

Моделирование излучательных характеристик и оптимизация волноводных параметров гребнёвого полупроводникового гетеролазера для получения максимальной яркости излучения

С.А.Плисюк, Д.В.Батрак, А.Е.Дракин, А.П.Богатов

Представлены результаты моделирования излучательных характеристик мощных гребнёвых лазеров при токах накачки, значительно превышающих пороговый ток генерации. При моделировании рассматривалось нелинейное взаимодействие носителей и поля в резонаторе лазера с учетом их распределений вдоль оси резонатора, а также влияние неоднородного нагрева лазера на волноводный эффект. Исследована зависимость максимальной выходной мощности одномодового излучения от ширины гребня W и встроенного скачка преломления $d\bar{n}$. Показано, что множество значений W и $d\bar{n}$ можно разделить на 4 области, каждая из которых характеризуется своим типом срыва поперечно-одномодовой генерации. Расчетные значения порогового тока, дифференциальной эффективности и распределения интенсивности излучения лазера в дальней зоне хорошо согласуются с экспериментом.

Ключевые слова: мощный гребнёвый лазер, поперечно-одномодовая генерация, моделирование излучательных характеристик, яркость излучения.

1. Введение

Проблема получения высокояркостных полупроводниковых лазеров является актуальной в связи с их широким применением в системах открытой оптической связи, для записи информации, накачки волоконных лазеров и т. д. В настоящее время существуют несколько подходов к конструированию полупроводниковых лазеров, позволяющих достичь сравнимых яркостей излучения, – это использование рупорных волноводов [1], волноводов со встроенной наклонной решеткой [2] и гребнёвых волноводов [3]. В данной статье мы рассмотрим гребнёвую конструкцию волновода. Как отмечалось в работе [3] и ссылках в ней, получение яркого стабильного пучка излучения требует оптимизации геометрических параметров гребня волновода, которые определяют волноводный эффект в горизонтальной плоскости (волновод в плоскости слоев гетероструктуры). В случае слабого горизонтального волновода влияние антиволноводного действия носителей, случайных напряжений в кристалле и температурного волновода приводит к неконтролируемой деформации распределения интенсивности выходного излучения лазера в горизонтальной плоскости. В случае же сильного горизонтального волновода дефицит усиления между первой и нулевой поперечной модами будет малым, в результате чего уже при небольшом превышении тока накачки над порогом установится режим поперечно-многомодовой генерации, сопровождающийся изменением горизонтальной диаграммы направленности и снижением яркости.

Ранее описанная [3] методика оптимизации геометрических параметров гребнёвых лазеров позволяет опреде-

лять дефициты усиления для поперечных мод волновода относительно нулевой моды. Однако знание дефицитов усиления еще не позволяет ответить на вопрос, какой максимальной мощности можно достичь в поперечно-одномодовом режиме генерации для данной конструкции гребня. Дальнейшие исследования возможностей оптимизации конструкции гребня потребовали разработки такой модели гребнёвого лазера, в которой нелинейное взаимодействие оптического поля и носителей в резонаторе лазера рассматривалось бы с учетом их распределений вдоль оси резонатора. Кроме того, необходим учет влияния распределения температуры на горизонтальный волноводный эффект.

К настоящему времени существует ряд работ, например [4–9], в которых в том или ином варианте использована подобная нелинейная модель. Однако, как правило, расчеты выполнялись либо для маломощных лазеров [6], либо для лазеров с волноводом, обусловленным усилением (gain-guiding) [8]. Что касается мощных гребнёвых лазеров, работающих в диапазоне выходных мощностей свыше 200 мВт, то их моделирование остается актуальной задачей. Между тем, именно такой уровень мощностей поперечно-одномодовых гребнёвых лазеров особенно востребован в современных приложениях. В связи с вышесказанным представлялось интересным выполнить расчеты по моделированию излучательных характеристик мощных гребнёвых лазеров и сравнить результаты с экспериментальными данными. Это и стало основной целью данной работы.

2. Методика расчета

Моделирование стационарных излучательных характеристик гребнёвого полупроводникового лазера можно разделить на две связанные задачи. Первая – это вычисление распределения поля в резонаторе с заданным пространственным распределением комплексной диэлектри-

С.А.Плисюк, Д.В.Батрак, А.Е.Дракин, А.П.Богатов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: bogatov@sci.lebedev.ru

ческой проницаемости. Вторая – нахождение пространственного распределения диэлектрической проницаемости с учетом неоднородного распределения носителей и температурного профиля в резонаторе.

В гребневых полупроводниковых лазерах поле линейно поляризовано, и его поперечное распределение нечувствительно к спектральному составу излучения. Это позволяет сделать существенное упрощение, рассмотрев только одну монохроматическую компоненту поля, соответствующую одной аксиальной моде. В рамках приближения эффективного показателя преломления [3, 10] будем искать амплитуду поля $E(r, t)$ в следующем виде:

$$E(x, y, z, t) = \operatorname{Re}\{v(x, y)[u^+(y, z) \exp(ik_0z) + u^-(y, z) \exp(-ik_0z)] \exp(-i\omega t)\}, \quad (1)$$

где ω – частота лазерной генерации; k_0 – волновое число; $u^\pm(y, z)$ – функции, характеризующие распределение амплитуды поля в плоскости слоев гетероструктуры (вдоль оси Y); $v(x, y)$ – распределение амплитуды поля в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры (вдоль оси X), нормированное условием $\int |v(x, y)|^2 dx = 1$.

