

Моделирование полупроводникового лазера на основе резонансной решетки квантовых ям с внешним зеркалом

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

Для полупроводникового лазера с резонансной решеткой квантовых ям (КЯ) и внешним зеркалом разработана трёхмерная численная модель, используемая для расчёта импульсов генерации субмикросекундного диапазона, длинных по сравнению с временем выхода на стационарный режим и достаточно коротких для того, чтобы пренебречь нагревом среды. Найдены взаимосогласованные решения уравнения Гельмгольца для поля и системы уравнений диффузии для инверсии в каждой КЯ. Источником носителей заряда может быть как электронный пучок, так и пучок излучения лазера накачки. В результате расчётов найдены продольный и радиальный профили генерируемого поля, его длина волны и мощность. Определен эффективный пороговый ток накачки. Время вычислений в созданном итерационном алгоритме линейно растёт с числом КЯ, что позволяет находить характеристики лазера с большим количеством КЯ. Приведены результаты расчёта мощности и угла расходимости выходного пучка лазера с цилиндрической симметрией для разных длин резонатора и радиусов пятна накачки. После расчёта характеристик основной моды дополнительно рассчитаны моды высших порядков на фоне замороженных распределений носителей в решетке КЯ. Показано, что все конкурирующие моды остаются ниже порога возбуждения для мощностей накачки, реализованных в эксперименте. Проведено качественное сопоставление данных расчёта и эксперимента при накачке лазера наносекундным электронным пучком.

Ключевые слова: резонансная гетероструктура, метод встречных распространяющихся волн, 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) и внешним зеркалом. Они могут накачиваться либо пучками электронов, либо излучением лазерных диодов [1]. Оба типа накачки могут быть промоделированы единообразно – путем введения эффективного тока накачки [2]. Полупроводниковые лазеры с продольной накачкой электронным пучком могут найти применение в дисплейных технологиях в качестве квазинепрерывных источников монохроматического света [3, 4]. Отличительной особенностью таких лазеров является отсутствие оптического ограничения в направлении, поперечном оси резонатора. Распределение лазерного поля в поперечном направлении определяется вариацией комплексной диэлектрической проницаемости [5], которая, в свою очередь, контролируется распределением плотности эффективного тока накачки. Внешнее зеркало стабилизирует пространственное распределение поля генерируемой моды. Моделирование ПЛВР с решеткой КЯ и внешним зеркалом представляет собой трудную вычислительную задачу из-за сложной геометрии лазерной

структуры и нелинейного характера уравнений в частных производных, содержащих собственные значения. Конструкция ПЛВР содержит большое количество слоев, границы которых частично отражают свет. В слоях активной среды уравнения электромагнитного поля нужно решать самосогласованно с нелинейными уравнениями диффузионного типа для носителей тока. Математическая модель лазера должна адекватно учитывать все вышеперечисленные обстоятельства.

В работе [6] был описан метод расчёта ПЛВР с двумя брэгговскими зеркалами (БЗ) и небольшим количеством КЯ, основанный на использовании встречных волн и том обстоятельстве, что прохождение плоских волн через набор однородных четвертьволновых слоев БЗ легко рассчитывается с помощью формализма матриц переноса (T -матриц). Амплитуды встречных волн на нижней и верхней границах набора слоев связаны друг с другом матрицей, являющейся произведением T -матриц размером 2×2 . Пространственно неоднородные поля можно разложить по плоским волнам и применить метод T -матриц к компонентам разложения. Стартуя с некоторой плоскости и совершая с помощью этого преобразования круговой обход резонатора, можно замкнуть систему уравнений. В полученной системе уравнений искомая функция – распределение поля волны одного направления в выбранной плоскости отсчёта. В дискретной аппроксимации авторы [6] сводили задачу к решению матричного уравнения $A\mathbf{u}=0$ для конечномерного вектора \mathbf{u} , описывающего поле в плоскости отсчёта. Для элементов высокоразмерной матрицы A были выведены явные выражения, содержащие неизвестный параметр – собственное число λ , которое определяет точное значение частоты оптической моды. Решение матричного уравнения $A\mathbf{u}=0$

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

Поступила в редакцию 1 апреля 2011 г.

находится подбором λ . Этот метод требует большого объема памяти для вычисления полностью заполненной матрицы A , а кроме того, он непригоден для описания среды с оптической нелинейностью, представляющей наибольший интерес для моделирования лазера.

Близкий по идеологии, но свободный от этих недостатков метод расчёта активных структур ПЛВР с малым числом КЯ был изложен в работах [7, 8]. Хорошо известно, что обычные двухзеркальные оптические резонаторы, не содержащие дисперсионных элементов, эффективно рассчитываются итерационным методом Фокса–Ли [9], в том числе и с учетом нелинейного взаимодействия со средой. В слоистой среде преобразование поля при переходе от одной поперечной плоскости к другой описывается простыми условиями отражения на промежуточных границах. Изменение поля при прохождении КЯ с неоднородным распределением носителей, определяемым из решения уравнения диффузии, описывается нелинейным оператором, что и приводит к необходимости находить решение задачи путём итераций. Для гетероструктуры, состоящей из многих КЯ, проблема усложняется. В [10] для решения этой проблемы была разработана специальная итерационная процедура, в которой время решения задачи линейно зависит от числа КЯ.

