

# Температурно-стабильный полупроводниковый лазер на основе составных волноводов

© А.В. Савельев\*<sup>‡</sup>, И.И. Новиков\*<sup>†</sup>, А.В. Чунарева\*<sup>‡</sup>, Н.Ю. Гордеев\*<sup>‡</sup>, М.В. Максимов\*<sup>‡</sup>,  
А.С. Паюсов\*, Е.М. Аракчеева\*<sup>‡</sup> В.А. Щукин<sup>+</sup>, Н.Н. Леденцов\*<sup>•</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий  
Российской академии наук,  
195220 Санкт-Петербург, Россия

<sup>‡</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195220 Санкт-Петербург, Россия

<sup>•</sup> VI Systems GmbH, 10623 Berlin, Germany

(Получена 11 октября 2010 г. Принята к печати 22 октября 2010 г.)

Рассмотрена конструкция полоскового полупроводникового лазера с составным волноводом, образованным из двух туннельно-связанных волноводов, — узкого, содержащего активную среду, и широкого, формирующего оптическую моду. Показано, что при такой конструкции полупроводникового лазера возможна температурная стабилизация длины волны лазерной генерации. Причиной стабилизации длины волны является генерация в антирезонансных условиях связи двух волноводов, возникающих в узком диапазоне длин волн, положение которого слабо зависит от температуры. Выполненные расчеты при характерных параметрах для лазерной системы InAlGaAsP показали возможность ослабления температурной зависимости длины волны лазерной генерации до 3 раз в температурном диапазоне шириной 60 К.

## 1. Введение

Развитие современной оптоэлектроники во многом связано с поиском новых конструкций и решений, позволяющих существенно улучшить характеристики приборов при неизменной или уменьшенной стоимости их производства [1]. На протяжении последних нескольких десятков лет большой интерес проявляется к полупроводниковым лазерам, обладающим повышенной температурной стабильностью длины волны генерации. Здесь можно отметить полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры), предложенные в начале 70-х годов. В таких лазерах за счет использования специальной конструкции волновода удается получить температурный сдвиг длины волны генерации на уровне 0.08–0.10 нм/К [2]. При этом диапазон температур, в котором лазер обладает такой температурной стабильностью, обычно составляет  $\sim 100^\circ\text{C}$  и определяется положением РОС-моды относительно спектра усиления лазера и мод Фабри–Перо. Однако эти лазеры достаточно дороги в производстве, что обусловлено необходимостью использования специальных методик при изготовлении оптического волновода, и зачастую не обеспечивают высокой оптической мощности излучения. В вертикально-излучающих лазерах (VCSELs) температурный сдвиг длины волны излучения определяется изменением показателей преломления слоев с температурой. Для таких лазеров спектрального диапазона 980 нм с квантовыми ямами GaInAs/GaAs температурный сдвиг длины волны составляет 0.06–0.08 нм/К [3]. Главным недостатком лазеров этого типа является их

малая выходная оптическая мощность излучения. В последние годы были предложены полосковые лазеры с многослойным интерференционным отражателем, играющим роль спектрально-зависимого фильтра [4]. Такой отражатель ограничивает утеkanie оптических мод в узком интервале длин волн, обеспечивает высокие потери на утеkanie за пределами этого узкого интервала, стабилизирует таким образом длину волны генерации, позволяет управлять температурным сдвигом длины волны генерации [5] и позволяет практически получить слабый сдвиг на уровне 0.13 нм/К [6]. Однако из-за сложной конструкции такого отражателя, так же как и из-за дороговизны технологии РОС-лазеров, поиск новых относительно дешевых и простых решений для создания эффективных полупроводниковых лазеров с высокой температурной стабильностью длины волны лазерной генерации является весьма актуальной и востребованной задачей.

В работе [7] предложена концепция лазера на основе связанных волноводов. Световая волна создается активной средой, помещенной в узкий волновод, утекает через достаточно тонкий разделительный слой в широкий волновод, распространяется в широком волноводе в виде наклонной оптической моды, отражается от дальней границы широкого волновода и возвращается обратно в узкий волновод. Конструктивная интерференция, происходящая при совпадении фазы возвращенной волны с фазой волны, распространяющейся по узкому волноводу [8], происходит только при определенных длинах волн. Наличие выделенных длин волн в системе связанных волноводов указывает на возможность получения лазерной генерации со слабым температурным сдвигом длины волны. Такой слабый сдвиг на уровне 0.1 нм/К экспериментально реализован в работе [9].