В современных полупроводниковых лазерах в большинстве случаев функция $v(x, y)$ определяется только геометрией и материальным составом слоев гетероструктуры, поэтому она остается неизменной для всех режимов работы лазера. Нахождение этой функции для гребневого лазера подробно описано в [3].

Эффективную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{\text{eff}}(y, z)$, представляющую собой результат некоторого «усреднения» диэлектрической проницаемости вдоль вертикальной оси, можно записать в следующем виде:

$$\varepsilon_{\text{eff}}(y, z) = n_0^2 + \delta\varepsilon_b(y, z) + \delta\varepsilon_N(y, z) + \delta\varepsilon_T(y, z), \quad (2)$$

где n_0^2 – действительная постоянная составляющая, значительно большая модуля всех остальных слагаемых; $\delta\varepsilon_b$ – комплексная добавка, задающая профиль встроенного горизонтального волновода, определяемый геометрией гребня; $\delta\varepsilon_N$ – комплексная и $\delta\varepsilon_T$ – действительная добавка, определяющие вклад носителей и температуры соответственно.

Для $\delta\varepsilon_N$ будем использовать следующее выражение:

$$\delta\varepsilon_N = 2n_a \Gamma \Delta n(N) - i \frac{c}{\omega} G(N) \Gamma, \quad (3)$$

где n_a – показатель преломления и $G(N)$ – материальное усиление в активном слое; N – концентрация носителей;

$$\Gamma = \sum_{i=1}^m \int_{x_i-d/2}^{x_i+d/2} |v(x, y)|^2 dx$$

– суммарный фактор оптического ограничения; x_i – координата центра i -го активного слоя вдоль оси X ; d – толщина активного слоя, предполагаемая одинаковой для всех слоев; m – число активных слоев.

В нашем случае типичные длины резонатора L намного больше длины диффузии носителей λ_D и ширины области накачки. С другой стороны, λ_D больше длины волны излучения в среде, так что можно считать, что наличие диффузии вдоль оси резонатора Z приводит только к

сглаживанию модуляции концентрации носителей N , вызванной интерференцией распределений полей u^+ и u^- . Следовательно, в каждом сечении $z = z_i$ функция $N(y, z_i)$ определяется распределением суммы интенсивностей $|u^+|^2$ и $|u^-|^2$ в этом сечении. Поэтому в качестве уравнения для N будем использовать одномерное стационарное уравнение диффузии

$$\frac{\lambda_D^2}{\tau_{\text{sp}}} \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} = \frac{N}{\tau_{\text{sp}}} - \frac{J(y)}{mde} + \frac{\operatorname{Im}(\delta\varepsilon_N)}{8\pi\hbar dm} (|u^+|^2 + |u^-|^2), \quad (4)$$

где τ_{sp} – время спонтанной рекомбинации; e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка. Первое слагаемое в правой части уравнения (4) характеризует спонтанные переходы, второе – инжекцию носителей, третье – вынужденные переходы. В случае, когда гетероструктура содержит несколько активных слоев, мы полагаем, что концентрации носителей $N(y, z)$ в каждом из них совпадают.

Распределение плотности тока инжекции вдоль оси Y считаем ступенчатой функцией:

$$J(y) = \begin{cases} J_0, & |y| \leq W/2, \\ 0, & |y| > W/2, \end{cases}$$

где W – ширина гребня.

Температурный профиль эффективной диэлектрической проницаемости $\delta\varepsilon_T$ определяется формулой:

$$\delta\varepsilon_T(y) = 2n_0 \frac{\partial n}{\partial T} \int T(x, y) |v(x, y)|^2 dx. \quad (5)$$

Распределение $T(x, y)$ определяется для планарной гетероструктуры с заданными для каждого слоя коэффициентом теплопроводности χ_i , толщиной w_i и распределением плотности мощности источников тепла f , т. е. мы пренебрегаем наличием гребня в тепловой задаче. Для расчета профиля температуры $T(x, y)$ использована методика, близкая к описанной в [11]. Основное влияние на волноводный эффект в горизонтальной плоскости оказывают источники тепла, локализованные под гребнем, – джоулево тепло в слоях гетероструктуры и тепло термализации носителей в активном слое. Их плотность такова:

$$f(x, y) = \begin{cases} J(y) \Delta V_{\text{qd}} / (dm) & \text{(в активном слое)}, \\ [J(y)]^2 \rho_i & \text{(в остальных слоях)}, \end{cases}$$

где ρ_i – удельное сопротивление i -го пассивного слоя гетероструктуры; ΔV_{qd} – напряжение, характеризующее термализацию носителей в активном слое (дефект кванта).

