

# Селекция мод в двумерных брэгговских резонаторах на основе планарных диэлектрических волноводов

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург, В.Ю.Заславский, А.М.Малкин, А.С.Сергеев, М.Тумм

*Проведен анализ двумерных брэгговских резонаторов на основе планарных диэлектрических волноводов. Показано, что нанесенная на поверхность диэлектрика двоякопериодическая гофрировка в виде двух решеток с трансляционными векторами, направленными перпендикулярно по отношению друг к другу, позволяет обеспечить эффективную селекцию мод по двум координатам при больших параметрах Френеля. Указанный результат получен в рамках как метода связанных волн (приближение геометрической оптики), так и прямого численного моделирования. Двумерные брэгговские резонаторы позволяют реализовать лазеры с двумерной распределенной обратной связью и обеспечить генерацию пространственно-когерентного излучения активной средой большого объема.*

**Ключевые слова:** лазеры с распределенной обратной связью, двумерный брэгговский резонатор, селекция мод.

## 1. Введение

В традиционных лазерах с распределенной обратной связью (РОС) [1–7] используется связь волноводных мод, распространяющихся в диэлектрических структурах с однопериодической модуляцией характеристик, например толщины слоев:

$$b(z) = b_0 + b_1 \cos \bar{h}z, \quad (1)$$

где  $b_0$  – средняя толщина слоя;  $b_1$  – амплитуда модуляции;  $\bar{h} = 2\pi/d$ ;  $d$  – период модуляции. Подобные структуры формируют одномерный брэгговский резонатор, в котором имеет место взаимное рассеяние двух встречных волн, распространяющихся вдоль оси  $z$ . Описанный резонатор обеспечивает эффективную селекцию мод по их продольному индексу. В случае планарной геометрии синхронизация излучения вдоль второй поперечной координаты  $x$  может быть обеспечена дифракционным расплыванием волновых пучков, если поперечный размер системы  $l_x$  ограничен условием Френеля  $l_x^2/l_z\lambda < 1$ , где  $l_z$  – длина резонатора. В работе [8] теоретически исследован эффективный метод пространственной синхронизации излучения при больших параметрах Френеля  $l_x^2/l_z\lambda \gg 1$ , основанный на использовании двумерной РОС. В оптическом диапазоне двумерная РОС может быть реализована с помощью диэлектрической пластины, имеющей двоякопериодическую синусоидальную модуляцию одной из поверхностей (рис.1, а, б)

$$b(x, z) = b_0 + b_1 [\cos \bar{h}(x+z) + \cos \bar{h}(x-z)] \quad (2)$$

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург, В.Ю.Заславский, А.М.Малкин, А.С.Сергеев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: baryshev@appl.sci-nnov.ru  
 М.Тумм. Forschungszentrum Karlsruhe, Association EURATOM-FZK, IHM, Hermann-von-Helmholtz Platz 1, D-76021 Karlsruhe, Germany

Поступила в редакцию 18 июня 2008 г., после доработки – 6 октября 2008 г.

с трансляционными векторами  $\mathbf{K}^\pm = \bar{h}x_0 \pm \bar{h}z_0$ , направленными перпендикулярно по отношению друг к другу ( $x_0, z_0$  – орты системы координат). Двумерная брэгговская структура (2) обеспечивает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волновых потоков  $C_z^\pm$  и  $C_x^\pm$  с волновыми векторами  $\mathbf{h}$ , распространяющихся в  $\pm z$  и  $\pm x$  направлениях и заданных вектор-потенциалами:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} = \text{Re} \left\{ [ \mathbf{a}_1(y) (C_z^+ e^{-ihz} + C_z^- e^{ihz}) \right. \\ \left. + \mathbf{a}_2(y) (C_x^+ e^{-ihz} + C_x^- e^{ihz}) ] e^{i\omega t} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

