PACS 42.55.Px; 42.60.Da; 41.75.Fr

Моделирование полупроводникового лазера на основе наноразмерной гетероструктуры с продольной накачкой электронным пучком

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, В.И.Козловский, Б.М.Лаврушин

Разработана численная трехмерная модель полупроводникового лазера с вертикальным резонатором (ПЛВР), содержащего резонансную решетку квантовых ям (КЯ). Самосогласованым образом решены уравнение Гельмгольца для поля и уравнение диффузии для среды, в котором источником носителей заряда является электронный пучок, что позволило найти продольный и радиальный профили генерируемого поля, его частоту, а также пороговый ток накачки. Рассчитаны характеристики мод более высокого порядка на фоне замороженной среды, сформированной генерируемой модой. Предел устойчивости одномодового режима и тип моды, начинающей генерацию при увеличении накачки, найдены из расчета баланса усиления и потерь мод более высокого порядка. Разработан итерационный алгоритм, позволяющий рассчитывать характеристики ПЛВР с большим количеством КЯ, при этом время вычислений линейно растет с числом КЯ. Приведены результаты расчета профилей мод резонатора и спектра их частот для ПЛВР с цилиндрической симметрией. Определены пределы устойчивой одномодовой генерации. Проведено качественное сопоставление с экспериментом.

Ключевые слова: *резонансная гетероструктура, метод встречных распространяющихся пучков, собственные значения, нелинейный оператор.*

1. Введение

Гетероструктуры с большим количеством квантовых ям (КЯ) представляют практический интерес для применения в полупроводниковых лазерах с вертикальным резонатором (ПЛВР). Они могут накачиваться либо пучками электронов, либо излучением лазерных диодов [1]. Полупроводниковые лазеры с продольной накачкой электронным пучком могут использоваться в качестве квазинепрерывных источников монохроматического света в дисплейных технологиях. Отличительной особенностью таких лазеров является отсутствие оптического ограничения в направлении, поперечном оси резонатора. Распределение лазерного поля в поперечном направлении определяется изменением комплексной диэлектрической проницаемости, которое, в свою очередь, контролируется распределением плотности тока в пятне электронного пучка, рассеянием электронов в полупроводнике и диффузией носителей заряда.

Первые теоретические работы по исследованию модового состава и направленности излучения с учетом пространственной поперечной неоднородности возбуждения были выполнены для полупроводникового лазера с поперечной накачкой [2, 3]. Были построены аналитические решения для поля в резонаторе при некоторых характерных распределениях скорости накачки и введен параметр конфигурационных потерь. Эти решения качественно описывали диаграмму направленности основных типов колебаний при накачках, незначительно превышающих порог генерации. При распространении такого подхода на лазеры с продольной накачкой было показано [4], что на пороге генерации характерный поперечный размер распределения интенсивности поля в основной моде меньше диаметра электронного пучка с гауссовой функцией плотности тока.

В эксперименте расходимость излучения лазера заметно превышала дифракционный предел, особенно при значительном превышении порога генерации. Было сделано предположение, что это обусловлено возбуждением мод более высокого порядка. В работе [5] для расчета профилей интенсивности полей поперечных мод было использовано ВКБ-приближение, найдены пороги их возбуждения, проанализированы неоднородности распределения усиления и роль тепловой линзы. Угол расходимости лазерного пучка при заданном токе приравнивался углу расходимости наивысшего возбуждаемого типа колебаний. Теория качественно объясняла увеличение угла расходимости от $\sim 5^\circ$ на пороге генерации до $\sim 15^\circ$ при значительном его превышении в лазерных электронно-лучевых трубках с монокристаллической активной областью и диаметром пятна электронного пучка 35 мкм. Однако в этих работах не учитывалось влияние генерируемого поля на распределение комплексной диэлектрической проницаемости, существенное в полупроводниковых лазерах [6].

