

Мощные поперечно-одномодовые полупроводниковые лазеры с гребнёвой конструкцией оптического волновода

В.В.Поповичев*, Е.И.Давыдова*, А.А.Мармалюк*, А.В.Симаков*, М.Б.Успенский*,
А.А.Чельный*, А.П.Богатов**, А.Е.Дракин**, С.А.Плисюк***, А.А.Стратонников***

Оптимизация волноводных свойств гребнёвой структуры полупроводникового гетеролазера позволила получить поперечно-одномодовую генерацию с выходной мощностью в непрерывном режиме свыше 200 мВт. Качество оптического пучка близко к дифракционному пределу, а его яркость превышает 5×10^7 Вт·см⁻²·ср⁻¹. Показано, что расчетные и экспериментальные параметры оптического пучка лазера совпадают с высокой точностью, что допускает их уверенное моделирование.

Ключевые слова: гребнёвый лазер, эффективный показатель преломления, дифракционный пучок.

1. Введение

Одной из замечательных идей, сформулированных Н.Г.Басовым и его соавторами, была идея использования полупроводника в качестве активной среды лазера [1]. Насколько она была пророческой, свидетельствует тот факт, что в 2000 г. 75 % объема продаж всех типов лазеров [2] пришлось на полупроводниковые лазеры. Это является практическим подтверждением уникальных свойств полупроводниковых лазеров. Например, для ряда полупроводниковых лазеров, работающих в стандартных условиях, полный КПД лазера может превышать 50 %, что всего лишь вдвое меньше, чем у идеального источника.

Высокая наукоемкость полупроводникового лазера уже на протяжении более 40 лет обеспечивает непрерывное совершенствование его параметров за счет развития как физики полупроводников, так и квантовой электроники.

В настоящей статье изложены некоторые результаты исследований в области создания поперечно-одномодовых гребнёвых лазеров, работающих в красной и ближней ИК ($\lambda \leq 1.5$ мкм) областях спектра. Лазеры этого типа позволяют наглядно продемонстрировать, каким образом решение современной физической задачи приводит к достижению высокого практического результата – созданию лазера с расходимостью пучка, близкой к дифракционному пределу, и с плотностью потока излучения, близкой к определяемой оптическим разрушением материала.

2. Оптическое ограничение пучка в активной среде в горизонтальном направлении

Хорошо известно, что в подавляющем большинстве случаев поперечное распределение поля электромагнитной волны полупроводниковых лазеров определяется оптическим волноводом, т. е. задается поперечным распределением диэлектрической проницаемости активной области. В направлении, перпендикулярном слоям структуры (его обычно называют вертикальным), оптический волновод всегда задан структурой слоев, в которой каждый слой имеет свой показатель преломления, а все вместе они образуют квазиплоский волновод. В другом поперечном направлении (горизонтальном) ситуация может быть более сложной. В исследуемых в настоящей работе лазерах оптическое ограничение пучка, или оптический волновод, в горизонтальном направлении обеспечивается гребнёвой конструкцией структуры.

На рис.1 представлены схема и изображение выходной грани лазера, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Такая структура изготавливается следующим образом. Верхние слои планарной гетероструктуры подвергаются профилированному травлению только в y -направлении, в то время как в z -направлении структура не травится, поэтому окончательная форма имеет вид гребня шириной W . В области гребня $|y| < W/2$ травление не идет и структура сохраняет свой первоначальный вид. Вне гребня ($|y| > W/2$) вытравливаются все слои, находящиеся выше p -эмиттера, и частично травится p -эмиттерный слой. В результате толщина гребня h изменяется вдоль оси y от значения d_{em} – начальной толщины эмиттерного слоя при $|y| < W/2$, до некоторого значения h_s при достаточно больших y ($|y| \gg W/2$). Затем вся верхняя часть структуры, за исключением поверхности гребня, покрывается или зарастается изолирующим слоем. Окончательно на всю поверхность наносится металлический контактный слой. Таким образом, верхний электрический контакт структуры подводится только к поверхности гребня.

