

## МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВЕРТИКАЛЬНО-ИЗЛУЧАЮЩЕГО ЛАЗЕРА ПРИ ПОМОЩИ МАТРИЦ ПЕРЕДАЧИ

В докладе приведены результаты моделирования и расчета оптической системы полупроводникового многослойного вертикально-излучающего лазера. Показаны возможности использования матриц передачи на простейших структурах. Сделаны выводы относительно границ применения приближения общей моды.

**Ключевые слова:** вертикально-излучающий лазер, матрица передачи

Опыт использования программного пакета *Synopsys Sentaurus TCAD* для моделирования вертикально-излучающих лазеров (*VCSEL – Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) [1] показал, что не все заявленные и описанные в руководстве пользователя возможности работоспособны и поддерживаются разработчиками. Поскольку в настоящее время авторы не имеют доступа к другим лицензионным средствам, позволяющим решать вышеуказанные задачи, было принято решение попытаться самостоятельно справиться с задачей моделирования оптических параметров *VCSEL*.

Как известно, вертикально-излучающий лазер представляет собой многослойную структуру, состоящую из непосредственно самого резонатора и брэгговских распределенных зеркал. В данной работе рассматривается упрощенная система, структура которой приведена на рис.1. Центральная часть представляет собой полуволновый резонатор, состоящий из двух  $\lambda/4$  слоев GaAs с  $n_3=3.67$ . Левое и правое зеркала состоят всего из одной пары  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{AlAs}$  с показателями преломления  $n_2=3.44$  и  $n_1=2.99$  соответственно. Вся структура радиуса  $R=3$  мкм окружена воздухом с показателем преломления  $n_0=1$ . Толщины всех слоев рассчитаны на резонансную длину волны  $\lambda=850$  нм.

В качестве первого шага на пути изучения более сложных двух- и трехмерных методов моделирования оптических систем *VCSEL* авторами был реализован метод, основанный на использовании матриц передачи в простом одномерном случае (*1D TMM – 1D Transfer Matrix Method*). При этом предполагается, что электромагнитная волна в каждом слое является суммой падающей  $E(z)^+$  и отраженной  $E(z)^-$  волн, а матрица передачи  $T$  связывает комплексные амплитуды этих волн в  $i$ -ом и  $i+1$ -ом слоях следующим образом:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1}^+ \\ A_{i+1}^- \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} A_i^+ \\ A_i^- \end{pmatrix}.$$

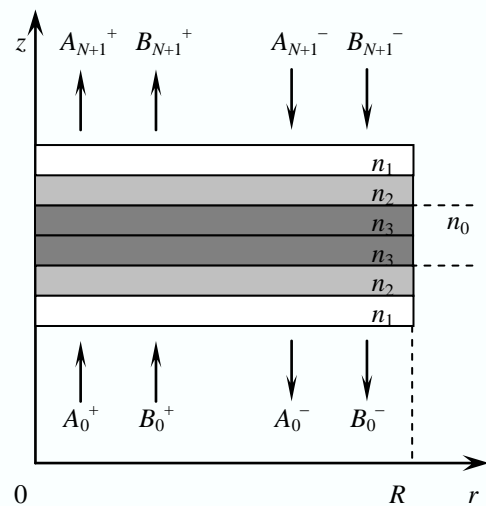


Рис. 1

Задав граничные условия, мы можем решить систему линейных уравнений, число которых зависит от количества слоев в рассматриваемом лазере. Таким образом, можно получить распределение интенсивности электрического поля в продольном сечении (рис.2).