<sup>†</sup> E-mail: novikov@switch.ioffe.ru

Альтернативный теоретический анализ условий генерации основан на рассмотрении спектральной зависимости коэффициента оптического ограничения ( $\Gamma$ -фактора) оптической моды составного волновода. В результате, если  $\Gamma$ -фактор обеспечивает достаточное модальное усиление лишь в узкой области длин волн, лазерная генерация будет происходить только в узкой спектральной области, т.е. длина волны лазерной генерации не будет зависеть от положения максимума спектра усиления активной области лазера. Так как температурная зависимость показателей преломления материалов очень слаба [10], т.е. гораздо слабее, чем температурная зависимость спектра усиления, описанный эффект „захвата“ длины волны лазерной генерации в фиксированную область длин волн будет приводить к температурной стабилизации спектра лазерной генерации. Несмотря на простоту подхода, его практическая реализация в полосковых лазерах с планарным волноводом достаточно сложна, так как зависимость показателя преломления от длины волны достаточно слабая,  $\sim (10^{-4} - 10^{-3}) \text{ нм}^{-1}$ . Сильная зависимость  $\Gamma$ -фактора от длины волны может быть реализована только с помощью резонансных эффектов, как, например, в вертикально-излучающих лазерах [3]. В данной работе с помощью метода сильной связи рассмотрена система двух резонансно-связанных оптических волноводов и показана возможность существенного уменьшения зависимости длины волны лазерной генерации от температуры (до 10 раз), при этом выделены ключевые параметры, которые определяют степень стабилизации.

## 2. Электромагнитные моды связанных волноводов: метод сильной связи

Электрическое поле моды волновода ТЕ-типа в планарном волноводом можно представить в виде [11]

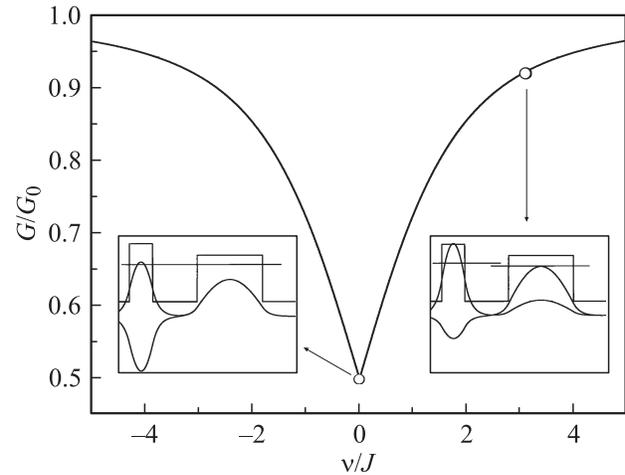
$$E_y(x, z, t) = F \exp(i\omega t) \exp(in_{\text{eff}}k_0 x) \phi(z),$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \phi(z)^2 dz = 1, \quad (1)$$

где  $F$  — амплитуда волны,  $\omega$  — частота света,  $k_0$  — волновой вектор света в вакууме,  $n_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления,  $\phi(z)$  — поперечный профиль распределения волны. Здесь считается, что волна распространяется вдоль оси  $x$ , а ось  $z$  направлена перпендикулярно волноводу вдоль оси роста структуры. Функция  $\phi(z)$  удовлетворяет уравнению на собственные значения [10]

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi(z) + N^2(z)k_0^2 \phi(z) = n_{\text{eff}}^2 k_0^2 \phi(z) \quad (2)$$

с граничными условиями  $\phi(\pm\infty) = 0$  в случае неутекающей моды; профиль показателя преломления обозначен как  $N(z)$ . В общем случае возможны несколько решений данного уравнения  $\phi_m(z)$ , соответствующих разным



**Рис. 1.** Усиление в системе связанных волноводов в зависимости от величины „расстройки“  $\nu$ . На вставках: распределение (показано схематически) коллективных мод в волноводах при  $\nu/J = 0$  (слева) и 3 (справа), а также профиль показателя преломления (горизонтальные линии — эффективные показатели преломления в изолированных волноводах).

значениям  $n_m$  эффективного показателя преломления  $n_{\text{eff}}$  ( $m$  — номер моды). Модовое усиление каждой моды определяется  $\Gamma_m$ -фактором,

$$\Gamma_m = |\Phi_m(z_0)|^2 a, \quad (3)$$

где  $a$  — толщина активной области [10], а  $z_0$  — координата активной области в волноводом. Уравнение (2) полностью аналогично уравнению Шредингера для частицы с массой, равной  $\hbar^2/2$ , движущейся в потенциале  $-N^2(z)k_0^2$ , при этом  $\phi(z)$  соответствует волновой функции частицы, а  $-n_m^2 k_0^2$  — локализованным уровням энергии. Это позволяет использовать терминологию и подходы квантовой механики при рассмотрении уравнения (2). В частности, моды волновода соответствуют уровням энергии, а близость волновых векторов  $n_{\text{eff}}k_0$  мод во взаимодействующих волноводах (при фиксированной  $\omega$ ) соответствует квантовому резонансу уровней энергии в соседних одномерных квантовых ямах.