При прохождении тока через электрический канал,

*ФГУП «НИИ "Полюс" им. М.Ф.Степнякова», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

***Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер., 9

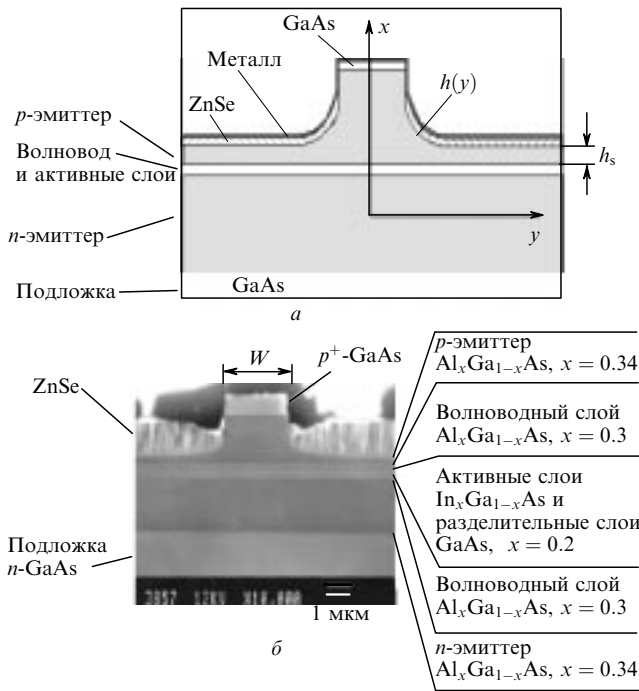


Рис. 1. Схема (а) и фотография выходного зеркала (б) гребнёвого лазера.

ограниченный шириной гребня W , в направлении оси y создается некоторая оптическая неоднородность комплексной диэлектрической проницаемости (за счет изменения усиления) и показателя преломления активного слоя (за счет изменения концентрации носителей). Эта неоднородность может придавать структуре волноводные свойства – создавать волновод, наведенный усилением (gainguide). Однако многочисленные исследования показали, что волноводные свойства такого волновода совершенно недостаточны для формирования устойчивого распределения поля в направлении y даже при мощностях излучения в несколько милливатт. Поэтому основной волноводный эффект в горизонтальном направлении для настоящих лазеров создается самой формой гребня за счет соответствующего изменения остаточной толщины h верхнего эмиттерного слоя вдоль направления y .

Проанализируем волноводные свойства структуры в рамках приближения эффективного показателя преломления, развитого и исследованного ранее в большом числе работ (см., напр., [3, 4] и ссылки в них).

Как видно из рис. 1, в результате формирования гребня диэлектрическая проницаемость ϵ становится функцией поперечных координат x и y даже в отсутствие накачки, т. е. для «холодной» активной области. В основе приближения лежит то обстоятельство, что в большинстве практически интересных случаев пространственное распределение амплитуды поля E в лазере можно представить в следующем виде:

$$E = U(x, y)V(y) \exp(i\beta z - i\omega t), \quad (1)$$

где β – комплексная константа распространения излучения вдоль оси z' ; ω – частота излучения. Изменение амплитуды поля E вдоль оси x происходит значительно быстрее, чем вдоль оси y , т. е.

$$\left| \frac{\partial U}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|, \quad \left| \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial y} \right|. \quad (2)$$

Подставив выражения для поля (1) в скалярное волновое уравнение и выполнив элементарные операции, получим

$$\frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + 2 \frac{1}{UV} \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, y) + \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \beta^2 = 0. \quad (3)$$

Поскольку два последних члена не зависят от x , а являются только функцией y , то эту функцию можно обозначить через $\tilde{\beta}^2(y)$:

$$\tilde{\beta}^2(y) = \beta^2 - \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}. \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) переписывается в виде

$$\frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{1}{U} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + 2 \frac{1}{UV} \frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, y) - \tilde{\beta}^2(y) = 0. \quad (5)$$

Если использовать соотношения (2), то уравнение (5) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, y) - \tilde{\beta}^2 \right] U = 0. \quad (6)$$

Решение (6) соответствует решению задачи для плоского диэлектрического волновода, у которого диэлектрическая проницаемость является функцией одной переменной x , а значение y является только параметром задачи. Поэтому, взяв некоторое фиксированное y_0 и решив (6), мы находим одновременно $U(x, y_0)$ и $\tilde{\beta}^2(y_0)$. Перебирая все значения y_0 , мы, таким образом, определяем функцию $\tilde{\beta}^2(y)$. Нетрудно видеть, что физический смысл $\tilde{\beta}^2(y)$ соответствует константе распространения волны в плоском диэлектрическом волноводе. Соответственно эту функцию можно представить как

$$\tilde{\beta}^2(y) = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y) = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{n}_{\text{eff}}^2(y), \quad (7)$$

где $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость; \tilde{n}_{eff} – эффективный показатель преломления. Подставляя затем найденное $\tilde{\beta}^2(y)$ в (4), получаем уравнение, аналогичное (6):

$$\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y) - \beta^2 \right] V = 0. \quad (8)$$

Решив его, окончательно находим выражение для поля (1), включая комплексную константу распространения β .