В настоящей работе итерационный алгоритм [10] обобщён на случай наличия внешнего зеркала в ПЛВР с большим количеством КЯ. Приведены рассчитанные профили мод резонатора и спектр их частот для ПЛВР цилиндрической симметрии. Определены пределы устойчивой одномодовой генерации. Проведено качественное сопоставление с экспериментом.

2. Математическая модель ПЛВР с внешним зеркалом

Гетероструктура ПЛВР с внешним зеркалом состоит из брэгговского зеркала и решётки КЯ, разделённых барьерными слоями, из которых генерируемые носители диффундируют в КЯ (рис.1). Если ось z направлена перпендикулярно подложке, то ПЛВР представляет собой стопку плоских слоёв: $\{z_{k-1}, z_k, k=1, \dots, \mathcal{L}\}$, где \mathcal{L} – полное число слоёв; $\{z_k, k=0, \dots, \mathcal{L}\}$ – последовательность координат границ слоёв; $h_z = z_k - z_{k-1}$ – толщина k -го слоя. Конструкционному слою алюминия неограниченной толщины присвоен номер $k=0$. Показатель преломления и коэффициент поглощения предполагаются однородными во всех пассивных слоях. В КЯ профили усиления и преломления зависят от накачки и генерируемого излучения.

В настоящей работе мы пренебрегли поляризационными эффектами и ограничились скалярной моделью дифракции. Предполагалось также, что лазерная структура имеет осевую симметрию, что делает удобным использование цилиндрических координат. Временная зависимость поля на частоте ω для плавной огибающей амплитуды поля может быть представлена в виде $E(r, \varphi, z, t) = U(r, \varphi, z) \exp(-it\Omega)$, $\Omega = \omega_0 + \Delta\omega - i\delta$, где ω_0 – реперная частота; $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ – модовый сдвиг частоты; δ – декремент затухания. Частота ω_0 выбирается равной рабочей частоте перехода. Соответствующие реперные значения волнового вектора и длины волны в вакууме определяются стандартным образом: $\omega_0 = k_0 c$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$.

С учётом круговой симметрии накачки угловая зависимость амплитуды поля в пределе малого сигнала может быть представлена в виде $U(r, \varphi, z) = U_m(r, z) \exp(im\varphi)$ (m –

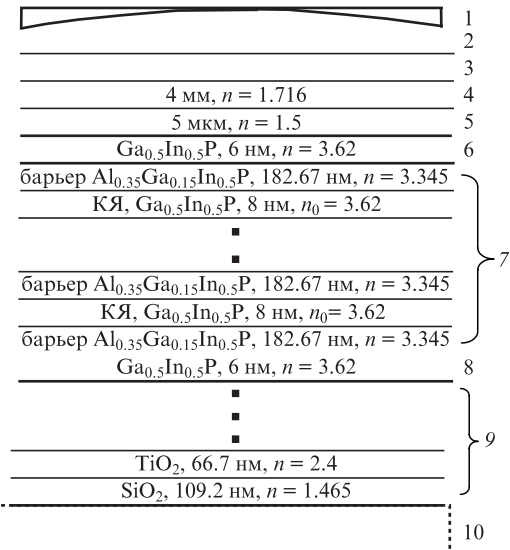


Рис.1. Схема ПЛВР с внешним зеркалом (относительные размеры слоёв показаны не в масштабе):

1 – внешнее зеркало; 2 – воздушный промежуток; 3 – просветляющее покрытие; 4 – сапфировый диск; 5 – слой клея; 6, 8 – защитные слои; 7 – гетероструктура с резонансной решёткой из 25 КЯ; 9 – брэгговское зеркало из 7.5 пар четвертьволновых слоёв; 10 – алюминиевое основание.

номер угловой гармоники), и для $U_m(r, z)$ справедливо уравнение

$$\frac{\partial^2 U_m}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U_m}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2} U_m + (k_0^2 n^2 - ik_0 g) U_m - ik_0 n^2 \xi U_m = 0. \quad (1)$$

Здесь $\xi = \mu + i2\Delta k$ – комплексное собственное число; $\Delta k = \Delta\omega/c$; $\mu = 2\delta/c$ – разность между пороговым и реализуемым модовыми коэффициентами усиления (далее – модовый декремент, $\mu > 0$ соответствует подпороговому режиму); n и g – коэффициенты преломления и усиления, включающие в себя части, обусловленные накачкой, в отсутствие насыщения лазерным полем.

Для полной постановки задачи необходимо задать граничное условие на боковой границе $r=r_{\max}$ и на выходном зеркале. Если r_{\max} достаточно велико, так что влияние боковой границы на решение мало, поле на боковой границе ($r=r_{\max}$) можно взять равным нулю.