Хорошо разработанным методом квантовой механики является метод сильной связи [12]. В силу упомянутой выше аналогии мы воспользуемся этим методом для исследования системы двух связанных волноводов. Суть метода состоит в следующем: рассмотрим два волновода, расположенных недалеко друг от друга, между которыми имеется взаимодействие (рис. 1). Обозначим изолированные моды первого волновода  $\phi_m$ , а второго  $\psi_k$ , эффективные коэффициенты преломления — как  $n_{1m}$  и  $n_{2k}$  соответственно. Моды всей системы приближенно могут быть представлены в виде

$$\Psi_\alpha(z) = \sum A_m^\alpha \phi_m(z) + \sum B_k^\alpha \psi_k(z), \quad (4)$$

$$\sum |A_m^\alpha|^2 + \sum |B_k^\alpha|^2 = 1. \quad (5)$$

Данное приближение тем точнее, чем слабее взаимодействие между волноводами. Коэффициенты  $A_m^\alpha$ ,  $B_k^\alpha$  и

эффективные показатели преломления  $n^\alpha$  находятся из решения матричного уравнения на собственные значения

$$(n^\alpha)^2 \begin{pmatrix} A_1 \\ \dots \\ A_M \\ B_1 \\ \dots \\ B_K \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} A_1 \\ \dots \\ A_M \\ B_1 \\ \dots \\ B_K \end{pmatrix}; \quad (6)$$

$$T_{ii} = n_{1i}^2, \quad i \in 1 \dots M;$$

$$T_{ii} = n_{2(i-M)}^2, \quad i \in M+1 \dots M+K. \quad (7)$$

Здесь мы обозначили через  $M$  и  $K$  количество мод в первом и втором волноводах соответственно. Недиагональные элементы матрицы  $T_{ij}$  описывают взаимодействие между модами, определяются интегралами перекрытия функций  $\phi_m$  и  $\psi_k$  и отличны от нуля только в случае, если индексы  $i$  и  $j$  соответствуют модам в различных волноводах.

Когда активная область находится в первом волноводе в точке  $z_0$ ,  $\psi(z_0)$  можно пренебречь в силу слабой связи между волноводами. Г-фактор моды  $\alpha$  будет определяться выражением

$$\Gamma_\alpha = \left| \sum A_m^\alpha \phi_m(z_0) \right|^2 a, \quad (8)$$

т.е. будет определяться коэффициентами  $A_m$ . Отметим, что подобное рассмотрение не ограничивается случаем ТЕ-мод. Для ТМ-мод необходимо рассматривать уравнение (2) для  $y$ -компоненты магнитного поля [10].

Рассмотрим в качестве простейшего примера случай, когда в каждом из волноводов можно принимать во внимание только по одной моде. Свойства каждого по отдельности характеризуются эффективными показателями преломления  $n_1$ ,  $n_2$ , а их взаимодействие — коэффициентом связи  $J$ , который определяется эффективной шириной барьера между волноводами. В результате взаимодействия волноводов образуются две гибридные моды, каждая из которых распределена между волноводами; при точном резонансе (совпадении  $n_1$  и  $n_2$ ) в случае двух одинаковых волноводов это будут симметричная и антисимметричная моды соответственно. Исходя из уравнения (7) можно записать:

$$n^2 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_1^2 & J \\ J & n_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где  $n$  — эффективный показатель преломления образовавшейся коллективной моды. С учетом условий нормировки модальное усиление будет равно  $G = G_0 |A_1|^2$ , где  $G_0$  — модальное усиление изолированного волновода 1. Вводя величину „расстройки“ мод  $\nu = n_1^2 - n_2^2$  и решая (9), можно записать условие для модального усиления:

$$\frac{G}{G_0} = \frac{1}{2} \frac{J^2}{\sqrt{J^2 + \nu^2/4} (\sqrt{J^2 + \nu^2/4} \pm \nu/2)}. \quad (10)$$