Таким образом, двумерная волноводная задача решается последовательно, как две одномерных задачи при решении уравнений (6) и (8). Вначале для диэлектрической проницаемости фиксируется значение $y = y_0$ и решается задача для волновода, диэлектрическая проницаемость которого ϵ является функцией только x : $\epsilon(x) \equiv \epsilon(x, y_0)$. Результатом решения является $\tilde{\beta}^2(y_0)$ или $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y_0)$ и $\tilde{n}_{\text{eff}}(y_0)$. Далее найденные для различных y_0 значения $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y_0)$ или $\tilde{n}_{\text{eff}}(y_0)$ рассматриваются как функции уже y , и еще раз решается одномерная задача (7), но уже с некоторыми

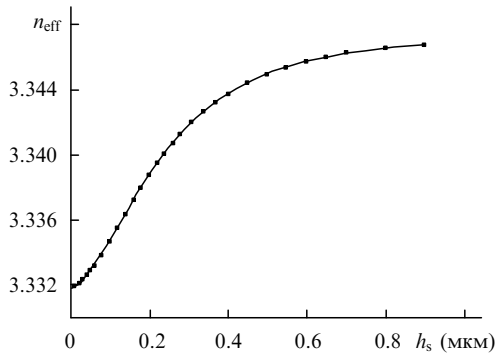


Рис.2. Зависимость эффективного показателя преломления от остаточной толщины p -эмиттерного слоя h_s .

эффективными значениями $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y)$ или $\tilde{n}_{\text{eff}}(y_0)$. В связи с этим данный метод называется методом эффективного показателя преломления.

Поскольку метод разделения переменных при решении волнового уравнения и условие (2) уже использовались ранее, то, конечно, существуют хорошо известные аналоги этого метода, например приближение Борна – Оппенгеймера. Роль «быстрой» координаты x играет электронная координата, а роль «медленной» координаты y – координата ядер. Основным достоинством этого метода является его простота при сравнительно удовлетворительной точности. Попутно заметим, что условия (2) являются неявными, поскольку изначально ни одна из функций $U(x, y)$ и $V(y)$ не известна. Тем не менее вначале можно решить задачу, предполагая, что условия (2) верны, а затем вернуться к ним и проверить, насколько адекватно полученное решение. Кроме того, в принципе можно уточнить решение, учтя доминирующую поляризацию излучения при решении уравнений (6) и (8). Точность получаемых таким образом решений с учетом поляризации остается вне рамок настоящего обсуждения.

Итак, кусочно-постоянная функция $\epsilon(x, y_0)$ задается ее значениями для всех слоев структуры (см. рис.1) и толщиной этих слоев. Причем определенному значению y_0 соответствует определенная толщина $h(y_0)$ p -эмиттерного слоя. Решив уравнение (6) для набора толщин h , мы найдем $\tilde{n}_{\text{eff}}(h)$. Пример такой зависимости для использованной в настоящей работе квантоворазмерной гетероструктуры показан на рис.2. Затем, используя данные об экспериментально измеренном профиле травления эмиттерного слоя $h(y)$, окончательно находим зависимость поперечного распределения эффективного показателя $\tilde{n}_{\text{eff}}(y)$:

$$\tilde{n}_{\text{eff}}(y) \equiv \tilde{n}_{\text{eff}}[h(y)]. \tag{9}$$

На рис.3 представлены рассчитанные с учетом данных рис.1 и 2 горизонтальные профили эффективного показателя преломления для двух гребнёвых структур, различающихся значениями h_s . Профили позволяют рассчитать волноводный эффект для горизонтального направления в полупроводниковом лазере гребнёвой конструкции. На рис.3 представлена только реальная часть $\tilde{n}_{\text{eff}}(y)$, тем не менее очевидно, что вследствие комплексности значений $\epsilon(x, y)$ расчеты дают комплексные значения $\tilde{\beta}^2(y)$ и $\tilde{n}_{\text{eff}}(y)$. В связи с этим эффективный горизонтальный профиль комплексной диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{\text{eff}}(y)$ включает в себя профиль как показателя преломления, так и усиления (поглощения).

