мод будет значительным только при сильной связи. Напротив, при слабой связи перекрытие мод будет небольшим, и каждая из них будет сосредоточена преимущественно в «своем» резонаторе.

2. *Различие коэффициентов оптического ограничения Γ_z конкурирующих продольных мод.* Учитывая, что L- и S-моды имеют разные продольные распределения интенсивности и длины волн, можно предположить, что даже в симметричном устройстве коэффициенты оптического ограничения мод будут различаться. Рассчитанные по формуле (5) коэффициенты Γ_z обеих мод в зависимости от связи между равными по длине резонаторами и при разном числе квантовых ям в активных областях приведены на рис.7. Для сравнения коэффициентов Γ_z обеих мод их интенсивности нормировались на одну величину. При расчете коэффициента оптического ограничения учитывалось перекрытие моды с обеими активными областями ЛСВР.

Различие зависимостей коэффициентов оптического ограничения Γ_z для L- и S-мод от числа слоев в среднем зеркале имеет следующее объяснение. С увеличением связи между резонаторами длины волн генерируемых мод все больше отклоняются от брэгговской. Это приводит к резкому падению коэффициента отражения и уменьшению коэффициентов оптического ограничения Γ_z обеих мод при достаточно сильной связи между резонато-

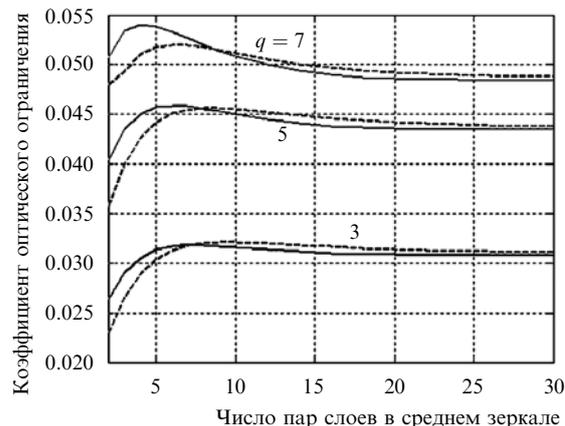


Рис.7. Зависимости коэффициента оптического ограничения от числа пар слоев в среднем зеркале для продольных мод L (сплошные кривые) и S (штриховые кривые) в случае одинаковых резонаторов при разных величинах связи (q – число квантовых ям в резонаторах).

рами (меньше пяти пар слоев в среднем зеркале). Вследствие того что зависимость коэффициента пропускания РБО не является симметричной относительно брэгговской длины волны (см. вставку на рис.2), с ростом отклонения от брэгговской длины волны коэффициент отражения для S-моды падает быстрее, чем для L-моды.

При слабой связи различие коэффициентов оптического ограничения Γ_z продольных мод связано с различием распределений оптического поля, а также длин волн мод. Уменьшение величины Γ_z обеих мод при увеличении числа слоев в среднем зеркале связано с увеличением пассивной области и эффективной длины резонатора. Максимальные коэффициенты оптического ограничения и, следовательно, максимальные коэффициенты усиления мод соответствуют 5–10 парам слоев в среднем зеркале. Рост числа квантовых ям в активной области вызывает увеличение Γ_z . Это связано с прямой зависимостью усиления в активном слое от числа квантовых ям. Данный эффект ограничен числом ям, которые можно уместить на одной полуволне продольной моды прибора.

3. *Различие в спектральном расположении генерируемых мод относительно максимума контура усиления.* Из-за различия длин волн продольных мод, одна из них всегда будет ближе к длине волны спектрального максимума контура усиления, что также влияет на различие коэффициентов модового усиления и интенсивностей излучения.

4. *Различное расположение L- и S-мод относительно выводящего зеркала.* В соответствии со схемой прибора (рис.1,б) резонатор 1 лазера расположен ближе к выводящему верхнему брэгговскому зеркалу, чем резонатор 2, который отделен от этого зеркала резонатором 1 и средним брэгговским зеркалом. Следовательно, при условии локализации мод в соответствующих резонаторах их интенсивности на выходе из лазера будут различаться. Это иллюстрирует рис.8, где представлены распределения L- и S-мод, локализованных в разных резонаторах. В случае резонаторов равной длины интенсивности разных продольных мод на выходе из ЛСВР примерно одинаковы.

