

Лазеры с двумерной распределенной обратной связью и возбуждением в активной среде волн ТЕ типа

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

Предложены двумерные брэгговские резонаторы, реализующие связь волн с ТЕ и ТМ поляризациями, проанализированы селективные свойства таких резонаторов. В рамках полуклассического подхода исследована нелинейная динамика излучения лазера с двумерной (в плоскости xy) распределенной обратной связью, при которой в активной среде (в частности, на основе квантовых ям) усиливаются волны ТЕ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm z$. Последние на двумерной брэгговской структуре рассеиваются в волны ТМ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm x$. Эти парциальные волновые потоки с активной средой не взаимодействуют, но осуществляют пространственную синхронизацию излучения. Получены условия автомодельности решения при увеличении размеров активной области и соответствующего увеличения интегральной мощности излучения. Показано, что при установке дополнительного торцевого зеркала можно реализовать почти однонаправленный вывод излучения.

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

1. Введение

В традиционных лазерах с распределенной обратной связью (РОС) используется связь двух встречных волноводных мод в структуре с периодической модуляцией диэлектрических свойств [1–7]. Такая структура образует одномерный брэгговский резонатор, позволяющий осуществить селекцию мод по продольному индексу. Поперечная синхронизация излучения может быть обеспечена за счет дифракции, если поперечный размер системы l_x ограничен условием Френеля: $l_x^2/(l_z\lambda) \leq 1$, где l_z – длина системы; λ – длина волны излучения. В работах [8–10] предложен эффективный метод пространственной синхронизации излучения в случае большого параметра Френеля ($l_x^2/(l_z\lambda) \gg 1$), основанный на использовании двумерной РОС.

В оптическом диапазоне двумерная РОС может быть реализована с помощью диэлектрических структур с двоякопериодической модуляцией толщины волновода (рис.1, а, б):

$$b(x, z) = b_0 + b_1 [\cos(\bar{h}_x x + \bar{h}_z z) + \cos(\bar{h}_x x - \bar{h}_z z)], \quad (1)$$

где b_1 – амплитуда модуляции; $\bar{h}_{x,z} = 2\pi/d_{x,z}$; $d_{x,z}$ – периоды модуляции вдоль осей x и z . Такие структуры обеспечивают связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волновых потоков, заданных вектор-потенциалом

$$A = \text{Re}\{ [a_z(y)(C_z^+ e^{-ih_z z} + C_z^- e^{ih_z z}) + a_x(y)(C_x^+ e^{-ih_x x} + C_x^- e^{ih_x x})] e^{icot} \}, \quad (2)$$

где функции $a_{x,z}(y)$ описывают известную структуру мод регулярного планарного волновода с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(y)$ [3], распространяющихся соответственно в направлениях $\pm x$ и $\pm z$ с модулями волновых векторов h_x и h_z ; $C_{x,z}^\pm(x, z)$ – медленноменяющиеся комплексные амплитуды парциальных волн. Предположим, что выполнены брэгговские условия (рис.1, б) $h_{x,z} \approx \bar{h}_{x,z}$, при которых волны с амплитудами C_z^\pm , распространяющиеся в направлениях $\pm z$, связываются с волнами с