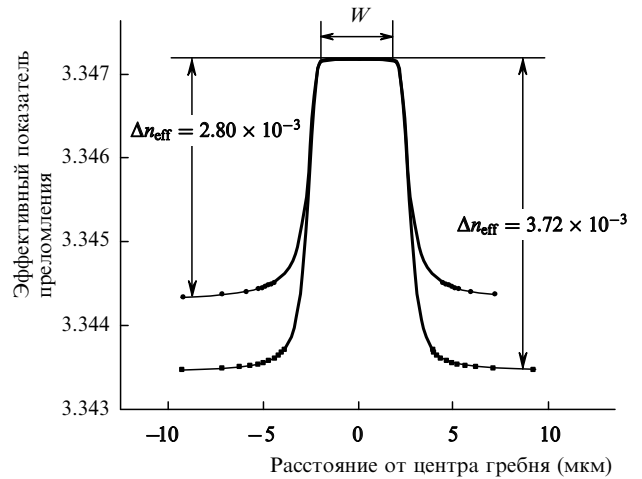


Рис.3. Расчетный профиль эффективного показателя преломления в горизонтальной плоскости.

3. Оптимизация волновода для получения лазерного пучка высокой яркости

Исследования показали, что для получения высокой мощности в одной поперечной моде необходима оптимизация волновода, создаваемого гребнёвой структурой. Эта оптимизация является результатом баланса противоположных факторов, воздействующих на лазерную генерацию при изменении волноводного эффекта. Так, если волновод в горизонтальном направлении слабый, т.е. скачок эффективного показателя преломления $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}} \ll 10^{-3}$, то хотя режим одномодовой генерации сохраняется до высоких мощностей, само распределение поля формируется за счет не только конструктивно-встроенного статического волновода, но и динамического волновода, возникающего из-за температурного перепада между центром активной области и удаленными пассивными (не накачиваемыми) областями. Возможно также формирование пространственного профиля показателя преломления вследствие механических напряжений при пайке лазерного диода. И наконец, один из самых нежелательных эффектов такого рода – это антиволноводное действие инжектируемых носителей.

Все перечисленные факторы примерно одинаково воздействуют на волноводный эффект и вызывают $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}} \sim 10^{-3}$. Это приводит к тому, что горизонтальное распределение амплитуды поля становится нестабильным, изменяясь с током инжекции лазера, в результате чего может возникнуть нелинейность ватт-амперной характеристики, называемая кинком. Для устранения этого нежелательного явления необходимо увеличивать эффективность конструктивно-встроенного волновода путем увеличения скачка эффективного показателя преломления $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}}$.

Казалось бы, этого можно достичь более глубоким травлением p -эмиттерного слоя, чтобы уменьшить его толщину h_s вне области гребня. Однако при значительном увеличении $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}}$, например до 10^{-2} , волновод уже может поддерживать не только одну фундаментальную моду, но и несколько высших мод. При увеличении $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}}$ пороги генерации всех этих мод сближаются. На рис.4 представлены зависимости порогового тока для первых трех мод от толщины h_s , рассчитанные с учетом данных, аналогичных представленным на рис.3. Видно что при $h_s \leq 0.37$ мкм возможна генерация как на фундаменталь-

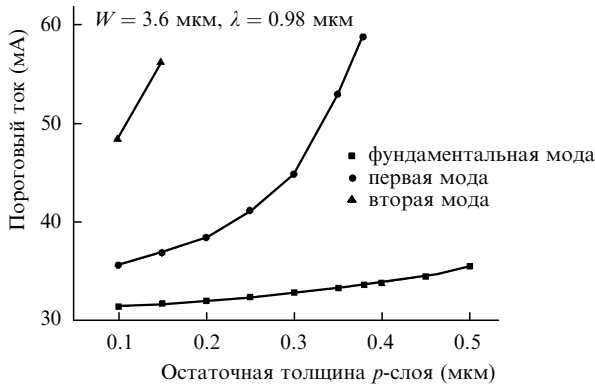


Рис. 4. Зависимости пороговых токов первых трех мод от остаточной толщины p -эмиттерного слоя h_s .

ной, так и на первой моде, а при $h_s \leq 0.1$ мкм – и на второй моде. Следовательно, при токах накачки, соответствующих выходной мощности ~ 10 мВт, возникает режим генерации на нескольких поперечных модах. Заметим, что распределение отдельной выделенной поперечной моды в таком лазере очень стабильно.