В последние годы произошел переход от монокристаллических структур к наноразмерным гетероструктурам, в которых при использовании резонансно-периодического усиления порог генерации при комнатной температуре может быть значительно снижен [7]. Моделирование ПЛВР с решеткой КЯ представляет собой трудную

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушковых, 12; e-mail: dima@triniti.ru
В.И.Козловский, Б.М.Лаврушин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 19 мая 2009 г., после доработки – 8 июля 2009 г.

вычислительную задачу из-за большого количества слоев, границы которых частично отражают свет, и нелинейного характера уравнений на собственные значения. Кроме того, математическая модель лазера должна адекватно учитывать дифракционные явления внутри резонатора и согласовывать решения для электромагнитного поля в КЯ с решениями нелинейных уравнений диффузионного типа для носителей тока.

В настоящей работе кратко описан итерационный алгоритм, позволяющий рассчитывать характеристики ПЛВР с большим количеством КЯ, и приведены рассчитанные профили мод резонатора и спектр их частот для цилиндрических ПЛВР. Определены пределы устойчивой одномодовой генерации и проведено качественное сопоставление с экспериментом.

2. Математическая модель ПЛВР

В общем подходе к расчету ПЛВР методом встречных пучков (МВП) [8] используется представление прохождения плоских волн через набор однородных слоев в формализме передаточных матриц (T-матриц). Амплитуды встречных волн на нижней и верхней границах набора слоев преобразуются друг в друга через произведение соответствующих T-матриц размером 2×2. Пространственно-неоднородные поля разлагаются по плоским волнам, а затем метод T-матриц применяется к компонентам разложения. Стартуя с некоторой плоскости и совершая с помощью этого преобразования круговой обход резонатора, можно получить замкнутую систему уравнений для неизвестной функции u – распределения поля волны одного направления в выбранной плоскости. В дискретной аппроксимации авторы [8] получают матричное уравнение $\boldsymbol{A}u = 0$ для конечномерного вектора u. Выводятся явные выражения для элементов матрицы $\boldsymbol{A}$, которые зависят от неизвестного собственного числа λ, содержащего точное значение частоты резонаторной моды. Решение матричного уравнения $\boldsymbol{A}u = 0$ находится подбором λ. Однако этот метод требует большого объема памяти для явного вычисления полностью заполненной матрицы $\boldsymbol{A}$ и не распространяется на нелинейный режим, наиболее интересный в случае лазера.

Близкий по идеологии, но свободный от перечисленных недостатков метод изложен в работе [9]. В слоистой среде преобразование поля при переходе от одной поперечной плоскости к другой описывается операторами, учитывающими отражения на промежуточных границах. Преобразование поля при прохождении КЯ описывается нелинейным оператором, что и приводит к необходимости применять к решению задачи итерационный подход, обобщающий метод Фокса – Ли [10]. Если гетероструктура состоит из многих КЯ, проблема усложняется. В работе [11] для ее решения предложено использовать специальную итерационную процедуру, приводящую к линейной зависимости времени расчета от числа КЯ.

Гетероструктура, состоящая из решетки КЯ, расположенных между внешним и нижним брэгговскими зеркалами (БЗ), изображена на рис.1. Между БЗ и решеткой КЯ дополнительно вставлены тонкие согласующие слои. Если направить ось z перпендикулярно подложке, то ПЛВР будет представлять собой набор из L плоских слоев $\{[z_{k-1}, z_k], k = 1, ..., L\}$ с координатами границ $\{z_k, k = 0, ..., L\}$ и толщиной k-го слоя $h_k = z_k - z_{k-1}$. Алюминиевое основание нумеруется в численной схеме как слой