При накачке выше пороговой ($\mu < 0$) развивается генерация на соответствующей моде. Установившееся поле основной моды с осевой симметрией также удовлетворяет уравнению (1) при $m=0$. Однако коэффициенты преломления и усиления в каждой КЯ уже не заданные величины, а должны находиться из системы нелинейных уравнений диффузии носителей в p -й КЯ [11]:

$$\frac{D}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial Y_p}{\partial r} \right) - \frac{Y_p}{\tau_{nr}} - BN_{tr} Y_p^2 - \frac{|U_{0,p}|^2 \ln(\chi(Y_p))}{\tau_{nr}} = - \frac{j}{edN_{tr}}, \quad p = 1, \dots, N_{qw}. \quad (2)$$

Здесь $Y_p = N_p/N_{tr}$ – нормированная плотность носителей; N_p – плотность носителей; $N_{tr} = [-\tau_{nr}^{-1} + \sqrt{\tau_{nr}^{-2} + 4Bj_{tr}/(ed)}]/(2B)$ – плотность носителей в условиях прозрачности; j_{tr} – плот-

ность эффективного тока прозрачности; D – коэффициент диффузии; τ_{nr} – время безызлучательной рекомбинации; B – коэффициент нелинейности (излучательной рекомбинации); e – элементарный электрический заряд; d – толщина КЯ; N_{qw} – полное число КЯ; $j = Jf(r/r_0)/(2\pi) \int f(r/r_0) r dr$ – эквивалентная плотность тока инжекции, создающего такой же поток носителей заряда в КЯ, как и электронный или лазерный пучок накачки заданной плотности; J – полный эквивалентный ток, который в данных расчётах взят одинаковым во всех КЯ; $f(\rho)$ – функция профиля накачки; $f(0) = 1$; $\rho = r/r_0$; r_0 – эффективный радиус области накачки. Интенсивность излучения I_p в p -й КЯ предполагается нормированной на интенсивность насыщения $I_s = (hc/\lambda_0)[N_{tr}/(g_0\tau_{nr})]$, так что $|U_{0,p}|^2 = I_p/I_s$. На боковых границах активных слоев ($r = r_{max}$) устанавливаются нулевые граничные условия для $Y_p(r)$. Коэффициенты усиления и преломления в активных слоях рассчитываются по интерполяционным формулам

$$g_p = g_0 \ln(\chi(Y_p)),$$

$$n_p = n_0 - \frac{R(g_p - g_{min})}{2k_0}, \quad (3)$$

$$\chi(Y) = \begin{cases} \alpha + (1 - \alpha)Y^{1/(1-\alpha)}, & Y < 1, \\ Y, & Y \geq 1, \end{cases}$$

где $\alpha = \exp(g_{min}/g_0)$; g_0 – параметр с размерностью коэффициента усиления; g_{min} – отрицательная величина, соответствующая поглощению лазерного излучения в КЯ в отсутствие накачки; n_0 – показатель преломления в КЯ в отсутствие носителей заряда; R – фактор уширения линии.

Плотность эквивалентного тока инжекции связана с плотностью тока электронного пучка соотношением [7]

$$j = \frac{\kappa j^b E_c}{3E_g N_{qw}},$$

где j^b – осевая плотность тока электронного пучка в A/cm^2 ; E_c – энергия электронов пучка в эВ; E_g – ширина запрещенной зоны барьерных слоев; $\kappa = 0.75$ – 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 ($E_c = 40$ эВ, $3E_g = 7.08$ эВ, $N_{qw} = 25$) плотности эквивалентного тока инжекции и тока электронного пучка связаны соотношением

$$j = 170 A/cm^2 \leftrightarrow j^b = 1 A/cm^2.$$

Уравнения (1)–(3) и соответствующие граничные условия для $m=0$ определяют собственные значения и функции нелинейного оператора. В стационарном режиме генерации должно выполняться условие $\mu = 0$ ($\text{Re}\xi = 0$). Процедура решения уравнения (1) с этим условием детально описана в работе [10], здесь излагается основная схема решения.

Полное волновое поле в каждой горизонтальной плоскости в пределах барьеров и однородных конструктивных слоев представляется в виде суммы двух волн, рас-

пространяющихся вверх и вниз по структуре. Каждая из волн находится путём разделения компонент с положительной и отрицательной проекциями волнового вектора на вертикальную ось в трёхмерном фурье-образе поля. Прохождение поля между двумя соседними КЯ рассчитывается с помощью формализма T -матриц для фурье-компонент, что обеспечивает быстроту расчета оператора кругового обхода. Расчёт прохождения поля сквозь КЯ производится переходом из пространства Фурье в физическое пространство на границах КЯ с помощью алгоритма быстрого преобразования Ханкеля [12] и решением одномерного уравнения Гельмгольца с краевыми условиями на границах КЯ, соответствующими локальной радиальной координате. Такой подход оправдан при толщине КЯ, существенно меньшей длины волны поля.

Наличие внешнего зеркала требует включить в расчёт распространение поля до этого зеркала, отражение сферическим зеркалом и обратное прохождение излучения до структуры. В теории резонаторов, составленных из двух зеркал [12–14], обычно используется приближение параксиальной оптики, в котором распространение поля описывается параболическим оператором, позволяющим явно связать распределения полей в двух разнесённых плоскостях. При этом теряется возможность учёта интерференции встречных волн, которая играет ключевую роль в резонансных решетках квантовых ям. В применяемой нами технике расчёта распространения поля внутри активной структуры не используется приближение параксиальной оптики, что снимает указанную проблему. В целях унификации алгоритма расчёта во внешней части резонатора нами также решается уравнение Гельмгольца, а отражение от выходного зеркала описывается путём переноса граничного условия отражения на изогнутом зеркале на отсчётную плоскость поперёк оптической оси. Применимость этого приближения, широко используемого в теории двухзеркальных резонаторов [12, 13], была проверена нами в тестовых расчётах. Было найдено, что для всего диапазона изменения параметров внешнего резонатора указанное приближение обладает приемлемой точностью. Таким образом, описанная процедура позволяет определить оператор кругового обхода.