Таким образом, конструкции гребнёвого лазера оптимизируется для того, чтобы, с одной стороны, создать горизонтальный волновод с достаточно большим $\Delta\tilde{l}_{\text{eff}}$, обеспечивающим стабильное распределение поля фундаментальной моды; с другой стороны, $\Delta\tilde{l}_{\text{eff}}$ должно быть достаточно малым, чтобы предотвратить возбуждение многомодовой генерации. Этот выбор является одной из главных задач при получении высокой мощности в режиме генерации одной поперечной моды. Мысль о необходимости такого рода оптимизации горизонтального волновода была высказана Роем Ленгом [5] еще в 1979 г. Однако, для того чтобы создать лазер с оптимальным волноводом, потребовались усилия большого числа исследователей, имеющих дело с различными вариантами технических решений. Каждый этап исследований в этом направлении характеризовался своими достижениями. Здесь уместно отметить работу [6], в которой получены одни из наилучших в настоящее время результатов. В этом плане настоящая работа тоже отражает определенный уровень, достигнутый в направлении создания полупроводниковых лазеров с дифракционно-ограниченной расходимостью пучка. Ниже приведены экспериментальные результаты, которые характеризуют этот уровень.

4. Эксперимент

В настоящей работе исследованы образцы гребнёвых лазеров, изготовленные на основе квантоворазмерных полупроводниковых гетероструктур в системе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$. Данные по слоям структуры и их показателям преломления, а также их скорректированные значения (даны в скобках) приведены в табл.1. Резонатор лазерных диодов имел длину 1000 мкм, а коэффициенты отражения выходного и заднего зеркал составляли 3% и 95% соответственно. Все измерения были выполнены в непрерывном режиме работы лазеров без принудительного охлаждения при комнатной температуре.

Распределение интенсивностей в дальней зоне лазера регистрировалось автоматизированной с помощью компьютера установкой, описанной ранее в [7]. Распреде-

Табл.1. Характеристики слоев исследуемой лазерной структуры.

Номер слоя	Слой	Состав слоя x	Толщина (мкм)	Показатель преломления
1	p^+ -GaAs	–	0.4	3.529
2	p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.34 (0.349)	1.66	3.339 (3.334)
3	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.3 (0.295)	0.12	3.362 (3.365)
4	GaAs	–	0.007	3.529
5	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.2	0.0053	3.60
6	GaAs	–	0.007	3.529
7	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.2	0.0053	3.60
8	GaAs	–	0.007	3.529
9	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.3 (0.295)	0.12	3.362 (3.365)
10	n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.34 (0.349)	3.0	3.339 (3.334)
11	n -GaAs	–	100	3.529

ние интенсивности оптического потока на выходном зеркале лазера (ближняя зона) регистрировалось с помощью специальной оптической установки, включающей в себя высококачественный микрообъектив $0/\infty$ с числовой апертурой 0.65 и фокусным расстоянием 6.3 мм. Микрообъектив проецировал выходное зеркало лазерного диода на ПЗС-матрицу фотоприемников (256×256 пикселей), сигнал с которой анализировался ПК. Требуемое ослабление оптического потока достигалось за счет использования промежуточных зеркал, расположенных между объективом и ПЗС-матрицей. Такими зеркалами служили оптические стеклянные поверхности без покрытия с коэффициентами отражения 4% – 5%.

Установка обеспечивала 260-кратное увеличение изображения, так что 1 мкм в плоскости выходного зеркала лазера приходился на 20 пикселей ПЗС-матрицы. Для анализа сигнала ПЗС-матрицы было разработано оригинальное программное обеспечение, позволяющее провести факторизацию двумерного распределения интенсивности в плоскости ПЗС-матрицы в виде произведения одномерных распределений вдоль координат x и y :

$$P(x, y) = S(x)F(y), \quad (10)$$

где $S(x) \simeq |U(x, 0)|^2$; $F(y) = |V(y)|^2$, что наиболее адекватно представлению поля согласно соотношениям (1) и (2).

На рис.5 показано распределение интенсивности лазерного пучка в ближней и дальней зонах для «быстрого» (вдоль оси x) направления, перпендикулярного слоям структуры (см. рис.1). Многочисленные измерения, выполненные как в настоящей работе, так и ранее, свидетельствуют, что эти распределения с высокой точностью одинаковы для всех образцов лазеров, если образцы изготовлены из одной партии. Более того, эти распределения в подавляющем большинстве случаев не зависят от режима работы лазера и характеризуют структуру в целом.