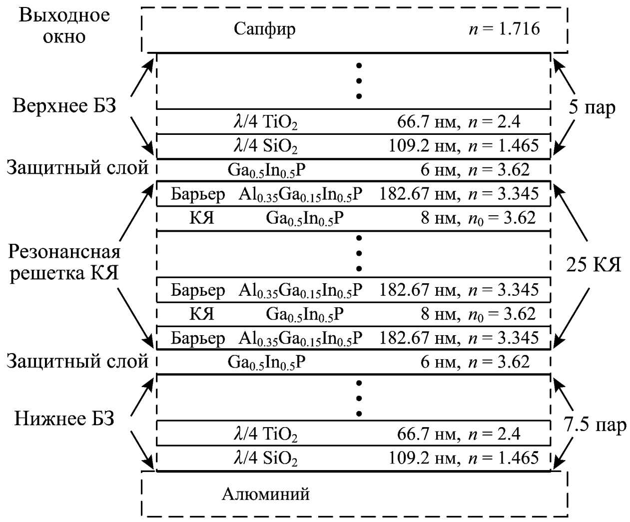

Рис.1. Схема ПЛВР. Относительные размеры слоев показаны не в масштабе.

с $k = 0$, а слой материала выходного окна – как $k = L + 1$. Во всех пассивных слоях показатель преломления и коэффициент поглощения предполагаются однородными. В КЯ их профили определяются действием накачки и генерируемого излучения.

Предполагаем, что поляризационными эффектами можно пренебречь, и ограничиваемся скалярной моделью дифракции. Кроме того, коэффициенты преломления и поглощения в поперечной плоскости предполагаются осесимметричными, что делает удобным использование цилиндрических координат. Генерируемое поле зависит от времени как $E(r, \varphi, z, t) = U(r, \varphi, z) \exp(-\mathrm{i}\Omega t)$, где $\Omega = \omega_0 + \Delta\omega - \mathrm{i}\delta$; ω_0 – реперная частота генерации; $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – модовый сдвиг частоты; δ – декремент затухания. Реперная частота ω_0 выбирается близкой к рабочей частоте лазера, а соответствующие значения волнового вектора и длины волны в вакууме определяются как $k_0 = \omega_0/c$ и $\lambda_0 = 2\pi/k_0$.

В принятых приближениях оптическими модами ПЛВР являются стандартные TEM_{nm}-моды, где m – угловой индекс, соответствующий зависимости $\sim\exp(\mathrm{i}m\varphi)$, а n – радиальный номер. Подстановка $U(r, \varphi, z) = U_m(r, z) \exp(\mathrm{i}m\varphi)$ позволяет исключить угловую координату и получить уравнение

$$\frac{\partial^2 U_m}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_m}{\partial r}\right) - \frac{m^2}{r^2}U_m + (k_0^2 n^2 - \mathrm{i}k_0 g)U_m - \mathrm{i}k_0 n^2 \beta U_m = 0, \quad (1)$$

содержащее комплексное собственное число β. Здесь n и g – коэффициенты преломления и усиления соответственно; $\beta = g_\mathrm{t} + \mathrm{i}2\Delta k$; $g_\mathrm{t} = 2\delta/c$; $\Delta k = \Delta\omega/c$; g_t – пороговый коэффициент усиления.

В отсутствие накачки уравнение (1) совместно с условиями на боковой границе $r = r_{\max}$, выбранной достаточно далеко от пятна накачки, определяет оптические моды пассивной структуры. Когда накачка превышает порог, самосогласованное решение волнового уравнения и уравнений для среды дает профиль генерируемого поля и его частоту в режиме стационарной генерации. Основная мода обладает осевой симметрией при осесимметричной накачке. Поэтому уравнение (1) необходимо решать при $m = 0$ совместно с системой нелинейных уравнений диффузии носителей в КЯ [12]:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial Y_j}{\partial r}\right) - \frac{Y_j}{D\tau_{\rm nr}} - \frac{B}{D}N_{\rm tr}Y_j^2$$
$$- \frac{|U_0|^2\ln[\chi(Y_j)]}{D\tau_{\rm nr}} = -\frac{J}{eDdN_{\rm tr}} \quad (2)$$