Использованный нами подход, основанный на единообразном решении уравнения Гельмгольца за рамками параболического приближения, позволяет находить спектр мод для составных резонаторов, включая практически произвольное их наполнение плоскими слоями с плавным изменением свойств в поперечной плоскости.

Условие воспроизведения поля при круговом обходе выражается операторным уравнением

$$P(g, n, \xi)u = u \quad (4)$$

для функции u с комплексным собственным числом ξ . Действительная часть ξ , когда она положительна, определяет скорость затухания, а когда отрицательна – скорость нарастания поля в резонаторе. Мнимая часть ξ определяет спектр частот оптических мод. В оператор кругового обхода резонатора P , кроме волнового поля, входят подлежащие нахождению распределения коэффициентов усиления и преломления g и n во всем объеме структуры, а также собственное число ξ . Способ решения получившейся системы уравнений описан в [10] и ввиду его громоздкости здесь не приводится.

3. Экспериментальные данные

Активная часть ПЛВР содержала 25 КЯ ($\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$, 8 нм), разделённых барьерными слоями ($\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.15}\text{In}_{0.5}\text{P}$, $h \approx 182.7$ нм) (рис.1). Таким образом, решётка КЯ представляла собой конечную периодическую структуру с оптической длиной периода, точно равной $\lambda_0 = 640$ нм. Сверху и снизу активная часть ПЛВР заканчивалась защитными слоями GaInP толщиной $h = 6$ нм, которые предотвращали верхний и нижний барьерные слои от окисления в процессе изготовления активного элемента. В эксперименте с накачкой электронным пучком нижний защитный слой граничил с брэгговским зеркалом, состоящим из 7.5 пар чередующихся четвертьволновых слоёв $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. Нижний слой SiO_2 был покрыт слоем Al толщиной 1 мкм. Накачка электронным пучком осуществлялась сквозь слои 8–10 (рис.1). Верхней стороной структура была приклеена к сапфировому диску толщиной 4 мм с ориентацией (0001), который являлся оптическим окном лазера. Слой клея имел толщину 5 мкм и показатель преломления 1.5. Наружная поверхность сапфира была просветлена. Внешнее сферическое зеркало представляло собой подложку диаметром 1.5 см с плоской внешней поверхностью и вогнутой внутренней сферической поверхностью с радиусом кривизны 3 см, на которую было нанесено второе полупрозрачное брэгговское зеркало из четвертьволновых слоёв $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. Для достижения коэффициентов отражения в диапазоне 0.95–0.99 число слоёв варьировалось.

Лазер работал в импульсном режиме из-за недостаточно эффективного отвода тепла и относительно высокого порога генерации. В связи с особенностью установки импульсный режим достигался путем периодического сканирования пятна электронного пучка вдоль отрезка строки длиной 3 мм. Длительность импульса возбуждения отдельной точки строки определялась диаметром и скоростью сканирования электронного пучка, составляющей 10^5 см/с, частота сканирования была равна 50 Гц. Отрезок строки мог перемещаться по поверхности активного элемента. При попадании пучка в область моды резонатора развивался импульс генерации, характерная форма которого при диаметре электронного пятна 40 мкм представлена на рис.2. Длительность лазерного импульса может быть увеличена до 100 нс при использовании электронного пятна большего размера и меньшей скорости сканирования. Полный ток электронного пучка мог изменяться в диапазоне 0–2.5 мА при энергии электронов от 30 до 50 кэВ. Диаметр электронного пучка изменялся в диапазоне 25–100 мкм путем изменения тока фокусировки в электромагнитной фокусирующей линзе.

Характерный спектр лазерного импульса показан на рис.3. Главный пик в спектре соответствует длине волны 644.4 нм, а ширина спектра на уровне 10% примерно равна 1.3 нм. Структура спектра обусловлена наличием внешнего резонатора и неполным просветлением внешней поверхности сапфирового слоя.

Структура лазерного пучка в дальней зоне зависела от оптической длины резонатора, диаметра области возбуждения и качества юстировки внешнего зеркала. В хорошо съюстированном резонаторе с оптической длиной, заметно меньшей радиуса кривизны внешнего зеркала, распределение поля в дальней зоне обычно имело один пик с угловой расходимостью 7.5 мрад, близкой к дифракционному пределу.

Мощность генерации достигала 3.2 Вт при коэффициенте отражения внешнего зеркала 0.985. Она также зави-

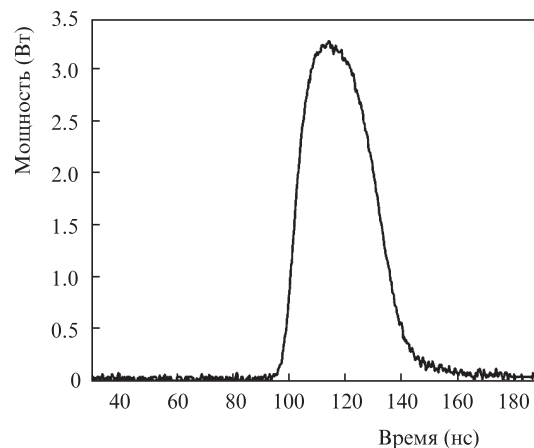


Рис.2. Временной профиль импульса генерации лазера при $r_0 = 40$ мкм, $L = 2.5$ см, $J^b = 2$ мА.