Полагая $k_0 = \omega n_0 / c$, подставим выражение (1) в двумерное волновое уравнение и, используя приближение медленной амплитуды, получим для u^\pm

$$\frac{\partial u^\pm}{\partial z} = \mp \frac{1}{2ik_0} \left[\frac{\partial^2 u^\pm}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (\delta\varepsilon_b + \delta\varepsilon_N + \delta\varepsilon_T) u^\pm \right], \quad (6)$$

В дополнение к уравнению (6) определим граничные условия для поля на зеркалах лазера:

$$\begin{aligned} u^+(y, 0) &= \sqrt{R_1} u^-(y, 0), \\ u^-(y, L) &= \sqrt{R_{\text{out}}} u^+(y, L), \end{aligned} \quad (7)$$

где R_1 и R_{out} – коэффициенты отражения зеркал по интенсивности.

Выходная мощность определяется выражением

$$P = \frac{cn_0}{8\pi} (1 - R_{out}) \int |u^+(y, L)|^2 dy. \quad (8)$$

Уравнения (6) и (4) с граничными условиями (7) образуют систему связанных нелинейных уравнений. Для определения самосогласованного стационарного решения этой системы использовался итерационный метод, аналогичный методу Фокса – Ли и описанный в [2]. При численной реализации вышеописанных итераций распространение поля осуществлялось методом распространения пучка (МРП) с использованием быстрого преобразования Фурье [12]. Нелинейное относительно N уравнение решалось методом итераций, описанным в [2]. Связывание уравнений для поля и концентрации носителей выполнялось после каждого шага МРП, т. е. после каждой трансляции поля из сечения $z = z_i$ в сечение $z = z_{i+1}$ вычислялось новое распределение $N(y, z_{i+1})$. Такой способ расчета аналогичен методу связанного решения, описанному в [13].

3. Результаты моделирования и их анализ

С использованием представленной выше модели были проведены расчеты излучательных характеристик гребнёвого лазера, имеющего прямоугольную форму гребня и один квантоворазмерный активный $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -слой. Параметры, используемые в расчете, приведены в табл. 1. Зависимости усиления $G(N)$ и изменения показателя преломления $\Delta n(N)$ от концентрации носителей N для активной области рассчитывались в соответствии с [14].

Вначале для упрощения анализа мы пренебрегли влиянием теплового волновода. На рис. 1 приведены типичные расчетные ватт-амперная характеристика и распределения интенсивности в дальней (б) и ближней (в) зонах в горизонтальной плоскости для лазера с $W = 4$ мкм и скачком эффективного показателя преломления, созданного гребнем, $\delta n_b = \text{Re}(\delta \varepsilon_b)/(2n_0) = 0.004$. На рис. 2 для этого же случая показаны распределения концентрации носителей, эффективного показателя преломления n_{eff} и эффективного усиления у «глухого» и выходного зеркал лазера при токах накачки $I = 30$ и 300 мА (рассчитанный пороговый ток $I_{\text{th}} = 15$ мА). Видно, что уже при $I/I_{\text{th}} = 2$ концентрации носителей в максимуме на «глухом» и выходном зеркалах различаются в 1.7 раза, а при $I/I_{\text{th}} = 20$ они существенно различаются и по форме, что приводит к различию в распределениях $\delta \varepsilon$. Из рис. 2, в видно, что

Табл. 1. Параметры лазера, используемые в расчете.

| Параметр | Значение параметра |
|---|--------------------|
| Длина волны лазера $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ (мкм) | 0.98 |
| Постоянная составляющая эффективного показателя преломления n_0 | 3.45 |
| Коэффициент отражения глухого зеркала R_1 | 0.95 |
| Коэффициент отражения выходного зеркала R_{out} | 0.05 |
| Коэффициент оптического ограничения Γ | 0.012 |
| Спонтанное время жизни τ_{sp} (нс) | 2 |
| Диффузионная длина λ_D (мкм) | 1.5 |
| Толщина активного слоя d (мкм) | 0.008 |