для нормированной плотности носителей $Y_j = N_j/N_{\rm tr}$ на j-й КЯ, $j = 1, ..., q$. Здесь N_j – плотность носителей; $N_{\rm tr} = \{-1/\tau_{\rm nr} + [1/\tau_{\rm nr}^2 + 4BJ_{\rm tr}/(ed)]^{1/2}\}/(2B)$ – плотность носителей в условиях прозрачности; D – коэффициент диффузии; $\tau_{\rm nr}$ – время рекомбинации; B – коэффициент нелинейности; d – толщина КЯ; e – элементарный электрический заряд; $|U_0|^2 = I/I_{\rm s}$ – интенсивность излучения, отнесенная к интенсивности насыщения $I_{\rm s} = hcN_{\rm tr}/(\lambda_0 g_0\tau_{\rm nr})$; $J = \kappa J_{\rm tr} f(r/r_0)$ – эквивалентная плотность тока инжекции, создающая такой же поток носителей заряда в КЯ, как и заданный электронный пучок; $J_{\rm tr}$ – плотность тока прозрачности; κ – амплитуда накачки; $f(\rho)$ – функция профиля накачки; $f(0) = 1$; $\rho = r/r_0$; r_0 – радиус области накачки. Выходная мощность излучения ПЛВР вычисляется по формуле $P_{\rm out} = 2\pi\int I_{\rm out} r\,{\rm d}r$, где $I_{\rm out}$ – профиль интенсивности излучаемого поля. На боковых границах активных слоев ($r = r_{\max}$) ставятся нулевые граничные условия для $Y_j(r)$. Коэффициенты усиления и преломления в активных слоях рассчитываются по приближенным формулам

$$g_j = g_0\ln[\chi(Y_j)],\; n_j = n_0 - \frac{R(g_0+g_j)}{2k_0},$$
$$\chi(Y) = \begin{cases} \alpha + (1-\alpha)Y^{1/(1-\alpha)}, & Y < 1, \\ Y, & Y \geqslant 1, \end{cases} \quad (3)$$

где g_0 – параметр усиления; n_0 – показатель преломления в отсутствие носителей заряда; R – фактор уширения линии; $\alpha = {\rm e}^{-1}$.

Связь между плотностями эквивалентного тока инжекции и тока электронного пучка выражается формулой

$$\frac{J}{ed} = \frac{\eta j_{\rm b}E_{\rm e}}{3E_{\rm g}N_{\rm qw}ed},$$

где $j_{\rm b}$ – осевая плотность тока электронного пучка; $E_{\rm e}$ – энергия электронов пучка; $E_{\rm g}$ – ширина запрещенной зоны барьерных слоев; $N_{\rm qw}$ – число КЯ; $\eta = 0.75$ – доля энергии электронов накачки, вкладываемая в структуру с КЯ. Остальная часть энергии уносится отраженными электронами и электронами вторичной эмиссии, а также поглощается в БЗ. Для экспериментальных параметров ($E_{\rm e} = 40$ кэВ, $3E_{\rm g} = 7.08$ эВ, $N_{\rm qw} = 25$) связь между плотностями эквивалентного тока инжекции и тока электронного пучка выражается простым соотношением:

$$J = 170\ \text{мкА/см}^2 \leftrightarrow j_{\rm b} = 1\ \text{мкА/см}^2.$$

Решение уравнения (1) при $m = 0$ вместе с уравнениями (2) и (3) и соответствующими граничными условиями сводится к решению проблемы собственных значений для нелинейного оператора. Дополнительное условие $\delta = 0$ (${\rm Re}\,\beta = 0$) определяет стационарный режим генерации. Ограничимся здесь кратким изложением численного метода, более подробно описанного в [9]. Волновое поле в каждой горизонтальной плоскости представляется в виде суммы двух полей, распространяющихся вверх и вниз по структуре. Квантовая яма моделируется однородным слоем, в котором содержится неоднородный фазовый экран с усилением и набегом фазы, получаемыми из уравнений (2) и (3). Таким образом, ПЛВР представляется в виде набора чередующихся однородных слоев, местами разделенных неоднородными фазовыми экранами. Прохождение поля между двумя соседними фазовыми экранами рассчитывается с помощью алгоритма быстрого преобразования Ханкеля [13] и формализма T-матрицы для фурье-компонент. Поскольку начало кругового обхода выбирается произвольным, в качестве стартовой была выбрана волна, распространяющаяся вверх от плоскости верхней КЯ. Условие воспроизведения поля при круговом обходе выражается операторным уравнением