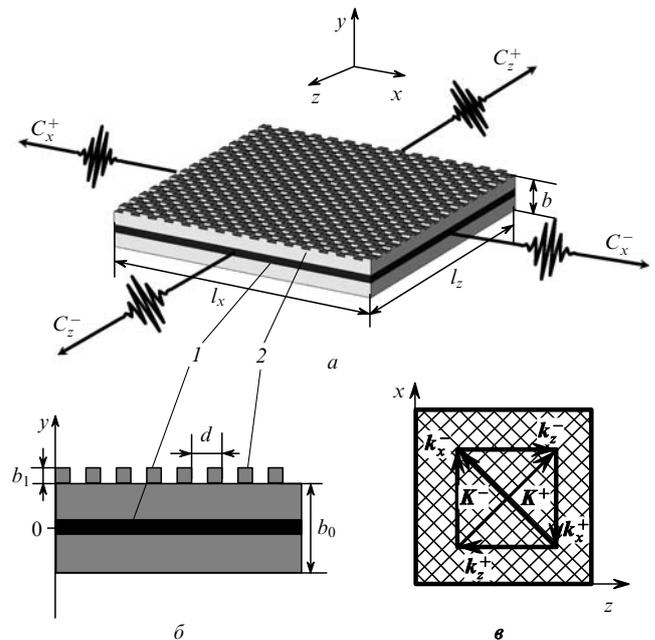


Рис.1. Общая схема лазера с двумерной распределенной обратной связью (а), поперечное сечение двумерного брэгговского резонатора (б) и диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн (в);  $\mathbf{k}_{x,z}^\pm$  – волновые векторы парциальных волн, 1 – активная среда, 2 – брэгговская решетка.

где  $a_{1,2}$  – поперечные структуры мод планарного диэлектрического волновода. Эффективная связь волн на структуре (2) имеет место при выполнении резонансного условия:  $h \approx \bar{h}$  (см. рис.1,б). При этом волны  $C_z^\pm$  рассеиваются в волны  $C_x^\pm$ , а непосредственная связь волн  $C_z^- \leftrightarrow C_z^+$  и  $C_x^- \leftrightarrow C_x^+$  отсутствует.

Заметим, что подобно планарным брэгговским резонаторам СВЧ диапазона на основе гофрированных металлических пластин [9–11] для практических реализаций двойкопериодическую синусоидальную гофрировку можно заменить гофрировкой шахматного типа (см. рис.1,а):

$$b(x, z) = b_0 + b_1 f(x) f(z),$$

$$f(\xi) = \begin{cases} 1, & 2q\pi/\bar{h} < \xi < (2q+1)\pi/\bar{h}, \\ -1, & (2q-1)\pi/\bar{h} < \xi < 2q\pi/\bar{h}, \quad q = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (4)$$

На основе метода связанных волн нами исследованы селективные свойства двумерных брэгговских структур, и показано, что такие системы позволяют обеспечить эффективную селекцию мод по двум координатам. При этом наибольшей добротностью обладают моды, расположенные в окрестности брэгговской частоты. Эти результаты подтверждены прямым численным моделированием на основе стандартного кода CST MicroWave Studio.

## 2. Собственные моды двумерной брэгговской структуры

Собственные волны планарного диэлектрического волновода обладают либо ТЕ-, либо ТМ-поляризацией. В случае одномерной брэгговской структуры имеет место связь волн обеих поляризаций [3]. Для исследуемой ниже двумерной брэгговской структуры (2) с учетом того, что условия брэгговского рассеяния выполнены для парциальных волн  $C_x$  и  $C_z$ , распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях, только для волн ТМ-поляризации указанные волны обладают общей компонентой электрического поля ( $E_y$ ) и поэтому эффективно связываются. Для волн ТЕ-поляризации электрическое поле направлено перпендикулярно волновому вектору, и при рассеянии на структуре (2) электрические поля парциальных волн  $C_x$  и  $C_z$  взаимно перпендикулярны. Соответственно эффективная связь волн этих поляризаций отсутствует. Заметим, однако, что существует возможность организации связи волн ТЕ- и ТМ-поляризаций ( $C_x$  и  $C_z$ ), но с меньшим коэффициентом связи, чем для рассеяния ТМ-волн. Ограничимся далее случаем, когда ширина диэлектрического слоя связана условием  $kb_0(\varepsilon - 1)^{1/2} < \pi$  (где  $k = \omega_0/c$ ,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость), при котором в заданном полосой активного вещества частотном диапазоне имеется единственная распространяющаяся ТМ-волна с одной вариацией вдоль оси  $y$  (число вариаций – это величина, превышающая на единицу число нулей поля). Компоненты поля парциальных волн могут быть представлены в виде

$$a_{1y}(y) = a_{2y}(y) = \cos gy, \quad a_{1z}(y) = a_{2z}(y) = \frac{-ig}{h} \sin gy \quad (5)$$

при  $|y| < l_y/2$ ,

$$a_{1y}(y) = a_{2y}(y) = \frac{g}{p} \sin \left( \frac{gl_y}{2} \right) e^{-p|y|},$$

$$a_{1z}(y) = a_{2z}(y) = \frac{-ig}{h} \sin \left( \frac{gl_y}{2} \right) e^{-p|y|} \quad (6)$$

при  $|y| > l_y/2$ . Здесь  $g = (\varepsilon k^2 - h^2)^{1/2}$  и  $p = (h^2 - k^2)^{1/2}$  – поперечные волновые числа внутри диэлектрика и в вакууме соответственно, которые могут быть найдены из характеристического уравнения для симметричных ТМ-мод диэлектрического волновода:

$$\left[ (\varepsilon - 1)k^2 - g^2 \right]^{1/2} = \frac{g}{\varepsilon} \tan \left( \frac{gl_y}{2} \right). \quad (7)$$