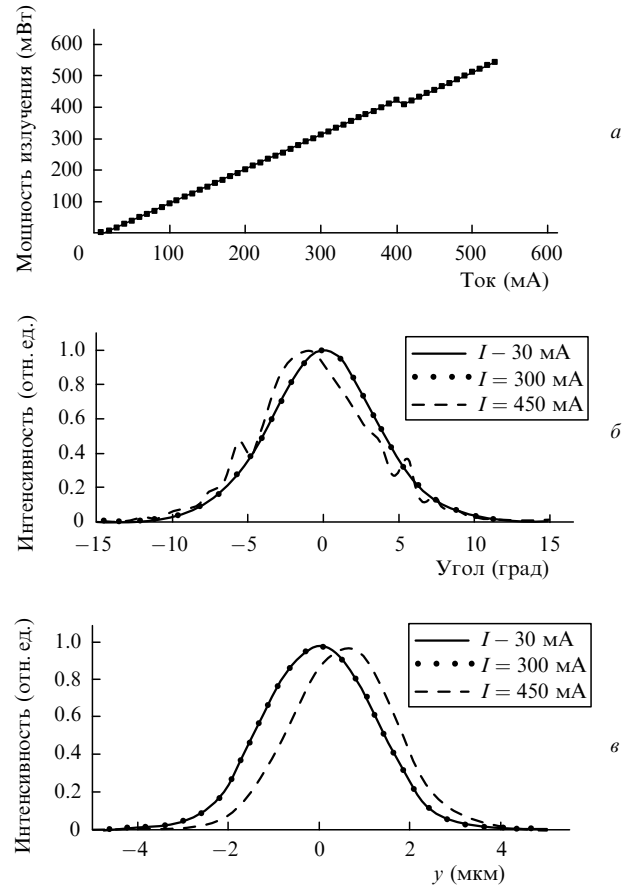


Рис. 1. Расчетные ватт-амперная характеристика (а) и распределения интенсивности в дальней (б) и ближней (в) зонах в горизонтальной плоскости для лазера с $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.004$ при различных значениях I .

при токе накачки 300 мА усиление для нулевой моды вблизи «глухого» зеркала более чем в 2 раза превышает усиление вблизи выходного зеркала. Следовательно, нелинейные модели, не учитывающие распределения носителей и поля вдоль оси резонатора, для мощных лазеров применимы только вблизи порога генерации. При токах, характерных для мощных гребнёвых лазеров, необходим учет распределений N и u^\pm вдоль оси резонатора z .

Помимо мощности, в лазерах с высокой яркостью излучения большую роль играет качество пучка излучения. В связи с этим нами была исследована зависимость максимальной выходной мощности, при которой поле еще является поперечно-одномодовым, от ширины гребня W и встроенного скачка показателя преломления δn_b . Исследованное множество параметров можно разделить на четыре области, представленные на рис. 3. Первая область ограничена скачком показателя преломления, сравнимым с величиной антиволноводного вклада носителей $\delta n_b \sim 0.001$. При таких δn_b и всех используемых значениях W возникновение генерации и выходные характеристики излучения определяются зачастую не встроенным горизонтальным волноводом, заданным геометрией гребня, а случайными вкладами в диэлектрическую проницаемость. Все это приводит к изменению выходных характеристик от лазера к лазеру, что зачастую нежелательно. Даже если предположить, что все неконтролируемые вариации ε исключены, влияние носителей приведет к тому, что в лазере будет образован волновод, обусловленный усилением (gain-guided laser), распределение поля

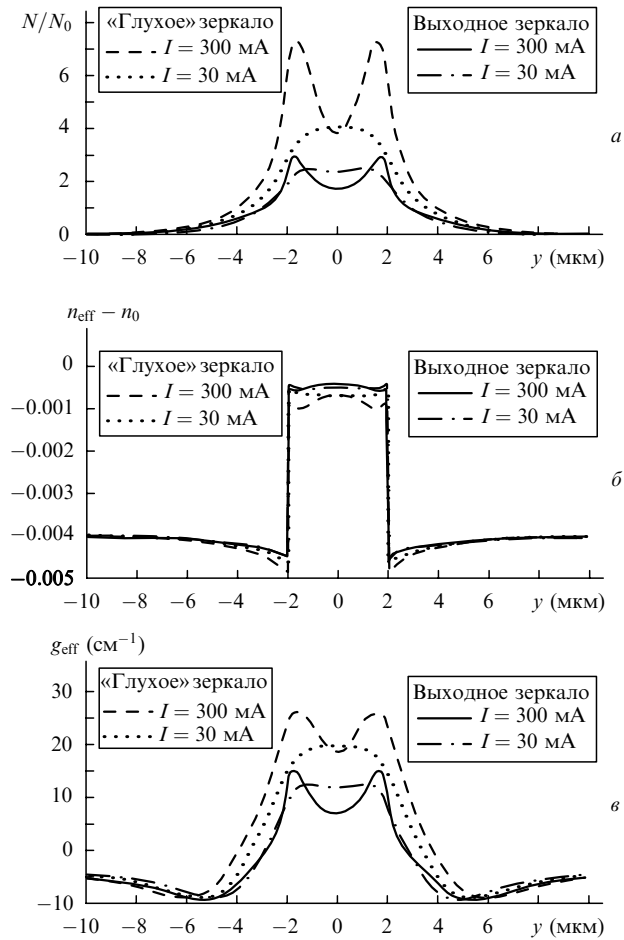


Рис.2. Распределения концентрации носителей N (а), эффективного показателя преломления n_{eff} (б) и эффективного усиления g_{eff} (в) вблизи «глухого» и выходного зеркал лазера при токах, в 2 и 20 раз превышающих пороговый ($I_{\text{th}} = 15$ мА), для лазера с $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.004$.

в дальней зоне при этом будет сильно зависеть от тока накачки, а M^2 -фактор для выходного пучка существенно превысит единицу. Для иллюстрации сказанного на рис.4 приведен пример рассчитанной ватт-амперной характеристики и распределений интенсивности в дальней зоне при двух токах и соответствующие им значения M^2 -фактора для $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.001$.