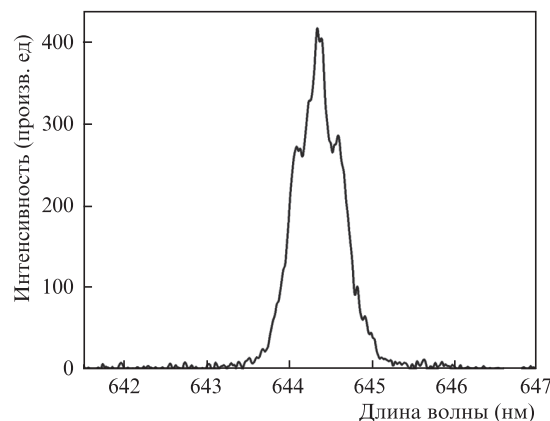


Рис.3. Экспериментальный спектр генерации лазера при $r_0 = 40$ мкм, $L = 2.5$ см, $J^b = 2$ мА.

села от длины резонатора L и радиуса возбужденной области. При малом её размере ($r_0 \approx 15$ мкм) устойчивая генерация наблюдалась в диапазоне $L = 2.8$ –3.0 см (вблизи полуконцентрического резонатора), когда размер области возбуждения был сравним с поперечным размером генерируемых мод резонатора. Значительное превышение поперечных размеров основной моды над диаметром области возбуждения (что имело место при $L < 2.8$ см) приводило к срыву генерации. При радиусе возбужденной области 40 мкм наблюдалась слабая зависимость мощности генерации от длины резонатора в широком диапазоне ($L = 1.0$ –3.0 см). Была также измерена мощность генерации при $L = 2.0$ см и токе электронного пучка $J^b = 2$ мА (эквивалентный ток $J = 340$ мА) в зависимости от радиуса электронного пучка на активном элементе лазера. В случае острой фокусировки (малый радиус пучка) генерация не наблюдалась, хотя при этом достигалась максимальная плотность возбуждения. Генерация возникала при отходе от острой фокусировки. Максимум мощности достигался при $r_0 \approx 40$ мкм. При дальнейшей расфокусировке электронного пучка мощность генерации снова падала из-за сильного снижения плотности возбуждения.

4. Результаты расчетов и их обсуждение

В расчётах использовались следующие значения параметров, входящих в уравнения (1) и (2): $D = 0.5$ см²/с,

$\tau_{nr}=1$ нс, $B=3.5 \times 10^{-10}$ см³/с, $R=2.5$, $g_0=3400$ см⁻¹, $g_{min}=-1000$ см⁻¹, $j_{tr}=400$ А/см². При этих параметрах интенсивность насыщения $I_s=172$ кВт/см². Точные данные о функции профиля накачки неизвестны, и расчёты проводились для модельного профиля $f(\rho)=(1+\rho^4)^{-1}$, который предполагался постоянным по длине структуры. Плотность эффективного тока прозрачности соответствует осевой плотности тока прозрачности электронного пучка $j_{tr}^b=2.35$ А/см². В большинстве расчётов диаметр внешнего зеркала взят равным 0.4 мм, амплитудный коэффициент отражения поверхности – 0.985 и радиус кривизны – 3 м. Увеличение диаметра зеркала приводило к сильному росту времени расчёта из-за уменьшения дискриминации мод высокого порядка.

Для оптических мод ПЛВР использовались стандартные обозначения TEM_{nm} , где m – угловой индекс, соответствующий зависимости $\sim \exp(im\varphi)$, а n – радиальный номер. Для всех приведенных далее результатов расчетов число узлов численной радиальной сетки $N_r=1024$.

4.1. Расчёт линейных характеристик лазера

В рассматриваемом случае спектр мод не разбивается на чисто продольные и чисто поперечные моды. Другими словами, при изменении несущей частоты поля изменяется как продольная, так и поперечная структура мод. Тем не менее продольная структура оптических мод лазера, которая определяется суммарным вкладом дисперсии брэгговского лазера, резонансной структуры КЯ и внешнего промежутка до зеркала, может быть выделена в пределе большого радиуса области накачки. В этом случае поле можно представить в виде встречных плоских волн и рассчитать усиление слабого сигнала, совершившего круговой обход по резонатору, как функцию длины волны излучения. Результат такого расчёта показан на рис.4 для гетероструктуры, в которой КЯ представляют собой однородные слои с постоянными коэффициентами усиления ($g_0=3400$ см⁻¹) и преломления ($n_0=3.62$). Спектр линейного усиления G , показанный на рис.4, определяется как отношение интенсивности отраженной от структуры волны к интенсивности падающей со стороны внешнего зеркала плоской волны. Центральный пик отвечает резонансной моде структуры, для которой полная интенсивность в каждой КЯ вдвое больше, чем средняя по структуре, что приводит к увеличению эффективного усиления.

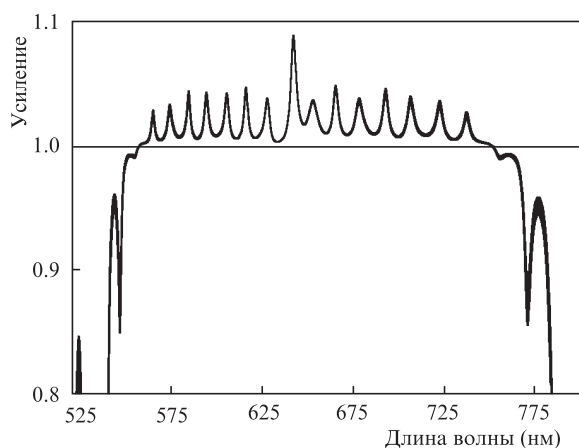


Рис.4. Зависимость линейного усиления G плоской волны от длины волны падающего излучения при $L=3$ см и коэффициенте усиления в КЯ 3400 см⁻¹.

