

И.А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук, М.В. САМОХВАЛОВ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛАЗЕРА ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Введение

Лазеры поверхностного излучения с вертикальным резонатором (англ. VCSEL) благодаря своим уникальным свойствам в последнее время привлекают к себе все большее внимание. Среди их основных преимуществ отметим следующее: способность генерировать одну продольную моду, малый угол расходимости пучка, низкий пороговый ток, возможность использования в установках с высокой скоростью модуляции, использование при формировании плоскостных лазерных матриц. Предполагается широкое использование VCSEL при формировании волоконно-оптических систем с высокой скоростью передачи информации, в системах оптической обработки сигнала.

Данная работа посвящена проблеме моделирования и исследования параметров VCSEL, представляющим собой брэгговские решетки, расположенные перпендикулярно слоям гетероструктуры, с целью оптимизации методов расчета характеристик. В данной работе рассчитывались характеристики для VCSEL с имплантированным слоем на основе AlGaAs/GaAs. На первом этапе проводится анализ VCSEL при помощи математической модели, которая строится на основе метода волнового распространения. Модель составлена из двух уравнений: скалярного волнового уравнения (для описания распространения поля в резонаторе) и скоростного уравнения, которое описывает изменение электрического тока на выходной апертуре лазера. Анализируется влияние разности температур между ядром и периферийной областью устройства на величину порогового тока – явление температурной линзы.

На втором этапе выполняется анализ динамических характеристик VCSEL. При помощи системы скоростных уравнений для VCSEL получены модуляционные характеристики, проведен анализ зависимости длины волны излучения от температурного коэффициента усиления, проведена оценка влияния температуры на ширину полосы модуляции лазера.

Использование метода волнового распространения

Моделирование VCSEL является особенно трудной задачей, т.к. лазеры данного типа обладают очень малыми размерами резонатора. Большинство слоев имеют размеры порядка длины волны или, по крайней мере, не превышают ее. Более того, оптический луч подвергается сильному воздействию, приводящему к формированию излучаемой моды, только в области имплантированного слоя. Это приводит к необходимости включения в модель дополнительных уравнений для учета взаимодействия оптической моды со структурой распределенного отражателя. Поэтому нужно учитывать и природу распределенных отражателей. Построение точной модели VCSEL, включая отражатели, требует больших временных затрат и наличия больших вычислительных мощностей. В приемлемой с практической точки зрения модели [1], в которой (как и в большинстве моделей с использованием MBP) рассматривается распространение только прямых волн, структура отражателя представлена в виде эквивалентной структуры с эффективным коэффициентом отражения и эффективной длиной. Структура исследуемого VCSEL и моделируемый эквивалент представлены на рис. 1.

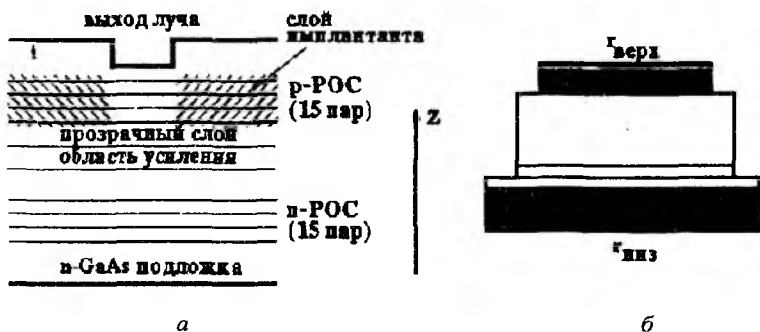


Рис. 1

Данная модель может быть использована и для расчета VCSEL с имплантированным слоем, и расширена для учета температурных эффектов. Нас будет интересовать поведение VCSEL в малосигнальном режиме в области порога.

Метод волнового распространения применяется для решения уравнений Максвелла путем применения метода конечных разностей. При этом операции дифференцирования заменяются на операторы конечной разности, и выполняется переход от дифференциального уравнения к матричному.

Такое представление называется схемой Кранка-Николсона.

Для описания распространения через различные слои используется скалярное волновое уравнение, записанное в цилиндрических координатах с учетом круговой симметрии для основной моды

$$\nabla^2 E(r, z) + n(r, z)^2 k_0^2 E(r, z) = 0, \quad (1)$$

где r — радиус-вектор; z — координата; $n(r, z)$ — пространственно изменяющийся показатель преломления; k_0 — волновой вектор в вакууме; $E(r, z)$ — пространственно изменяющееся электрическое поле.