Анализируя кривые рис.5,а, можно заметить, что распределение, рассчитанное по данным для состава слоев, заложенным в процессе изготовления структуры, несколько уже (штриховая кривая) экспериментального распределения. Скорректировав составы в пределах погрешности изготовления структур ($\pm 2\%$), можно достичь практически полного совпадения экспериментального и расчетного распределений интенсивности в дальней зоне. Отметим, что экспериментальные точки рис.5,а обозначены квадратами с существенно увеличенными размерами по сравнению с погрешностью измерений.

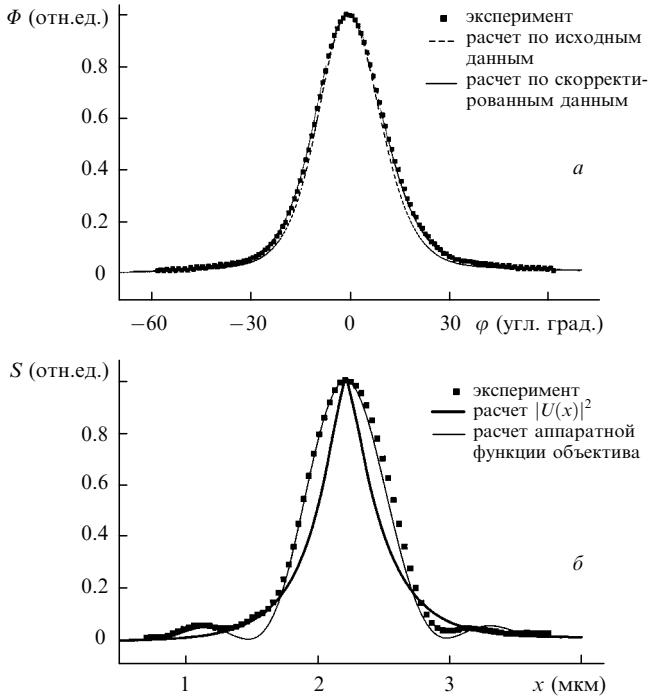


Рис.5. Распределение интенсивности $\Phi(\varphi)$ в дальней зоне (а) и распределение $S(x)$ в ближней зоне (б) в вертикальной плоскости.

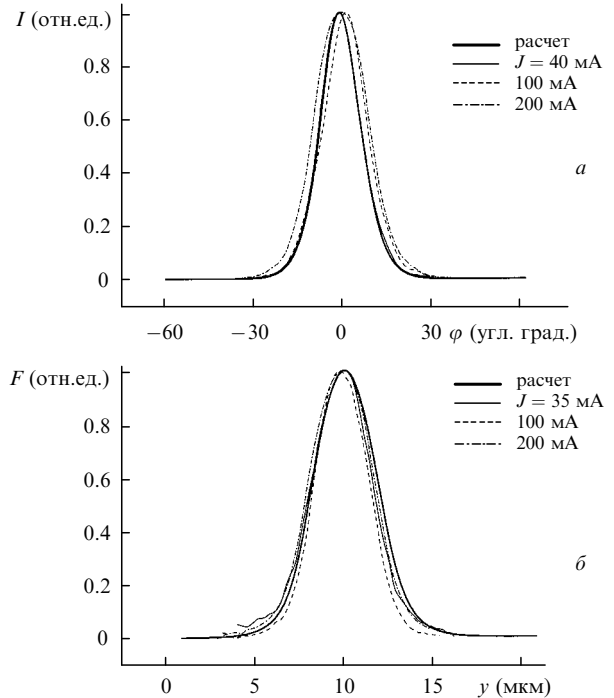


Рис.6. Распределение интенсивности в дальней (а) и ближней (б) зонах в горизонтальной плоскости при разных токах накачки.

Расчет выполнялся методом, описанным в [8, 9], для центра гребня ($y = 0$); в результате расчета были получены распределения интенсивности в дальней зоне $\Phi(\varphi)$ и в ближней зоне $S(x) \sim |U(x, 0)|^2$. Таким образом, результаты измерений полученного распределения интенсивности в дальней зоне могут быть использованы для контроля параметров выращенной гетероструктуры.

Распределение интенсивности в ближней зоне (рис. 5, б) $S(x)$ имеет почти тривиальный вид. Расчетная кривая, соответствующая квадрату модуля амплитуды поля собственной моды $|U(x)|^2$, находится внутри экспериментального распределения из-за конечного пространственного разрешения установки, ограниченного исключительно aberrацией объектива. Это следует из хорошего совпадения экспериментальных данных с расчетной кривой аппаратной функции объектива для одномерного случая и когерентного освещения, имеющей в данном случае вид

$$S(x) = \left[\frac{\sin(kAx)}{kAx} \right]^2, \quad (11)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор в вакууме; A – числовая апертура объектива. Заметим, что условие одномерности связано со значительной эллиптичностью пучка лазера и соответствует соотношениям (2).