Кроме того, эффект конструктивной интерференции в КЯ с большим показателем преломления приводит к увеличению эффективного показателя преломления и к сдвигу резонансной длины волны на 2.3 нм от референтного значения 640 нм. Остальные пики, высота которых примерно вдвое меньше уровня $G=1$, расположены почти периодически через 14 нм. Их появление обусловлено смещением интерференционных полос относительно решетки КЯ при изменении длины волны. Завал усиления на краях спектра связан с шириной полосы отражения брэгговского зеркала (~190 нм). Дисперсия материального коэффициента усиления здесь не учитывалась, поскольку генерация происходит на длинах волн вблизи резонанса с шириной, заметно меньшей ширины линии материального усиления (см. рис.3).

Как отмечалось выше, радиальная неоднородность, вызванная конечностью радиуса пятна накачки, приводит к изменению продольной и появлению поперечной структуры оптических мод. При наличии генерации степень воздействия отдельных варьируемых параметров на характеристики лазера из-за нелинейности процесса генерации выделить очень трудно. Для выяснения роли амплитуды и профиля коэффициента усиления рассчитывался линейный режим усиления. При этом находились такие важные характеристики лазера, как пороги генерации и дискриминация мод по порогам в зависимости от радиуса пучка накачки и расстояния до зеркала.

Проиллюстрируем результаты расчётов на варианте с эквивалентным током накачки 400 мА (соответствующий ток пучка электронов в пике импульса 2.35 мА). На рис.5 показан модовый декремент TEM_{00} и TEM_{01} мод для трёх радиусов пятна накачки как функция оптической длины L промежутка между верхней границей гетероструктуры и сферическим зеркалом (в дальнейшем L – расстояние до зеркала). Поскольку среда обладает усилением, то равенство модового декремента нулю означает достижение порога генерации, а отрицательные значения соответствуют его превышению. Напомним, что модовый декремент в данной работе определяется через скорость затухания поля в лазере. Из рис.5 следует, что при малом радиусе накачки ($r_0=20$ мкм) коэффициент усиления для основной моды будет выше порога в диапазоне $L=2.6-2.9$ см. С приближением зеркала к его положению для полуконцентрического резонатора ($L=3$ см) возрастают потери на краю зеркала. На расстояниях менее 2.6 см модовый коэффициент усиления уменьшается за счёт уширения

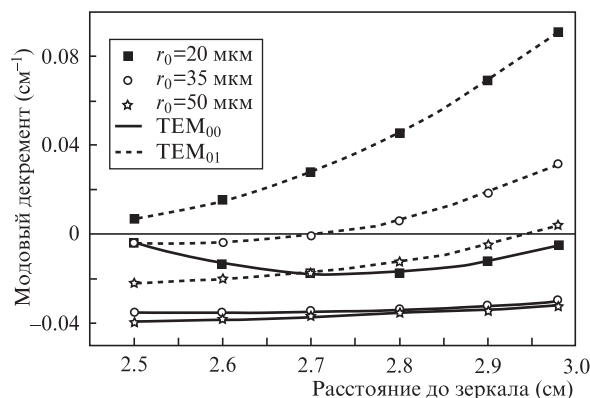


Рис.5. Зависимости от L модового декремента μ для мод TEM_{00} и TEM_{01} при эквивалентном токе накачки 400 мА и различных радиусах пятна накачки.

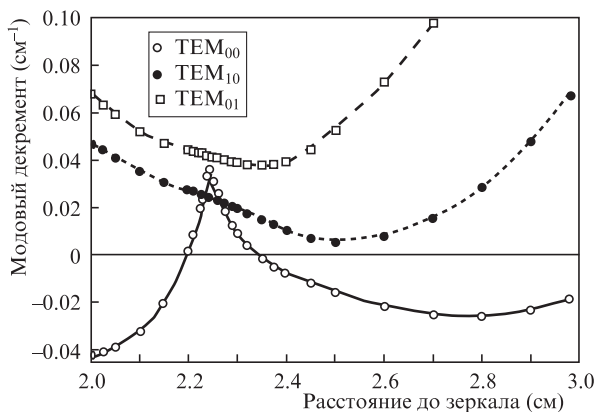


Рис.6. Зависимости от L модовых декрементов μ для мод TEM_{00} , TEM_{10} и TEM_{01} при эквивалентном токе инжекции 400 мА и радиусе пятна накачки 25 мкм.

распределения поля. С увеличением размера пятна накачки до 35 мкм основная мода оказывается выше порога возбуждения для всех представленных расстояний до зеркала, и моды высших порядков не достигают порога при $L < 2.7$ см. Для пятна накачки радиусом 50 мкм основная мода остаётся выше порога. Однако и следующая мода также оказывается выше порога при $L < 2.9$ см. Демонстрируемое на рис.5 уменьшение модового декремента μ при увеличении радиуса накачки объясняется ростом перекрытия поля моды с областью возбуждения. Характерный радиус моды определяется, в первую очередь, радиусом кривизны внешнего зеркала и расстоянием до него. Оптимальная для дискриминации высших мод ситуация соответствует примерно равенству размеров пятна накачки и основной моды. Это равенство приблизительно реализуется в минимуме кривой для $r_0 = 20$ мкм при $L = 2.8$ см.