Взаимная связь и рассеяние четырех парциальных волновых потоков на двумерной брэгговской структуре в приближении геометрической оптики, справедливом при больших значениях чисел Френеля, описывается следующей системой уравнений [9]:

$$\frac{\partial C_z^\pm}{\partial z} \mp i\delta C_z^\pm \pm i\alpha(C_x^+ + C_x^-) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial C_x^\pm}{\partial x} \mp i\delta C_x^\pm \pm i\alpha(C_z^+ + C_z^-) = 0.$$

Здесь  $\delta = h(\omega_0) - \bar{h}$  – отстройка частоты от частоты точного брэгговского резонанса,  $\alpha$  – коэффициент связи, который может быть представлен в виде [3]

$$\alpha = \frac{vb_1h}{4} \frac{(\varepsilon - h^2/k^2)(1 + 1/\varepsilon^2)}{(h^2/\varepsilon^2k^2 + h^2/k^2 - 1)b_0 + 2(h^2 - k^2)^{-1/2}}, \quad (9)$$

где в случае синусоидальной модуляции (2)  $v = 1$ , а в случае шахматной гофрировки (4)  $v = 16\pi^2$ .

Представляя решение уравнений (8) в виде  $\sim e^{i(A_x x + A_z z)}$ , получим дисперсионное уравнение для нормальных волн в безграничной двумерной брэгговской структуре:

$$(\delta^2 - A_x^2)(\delta^2 - A_z^2) - 4\alpha^2 \delta^2 = 0. \quad (10)$$

При  $\delta > 0$  дисперсионные характеристики  $\delta(A_x, A_z)$  (рис.2) представляют собой два листа (при  $\delta < 0$  решение зеркально симметрично изображенному). Лист 1 пересекает вертикальную ось в точке  $\delta/\alpha = 2$  (зеркальная точка  $\delta/\alpha = -2$ ). Эти точки соответствуют экстремумам функции  $\delta(A_x, A_z)$ , в которых достигаются минимумы групповых скоростей нормальных волн. Как показано ниже, часть высокодобротных собственных мод двумерной брэгговской структуры расположена вблизи указан-

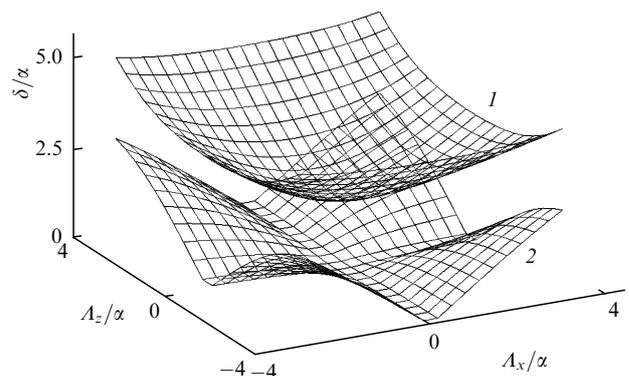


Рис.2. Дисперсионные характеристики  $\delta(A_x, A_z)$  нормальных волн для двумерной брэгговской структуры в области  $\delta > 0$ .

ных точек. Эти моды, в принципе, аналогичны модам традиционной одномерной брэгговской структуры. Особенность двумерной брэгговской структуры заключается в наличии листа 2, который пересекает вертикальную ось в точке  $\delta = 0$ . Для этого листа в окрестности  $A_{x,z} = 0$  не только групповая скорость, но и ее производные стремятся к нулю, что создает условия для формирования высокодобротных мод в указанной окрестности.

Спектр собственных мод может быть найден из решения уравнений (8) с граничными условиями

$$C_z^+ \Big|_{z=0} = 0, \quad C_z^- \Big|_{z=l_z} = 0, \quad C_x^+ \Big|_{x=0} = 0, \quad C_x^- \Big|_{x=l_x} = 0, \quad (11)$$

при которых отсутствуют внешние потоки энергии.