Распределения интенсивности излучения в горизонтальной плоскости уже не столь однозначны, как в вертикальной, что можно видеть из рис.6. Расчет выполнен для профиля $\tilde{e}_{\text{eff}}(y)$, найденного методом, описанным в разд.2, с учетом реальной геометрии гребнёвой структуры (использована зависимость $h(y)$ из рис.1). Остаточная толщина p -эммиттерного слоя $h_s = 0.45$ мкм при ширине гребня $W = 3.6$ мкм. Эффективность «встроенного» волновода, образованного такой структурой, характеризуется скачком $\Delta \tilde{n}_{\text{eff}} \approx 3 \times 10^{-3}$. При незначительных токах накачки (35–40 мА), соответствующих

малому превышению порога лазерной генерации, экспериментальные и расчетные распределения практически совпадают, хотя экспериментальная кривая $F(y)$ несколько уже расчетной. Однако это отличие находится на уровне погрешности измерений. С ростом тока накачки расхождение между экспериментальной и расчетной кривыми несколько увеличивается. По сравнению с расчетами измеренная ширина распределения в ближнем поле уменьшается, а в дальнем поле – возрастает. Такое поведение можно объяснить небольшим динамическим изменением волноводных свойств структуры на фоне ее значительного «встроенного» статического волновода. Поскольку пространственный профиль концентрации носителей вдоль оси y изменяется вследствие их неоднородного «выгорания», то антиволноводное действие носителей зависит от мощности лазера и соответственно тока накачки, т. е. обеспечивает волноводный динамический эффект. Более интенсивное (по сравнению с периферийными областями) «выгорание» носителей происходит в центральной части под гребнем, что приводит к дополнительному волноводному эффекту. Горизонтальное распределение интенсивности волны в ближней зоне сужается, а распределение в дальней зоне соответственно расширяется по мере роста полной мощности излучения. В лазере со «слабым» волноводным эффектом в активной области это приводит к самовоздействию поля на его собственное распределение и к возникновению поперечной неустойчивости поля [5, 10–12] и нелинейности ватт-амперной характеристики в виде гистерезисных областей. В нашем случае волноводные свойства структуры достаточно высоки, и влияние носителей на волноводные свойства активной области сводится лишь к некоторому изменению распределений интенсивности в ближней и дальней зонах излучения лазера.

Поскольку относительное изменение распределения интенсивностей в горизонтальном направлении при увеличении мощности лазера невелико, качество оптическо-

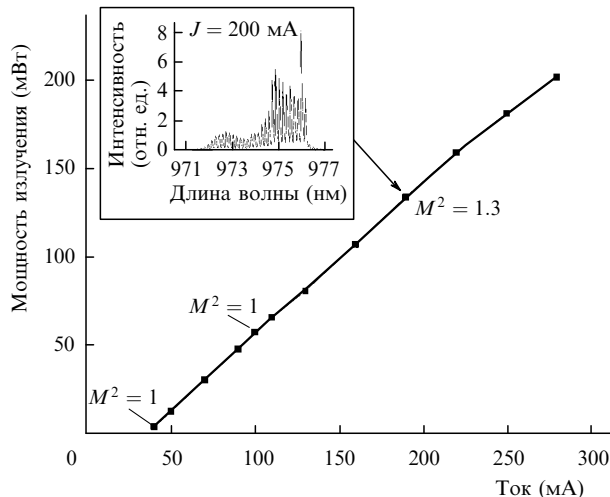


Рис.7. Типичная ватт-амперная характеристика оптимизированного лазера и значения параметра качества пучка M^2 при разных токах инжекции. На вставке – спектр излучения лазера при токе 200 мА.

го пучка остается достаточно высоким. В этом можно убедиться, анализируя такой количественный параметр, как фактор M^2 . Для факторизованного представления поперечного распределения интенсивности в лазерном пучке величину этого фактора тоже можно представить в виде

$$M^2 = M_x M_y, \quad (12)$$

где M_x и M_y – факторы для вертикальной и горизонтальной плоскостей соответственно. В нашем случае с хорошей степенью точности всегда можно считать, что $M_x = 1$; в горизонтальной плоскости

$$M_y = 2k\sigma_y\sigma_\varphi, \quad (13)$$

$$\sigma_y = \left[\frac{\int F(y)y^2 dy}{\int F(y) dy} \right]^{1/2},$$

$$\sigma_\varphi = \left[\frac{\int I(\varphi) \sin^2 \varphi d(\sin \varphi)}{\int I(\varphi) d(\sin \varphi)} \right]^{1/2},$$

где σ_y и σ_φ – среднеквадратичные размеры пучка в ближней и дальней зонах соответственно. Для гауссова пучка произведение $\sigma_y\sigma_\varphi$ минимально, при этом $M_y = 1$. Отклонение расходимости пучка от дифракционной ведет к росту фактора M^2 . Соотношения (13) были использованы при обработке экспериментальных данных для распределений интенсивности в ближней и дальней зонах.