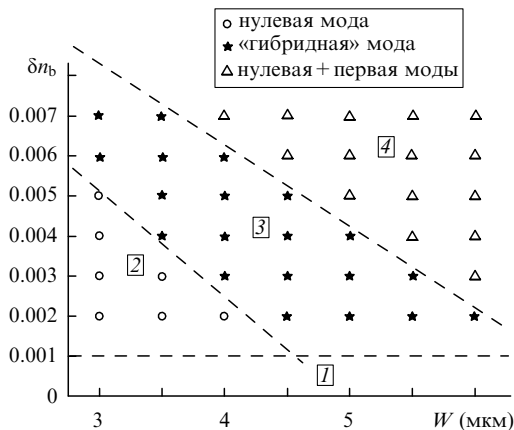


Рис.3. Области значений ширины гребня W и встроенного скачка показателя преломления δn_b с различными типами срыва поперечно-одномодовой генерации (деление прямыми условно).

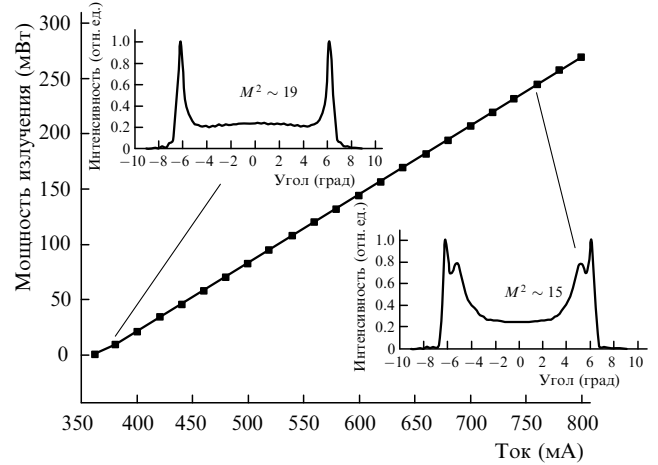


Рис.4. Расчетные ватт-амперная характеристика, распределения интенсивности в дальней зоне в горизонтальной плоскости и значения M^2 -фактора для лазера с $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.001$.

Вторая область на рис.3 – это область относительно «слабого» волновода. Она характеризуется тем, что во всем диапазоне токов накачки существует только нулевая поперечная мода. В этой области для параметров, приведенных в табл.1, расчетная выходная мощность не ограничена (расчет проводился до мощности 1 Вт), а профиль нулевой моды практически не изменяется во всем диапазоне токов. В реальности же мощность в лазерах с такими параметрами горизонтального волновода будет ограничена плотностью потока излучения, при которой достигается оптический пробой выходного зеркала лазера. Например, для $W = 3$ мкм и $\delta n_b = 0.005$ плотность оптического потока становится близкой к критической ($\sim 2 \times 10^7$ Вт/см²) уже при выходной мощности ~ 300 мВт.

В области 4, которая характеризуется относительно большими значениями δn_b и W , в волноводе могут распространяться две моды и более («сильный» волновод). Даже при малых уровнях накачки отношение модовых усилений для первой и нулевой поперечных мод близко к единице. Поэтому уже при токах $I > (2 - 5)I_{\text{th}}$ модовый коэффициент усиления для первой моды достигает порогового значения. Это ограничивает максимальную выходную мощность в одномодовом режиме на уровне 120 мВт.

В области 3 – промежуточной между областями 2 и 4 – волновод также поддерживает более одной моды, но отношение модовых усилений для первой и нулевой мод заметно меньше единицы. Так, при $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.004$ модовый коэффициент усиления для первой поперечной моды, рассчитанный в линейном приближении при фиксированном распределении $\epsilon_{\text{eff}}(y, z)$, которое соответствует распределению поля при мощности вблизи точки срыва поперечно-одномодовой генерации, составляет ~ 7 см⁻¹, что на 8 см⁻¹ ниже порога генерации. В данной области максимальная мощность одномодовой генерации ограничена как эффектом «гуляния» пучка (beam steering) [15–17], так и оптическим пробоем. Однако поскольку в этом случае W может быть несколько больше, чем в области 2, то можно ожидать, что и оптический пробой будет происходить при большей выходной мощности. При заданных значениях из табл.1 в области 3 находятся оптимальные геометрические параметры гребня. Так, например, для $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.004$ эффект «гуляния» начинается при мощности 430 мВт, а

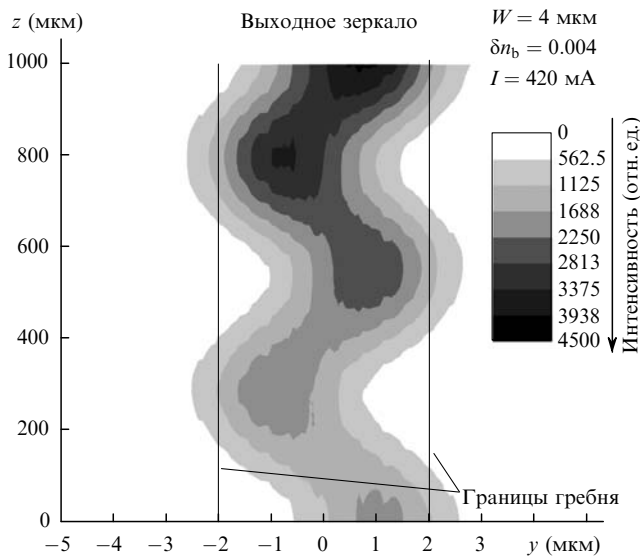


Рис.5. Распределение суммарной интенсивности поля $|u^+|^2 + |u^-|^2$ по резонатору лазера с $W = 4$ мкм и $\delta n_b = 0.004$.