Электрическое поле в резонаторе может быть описано с помощью экспоненциальной зависимости

$$E(r, z) = E(r, z) \exp(-j\beta_0 z), \quad (2)$$

где β_0 — постоянная распространения. Подставляя выражение (2) в уравнение (1), получим

$$2j\beta_0 \frac{\partial \bar{E}(r, z)}{\partial z} = \nabla_T^2 \bar{E}(r, z) + (n(r, z)^2 k_0^2 - \beta_0^2) \bar{E}(r, z), \quad (3)$$

где

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}.$$

Уравнение (3) позволяет рассчитать распределение поля в резонаторе, и является первым уравнением используемой модели. Изменение электрического тока на выходной апертуре исследуемого лазера ограничено рекомбинацией носителей и диффузией в активном слое, т.е. может быть описано с помощью скоростного уравнения:

$$\frac{J(r)}{ed} = \frac{N(r)}{\tau_n} + BN(r)^2 - D_N \nabla_T^2 N(r) + V_g g(r) P(r), \quad (4)$$

где

$$J(r) = J, \quad |r| \leq D/2;$$

$$J(r) = 0, \quad |r| > D/2.$$

Здесь $J(r)$ — плотность тока; $N(r)$ — плотность носителей; τ_n — время жизни неизлучающих носителей; B — квадратичный коэффициент рекомбинации; D_N — коэффициент диффузии носителей; D — диаметр апертуры; $P(r)$ — плотность фотонов; V_g — групповая скорость; d — толщина активного слоя; $g(r)$ — усиление, определяемое по логарифмическому закону $g(r) = g_0 \log(N(r)/N_{tr})$, где g_0 — коэффициент усиления, N_{tr} — пороговая плотность носителей. В расчете использовались следующие

значения параметров: $D_N = 5 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_n = 5 \text{ нс}$, $B = 10^{10} \text{ см}^3/\text{с}$, $g_0 = 1000 \text{ см}^{-1}$, $N_{tr} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Для определения корней уравнения (3) по поперечной координате используется метод конечных разностей, для определения решения по продольной z -координате используется схема Кранка-Николсона; использованы граничные условия для решения уравнения по Хедли [2]. Для расчета порога разработана следующая схема (рис. 2). Пороговый ток J_{tr} считаем определенным, когда профиль распределения поля для двух смежных итераций расчета E_0 и E_1 остается неизменным.

Одним из важнейших эксплуатационных параметров лазера является диаметр выходного окна и апертура излучения. Поэтому важно знать влияние этих габаритных параметров на пороговый ток. Эту характеристику мы получим при совместном решении уравнений (3) и (4). На рис. 3 показана зависимость порогового тока от диаметра выходной апертуры. Из графика видно, что пороговый ток обладает минимумом при диаметре около 9 мкм, что намного больше, чем для устройств с оксидным ограничением (3 — 4 мкм). Из-за слабого ограничения усиления в резонаторе при больших значениях апертуры поле испытывает сильные потери на рассеяние и с уменьшением апертуры от 20 до 10 мкм потери уменьшаются за счет фокусировки в области усиления, пороговый ток уменьшается до некоторого минимального значения для выбранного набора параметров. Дальнейшее уменьшение диаметра вызывает резкое увеличение порогового тока, что объясняется, возможно, дифракционными потерями. Следовательно, рекомендуемый размер окна для рассматриваемой структуры составляет 7—10 мкм.

Влияние температурных эффектов на коэффициент усиления можно осуществить в результате расширения исследованной выше модели. Высокое сопротивление отражателей не только ограничивает полосу модуляции VCSEL, но также и способствует нагреву лазерного чипа, что приводит к ограничению выходной мощности. Необходимо определить характер изменения порогового тока с ростом температуры.

Влияние температурных эффектов на коэффициент усиления можно осуществить в результате расширения исследованной выше модели. Высокое сопротивление отражателей не только ограничивает полосу модуляции VCSEL, но также и способствует нагреву лазерного чипа, что приводит к ограничению выходной мощности. Необходимо определить характер изменения порогового тока с ростом температуры.