$$\boldsymbol{P}(g, n, \beta)u = u \quad (4)$$

для функции u и собственного числа β. Для нахождения решения (4) вначале ищется решение вспомогательной задачи на собственные значения

$$\boldsymbol{P}(g, n, \beta)u = \gamma u \quad (5)$$

для неизвестной функции u и собственного числа γ при заданном комплексном значении β. Далее число β подбирается до достижения равенства $\gamma = 1$ с заданной точностью. В отсутствие накачки задача является линейной. Поскольку практический интерес представляют только самые добротные моды (u, γ), то вспомогательная задача (5) может быть эффективно решена методом Арнольди [14], который не требует явного вычисления матрицы $\boldsymbol{P}(g, n, \beta)$, а только знания алгоритма действия оператора $\boldsymbol{P}(g, n, \beta)$ на вектор u. Для режима генерации собственное значение нелинейного оператора в уравнении (5) равно по модулю единице. Оператор кругового обхода резонатора $\boldsymbol{P}(g, n, \beta)$ зависит от распределений коэффициентов усиления и преломления g и n в КЯ, которые находятся из уравнений (2) и (3). Эта проблема решается итерационным методом Фокса – Ли [10].

3. Результаты расчетов и их обсуждение

В качестве реперной длины волны было взято $\lambda_0 = 640$ нм. В соответствии с экспериментом нижнее БЗ состояло из 7.5 пар, а верхнее БЗ – из 5 пар чередующихся четвертьволновых слоев SiO_2 ($n = 1.465$, $h = 109.2$ нм) и TiO_2 ($n = 2.4$, $h = 66.7$ нм). Активная часть ПЛВР содержала 25 КЯ ($Ga_{0.5}In_{0.5}P$, $n = n_0 = 3.62$, $h = d = 8$ нм), разделенных барьерными слоями ($Al_{0.35}Ga_{0.15}In_{0.5}P$, $n = 3.345$, $h = 182.67$ нм). Таким образом, решетка КЯ формировала конечную периодическую структуру с оптической длиной периода, точно равной λ_0, поэтому структура была резонансной. Дополнительно между гетероструктурой и БЗ вставлялись защитные слои толщиной 6 нм с $n = 3.62$. Наконец, ПЛВР устанавливался на алюминиевую пластину, а сверху закрывался выходным окном из сапфира ($n = 1.716$). Алюминиевая и сапфировая пластины в численной модели взяты неограниченными. Для остальных параметров принимались следующие значения: $D = 0.5$ см^2·с$^{-1}$, $\tau_{\rm nr} = 10^{-9}$ с, $B = 3.5\times10^{-10}$ см^3·с$^{-1}$,

$r_0 = 13$ мкм, $g_0 = 3400$ см$^{-1}$, $J_{\rm tr} = 400$ А·см$^{-2}$, что соответствует осевой плотности тока прозрачности электронного пучка $j^{\rm b}_{\rm tr} = 2.35$ А·см$^{-2}$ и интенсивности насыщения $I_{\rm s} = 172$ кВт·см$^{-2}$. Точные данные о профиле накачки в ПЛВР с накачкой пучком электронов и о факторе уширения линии неизвестны, поэтому расчеты проводились для модельных профилей $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$ и $f(\rho) = \exp(-\rho^6)$, не меняющихся по длине структуры.

Для всех приведенных далее результатов расчетов число узлов радиальной сетки $N_{\rm r} = 1024$. Для оценки ошибки дискретизации один из вариантов ($I_{\rm b} = 35$ мкА, $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$, $R = 2.5$) был пересчитан на сетке с $N_{\rm r} = 2048$. Для генерирующей TEM$_{00}$-моды относительное изменение Δk составило 0.8×10^{-5}, а относительное изменение выходной мощности – 3.2×10^{-3}. В случае линейной задачи (резонатор с «замороженной» активной средой) вычисления для TEM$_{01}$-моды дали относительное изменение β на уровне 3.4×10^{-5}. Таким образом, погрешность вычислений может считаться вполне приемлемой.