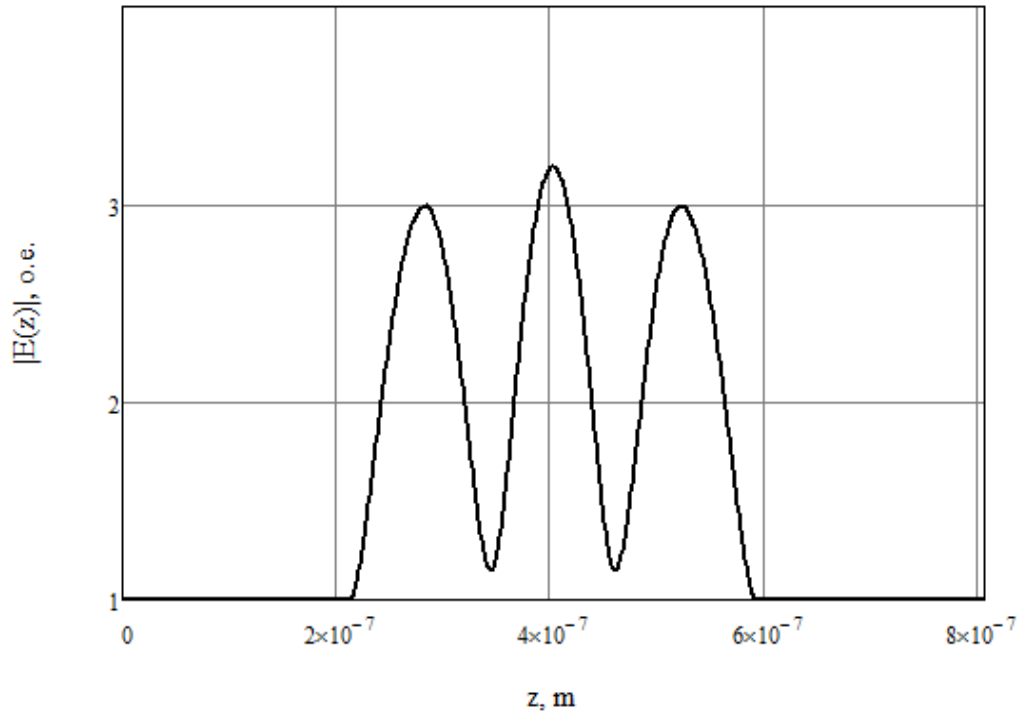


Рис. 2.

Полученная зависимость позволяет определить место расположения активной среды в виде квантовой ямы.

Следующим шагом в развитии используемого метода стал переход к трехмерному распределению поля  $E(r, \varphi, z)$  в цилиндрической системе координат. Чтобы изучить собственные моды, возникающие в резонаторе идеально симметричного VCSEL, необходимо решить уравнения Максвелла внутри ( $r < R$ ) и снаружи ( $r > R$ ) цилиндра, учитывая непрерывность тангенциальных составляющих электромагнитного поля на границе  $r = R$ . В табл.1 представлено решение для одного конкретного слоя с учетом использования матриц передачи.

Таблица 1. Электрическая и магнитная компоненты поля внутри одиночного диэлектрического слоя радиуса  $R$

	TE <sub>z</sub>	TM <sub>z</sub>
$E_\varphi$	$Z_0(A_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} - A_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(k_0/\gamma_\ell)J'_m C_m$	$Z_0(B_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} - B_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(\gamma_\ell/k_0)(m/r)J_m C_m$
$E_r$	$Z_0(A_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} - A_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(k_0/\gamma_\ell)(m/r)J_m S_m$	$Z_0(B_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} - B_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(\gamma_\ell/k_0)J'_m S_m$
$E_z$	0	$iZ_0(B_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} + B_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(\beta_\ell^2/k_0)J_m S_m$
$H_\varphi$	$(A_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} + A_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(m/r)J_m S_m$	$n_\ell^2(B_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} + B_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})J'_m S_m$
$H_r$	$-(A_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} + A_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})J'_m C_m$	$-n_\ell^2(B_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} + B_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(m/r)J_m C_m$
$H_z$	$-i(A_\ell^+ e^{-i\gamma_\ell z} - A_\ell^- e^{i\gamma_\ell z})(\beta_\ell^2/\gamma_\ell)J_m C_m$	0

Здесь использованы обозначения:  $k_0 = \omega/c$  – волновое число в вакууме,  $A_l^+$ ,  $B_l^+$  ( $A_l^-$  и  $B_l^-$ ) – комплексные амплитуды падающей (отраженной) волны в слое с номером  $l$ ,  $\beta_l$  –

поперечное волновое число в  $l$ -ом слое,  $S_m = \sin(m\varphi)$ ,  $C_m = \cos(m\varphi)$ ,  $J_m = J_m(\beta_l r)$ ,  $J'_m = \partial J_m(\beta_l r) / \partial r$ ,  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ .

В общем случае выражения для полей даются суперпозицией двух поляризационных составляющих:

$$\vec{E} = \vec{E}^{TE} + \vec{E}^{TM}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{TE} + \vec{H}^{TM}. \quad (1)$$

Строго говоря, необходимо в каждом слое решать уравнения Максвелла, получать соответствующее поперечное волновое число  $\beta_l$  и вычислять общее распределение полей с учетом взаимодействия мод в прилегающих слоях. Но в случаях, когда разница показателей преломления в смежных слоях гораздо меньше, чем разница с окружающей средой, можно считать, что поперечные волновые числа в брэгговских отражателях примерно те же, что и в резонаторе (слоях с показателем  $n_3$ ). Таким образом, в нашем случае можно считать, что  $\beta_l = \beta$  для всей структуры в целом. В рамках этого приближения называемого приближением общей моды (*Common Mode Approximation*) получается, что поперечная структура электромагнитного поля определяется только свойствами резонатора.

