

О ВОЗМОЖНОСТИ КОРРЕКЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В АКТИВНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СРЕДЕ

А.С. Логгинов, К.И. Плисов

МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

Проблема создания мощного излучателя с однородным пространственным распределением является одной из классических проблем лазерной физики. Мощное излучение в сильно нелинейной среде имеет тенденцию сосредотачиваться в нитях. Это ограничивает возможности его усиления и ухудшает пространственные характеристики излучения.

На спектральном языке проблему каналирования (филаментации) излучения можно интерпретировать как существенное расширение его пространственного спектра. Осуществляя селекцию пространственных частот, можно попытаться воспрепятствовать тенденции сжатия пучка и последующего его разбиения на нити. В качестве элемента селекции можно использовать брэгговскую решетку.

Брэгговские структуры уже давно используют для спектральной селекции излучения полупроводниковых лазеров. Помимо ставшего классическим метода, был предложен иной тип селекции, использующий брэгговские отражатели, наклоненные под некоторым углом к направлению распространения световой волны [1-3]. Преимуществом такой структуры является наличие угловой селективности — возможности фильтрации пространственного спектра. Это свойство оказывается чрезвычайно полезным для получения однородного пространственного распределения излучения.

Несмотря на то, что лазеры со встроенными наклонными брэгговскими решетками успешно функционируют (α -DFB лазеры), законченная теория их работы пока отсутствует.

Для анализа процессов распространения оптического излучения в активной среде с наклонной брэгговской решеткой, нами рассмотрена модель, основанная на решении двух связанных уравнений для опорной волны и волны, удовлетворяющей (точно или приблизительно) условию Брэгга, а также уравнения для плотности инвертированных носителей.

Уравнения оптической части модели получаются из волнового уравнения, или уравнения Гельмгольца, для случая гармонической зависимости поля от времени:

$$\Delta E_y + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon E_y = 0. \quad (1)$$

Зависимость диэлектрической проницаемости от координат имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon \cdot \cos(\bar{q} \cdot \bar{r}) + \tilde{\varepsilon}, \quad (2)$$

где ε_0 является невозмущенной диэлектрической проницаемостью,

$$\varepsilon_0 = \begin{cases} \varepsilon_a, & \text{внутри активной области,} \\ \varepsilon_p, & \text{в прилегающих слоях.} \end{cases}$$

Член с $\delta\varepsilon$ описывает брэгговскую решетку, а $\tilde{\varepsilon}$ учитывает вклад в диэлектрическую проницаемость от неравновесных носителей.

Решение уравнения (1) можно искать в виде:

$$E(r) = \sum_m E_m(r) \exp[i(\beta z + m(\bar{q} \cdot \bar{r}))], \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

где β определяется из расчета эффективного показателя преломления для планарной структуры $\beta = \frac{\omega}{c} n_{eff}$.

Для дальнейшего расчета в ряде (3) можно оставить только два слагаемых для опорной волны и первой дифрагированной. В рассматриваемом случае это будут волны с индексами $m = 0$ и 1 .

Предполагая, что E_m слабо зависит от z , и пользуясь методом эффективного показателя преломления, приходим к уравнениям вида:

$$\begin{aligned} 2i\beta \frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{\partial^2 A_0}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[\Gamma_a \tilde{\varepsilon}_a A_0 + \Gamma_{gr} \frac{\delta\varepsilon}{2} A_1 \right] &= 0, \\ 2i(\beta + q_z) \frac{\partial A_1}{\partial z} + 2iq_y \frac{\partial A_1}{\partial y} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[\Gamma_a \tilde{\varepsilon}_a A_1 + \Gamma_{gr} \frac{\delta\varepsilon}{2} A_0 \right] - (2\beta q_z + q^2) A_1 &= 0, \quad (4) \\ q^2 &\approx -2\beta q_z. \end{aligned}$$

A_m связана с E_m как $E_m(r) = \phi(x)A_m(y, z)$, где $\phi(x)$ — профиль нулевой моды по координате, перпендикулярной р-п переходу. Γ_a и Γ_{gr} — коэффициенты оптического ограничения поля в активной области и в области, занимаемой брэгговской решеткой, соответственно.

Уравнение для плотности инвертированных носителей имеет стандартный вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{j}{ed} + D_a \Delta_{yz} N - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{\Gamma_a g(N)}{d \cdot \hbar \omega} |A_0 + A_1 \cdot e^{iqr}|^2. \quad (5)$$

Здесь j — плотность тока накачки, e — заряд электрона, d — ширина активной области, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, τ_{nr} — время безызлучательной рекомбинации, g — коэффициент усиления в активной области. В уравнении (5) электромагнитное поле предполагается нормированным так, что интеграл от квадрата поля по координате y дает выходную мощность.

Решение системы (4)–(5) показало, что введение наклонной брэгговской решетки препятствует тенденции филаментации излучения. Рассмотренная модель позволяет получить оценки параметров (периода брэгговской решетки и глубины модуляции показателя преломления решетки) необходимых для достижения требуемого уровня фильтрации.

1. Schoenfelder A., de Mars S.D., O'Brien S., Lang R.J. // Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series. 1997. Vol. 9. (Washington, DC: Optical Society of America). P. 1.
2. de Mars S.D., Oleskevich T., Schoenfelder A., Lang R.J. // Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest Series. 1997. Vol. 9. (Washington, DC: Optical Society of America). P. 1-2.
3. Guthrie R. // Journal of Modern Optics. 1998. Vol. 45, №7. P.1537–1546.