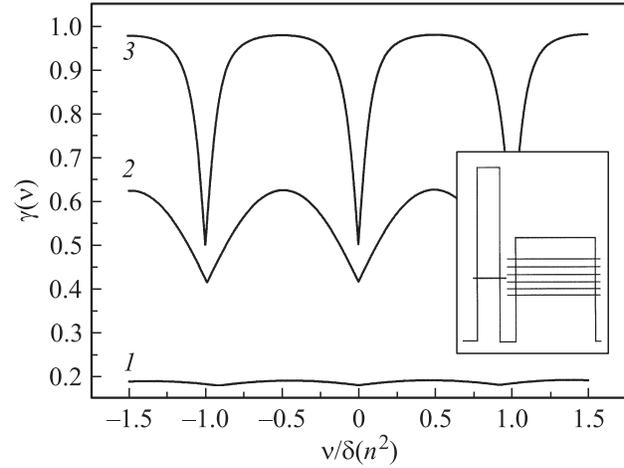


Рис. 2. Зависимости нормированного Г-фактора узкого волновода  $\gamma$  от „расстройки“  $\nu$ .  $\delta = 1.5$  (1), 4 (2), 20 (3). На вставке — схема расположения уровней эффективного показателя преломления различных мод в изолированных волноводах при  $\nu \approx 0.5$ .

При  $\nu > 0$  моде, соответствующей большему модальному усилению, соответствует знак минус. Данная зависимость проиллюстрирована на рис. 1. Видно, что в случае точного резонанса усиление падает вдвое и затем по мере выхода мод из резонанса усиление начинает увеличиваться, что соответствует все большей „локализации“ одной из коллективных мод в первом волноводе. Отсюда видно, что лазерная генерация в условиях резонанса, т.е. когда  $n_1 = n_2$ , затруднена.

Рассмотрим более общий случай — взаимодействие одной моды из волновода 1 и нескольких мод из волновода 2. Это оправдано, когда „расстояние“  $\Delta n_{\text{эф}}$  между модами в первом резонаторе существенно больше, чем во втором. Такая ситуация реализуется, когда волновод 1 является традиционным узким волноводом, шириной  $\sim (300-500)$  нм, содержащим активную область, а волновод 2 — широким волноводом, шириной  $\sim 10$  мкм, с большим количеством мод. Решением уравнения (9) будут являться  $K+1$  коллективные моды, из которых лазерной генерации соответствует мода с наибольшим значением  $A_1$ . В волноводе 2 набор мод в узком интервале значений  $n_{\text{эф}}$  приближенно равномерно распределен по значениям  $n_{2,k}^2$  с интервалом  $\delta(n^2)$  (см. вставку на рис. 2). Данное приближение оправдано, когда рассматриваются высоковольтные локализованные моды широкого волновода. В итоге система описывается тремя параметрами:  $\delta(n^2)$ ,  $\delta = \delta(n^2)/J$  и  $\nu = (n_1^2 - n_{2,i_0}^2)$ , который характеризует расстройку моды волновода 1 и определенной моды  $i_0$  волновода 2.

На рис. 2 показана зависимость  $\gamma(\nu) \equiv |A_1(\nu)|^2$ , т.е. зависимость Г-фактора от величины расстройки. Значению  $\nu = 0$  соответствует провал  $\gamma$  при достижении резонансных условий. Следующие провалы будут при значениях  $\nu$ , кратных  $\delta(n^2)$ , когда достигается резонанс между уровнем первого волновода и следующими за

$i_0$  уровнями широкого волновода. Форма периодической зависимости  $\gamma(\nu)$  при этом определяется величиной  $\delta$ . Качественно различаются случаи  $\delta \leq 1$ ,  $\delta = 2, \dots, 10$ ,  $\delta \gg 10$ . В первом случае из-за близких значений  $n_{2,i}$  мода волновода 1 всегда образует „коллективные“ моды с набором близлежащих по шкале  $n_{\text{эф}}$  мод широкого волновода. Из-за этого резонансные условия не оказывают сильного влияния и  $\gamma(\nu)$  изменяется в узком интервале. Второй случай соответствует максимальной кривизне зависимости  $\gamma(\nu)$  вблизи ее максимума. Наконец, в третьем случае присутствуют широкие области значений  $\nu$ , в которых моды в двух волноводах не связаны, что приводит к пологой зависимости  $\gamma(\nu)$  вблизи ее максимума. Величина  $\nu$  зависит от длины волны света  $\lambda$ , таким образом  $\gamma(\nu)$  определяет спектральную зависимость Г-фактора. Для стабилизации длины волны лазера выгодна наиболее острая форма  $\gamma(\nu)$  вблизи ее максимума, что обеспечит „привязку“ длины волны генерации к определенному значению  $\nu$  и определенной длине волны. Поэтому для стабилизации длины волны генерации второй случай из рассмотренных выше является оптимальным.