Была проведена серия расчетов для $R = 2.5$. Проиллюстрируем результаты расчетов для случая тока пучка электронов 35 мкА и профиля, задаваемого формулой $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$. Было найдено расчетное значение частотного сдвига $\Delta k = -405.36$ см$^{-1}$, что соответствует сдвигу длины волны генерации относительно реперного значения $\lambda - \lambda_0 = 1.98$ нм. Чтобы определить основную причину сдвига длины волны генерации, были проведены расчеты собственных частот системы в приближении плоских волн неограниченной апертуры. Полученная зависимость сдвига резонансной частоты от числа КЯ в структуре представлена на рис.2. При малом количестве КЯ величина сдвига быстро падает, что объясняется уменьшением влияния границ системы КЯ, а затем насыщается. Для 25 КЯ сдвиг резонансной длины волны составляет 2.03 нм и практически не зависит от тока пучка электронов.

Продольное распределение интенсивности поля на оси ПЛВР показано на рис.3. Вследствие близости длины

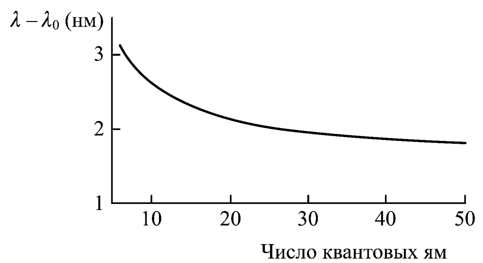

Рис.2. Сдвиг резонансной длины волны ПЛВР как функция числа КЯ в отсутствие поперечной структуры накачки и поля.

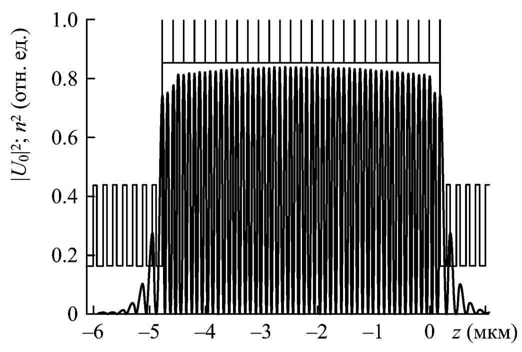

Рис.3. Продольное распределение интенсивности поля на оси $r = 0$ (непрерывная функция) и квадрат показателя преломления (ступенчатая функция); $I_{\rm b} = 35$ мкА, $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$, $R = 2.5$.

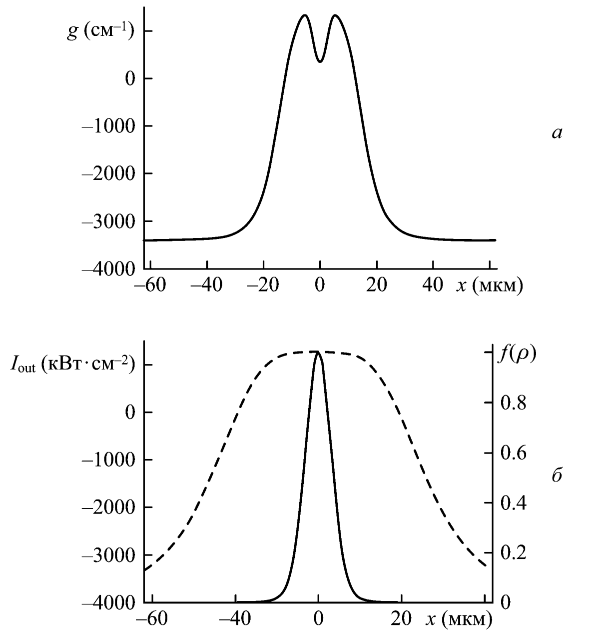

Рис.4. Поперечное сечение профилей усиления в верхней КЯ (*а*), а также функции распределения накачки $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$ (сплошная кривая) и выходной интенсивности моды TEM$_{00}$ (*б*); $I_{\rm b} = 35$ мкА, $R = 2.5$.