Учитывая все вышесказанное, продольное волновое число в  $l$ -ом слое с показателем преломления  $n_l$ :

$$\gamma_l = \sqrt{k_0^2 n_l^2 - \beta^2}, \quad l = 0, 1 \dots N+1.$$

Поперечные компоненты поля в  $l$ -ом слое, представленные в табл.1, могут быть переписаны в матричной форме:

$$\left( H_r, H_\varphi, E_r, E_\varphi \right)^T = M_l \cdot \left( A_l^-, A_l^+, B_l^-, B_l^+ \right)^T,$$

где  $M_l$  представляет собой матрицу размера  $4 \times 4$ , элементы которой можно определить по табл.1. После несложных преобразований, получаем:

$$\begin{pmatrix} A_{l+1}^- \\ A_{l+1}^+ \\ B_{l+1}^- \\ B_{l+1}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_l^{TE} & \bar{0} \\ \bar{0} & M_l^{TM} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_l^- \\ A_l^+ \\ B_l^- \\ B_l^+ \end{pmatrix},$$

где  $\bar{0}$  – нулевая матрица размера  $2 \times 2$ , а  $M_l^{TE}$  и  $M_l^{TM}$  – матрицы передачи, определяемые следующим образом:

$$M_l^{TE} = 0.5 \cdot \begin{pmatrix} \frac{1+1/\gamma_l^R}{c_l^-} & \frac{1-1/\gamma_l^R}{c_l^+} \\ \frac{1-1/\gamma_l^R}{c_l^-} & \frac{1+1/\gamma_l^R}{c_l^+} \end{pmatrix}, \quad M_l^{TM} = 0.5 \cdot \begin{pmatrix} \left[ \frac{\epsilon_l^R + \gamma_l^R}{c_l^-} \right] & \left[ \frac{\epsilon_l^R - \gamma_l^R}{c_l^+} \right] \\ \left[ \frac{\epsilon_l^R - \gamma_l^R}{c_l^-} \right] & \left[ \frac{\epsilon_l^R + \gamma_l^R}{c_l^+} \right] \end{pmatrix},$$

где  $\gamma_l^R = \gamma_l / \gamma_{l+1}$ ,  $\epsilon_l^R = n_l / n_{l+1}$ ,  $c_l^\pm = \exp[i(\gamma_{l+1} \pm \gamma_l) z_l]$ ,  $z_l$  – координаты границ.

Подставляя в (1) решения системы линейных уравнений относительно комплексных амплитуд, получаем распределения интенсивности электромагнитного поля по всей структуре. На рис. 3 - 6 представлены полученные распределения для некоторых мод (левый столбец – продольное сечение, правый - поперечное).

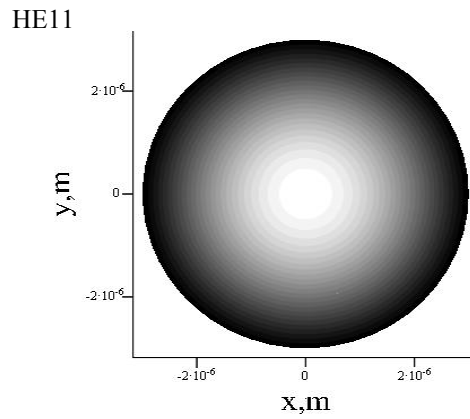
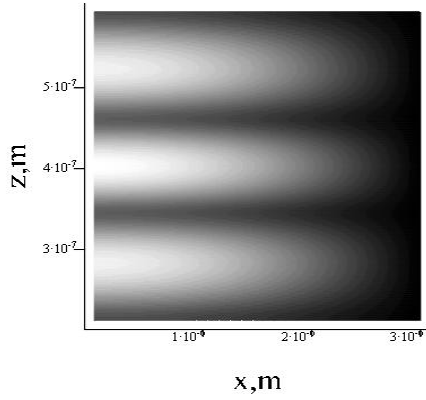