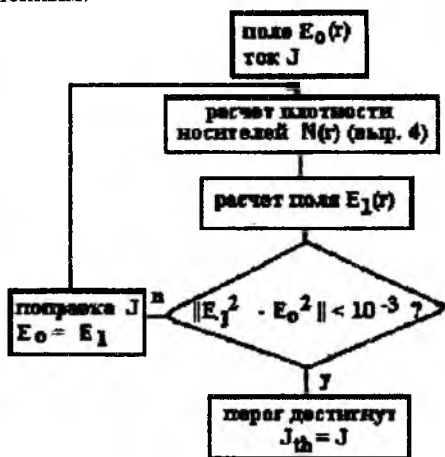


Рис. 2

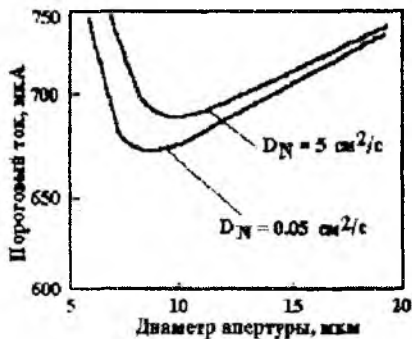


Рис. 3

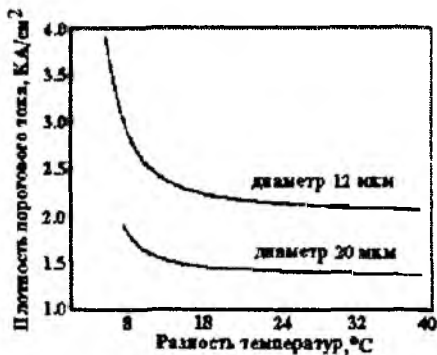


Рис. 4

Такие процессы, как межзонное поглощение, оже-рекомбинация, утечка носителей через гетеропереход делают пороговый ток чувствительным к увеличению температуры. Эти эффекты можно обобщить в форме зависимой от температуры постоянной дифференциального усиления. Для упрощения численного анализа выберем линейную зависимость в виде

$$g_0(T) = d - \xi(T - T_0), \quad (5)$$

где $d = 4.12 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и $\xi = 7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2/\text{К}$ — экспериментально определяемые постоянные [3], $T_0 = 240 \text{ К}$ — характеристическая температура.

При расчетах не учитывался эффект смещения длины волны излучения в синюю область спектра, т.к. эффект температурной линзы объясняется не нагревом лазера в целом, а разностью температур между центром лазера и периферической областью. На рис. 4 представлены температурные зависимости порогового тока. Когда разность температур относительно велика, наблюдается сильный эффект температурной линзы, и ток слабо зависит от разности температур. С уменьшением разности температур, и особенно для устройств с меньшим диаметром апертуры, пороговый ток резко возрастает. Следовательно, при разработке таких VCSEL следует предусмотреть меры по охлаждению периферических областей лазерного кристалла.

Исследование динамических свойств VCSEL

Для исследования динамики изменения плотности носителей в активном слое N , плотности фотонов в моде P и фазы оптического поля φ , воспользуемся двухуровневой моделью, выражаемой следующей системой скоростных уравнений [4]:

$$\begin{aligned}\frac{dP}{dt} &= \left(g - \frac{1}{\tau_p} \right) P + R_{sp}; \\ \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{e} - \frac{N}{\tau_n} - gP; \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\alpha}{2} \left(g - \frac{1}{\tau_p} \right).\end{aligned}\tag{6}$$

Здесь τ_p — время жизни фотонов; I — ток инжекции; e — заряд электрона. R_{sp} — скорость спонтанной эмиссии; α — фактор уширения линии излучения как функция частоты излучения. Усиления g можно записать в виде

$$g = \frac{g_0(N - N_{th}) - \Delta G_{\lambda b}(\lambda_0 - \lambda)^2}{1 + \varepsilon P},\tag{7}$$

где g_0 — дифференциальное усиление; $\Delta G_{\lambda b}$ — коэффициент параболичности. С целью исследования влияния температуры на длину волны, а значит и на усиление, воспользуемся эмпирической формулой для линейной зависимости дифференциального усиления от длины волны

$$g_0 = \Gamma V_g (a + b(\lambda_0 - \lambda)),\tag{8}$$

где Γ — фактор оптического ограничения; $a = 3,0 \cdot 10^{-16}$ см²; $b = 1,3 \cdot 10^{-14}$ см²/мкм. Из выражения (7) видно, что g и P связаны через параметр насыщения усиления ε . В [5] предложено следующее выражение для данного параметра

$$\varepsilon = \tau_p V_g g_0 \left(1 - \frac{g_t}{g_0} \frac{\Delta}{C_{el}} \right),\tag{9}$$