волны к резонансной высоты пиков интенсивности поля в разных КЯ почти одинаковы. Соответственно мало изменяются и радиальные профили усиления в КЯ. Профиль коэффициента усиления (КУ) в диаметральном сечении верхней КЯ представлен на рис.4,*а*. Диаметр области с положительным усилением составляет ~30 мкм. Углубление в профиле КУ на оси вызвано насыщением усиления лазерным излучением. Для сравнения распределение интенсивности в диаметральном сечении выходящего из структуры лазерного пучка представлено на рис.4,*б* вместе с профилем функции $f(\rho)$. Диаметр генерируемого пучка на полувысоте составляет 3.7 мкм.

Чтобы оценить эффекты, вызываемые варьированием тока, была выполнена серия расчетов и построена ватт-амперная характеристика (рис.5). Путем экстраполяции рассчитанной зависимости мощности генерации к нулю найден порог генерации ($I_{\rm t} \approx 32$ мкА), который согласуется по величине с экспериментальным значением. Качество лазерного пучка характеризуется M^2-фактором, расчетный график которого на рис.5 демонстрирует улучшение качества пучка с ростом тока.

Предельный ток для устойчивой одномодовой генерации находится путем решения линейной задачи на собственные значения при условии, что коэффициенты

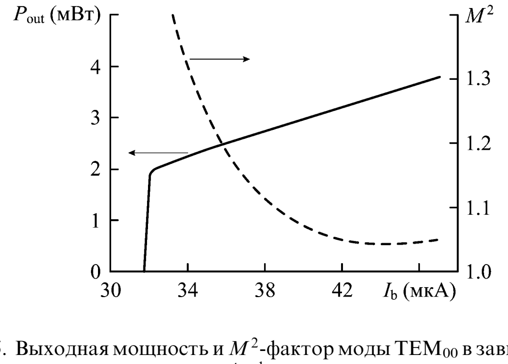

Рис.5. Выходная мощность и M^2-фактор моды TEM$_{00}$ в зависимости от тока накачки; $f(\rho) = (1 + \rho^4)^{-1}$, $R = 2.5$.

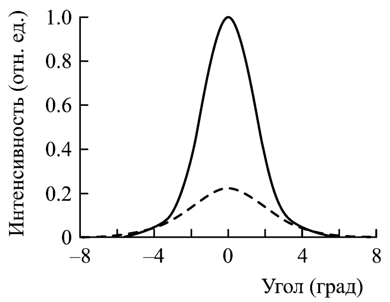

Рис.6. Распределение поля в дальней зоне при $R = 2.5$ (сплошная кривая) и $R = 5$ (штриховая кривая); $I_b = 30$ мкА, $f(\rho) = (1+\rho^4)^{-1}$.

усиления и преломления активной среды сформированы генерирующей модой и «заморожены». Если для какой-либо (отличной от генерируемой) моды пороговый коэффициент усиления, включающий себя разность усиления и суммарных потерь, становится положительным, то стабильность одномодовой генерации нарушается. Расчеты показывают, что порог генерации для моды TEM_{01} достигается при $I_b \approx 38$ мкА. Таким образом, одномодовая генерация сохраняет устойчивость при токах $I_b \lesssim 1.2 I_t$. При бо́льших токах качество выходного излучения падает из-за начала генерации на высших модах.

Для гипергауссова профиля накачки $f(\rho) = \exp(-\rho^6)$ как пороговый ток накачки (17 мкА), так и ток, при котором одномодовая генерация теряет устойчивость (19.4 мкА), меньше, чем для степенного профиля накачки. Это различие, в основном, обусловлено тем, что при одинаковой плотности тока на оси полный ток пучка для степенного профиля в 1.71 раза больше, чем для гипергауссова профиля. Таким образом, порог генерации основной моды достигается в обоих случаях при примерно одной и той же осевой плотности тока, но критическое превышение порога начала генерации следующей моды для степенного профиля накачки несколько выше, чем для гипергауссова профиля.