На рис.7. представлена типичная ватт-амперная характеристика лазера с оптимизированной структурой гребня. В настоящей работе выходная мощность лазера и соответственно ток накачки были ограничены сверху требованиями надежности работы лазера и исключением возможности катастрофического оптического разрушения его выходного зеркала. Начальный участок характеристики соответствует $M^2 = 1$, т. е. дифракционному качеству оптического пучка. При выходной мощности свыше 100 мВт происходит некоторый рост фактора M^2 , что обусловлено динамическим изменением распре-

деления интенсивности, но даже при выходной мощности ~ 200 мВт M^2 , как правило, не превышает 1.6.

С помощью имеющихся экспериментальных данных можно оценить угловую яркость пучка. В качестве излучающей области примем площадку, ограниченную по уровню 0.1 спада интенсивности от максимального значения. В этом случае, согласно данным рис.5 и 6, излучающая площадка оценивается как $1.3 \text{ мкм} \times 6.3 \text{ мкм} \approx 8 \text{ мкм}^2$, в то время как телесный угол по оценке равен 0.5 ср. Тогда при выходной мощности лазера 200 мВт его усредненная яркость составит $5 \times 10^7 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}\text{ср}^{-1}$. В центре пучка яркость выше, поскольку при оценке в качестве линейных и угловых размеров пучка брались не их ширины на полувысоте, а существенно большие значения.

Спектр излучения исследованных образцов содержал, как правило, несколько возбужденных продольных мод. Типичный спектр представлен на вставке рис.7 для тока, указанного стрелкой на ватт-амперной характеристике.

5. Заключение

Таким образом, оптимизация волновода гребневого лазера позволила получить поперечно-одномодовую генерацию с выходной мощностью свыше 200 мВт, которая ограничивалась только требованием надежности лазера относительно оптического разрушения выходной грани. При этом лазерный пучок обладал близким к дифракционному пределу качеством. Дальнейшее увеличение мощности требует оптического упрочнения выходной грани и является самостоятельной проблемой. Возможно, что для этого необходимо и дальнейшее совершенствование конструкции структуры гребневого лазера.

Авторы выражают благодарность И.В.Акимовой за помощь в контроле геометрии резонатора лазера с помощью электронного микроскопа. Работа выполнена в рамках Федеральных целевых научно-технических программ «Квантовые и нелинейные процессы» и «Физика твердотельных наноструктур», программы «Интеграция», проекта «Фундаментальная оптика квантоворазмерных полупроводниковых структур» и проекта INTAS № 2001-571, а также при частичной финансовой поддержке гранта ведущих научных школ (00-15-96624).

1. Басов Н.Г., Вул Б.М. Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **37**, 587 (1959); Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **38**, 1879 (1960).
2. *Laser Focus World*, **2**, 85 (2001).
3. Evans G.A., Butler J.K., Masin V.S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, № 5, 737 (1988).
4. Buus J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, № 7, 1083 (1982).
5. Lang R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, № 8, 718 (1979).
6. Schmidt B., Pawlik S., Mauschek N., Miller J., Pliska T., Troger J., Lichtenstein N., Wittmann A., Moldriek S., Sverdllov B., Harder C. *Techn. Digest Opt. Fiber Comm. Conf. 2002* (2002, paper THGG64, p.702).
7. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, № 5, 401 (2000).
8. Stratonnikov A.A., Bogatov A.P., Drakin A.E., Kamenets F.F. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, 535 (2002).
9. Богатов А.П., Дракин А.Е., Лукьянов С.А., Стратонников А.А., Устинов А.В. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 8, 41 (1999).
10. Kirkby P.A., Goodwin A.R., Thompson G.H.B., Selway P.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **13**, 705 (1977).
11. Богатов А.П., Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Квантовая электроника*, **5**, № 11, 2493 (1978).
12. Bogatov A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2399**, 456 (1995).