Для аналитического решения краевой задачи (8), (11) введем функции  $F_z = C_z^+ + C_z^-$  и  $F_x = C_x^+ + C_x^-$ , для которых уравнения (8) переписутся в виде

$$\frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} + \delta^2 F_z = -2\alpha \delta F_x, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 F_x}{\partial x^2} + \delta^2 F_x = -2\alpha \delta F_z,$$

с граничными условиями

$$\left( \frac{\partial F_z}{\partial z} \mp i\delta F_z \right) \Big|_{z=l_z/2 \pm l_z/2} = 0, \quad \left( \frac{\partial F_x}{\partial x} \mp i\delta F_x \right) \Big|_{x=l_x/2 \pm l_x/2} = 0. \quad (13)$$

Уравнения (12) можно решить методом деления переменных, подставляя выражения для  $F_{x,z}$  в виде

$$F_z(x, z) = B_z f_x(x) f_z(z), \quad (14)$$

$$F_x(x, z) = B_x f_x(x) f_z(z),$$

где  $B_{x,z}$  – произвольные постоянные;  $f_\xi(\xi)$  – собственные функции операторов  $T_z$  и  $T_x$ ;

$$T_\xi f(\xi) = \frac{d^2 f(\xi)}{d\xi^2} + \delta^2 f(\xi). \quad (15)$$

Собственные функции  $f_\xi(\xi)$  оператора  $T_\xi$ , удовлетворяющие уравнению  $T_\xi f_\xi(\xi) = \gamma_\xi f_\xi(\xi)$ , могут быть представлены в виде

$$f_\xi(\xi) = \frac{(\delta + A_\xi)^{1/2}}{(\delta - A_\xi)^{1/2}} \left\{ (\delta + A_\xi) \exp [iA_\xi(\xi + l_\xi/2)] - (\delta - A_\xi) \exp [-iA_\xi(\xi - l_\xi/2)] \right\}, \quad (16)$$

где  $A_\xi = (\delta^2 - \gamma_\xi)^{1/2}$ ,  $\gamma_\xi$  – собственное число оператора  $T_\xi$ , определяемое из характеристического уравнения

$$\exp(2iA_\xi l_\xi) = \frac{(\delta - A_\xi)^2}{(\delta + A_\xi)^2}. \quad (17)$$

При подстановке (14) в уравнения (12) из условия нетривальности решения получим соотношение

$$\gamma_x \gamma_z = 4\alpha^2 \delta^2. \quad (18)$$

Здесь  $\gamma_x, \gamma_z$  – собственные числа операторов  $T_z$  и  $T_x$  соответственно. Решение алгебраического уравнения (18) оп-

ределяет спектр комплексных собственных частот резонатора  $\delta$ .

Для определения пространственных структур полей парциальных волн, составляющих собственную моду резонатора, подставим (14) в уравнения (12) и после интегрирования с учетом граничных условий (13) получим:

$$C_z^\pm = 2i\alpha(\delta \pm A_z) \exp(\pm iA_z l_z/2) \sin[A_z(z \pm l_z/2)] f_x(x), \quad (19)$$

$$C_x^\pm = 2i\alpha(\delta \pm A_x) \exp(\pm iA_x l_x/2) \sin[A_x(x \pm l_x/2)] f_z(z).$$

В условиях сильной связи волн  $\alpha l_{x,z} \gg 1$  можно найти решение краевой задачи (8), (11) в явном виде [9]

$$\delta_{n,m} = \pm \frac{\pi^2 m n}{2\alpha l_z l_x} + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2 l_z l_x} \left( \frac{n^2}{l_z} + \frac{m^2}{l_x} \right), \quad (20a)$$

$$\delta_{n,m} = \pm \left[ 2\alpha + \frac{\pi^2}{4\alpha} \left( \frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2} \right) \right] + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left( \frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3} \right), \quad (20б)$$

где  $n$  и  $m$  – индексы мод по продольной и поперечной координатам.

Частоты и добротности собственных мод определяются соответственно реальной и мнимой частями собственного числа  $\delta_{n,m}$ :

$$\omega_{n,m} \approx c\bar{\omega} + c\text{Re} \delta_{n,m}, \quad (21a)$$

$$Q_{n,m} \approx (\bar{\omega}/2) \text{Im} \delta_{n,m}. \quad (21б)$$

Согласно (20), двумерный брэгговский резонатор обладает высокой селективностью и по продольному  $n$ , и по поперечному  $m$  индексам мод. Эта селективность обеспечена высвечиванием потоков электромагнитной энергии не только в продольном ( $\pm z$ ) направлении (как это имеет место в традиционных одномерных брэгговских резонаторах [1–7]), но дополнительно и в поперечном ( $\pm x$ ) направлении. Собственные моды резонатора расположены как в окрестности частоты точного брэгговского резонанса  $\bar{\omega} = hc$  ( $\delta = 0$ , (20a)), так и вблизи границы зоны брэгговского рассеяния  $\delta \approx \pm 2\alpha$  (20б) (рис.3). Очевидно, что моды, описываемые формулой (20б), имеют аналоги в спектре мод одномерных брэгговских резонаторов и связаны с листом 1 (см. рис.2) дисперсионных характеристик нормальных волн. Специфической особенностью двумерных брэгговских резонаторов является наличие высокодобротных мод, расположенных в отсутствие дефектов гофрировки в центре брэгговской полосы и описываемых формулой (20a). Эти моды ассоциированы с листом 2 дисперсионных характеристик. Максимальной добротностью обладают моды с индексами  $\{n = 0, m = 1\}$  и  $\{n = 1, m = 0\}$  (рис.3). Эти моды в использованном приближении геометрической оптики вырождены по частоте, а в случае  $l_x = l_z$  – и по добротности. Для снятия вырождения по добротности следует использовать структуры прямоугольной формы. При  $l_z > l_x$  максимальной добротностью обладает мода с индексами  $\{n = 1, m = 0\}$ . Согласно (20), (21) добротность этой моды определяется соотношением