В диапазоне изменения L от 2 до 2.5 см обнаружены более сложные эффекты. На рис.6 представлены зависимости от L модовых декрементов основной моды, второй радиально-симметричной моды и первой угловой моды при радиусе пятна накачки 25 мкм и эквивалентном токе 400 мА. Минимумы каждой из кривых примерно соответствуют условию близости размеров моды и пятна накачки. Обе моды более высокого порядка при всех расстояниях оказываются ниже порога возбуждения. Однако модовый декремент основной моды демонстрирует неожиданное поведение. Основная мода становится ниже порога при расстояниях до зеркала $L = 2.2 - 2.35$ см. Объясняется это наличием радиально неоднородного фазового набега в 25 КЯ гетероструктуры, который качественно соответствует дефокусирующей линзе. Появление «точки возврата» на графике модового декремента связано с перескоком на основную моду с другой радиальной структурой.

4.2. Расчёт генерации лазера и устойчивости основной моды

Чтобы оценить вариации мощности лазера и его угловой расходимости, вызываемые изменением L , была выполнена серия расчётов генерации основной моды при различных радиусах пятна накачки и эквивалентном токе инжекции 400 мА (рис.7). Как и в случае эксперимента, расчётная мощность генерации основной моды слабо зависит от длины резонатора при достаточно больших радиусах области возбуждения. Общее падение мощности

при $r_0 > 25$ мкм связано с уменьшением превышения накачки над порогом. В эксперименте наблюдаются меньшие мощности генерации; по-видимому, это обусловлено дополнительными потерями генерируемого излучения на рассеяние на многочисленных границах исследуемой гетероструктуры и поверхностях сапфировой подложки, что не учитывалось в расчёте. Угол расходимости основной моды медленно увеличивается с ростом L (рис.7,б). Это увеличение, в основном, обусловлено уменьшением диаметра моды в активной гетероструктуре при приближении конфигурации к полуконцентрическому резонатору. Экспериментальный угол расходимости 7.5 мрад, измеренный при $L = 2.5$ см, хорошо соответствует расчётам.

С приближением L к 3.0 см и $r_0 = 20$ мкм результаты расчётов на рис.7,а показывают резкое падение мощности, которое в эксперименте не наблюдалось и связано с дифракционными потерями на краю выходного зеркала. Действительно, в этой ситуации размер моды на выходном зеркале растёт, что проиллюстрировано на рис.8, и становится больше использовавшегося в расчётах диаметра зеркала 400 мкм. В эксперименте использовалось зеркало большего диаметра, и увеличение потерь на уход излучения мимо зеркала отсутствовало. Однако наблюдалось резкое, вплоть до нескольких градусов, увеличение расходимости выходного излучения, что согласуется с результатами расчётов на рис.7,б.

Расчётная зависимость мощности генерации на основной моде от эквивалентного тока инжекции показана на рис.9 для $r_0 = 25$ мкм и $L = 2.5$ см. Путём экстраполяции

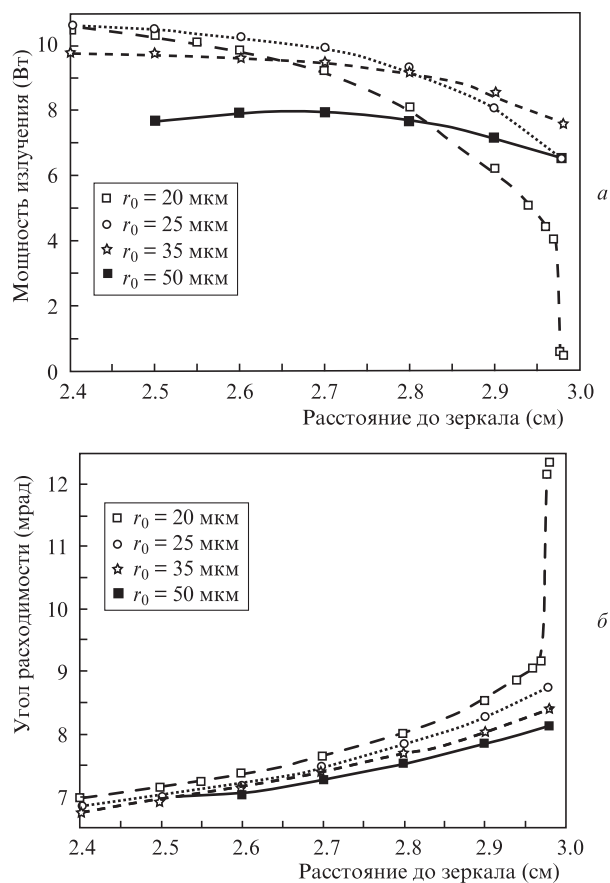


Рис.7. Зависимости от L мощности (а) и угловой расходимости выходного излучения в дальней зоне $\theta_{0.5}$, содержащей половину мощности выходного пучка (б), при эквивалентном токе инжекции 400 мА и различных радиусах пятна накачки.