критическая плотность потока $\sim 2 \times 10^7$ Вт/см² достигается при мощности 360 мВт.

В этой связи именно область 3, наряду с областью 2, можно считать областью наиболее оптимальных параметров волновода с точки зрения получения максимальной яркости излучения.

Эффект «гуляния» пучка наиболее наглядно иллюстрирует рис.5, на котором показано распределение интенсивности излучения в объеме резонатора лазера. Змеевидный характер распространения пучка можно интерпретировать как появление нелинейной гибридной моды, представляющей собой некую суперпозицию нулевой и первой мод. Метод Фокса–Ли не позволяет выявить в чистом виде все возможные решения. Он дает только одно самосогласованное распределение поля с наиболее высоким усилением. Поэтому если усиление первой моды сравнивается с усилением нулевой моды и при этом возможна стационарная генерация, то автоматически решение имеет вид такой гибридной моды. Очевидно, что результирующее распределение амплитуды на выходном зеркале будет зависеть от фазовых соотношений между нулевой и первой модами, и поэтому оно весьма чувствительно к величине рабочих параметров (тока, температуры и т. д.). Это и приводит к «гулянию» пучка как в ближней, так и в дальней зонах при изменении рабочих параметров, например тока накачки. Следует отметить, что далеко не всегда фазовые соотношения таковы, что они сохраняются после обхода поля такой гибридной моды по резонатору. В этом случае итерации Фокса–Ли перестают быть сходящимися, что означает отсутствие стационарных решений. Несколько упрощенно аналогичная интерпретация эффекта «гуляния» пучка в виде появления гибридной моды была предложена ранее в работах [15–17].

Учет наведенного теплового волновода не меняет качественного разделения параметров на указанные области, но деформирует границы между ними. На рис.6 приведены результаты моделирования излучательных характеристик для лазера с $W = 3$ мкм и $\delta n_b = 0.004$ с учетом и без учета теплового волновода. Учет последнего приводит к тому, что при токе 500 мА возникает гиб-

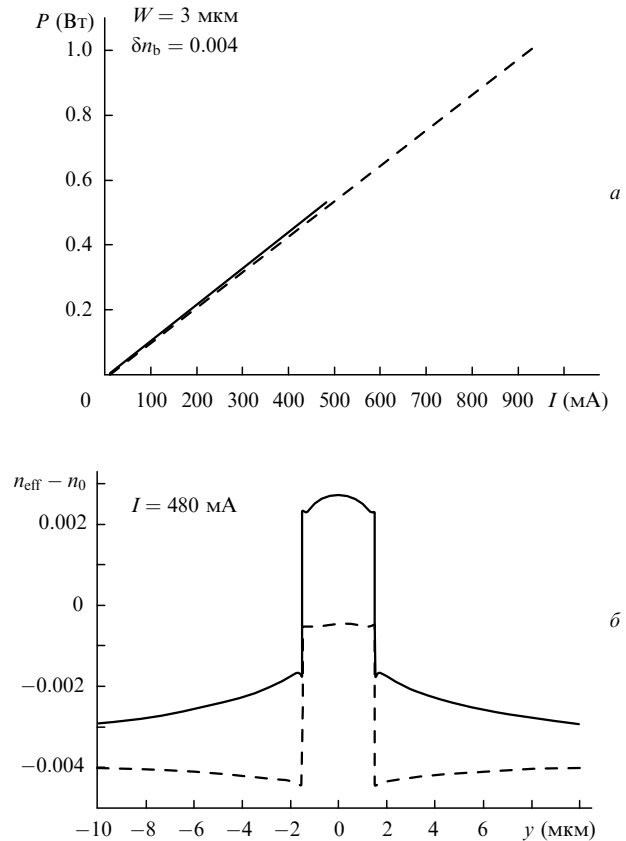


Рис.6. Сравнение расчетных ватт-амперных характеристик (а) и распределений эффективного показателя преломления $n_{\text{эфф}}$ у выходного зеркала (б) с учетом (сплошные кривые) и без учета (штриховые кривые) теплового волновода в лазере с $W = 3$ мкм и $\delta n_b = 0.004$; $I = 480$ мА.

ридная мода и численные итерации перестают сходиться. Таким образом, тепловой волновод сдвигает рабочую точку из области 2 в область 3, поскольку разогрев области накачки приводит к увеличению и уширению профиля $n_{\text{эфф}}$ (рис.6,б).