### 3. Температурная зависимость длины волны лазерной генерации

Спектр модального усиления  $G(\lambda, T)$  при данной температуре  $T$  в полупроводниковом полосковом лазере определяется произведением материального усиления  $g(\lambda, T)$  и Г-фактора волновода [10]:

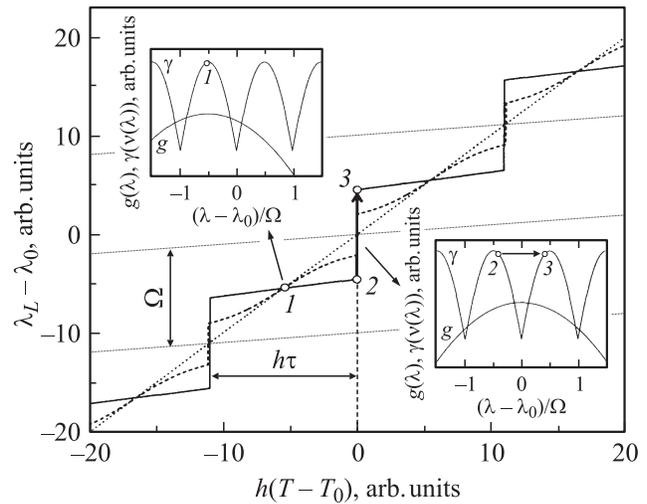
$$G(\lambda, T) = g(\lambda, T)\Gamma_0\gamma(\nu(\lambda, T)), \quad (11)$$

где мы воспользовались (8) и обозначили фактор оптического ограничения изолированного узкого волновода как  $\Gamma_0$ . Длина волны генерации определяется положением максимума спектральной зависимости  $G(\lambda)$  и лежит вблизи максимума материального спектра усиления. В связи с этим в интересующей нас спектральной области шириной  $\sim 10$  нм материальное усиление  $g(\lambda, T)$  может быть аппроксимировано параболической зависимостью от  $\lambda$ . С учетом линейного сдвига ширины запрещенной зоны от температуры [13] можно записать:

$$g(\lambda, T) = g_0 \left[ 1 - \frac{(\varepsilon - ht)^2}{2\Delta^2} \right], \quad \varepsilon = \lambda - \lambda_0, \quad t = T - T_0, \quad (12)$$

где  $1/\Delta^2 = \partial^2 g / \partial \lambda^2$ ; максимум спектра усиления при температуре  $T_0$  достигается на длине волны  $\lambda_0$  и максимальное значение равно  $g_0$ . Скорость температурного сдвига максимума усиления обозначена как  $h$  [нм/К]. Отметим, что можно также учитывать зависимость положения максимума  $g(\lambda)$  от величины  $g_0$ , однако эта зависимость является слабой и мы ей пренебрегаем [14].

Для описания зависимости  $\gamma(\lambda, t)$  отметим, что величины  $n_1, n_{2,i}, J$  в свою очередь определяются решением волнового уравнения в изолированном волноводе. Длина



**Рис. 3.** Положение длины волны лазерной генерации  $\lambda_L$  в зависимости от температуры для двух случаев:  $\delta = 4$  (сплошная линия) и 64 (штриховая). Прямая линия — зависимость положения максимума спектра усиления от температуры. На вставках — спектральные зависимости  $\gamma$  и материального усиления  $g$  при двух различных температурах, соответствующих точкам 1 и 2–3. Правая вставка: стрелкой схематически показан перескок длины волны. Параметры расчета:  $q = 0.1h$ ,  $\Omega = 0.5\Delta = 10$ , произвольные единицы.

волны света в вакууме прямо входит в волновое уравнение (2), и показатель преломления материала волновода изменяется с длиной волны и температурой, что в основном определяет  $n(\lambda, T)$  [8]. Зависимостью  $J(\lambda, T)$  можно пренебречь в силу резонансного характера рассматриваемых явлений. Запишем изменения показателей преломления в линейном приближении в виде

$$n_1(\varepsilon, t)^2 = n_0^2 + \alpha\varepsilon + \beta_1 t,$$

$$n_{2,i}(\varepsilon, t)^2 = n_0^2 + \nu_0 + (i - i_0)\delta(n^2) + \alpha_2\varepsilon + \beta_2 t, \quad (13)$$