При создании ЛСВР для одновременной генерации двух длин волн необходим учет всех перечисленных выше факторов. Двумя ключевыми параметрами в конструкции прибора являются отношение длин резонаторов и величина связи между ними, т. е. коэффициент пропуска-

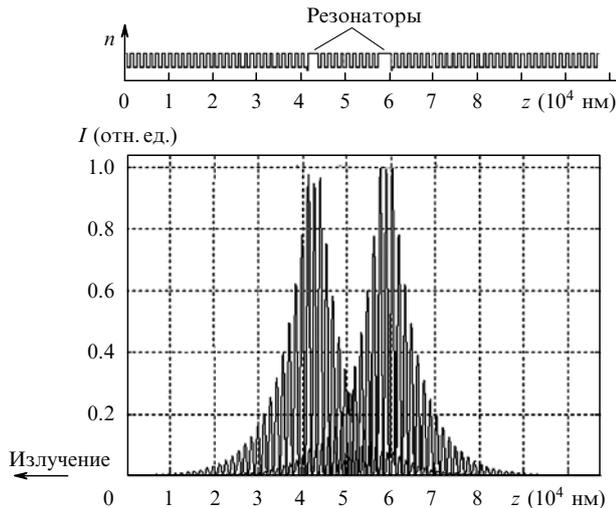


Рис.8. Распределения интенсивностей I мод L и S, а также профиль показателя преломления n . Среднее зеркало содержит 10 пар слоев. Отношение длин резонаторов для S- и L-мод равно 0.82.

ния среднего зеркала. Эти параметры в значительной степени определяют спектральный интервал между продольными модами.

Наиболее простой реализацией двухчастотного лазера представляется схема, в которой резонаторы имеют небольшую расстройку и слабую связь. Моды L и S в таком лазере практически полностью локализованы в соответствующих им резонаторах и не конкурируют, а различие их интенсивностей на выходе не слишком велико из-за незначительной расстройки. Например, при расстройке 2% и 28 парах слоев в среднем зеркале интенсивность продольной моды в «чужом» резонаторе равна всего 3% от максимума интенсивности в «своем» резонаторе. Различие их длин волн составляет около 5 нм. Это значение допускает использование квантовых ям с одинаковым спектральным контуром усиления в обоих резонаторах.

Для получения максимального усиления в ЛСВР необходима оптимизация относительного положения максимума интенсивности продольной моды и активных

слоев лазера. В отличие от ЛВР, в ЛСВР провести такую оптимизацию для обеих мод невозможно, т. к. максимумы интенсивностей мод не совпадают. Поэтому в двухчастотном ЛСВР каждый из двух резонаторов должен быть оптимизирован под свою моду.

7. Заключение

Таким образом, в настоящей работе с использованием метода эффективной частоты создана математическая модель ЛСВР. Расчеты показали, что в ЛСВР на основе AlGaAs/GaAs/InGaAs возможна двухчастотная генерация с расстройкой длин волн излучения 0.08–50 нм. Получены длины волн мод и распределения интенсивностей мод в продольном и поперечном направлениях. Причины ограничения возможных расстроек продольных мод лазера связаны с конечной полосой отражения брэгговских зеркал, тепловыми эффектами в активной среде, точностью изготовления прибора и требуемой выходной мощностью.

Выбор отношения эффективных длин резонаторов либо коэффициента отражения среднего зеркала дает возможность оптимизировать двухчастотный прибор по мощности, спектральной расстройке или другим параметрам.

1. Iga K. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 1201 (2000).
2. Coldren L.A., Ebeling K.J., Rentschier J.A., Burrus C.A., Wilt D.P. *Appl. Phys. Lett.*, **44** (4), 368 (1984).
3. Brunner M., Gulden K., Hövel R., Moser M., Carlin J.F., Stanley R. P., Ilegems M. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, **12** (10), 1316 (2000).
4. Fischer A.J., Choquette K.D., Chow W.W., Allerman A.A., Serkland D.K., Geib K.M. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4079 (2001).
5. Badilita V., Carlin J.-F., Ilegems M., Brunner M., Verschaffelt G., Panajotov K. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **16**, 365 (2004).
6. Carlin J.-F., Stanley R.P., Pellandini P., Oesterle U., Ilegems M. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 908 (2000).
7. Wenzel H., Wunsche H.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 1156 (1997).
8. Li H., Iga K. (Eds) *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices* (New York: Springer, 2002).
9. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Основы теории колебаний* (М.: Наука, 1988).