$$Q_{1,0} = \frac{\bar{\hbar} k^2 \alpha^2 l_z^2 l_x}{\pi^2}. \quad (22)$$

Важно подчеркнуть, что в рамках сделанных приближений (приближение геометрической оптики и пренебреже-

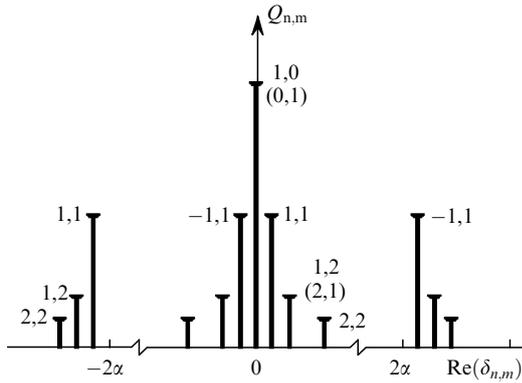


Рис.3. Спектр мод двумерного брэгговского резонатора.

ние омическими потерями) соотношение между добротностями мод с различными индексами не зависит от геометрических размеров системы. Структуры полей парциальных волн основной моды для случая  $l_z = 2l_x$  приведены на рис.4. Для уточнения значения добротности основной моды при относительно небольших значениях параметров  $\alpha l_{x,z}$  уравнение (18) решалось численным методом PSO (Particle Swarm Optimization). Результаты представлены на рис.5 и демонстрируют, что соотношение (22) дает хорошую аппроксимацию для добротности при  $\alpha l_z > 2$ .

Важно подчеркнуть, что существование мод внутри полосы брэгговского резонанса в отсутствие дефектов периодичности является специфической особенностью исследуемых двумерных брэгговских структур, отличающей их как от одномерных (однопериодических) прототипов [1–4], так и от двумерных фотонных кристаллов [12–14], где для формирования мод необходимо внесение дефектов периодичности.

### 3. Моделирование селективных характеристик двумерных брэгговских структур

Для подтверждения результатов аналитического рассмотрения было проведено дополнительное моделирование электродинамических характеристик планарных двумерных брэгговских структур на основе диэлектрических волноводов в рамках трехмерного электромагнитного кода CST MicroWave Studio. Для определения собственных мод электродинамической системы моделировалось ее возбуждение внешним коротким токовым импульсом от точечного диполя, помещенного внутрь резонатора. Длительность «запитывающего» импульса тока

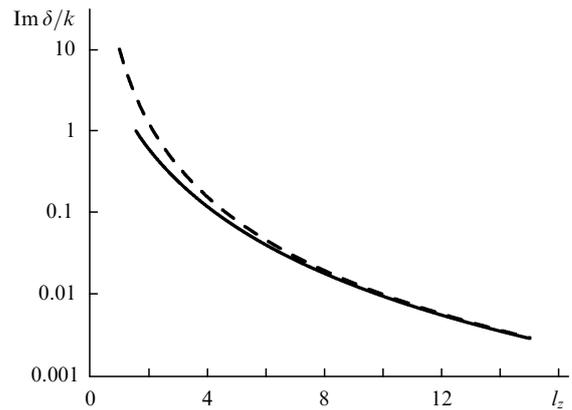


Рис.5. Зависимость  $\delta$  для основной моды от размера резонатора при  $l_x = l_z/2$ ; штриховой линией показана зависимость, полученная аналитически в приближении  $\alpha l_{x,z} \gg 1$ .

составляла  $\omega_0 \Delta t \approx 40$ , что соответствовало спектральной ширине  $\Delta\omega/\omega_0 \approx 0.3$ . Анализировалась эволюция поля внутри резонатора. После нескольких проходов парциальных волновых потоков по резонатору в спектре возбуждаемого поля должны формироваться характерные максимумы, соответствующие положению наиболее высокодобротных собственных мод.