где  $n_0 = n_1(\lambda_0, T_0)$ . Величина  $\nu_0$  (расстройка при  $\lambda = \lambda_0$ ,  $T = T_0$ ) определяется выбором  $T_0$  и может быть сделана равной нулю (рис. 3). Считается, что все моды широкого волновода изменяют  $n_{\text{эф}}$  одинаково. Очевидно, это справедливо для набора хорошо локализованных мод волновода с близкими значениями  $n_{\text{эф}}$ . Величина „расстройки“  $\nu$  выражается как

$$\nu(\varepsilon, t) = (\alpha_1 - \alpha_2)\varepsilon + (\beta_1 - \beta_2)t,$$

что позволяет получить итоговое выражение для спектра усиления:

$$G(\lambda_0 + \varepsilon, T_0 + t) = g_0\Gamma_0 \left[ 1 - \frac{(\varepsilon - ht)^2}{2\Delta^2} \right] \gamma((\alpha_1 - \alpha_2)(\varepsilon - qt)). \quad (14)$$

Введенный параметр  $q = (\beta_1 - \beta_2)/(\alpha_1 - \alpha_2)$  [нм/К] характеризует температурный сдвиг спектра Г-фактора. Обычно в лазерных структурах  $q$  на порядок меньше  $h$  и слабо влияет на температурные зависимости. Максимум выражения (14) полностью определяет зависимость длины волны лазерной генерации  $\lambda_L$  от температуры.

#### 4. Результаты и обсуждение

На рис. 3 изображена диаграмма в плоскости  $(\varepsilon, t)$ , где показаны значения  $\lambda_L$ , положения спектральных минимумов  $\Gamma$ -фактора (положения резонансов) и максимума материального усиления  $g(\lambda)$  в зависимости от температуры. При определенной температуре спектральное положение максимума  $\nu(\lambda)$  совпадает с максимумом усиления и реализуются условия, показанные на рис. 3, левая вставка, и лазерная генерация в точке  $\varepsilon = ht$ . По мере увеличения температуры  $\lambda_L$  смещается медленнее максимума  $g(\lambda)$  и лежит между максимумом усиления и максимумом  $\nu(\lambda)$ . По мере дальнейшего увеличения температуры (рис. 3, правая вставка), происходит перескок длины волны генерации, которая попадает в область между максимумом материального усиления и следующим максимумом зависимости  $\nu(\lambda)$ . На рис. 3 изображены две кривые, рассчитанные для значений  $\delta = 4$  и  $\delta = 64$ . Как отмечалось выше, большие значения  $\delta$  (см. кривую 3 на рис. 2) приводят к пологой зависимости  $\nu(\lambda)$  и ухудшают температурную стабилизацию. Аналогичное ухудшение наблюдается для малых  $\delta$  ( $\delta < 2$ ).

Обозначим через  $\Omega$  расстояние между максимумами  $\nu(\lambda)$ ; оно определяется исходя из периодичности функции  $\nu(\nu)$  и (14) и есть

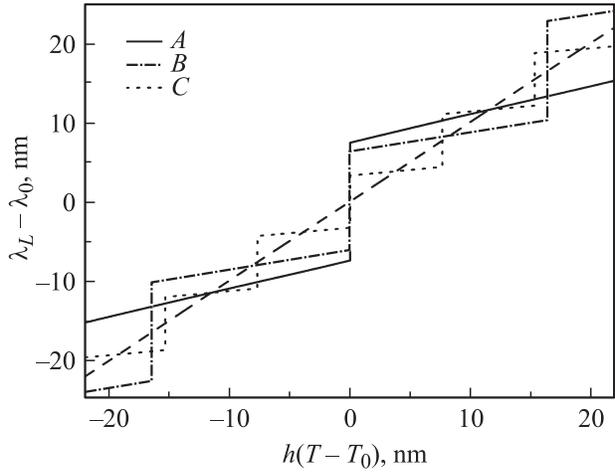
$$\Omega = \frac{\delta(n^2)}{|\alpha_1 - \alpha_2|}. \quad (15)$$

При изменении температуры на  $\tau$  происходит сдвиг длины волны генерации на  $h\tau$ , где  $\tau$  определяется как

$$\tau = \frac{\Omega}{h - q} = \frac{\delta(n^2)}{\delta\alpha(h - q)}. \quad (16)$$

Другими словами,  $\lambda_L(T) - hT$  является периодической функцией температуры с периодом  $\tau$ . Таким образом, в предложенной структуре сглаживание зависимости  $\lambda_L(T)$  возможно только в интервале температур шириной не больше  $\tau$ . Форма зависимости  $\lambda_L(t)$  на интервале  $(0, \tau)$  определяется формой спектральной зависимости  $\nu(\lambda)$  и  $g(\lambda)$  и может быть выражена через два безразмерных параметра  $\delta$  и  $\Omega/\Delta$ .