Рис. 3

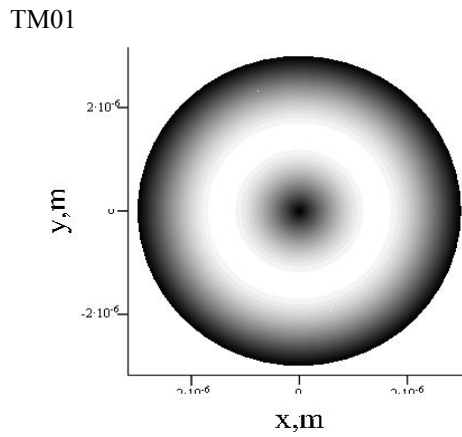
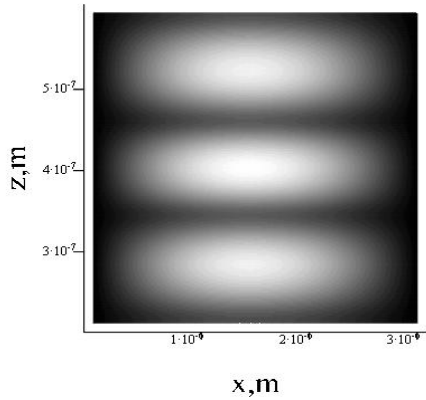


Рис. 4

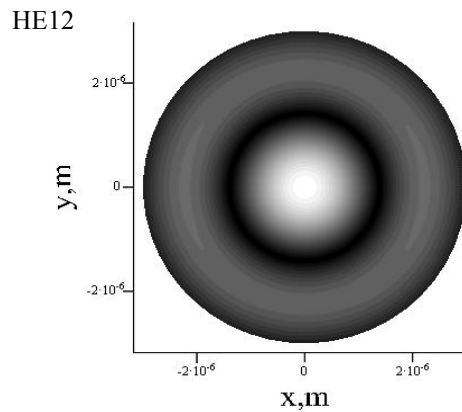
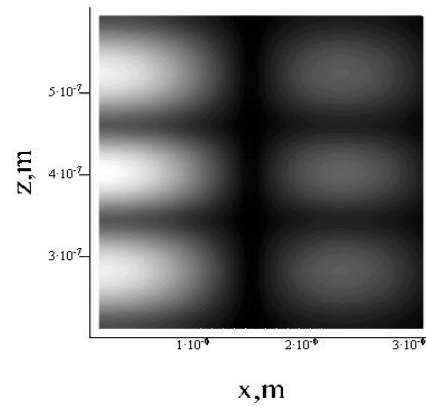


Рис. 5

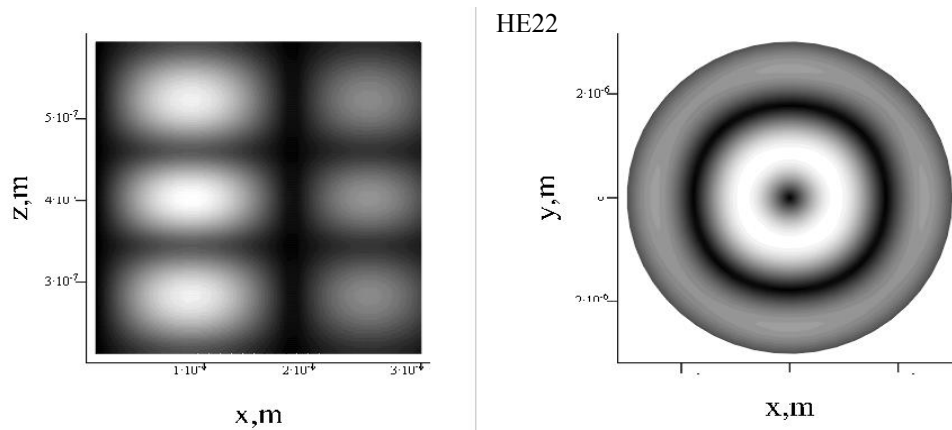


Рис. 6

Границы применимости рассмотренного приближения связаны с разницей показателей преломления внутри структуры и за её пределами.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клеченов К.С., Синев А.Е. «Моделирование оптических микрорезонаторов вертикально-излучающего лазера при помощи пакета TCAD Synopsys Sentaurus». Труды 66-й НТК, посвященной Дню радио. СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 19-29 апреля 2011, с. 350-351.
2. S.F. Yu «Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers», John Wiley & Sons, 2003.
3. D. Burak and R. Binder, «Cold cavity vectorial eigenmodes of VCSELs», IEEE J. Quantum Electron, Vol. 33, no.7, pp. 1205-1215, 1997.