Результаты моделирования приведены на рис.6,7 для резонатора с толщиной пластины  $b_0 = 0.45\lambda$ , диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1.5$ , шириной  $l_x = 27\lambda$  и длиной  $l_z = 81\lambda$  (параметры Френеля  $N_z = l_z^2/\lambda l_x \approx 250$ ,  $N_x = l_x^2/\lambda l_z \approx 10$ ). Глубина гофра составляла  $b_1 = 0.045\lambda$ , период  $d = 0.925\lambda$ . Возбуждающий диполь был помещен в точку с координатами  $(2l_x/3, 2l_z/3)$ . Полное время моделирования составило  $\omega_0 t_{\max} \approx 8000$ , что соответствует  $\sim 20 - 30$  прохождениям волн по резонатору.

Эволюция электрического поля в некоторой точке внутри структуры  $E_y(l_x/3, l_z/3; t)$  на всем интервале моделирования представлена на рис.6,а. На рис.6,б показана стадия экспоненциального затухания поля на интервале  $\omega_0 t \approx 3000 - 6000$ , на котором происходит выделение основной моды. Для сравнения там же представлена кривая, соответствующая затуханию сигнала с декрементом, который найден из решения характеристического уравнения (18) для основной моды брэгговского резонатора. Видно хорошее соответствие результатов моделирования результатам аналитического рассмотрения в рамках метода связанных волн. Добротность  $Q_{1,0}$ , вычисленная по скорости затухания поля, составляет  $\sim 500$ . На рис.6 также представлен спектр сигнала, вычисленный за полное время моделирования (рис.6,в) и на ко-

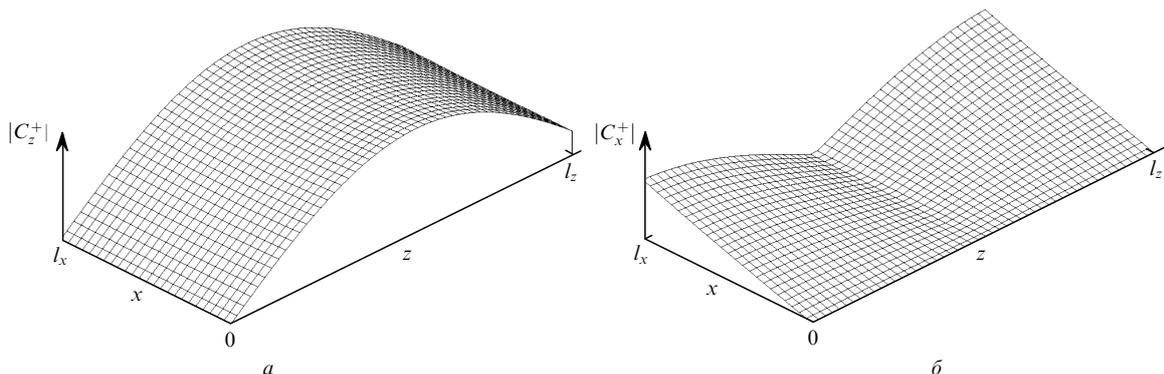


Рис.4. Структуры полей парциальных волн  $C_z^+$  (а) и  $C_x^+$  (б) для основной моды с индексами  $\{n = 0, m = 1\}$ ;  $l_z = 5, l_x = 2.5$ .