Величину  $\delta$  при конструировании структуры можно варьировать независимо, меняя степень связи между волноводами,  $J(\lambda, T)$ , т. е. меняя расстояние между ними. Численный анализ показывает, что оптимальными являются значения  $\delta$  в интервале 3–8. В то же время  $\Omega/\Delta$  и  $\tau = \Omega/h$  зависят от одного и того же варьируемого при создании структуры параметра  $\delta(n^2)$ , т. е. от ширины волновода 2. В случае  $\Omega = \Delta$  перескоки с одного максимума  $\Gamma(\lambda)$  на следующий будут происходить очень быстро при незначительном изменении температуры, что позволит стабилизировать волну генерации лишь в узком диапазоне температур. По мере увеличения  $\Omega$  температурный диапазон, в котором происходит стабилизация, становится шире, однако из-за уменьшения крутизны зависимости  $\nu(\lambda)$  (при фиксированной  $\delta$ ) скорость



**Рис. 4.** Зависимость длины волны лазерной генерации при  $\Omega/\Delta = 1.05$  (A), 0.75 (B), 0.35 (C). Параметры расчета:  $\delta = 4$ ,  $q = 0.1h$ ,  $\Delta = 20$  нм. Прямая линия — положение максимума спектра усиления.

температурного сдвига увеличивается. Таким образом, конструкция реальной системы состоит из выбора  $\Omega$  (фактически ширины волновода 2) и далее, на основании оптимального значения  $\delta \approx 4$ , определения величины  $J$  и расстояния между волноводами.

Для численной характеристики степени стабилизации длины волны лазерной генерации введем величину  $\eta$ :

$$\eta = \frac{1}{h} \frac{d\lambda_L}{dT}.$$

Очевидно, что минимально возможное значение  $\eta$  равняется  $q/h$ , так как температурный сдвиг  $\lambda_L(T)$  не может быть медленнее, чем сдвиг зависимости  $\nu(\lambda, T)$ . На рис. 4 приведены зависимости  $\lambda_L(t)$  для различных значений  $\Omega/\Delta$ : A — 1.05, B — 0.75, C — 0.35. Соответствующие значения  $\eta$  равны 0.35, 0.25 и 0.14. В последнем случае температурный сдвиг определяется в основном  $q$ , равным  $0.1h$ . Полученные результаты слабо зависят от точного значения  $J$ : при увеличении  $J$  в 5 раз ( $\delta = 2 \rightarrow 10$ ,  $\Omega/\Delta = 1.05$ ) параметр  $\eta$  меняется в диапазоне 0.2–0.3. По мере уменьшения  $\Omega$  степень стабилизации растет, при этом в более узком диапазоне температур.

В заключение мы приведем простые численные оценки. В прямоугольном широком и сильном, содержащем много мод, волноводе  $\delta(n^2) \approx (\lambda_L/2L)^2(2m+1)$ , где  $m$  — номер моды,  $L$  — ширина волновода. Так, для GaAs/AlGaAs-волновода шириной  $L = 10$  мкм и с  $\lambda_L = 1$  мкм  $\delta(n^2) \approx 0.01-0.05$ . Для достижения небольших величин  $\Omega$  и, следовательно, значительной степени стабилизации можно предложить изготовление волнопроводов 1 и 2 из различных материалов с различной шириной запрещенной зоны, вблизи которой в оптическом диапазоне наблюдается сильная зависимость показателя преломления от длины волны. Это позволит достичь максимального значения  $|\alpha_1 - \alpha_2|$  на

длине волны лазерной генерации. Полагая, например,  $\lambda = 980$  нм (в GaAs  $\alpha = 4.4 \cdot 10^{-3}$  нм $^{-1}$ ) и рассматривая  $|\alpha_1 - \alpha_2| = \alpha_0/2$ ,  $\delta(n^2) = 0.044$ , можно добиться значения  $\Omega \approx 20$  нм. Учитывая типичные численные значения для структур InGaAlAsP с квантово-размерной активной областью [8,13]  $\Delta = 20$  нм,  $h = 0.3$  нм/К,  $q = 0.03$  нм/К, можно отметить, что кривая A на рис. 4 соответствует уменьшению температурной зависимости  $\lambda_L(T)$  в 3 раза в диапазоне температур шириной более 60 К.