где Δ — энергия Ферми для электронного газа; C_{el} — теплоемкость электронного газа (величины параметров в [5]). Температурный коэффициент усиления g_t определяет зависимость усиления от температуры носителей и решетки

$$g_t = g_{t1} + G_{\lambda} (\Delta\lambda_{t2} - \Delta\lambda_{t1}),\tag{10}$$

где G_{λ} — производная усиления от длины волны; g_{t1} — скорость уменьшения коэффициента усиления, вызванная температурой (вызывает перераспреде-

ние носителей в валентной зоне и зоне проводимости); $\Delta\lambda_{r2} = 2,7 \text{ \AA K}^{-1}$ и $\Delta\lambda_{r1} = 0,6 \text{ \AA K}^{-1}$ — скорость сдвига в красную область спектра пика профиля усиления и длины волны, вызванного температурой, соответственно.

На рис. 5 представлена полученная зависимость частоты релаксационных колебаний от длины волны излучения. Эффект влияния переменного дифференциального усиления настолько существенен, что наблюдается обратная зависимость частоты релаксационных колебаний от длины волны (кривая 2) относительно рассчитанной зависимости с постоянным значением g_0 . Т.к. дифференциальное усиление сильно зависит от длины волны, частота релаксационных колебаний уменьшается с увеличением длины волны.

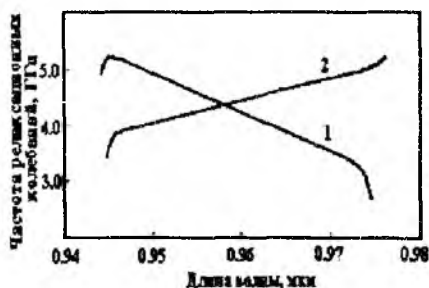


Рис. 5

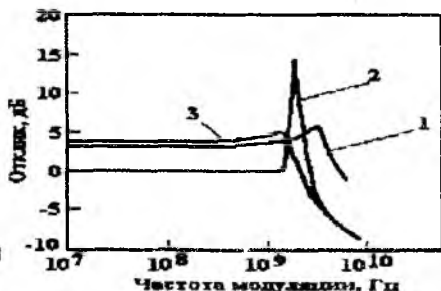


Рис. 6

Следовательно, температурную зависимость и дисперсию g необходимо обязательно учитывать при построении модели VCSEL.

На рис. 6 показаны модуляционные характеристики для различной длины волны излучения. С ростом длины волны излучения (кривые 1, 2) наблюдается сужение полосы модуляции на 3 МГц.

Заключение

В данной работе представлен анализ влияния температуры на коэффициент усиления лазера поверхностного излучения с вертикальным резонатором.

Сдвиг пика усиления с ростом температуры обеспечивает изменение температурного коэффициента усиления. Таким образом, при определенных значениях такого смещения (рис. 5, кривая 3) можно говорить о возможности нестабильной работы лазера ввиду влияния температурной зависимости коэффициента усиления. Уменьшение полосы можно, вероятно, объяснить уменьшением величины скорости затухания.

Результаты показали необходимость учета температурной зависимости коэффициента усиления при математическом моделировании VCSEL.

Список литературы: 1. *M.V. Samokhvalov, I.A. Sukhoivanov. Beam Propagation Method for Simulation of Performance of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers // VII-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. Kharkov. 1998. Vol. 2. P. 902–904.* 2. *G.R. Hadley. Transparent Boundary Condition for the Beam Propagation Method // IEEE J. Quantum Electron. 1992. Vol. 28. P. 363–369.* 3. *J.P. Zhang, K. Petermann. Beam Propagation Method for Vertical Cavity Surface Emitting Lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1994. Vol. 30. P. 1529–1536.* 4. *G.P. Agrawal. Long Wavelength Semiconductor Lasers. New York: Von Nostrand Reinhold, 1986.* 5. *G. Wang, R. Nagarajan. Reduction of Damping in High-speed Semiconductor Lasers // IEEE Photon. Lett. 1993. Vol. 5. P. 642–645.*

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 09.11.98