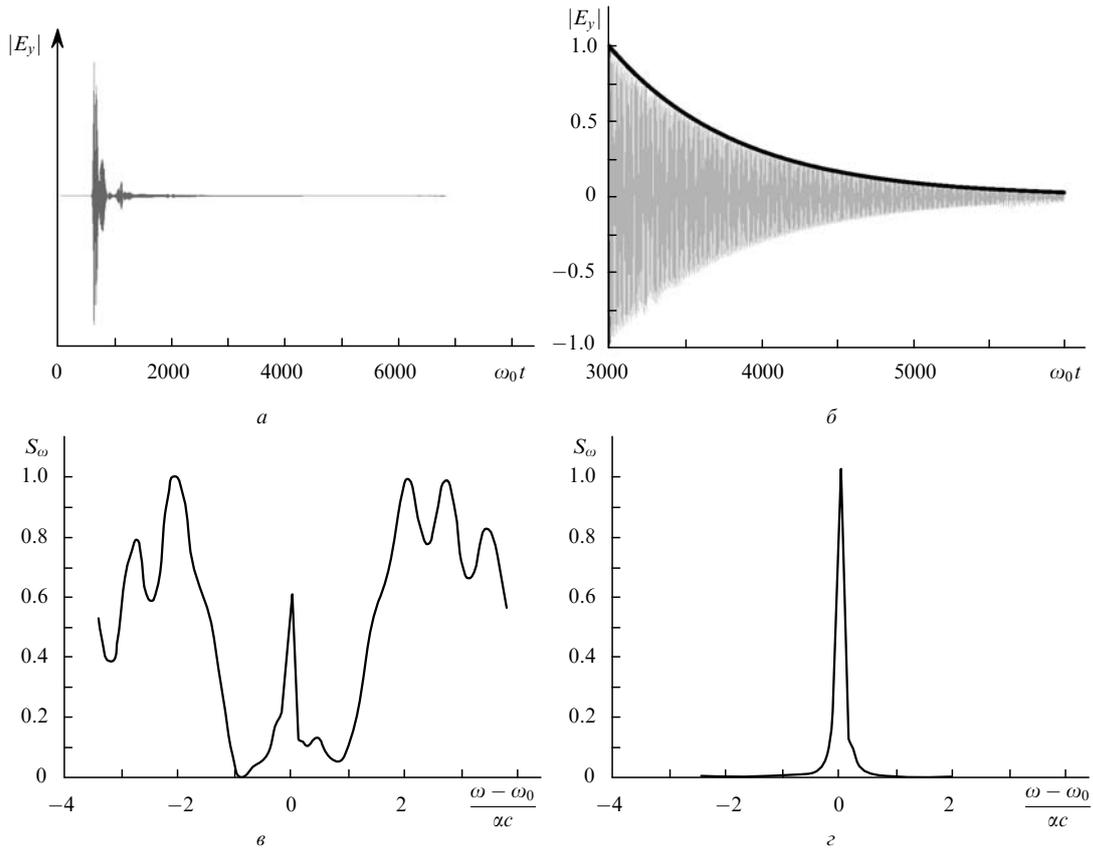


Рис.6. Результаты моделирования возбуждения двумерной брэгговской структуры коротким электромагнитным импульсом: эволюция амплитуды проекции поля  $|E_y|$  в точке наблюдения на полном интервале моделирования ( $\omega_0 t \approx 0 - 8000$ ) (а), эволюция поля на стадии экспоненциального затухания ( $\omega_0 t \approx 3000 - 6000$ ), для сравнения жирной линией показано затухание сигнала с декрементом, найденным из решения характеристического уравнения (18) (б), а также соответствующие (а) и (б) спектры  $S_\omega$  поля (в) и (г);  $l_z = 81\lambda, l_x = 27\lambda, b_0 = 0.45\lambda, \epsilon = 1.5$ .

нечном интервале времени (рис.6,г). Из указанных рисунков следует, что происходит выделение основной моды на обладающей наибольшей добротностью частоте брэгговского резонанса. Эта мода может быть проинтерпретирована как собственная мода двумерного брэгговского резонатора с индексами  $\{n = 1, m = 0\}$ . Таким образом, найденные в прямом численном моделировании частота наиболее добротной моды и абсолютное значение ее добротности находятся в хорошем соответствии с результатами аналитического рассмотрения. Одновременно моделирование подтверждает наличие в двумерном брэгговском резонаторе высокодобротных мод в центре полосы непрозрачности. Заметим, что в традиционных одномерных брэгговских структурах моды располагаются на краях зоны непрозрачности. При этом существует проблема дискриминации низкочастотной или высокочастотной моды (см., напр., [7]).

На рис.7 представлены пространственные структуры полей парциальных волновых потоков в условиях выделения основной моды двумерного брэгговского резонатора. Фактически показаны распределения  $H_x$  (рис.7,а) и  $H_z$  (рис.7,б) компонент магнитного поля. Как следует из представления для компонент парциальных волн (3), поле  $H_x$  пропорционально сумме парциальных волновых потоков  $|C_z^+ - C_z^-|$ , распространяющихся вдоль оси  $z$ , а поле  $H_z$  – сумме потоков  $|C_x^+ - C_x^-|$ , распространяющихся вдоль оси  $x$ . Сравнение с результатами аналитического рассмотрения (рис.5) показывает, что структуры полей в моделировании с хорошей точностью воспроизводят эти результаты, включая соотношение между амплитудами парциальных волн.

Следует отметить, что использованные выше при прямом численном моделировании размеры резонатора не являются предельными с точки зрения селективных

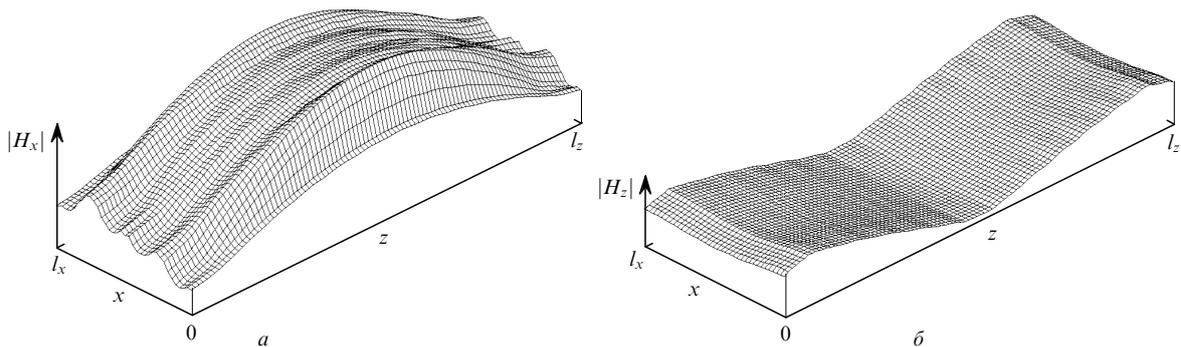


Рис.7. Пространственная структура амплитуд проекций полей  $|H_x|$  (а) и  $|H_z|$  (б) при выделении основной моды резонатора.