## 5. Заключение

Рассмотрено положение линии лазерной генерации в зависимости от температуры в системе с двумя связанными волноводами, образующими составной лазерный резонатор. Наиболее наглядным при изучении данной системы представляется метод сильной связи. Выделены основные варьируемые параметры системы, влияющие на температурную стабильность длины волны лазерной генерации, а именно ширина второго волновода и расстояние между волноводами. Показано, что эти параметры могут оптимизироваться независимо для достижения максимальной температурной стабильности в выбранном интервале температур. Причиной стабилизации длины волны генерации является генерация в антирезонансных условиях связи двух волноводов, которые возникают в узком диапазоне длин волн, положение которого слабо зависит от температуры. Выполненные расчеты при параметрах, характерных для лазерной системы InGaAlAsP, показали возможность ослабления температурной зависимости длины волны генерации в 3 раза при смещении пика усиления в спектральном диапазоне 20 нм, что соответствует температурному диапазону шириной 60 К.

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы (контракт НП1543). Работа была также поддержана в различных частях Седьмой Европейской рамочной программой (FP7/2007–2013, грант # 224211 (проект VISIT)), проектом РФФИ-DFG (грант # 09-02-91340) и Государственным контрактом федерального агентства по науке и инновациям (контракт # 02.740.11.5107).

## Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin. *Opt. Eng.*, **41** (12), 3193 (2002).
- [2] M. Fakudo. *Optical Semiconductor Devices* (N.Y., John Wiley & Sons, 1999) ISBN 0-471-14959-4.
- [3] G.P. Agrawal. *Semiconductor lasers: past, present and future* (N.Y., American Institute of Physics, 1994) ISBN 9781563962110.
- [4] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, S.S. Mikhrin, I.L. Krestnikov, A.R. Kovsh, L.Ya. Karachinsky, M.V. Maximov, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 1183 (2004).
- [5] M.B. Lifshits, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Semicond. Sci. Technol.*, **22** (4), 380 (2007).

- [6] V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maximov, M.B. Lifshits, A.V. Savelyev, A.R. Kovsh, I.L. Krestnikov, S.S. Mikhrin, D. Bimberg. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 1061 (2007).
- [7] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, D. Bimberg. In: *Future Trends in Microelectronics: Up the Nano Creek*, ed. by S. Luryi, J. Xu, A. Zaslavsky (N.Y., Wiley, 2007) p. 301.
- [8] I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, N.Yu. Gordeev, N.A. Kaluzhnyi, S.A. Mintairov, V.M. Lantratov, A.S. Payusov, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov. *Semicond. Sci. Technol.*, **23**, 075 043 (2008).
- [9] V. Shchukin, N. Ledentsov, V. Kalosha, T. Kettler, K. Posilovic, D. Seidlitz, D. Bimberg, N.Yu. Gordeev, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, Yu.M. Shernyakov, A.V. Chunareva, M.V. Maximov. *Proc. SPIE*, **7597**, 75971A-1 (2010).
- [10] F.G. Della Corte, G. Cocorullo, M. Iodice, I. Rendina. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1614 (2000).
- [11] X. Кейси и М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [12] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979).
- [13] C.W. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* (Cambridge University Press, 1999).
- [14] А.В. Савельев, И.И. Новиков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, А.Е. Жуков. *ФТП*. **43** (12), 1641 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

## Temperature-stable semiconductor laser based on coupled waveguides

A.V. Savel'ev<sup>\*≠</sup>, I.I. Novikov<sup>+\*</sup>, A.V. Chunareva<sup>+\*</sup>,  
N.Yu. Gordeev<sup>+\*</sup>, M.V. Maximov<sup>+\*</sup>, A.S. Payusov<sup>\*</sup>,  
E.M. Arakcheeva<sup>+\*</sup>, V.A. Shchukin<sup>+</sup>,  
N.N. Ledentsov<sup>\*•</sup>

<sup>+</sup> Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>\*</sup> Saint Petersburg Academic University —  
Nanotechnology Research and Education Centre,  
Russian Academy of Sciences,  
195220 St. Petersburg, Russia

<sup>≠</sup> St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

<sup>•</sup> VI Systems GmbH,  
10623 Berlin, Germany

**Abstract** The design of the ridge semiconductor laser based on the two tunnel-coupled waveguides was considered theoretically. The optical waveguide of the laser consists of the narrow waveguide which contains the active region and the wide waveguide which forms optical mode. It was shown that such design allows stabilizing the lasing wavelength with temperature. The key reason of stabilization is the lasing under anti-resonance conditions between waveguides which appears in the narrow wavelength range that weakly depends on the temperature. We have shown that for the InAlGaAsP laser system the suppression of the temperature dependence of the lasing wavelength may reach 3 times in the 60 K temperature range.