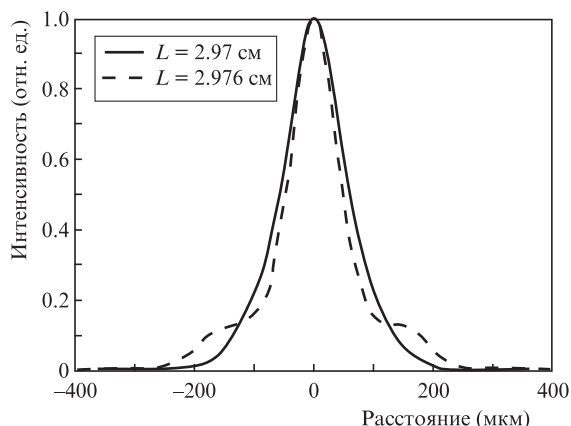


Рис.8. Поперечное сечение распределения интенсивности на выходном зеркале для генерируемой моды ПЛВР с внешним зеркалом при радиусе пятна накачки 20 мкм, эквивалентном токе инжекции 400 мА и различных значениях L .

кривой для мощности генерации к нулю был найден порог генерации по эквивалентному току $J_{th} \approx 50$ мА, который качественно согласуется с экспериментальным значением 35 мА ($J_{th}^b \approx 0.2$ мА). Расчёты предсказывают повышение оптического качества выходного пучка с ростом мощности.

Предельный ток одномодовой генерации по отношению к возбуждению высших мод находился путём решения линейной задачи, в которой профили усиления и преломления в КЯ сформированы основной модой и «заморожены» [10]. Стабильность одномодовой генерации нарушается, когда для какой-либо из высших мод декремент $\mu \geq 0$. Как показано на рис.9, при токах накачки, соответствующих использовавшимся в эксперименте пиковым токам пучка быстрых электронов, конкурирующая, т.е. ближайшая к порогу, мода остаётся ниже порога. Таким образом, одномодовая генерация при данных параметрах сохраняет устойчивость, что соответствует экспериментальным наблюдениям. Использование внешне-

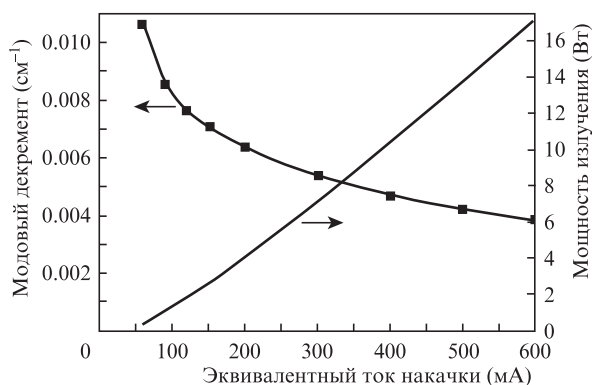


Рис.9. Зависимости ватт-амперной характеристики для основной моды и модового декремента μ для моды TEM_{10} от эквивалентного тока накачки в ПЛВР с внешним зеркалом при $r_0 = 25$ мкм и $L = 2.5$ см.

го зеркала резко увеличивает диапазон накачек с одномодовой генерацией по сравнению с этой же структурой без внешнего зеркала, где теория предсказывала критический ток для многомодовой генерации, всего в 1.5 раза превышающий порог генерации [7].

5. Заключение

Разработанный численный метод расчёта ПЛВР с внешним резонатором позволяет находить пространственный профиль и определять выходную мощность и оптическое качество выходного пучка генерирующей моды. Характерное время расчёта одной конструкции с резонансной решёткой из 25 КЯ составляет около одного часа при использовании персонального компьютера класса Пентиум IV. Созданная программа позволяет определить порог генерации на основной моде и её характеристики как функции тока накачки и параметров внешнего резонатора. Наш программный пакет дает возможность найти порог возбуждения высших мод на фоне распределений усиления и нелинейной части преломления, созданных генерирующей модой, что определяет максимально достижимую в одномодовом режиме выходную мощность. Показано, что в согласии с экспериментом при расстоянии до внешнего зеркала 2.5 см и радиусе накачки 25 мкм моды высшего порядка остаются ниже порога возбуждения во всём исследованном диапазоне накачек.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 08-02-00796-а и 10-02-00741.

1. Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 1083 (2008).
2. Piprek J., Björlin S., Bowers J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 127 (2001).
3. Бондарев В.Ю., Козловский В.И., Крыса А.Б., Попов Ю.М., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **34** (10), 9193 (2004).
4. 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).
5. Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **12** (3), 465 (1985).
6. Rao H., Steel M. J., Scarmozzino R., Osgood R.M., Jr. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1435 (2001).
7. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П., Трошчиева В.Н., Козловский В.И., Лаврушин Б.М. *Квантовая электроника*, **39**, 1028 (2009).
8. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Lect. Notes Comput. Sci.*, **4310**, 542 (2007).
9. Fox A.G., Li T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-2**, 774 (1966).
10. Elkin N.N., Napartovich A.P., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V. *Lect. Notes Comput. Sci.*, **5434**, 273 (2009).
11. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 765 (1987).
12. Siegman A. E. *Opt. Lett.*, **1**, 13 (1977).
13. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
14. Вайнштейн Л.А. *Открытые резонаторы и открытые волноводы* (М.: Сов. радио, 1966).
15. Деммель Дж. *Вычислительная линейная алгебра. Теория и приложения* (М.: Мир, 2001).