возможностей, а их выбор обусловлен ограниченностью вычислительных ресурсов. Как следует из результатов аналитического рассмотрения, двумерный брэгговский резонатор сохраняет селективность при увеличении размеров  $l_z$  и  $l_x$ , поскольку, как видно из формул (20), (21), соотношение между добротностями мод с различным числом вариаций поля вдоль осей  $x$  и  $z$  от указанных параметров не зависит. Однако при фиксированном коэффициенте связи добротности всех мод возрастают и на некотором уровне будут выравниваться омическими потерями. С другой стороны, одновременное уменьшение коэффициента связи, которое может быть достигнуто уменьшением глубины модуляции среды, имеет естественные технологические ограничения. Тем не менее, характерная ширина системы  $l_x$ , при которой двумерный брэгговский резонатор обеспечивает селекцию мод, порядка его длины  $l_z$ , а последняя имеет тот же порядок, что и одномерные аналоги.

#### 4. Заключение

В работе показано, что двумерная двоякопериодическая структура (2), нанесенная на поверхность диэлектрика, обеспечивает эффективную селекцию мод по двум координатам. Данный результат получен как в рамках метода связанных волн (приближение геометрической оптики), так и прямого численного моделирования. Двумерные брэгговские структуры позволяют реализовать лазеры с двумерной распределенной обратной связью. Анализ динамики подобных лазеров в рамках полуклассического подхода [8] показал, что при умеренных превышениях над порогом возможно установление стационарного одночастного режима генерации при больших параметрах Френеля. При этом распределение полей парциальных волн в стационарном режиме генерации близко к структуре описанной выше основной моды двумерного брэгговского резонатора. Отметим в заключение, что усиление волн ТМ-поляризации имеет место не для всех типов активных сред. Например, ТМ-волны усиливаются в полупроводниковых лазерах, но не могут

быть использованы в лазерах на гетероструктурах. В последних следует использовать связь на двумерной брэгговской решетке ТЕ- и ТМ-волн. В этом случае происходит усиление активной средой двух встречных ТЕ-мод, а ТМ-волны, распространяющиеся в поперечном направлении, осуществляют синхронизацию излучения отдельных частей активной среды. При этом описание электродинамических характеристик двумерных брэгговских резонаторов, использующих связи ТЕ- и ТМ-волн, сводится, с точностью до определения коэффициента связи, к приведенному выше.

Авторы признательны А.А.Андронову и В.Я.Алешкину за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-08-00966-а, 07-02-00617-а), а также фонда «Династия».

1. Yariv A. *Quantum Electronics* (New York: Wiley, 1975).
2. Kogelnik H., Shank C.V. *J. Appl. Phys.*, **43**, 2327 (1972).
3. Kogelnik H., in *Integrated Optics* (Berlin/Heidelberg: Springer, 1979, Vol. 7).
4. Ghafouri-Shiraz H. *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters* (New York: Wiley, 2003).
5. Лукьянов В.Н., Семенов А.Т., Шелков Н.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **2**, 2373 (1975).
6. Morthier G., Baets R. *J. Lightwave Technol.*, **9**, 1305 (1991).
7. Афанасьев А.А., Михневич С.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 315 (2004).
8. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. *Письма в ЖТФ*, **34** (3), 47 (2008).
9. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. *Opt. Commun.*, **96**, 254 (1993); *Opt. Commun.*, **112**, 151 (1994).
10. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Phelps A.D.R., Konoplev I.V., Robb G.R.M., Cross A.W. *Phys. Rev. E*, **60**, 935 (1999).
11. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Denisov G.G., Kuzikov S.V., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 103512 (2008).
12. Yablonovitch E., Gmitter T.J., Meade R.D., Rappe K., Joannopoulos J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3380 (1991).
13. Hirayama H., Hamano T., Aoyagi Y. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 791 (1996); Yoshie T., Vuckovic J., Scherer A., Chen H., Deppe D. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4289 (2001).
14. Hwang J.K., Ryu H.Y., Song D.S., Han I.Y., Song H.W., Park H.G., Lee Y.H., Jang D.H. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 2982 (2000).