На рис.7 представлены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований ватт-амперной характеристики, а также распределений интенсивности в дальней зоне в горизонтальной и вертикальной плоскостях гребневого лазера на основе AlGaAs/GaAs с длиной волны излучения 0.81 мкм, описанного в [18]. Из рис.7,б видно, что измеренное распределение интенсивности в вертикальной плоскости, как говорилось выше, не зависит от режима работы лазера и совпадает с расчетным. Рассчитанные пороговый ток и дифференциальная эффективность хорошо согласуются с экспериментально измеренными (рис.7,а). Расчетное значение максимального тока, до которого сохраняется режим одномодовой генерации, равно 440 мА, однако из эксперимента видно (рис.7,б), что при токе 220 мА горизонтальное распределение интенсивности поля в дальней зоне искривляется и становится несимметричным. Это означает, что в эксперименте эффект «гуляния» проявился раньше, чем дал расчет. Причиной такого расхождения может быть отступление реальной формы гребня (например, ее изменение вдоль оси резонатора) от расчетной, а также количественное различие между расчетным и реальным параметрами, характеризующими антиволноводное действие носителей.

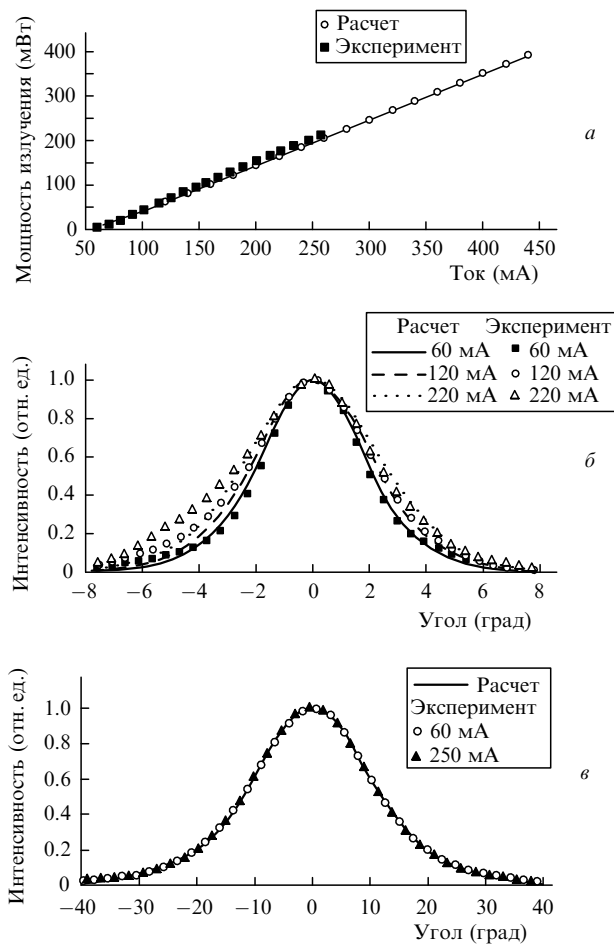


Рис. 7. Сравнение расчетных характеристик (настоящая работа) и экспериментальных излучательных характеристик гребнёвого лазера на основе AlGaAs/GaAs (работа [18]) – ватт-амперные характеристики (а) и распределения интенсивности в дальней зоне в горизонтальной (б) и вертикальной (в) плоскостях.

4. Заключение

Представленная нелинейная модель взаимодействия поля с носителями позволяет численно рассчитывать излучательные характеристики гребнёвых лазеров с учетом зависимостей распределения поля и носителей вдоль оси резонатора. Такие расчеты, в отличие от линейной модели [3], определяющей дефициты усиления для различных поперечных мод на пороге лазерной генерации (фундаментальной моды), позволяют ответить на вопрос, какая величина этого дефицита является оптимальной в данной гетероструктуре для получения максимальной мощности в одной поперечной моде.

Исследования максимальной излучаемой мощности в зависимости от ширины гребня W и встроенного скачка эффективного показателя преломления δn_b показали, что, с одной стороны, при малых W , лежащих в области 2 (см. рис.3), распределение поля остается поперечно-одномодовым до токов, превышающих пороговый в десятки раз, в широком диапазоне значений δn_b . При больших ширинах гребня, лежащих в области 4, первая мода возникает уже при токах, превышающих порог всего в несколько раз, даже для $\delta n_b = 0.002$. Минимальная ширина гребня определяется оптическим разрушением граней лазерного диода, сверху же она ограничена возникновением многомодовой генерации. При малых δn_b возможен

режим генерации в условиях волновода, образованного усилением, и излучательные характеристики могут случайным образом изменяться от образца к образцу. При больших же δn_b опять возникает режим многомодовой генерации. Таким образом, для каждой гетероструктуры существуют оптимальные, требующие расчета значения ширины гребня и скачка показателя преломления, при которых достигается максимальная яркость и стабильное распределение поля.

Для мощных гребнёвых лазеров является существенным учет распределений поля и концентрации носителей вдоль оси z , т. к. распределение поля и модовое усиление на «глухом» и выходном зеркалах могут существенно различаться.

Следует отметить, что рассчитанные в настоящей работе пороговый ток, дифференциальная эффективность и распределения интенсивности в дальней зоне при различных токах накачки хорошо согласуются с экспериментальными результатами для лазера, исследованного в работе [18].