Поскольку для структур, исследуемых в эксперименте, значение фактора уширения линии R известно плохо, была выполнена серия расчетов для $R = 2.5$ и 5 при фиксированном токе пучка $I_b = 35$ мкА с профилем накачки $f(\rho) = (1+\rho^4)^{-1}$. На рис.6 показаны соответствующие профили интенсивности генерируемой моды в дальней зоне. Видно, что выходной пучок сужается с ростом R, а размер пятна в дальней зоне соответственно уширяется. Это указывает на существенную роль самофокусировки, связанной с насыщением коэффициента усиления. Мощность генерации лазера оказалась заметно зависящей от параметра R и составила при $R = 2.5$ и 5 соответственно 2.41 и 1.2 мВт. Параметр M^2 изменяется как функция R следующим образом: $R = 2.5$, $M^2 = 1.17$; $R = 5$, $M^2 = 1.06$. Таким образом, уменьшение размера выходного пучка сопровождается некоторым улучшением его качества, хотя угол расходимости в дальней зоне растет.

В экспериментах измерялся угол расходимости выходного пучка для аналогичной структуры при токах пучка, заметно превышающих пороговые [15]. Характерное значение угла составило 15°. Вблизи порога расходимость уменьшалась примерно в 1.5 раза. Теоретическая модель при малом превышении порога дает угол расходимости 11°. Учитывая неопределенности в значении R и в радиальном профиле накачки, согласие с экспериментом можно считать удовлетворительным.

4. Заключение

Разработанный численный метод расчета ПЛВР позволяет находить пространственный профиль, выходную мощность, точное значение длины волны и другие характеристики генерирующей моды. Характерное время расчета одной конструкции с резонансной структурой из 25 квантовых ям составляет около 1 ч при использовании персонального компьютера класса Pentium IV. Варьируя ток накачки, можно определить порог генерации, исследовать устойчивость одномодовой генерации ПЛВР и найти максимально достижимую в этом режиме выходную мощность.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ № 08-02-00796-а.

1. Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 1083 (2008).
2. Богданкевич О.В., Гончаров В.А., Лаврушин Б.М., Летохов В.С., Сучков А.Ф. *ФТП*, **1** (1), 7 (1967).
3. Богданкевич О.В., Летохов В.С., Сучков А.Ф. *ФТП*, **3** (5), 665 (1969).
4. Богданкевич О.В., Уласюк В.Н. *Квантовая электроника*, **11** (2), 357 (1974).
5. Богданкевич О.В., Гориев Ю.Г., Дарзнек С.А., Кацап В.Н., Туманова Л.А., Уласюк В.Н. *Квантовая электроника,* **16** (9), 1775 (1989).
6. Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **12** (3), 465 (1985).
7. Бондарев В.Ю., Козловский В.И., Крыса А.Б., Попов Ю.М., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **34** (10), 919 (2004).
8. Rao H., Steel M.J., Scarmozzino R., Osgood R.M. Jr. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1435 (2001).
9. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Lect. Notes Comp. Sci.*, **4310**, 542 (2007).
10. Fox A.G., Li T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-2**, 774 (1966).
11. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Lect. Notes Comp. Sci.*, **5434**, 273 (2009).
12. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyoung A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 765 (1987).
13. Siegman A.E. *Opt. Lett.*, **1**, 13 (1977).
14. Деммель Дж. *Вычислительная линейная алгебра. Теория и приложения* (М.: Мир, 2001).
15. Bondarev V.Yu., Kozlovsky V.I., Krysa A.B., Kuznetsov P.I., Sannikov D.A., Skasyrsky Ya.K., Tiberi M.D., Popov Yu.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6637**, 663707 (2007).