Анализ многообразия полученных численных результатов для излучательных характеристик лазеров при высокой ($\sim 10^7$ Вт/см²) плотности оптического потока позволяет прояснить общую качественную картину самовоздействия оптического потока при его распространении по активной области. Физическая природа его хорошо известна и обусловлена пространственным «выгоранием» инверсии с последующим пространственным изменением комплексной диэлектрической проницаемости, т. е. изменением усиления и показателя преломления. Причем можно считать, что пространственное изменение показателя преломления сказывается на излучательных характеристиках лазера более драматично, чем изменение усиления. Тем не менее в чистом виде отделить влияние изменения усиления от изменения показателя преломления вряд ли возможно. Все это – проявление оптической нелинейности. В крайних случаях, например при достаточно сильном волноводе ($\delta n_b \gg 3 \times 10^{-3}$), когда встроенный скачок показателя преломления больше, чем изменение показателя преломления, обусловленное выгоранием инверсии, эта оптическая нелинейность приводит, в основном, к изменению пространственного профиля пучка посредством одновременного возбуждения мод с разными поперечными индексами. При этом поперечное распределение амплитуды каждой отдельной моды можно с хорошим приближением считать совпадающим с распределением для этой моды волновода на пороге лазерной генерации. Другими словами, в данном случае в результате оптической нелинейности «перемешиваются» различные поперечные моды, каждая из которых соответствует решению линейной задачи.

Можно выделить и другой крайний случай, когда волновод слабый ($\delta n_b < 1 \times 10^{-3}$) или многомодовый ($W > 5$ мкм). В этом случае нелинейность приводит к тому, что пространственное распределение уже нельзя представлять в виде набора мод какого-либо постоянного волновода, его просто не существует. Каждой мощности лазера соответствует свой профиль диэлектрической проницаемости, которому отвечает самосогласованное поперечное распределение амплитуды поля. Оставаясь в терминах мод, можно говорить о некоей нелинейной моде, которая испытывает самодеформацию при изменении мощности излучения лазера (тока накачки).

Нелинейный характер задачи может приводить к не-

однозначной зависимости выходной мощности от тока накачки. Так, показано, что тепловой вклад в горизонтальный волновод может вызывать деформацию границ между областями с различным сценарием срыва поперечно-одномодовой генерации. Это может приводить, в частности, к возрастанию шумов при случайной импульсной модуляции в режиме больших мощностей излучения. В этой ситуации при модуляции тока лазера случайной последовательностью импульсов неоднородность распределения температуры и, соответственно, тепловой волновод, могут зависеть от предыстории прихода в данную рабочую точку по току, а значит, при работе на предельных мощностях выходная мощность также будет зависеть от предыстории, что и может привести к резкому возрастанию шумов при передаче данных.

1. Walpole J.N. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 623 (1996)
2. Paschke K., Bogatov A.P., Drakin A.E., Guther R., Stratonnikov A.A., Wenzel H., Erbert G., Trankle G. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **9** (3), 835 (2003).
3. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А., Симаков А.В., Успенский М.Б., Челный А.А., Богатов А.П., Дракин А.Е., Плисюк С.А., Стратонников А.А. *Квантовая электроника*, **32** (12), 1099 (2002)
4. Agrawal G.P., Joyce W.B., Dixon R.W., Lax M. *App. Phys. Lett.*, **43** (1), 11 (1983).
5. Agrawal G.P. *J. Lightwave Technol.*, **2** (4), 537 (1984).
6. Witzigmann B., Witzig A., Fichtner W. *IEEE Transactions Electron Devices*, **47** (10), 1926 (2000).
7. Borruel L., Sujecki S. и др. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4646**, 355(2002).
8. Lim Jun Jun, Benson T. M., Larkins E. C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41** (4), 506 (2005).
9. Napartovich A.P., Elkin N.N., Sukharev A.G., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V., Nesnidal M., Stiers E., Mawst J., Botez D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42** (6), 589 (2006).
10. Батрак Д.В., Плисюк С.А. *Квантовая электроника*, **36** (4), 349 (2006).
11. Menesguen Y., Kuszelewicz R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41** (7), 901 (2005).
12. Feit M.D., Fleck J.A., Jr. *Appl. Opt.*, **17** (24), 3990 (1978).
13. Wykes J.G., Borruel L., Sujecki S., Sewell P., Benson T. M., Larkins E. C., Esquivias I. *Proc. 4th Intern. Conf. on Computation Electromagnetics* (Bournemouth, UK, April 2002, p. 7).
14. Wenzel H, Erbert G., Enders P.M. *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, **5** (3), 637 (1999).
15. Guthrie J. et al. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, **6** (12), 1409 (1994).
16. Schemmann M.F.C. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **66** (8), 920 (1995).
17. Herzog W.D., Goldberg B.B., Unlu M.S. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, **12** (12), 1604 (2000).
18. Плисюк С.А., Акимова И.В., Дракин А.Е., Бородаенко А.В., Стратонников А.А., Поповичев В.В., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35** (6), 515 (2005).