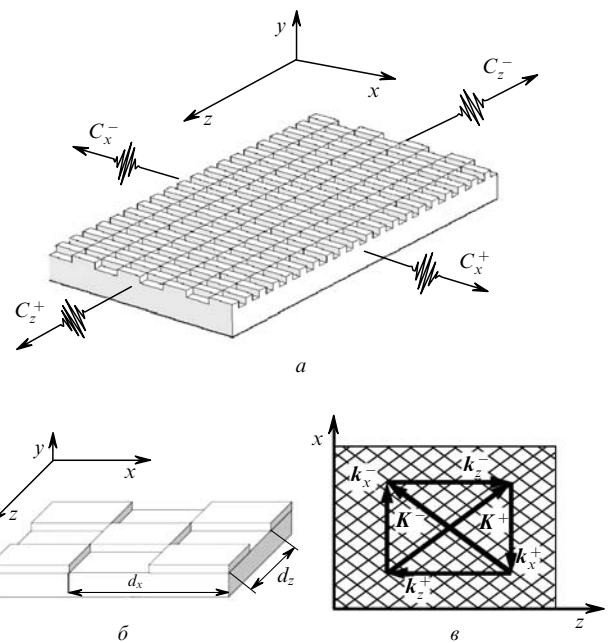


Рис.1. Общая схема лазера с двумерной РОС (а), шахматнообразная аппроксимация поверхности диэлектрического волновода в увеличенном масштабе (б) и диаграмма, иллюстрирующая связь парциальных волн ($k_x^\pm = \mp h_x x_0$ и $k_z^\pm = \mp h_z z_0$ – волновые векторы парциальных волн, $K^\pm = \bar{h}_x x_0 \pm \bar{h}_z z_0$ – трансляционные векторы решетки, x_0, z_0 – единичные векторы).

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург, А.М.Малкин, А.С.Сергеев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: baryshev@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 8 июня 2009 г., после доработки – 7 сентября 2009 г.

амплитудами C_x^\pm , распространяющимися в направлениях $\pm x$. Заметим, что непосредственная связь волн C_z^+ и C_z^- , а также C_x^+ и C_x^- отсутствует.

При практической реализации, аналогично случаю двумерных брэгговских резонаторов, основанных на связи ТМ волн [8–10], синусоидальная модуляция может быть заменена шахматнообразной (рис.1,б):

$$b_{x,z} = b_0 + b_1 f(x) f(z), \quad (3)$$

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

где $q = 1, 2, \dots$

Следует отметить, что в предыдущих наших работах [8–10] рассматривался случай, когда все четыре парциальных волновых потока представляли собой волны ТМ поляризации. Собственные моды такого резонатора подробно описаны в [10], где показана высокая селективность подобных резонаторов по двум координатам при больших параметрах Френеля. Нелинейная динамика лазера с двумерной РОС в предположениях, что все волны относятся к одному ТМ типу и лазерная активная среда обеспечивает их изотропное усиление, исследована в [8, 9]. Как известно, взаимодействие с волнами ТМ поляризации имеет место для полупроводниковых активных сред. В то же время для активных сред на основе квантовых ям усиливаются преимущественно волны ТЕ поляризации [11]. Однако вследствие ортогональности электрических полей парциальных волн связь на двумерной брэгговской структуре (1) волн ТЕ поляризации отсутствует (см. ниже).

В настоящей работе с целью преодоления указанных поляризационных ограничений исследована модель лазера с двумерной РОС, в котором имеет место связь волн ТЕ и ТМ поляризаций. Предполагается, что активная среда усиливает волны ТЕ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm z$, которые на брэгговской структуре рассеиваются в волны ТМ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm x$. Эти парциальные волновые потоки с активной средой не взаимодействуют, но осуществляют пространственную синхронизацию излучения.

2. Моды двумерного брэгговского резонатора, в котором используется связь волн ТЕ и ТМ поляризации

Собственные моды планарного диэлектрического волновода разделяются на волны ТЕ и ТМ поляризации (см., напр., [3]). В работах [8, 9] исследован случай связи на двумерной брэгговской структуре (1) волн ТМ поляризации, для которых парциальные волны C_x^\pm и C_z^\pm имеют общую компоненту электрического поля (E_y) и соответственно отличный от нуля коэффициент связи (указанный коэффициент пропорционален скалярному произведению электрических полей парциальных волн [3]). В случае волн ТЕ поляризации электрическое поле направлено перпендикулярно волновому вектору, соответственно электрические поля волн C_x^\pm и C_z^\pm ортогональны и связь между волнами отсутствует. Однако, как отмечалось выше, для активной среды, образованной квантовыми ямами, имеет место усиление волн именно ТЕ поляризации. В этом случае представляет интерес ситуация, когда на

двумерной брэгговской решетке реализуется связь ТЕ и ТМ волн, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях. Электрическое поле ТМ волны имеет продольную компоненту, что позволяет обеспечить их связь с ТЕ волнами. Толщину волновода следует выбрать такой, чтобы в рассматриваемом диапазоне частот, задаваемых частотой рабочего перехода, в волноводе распространялись только низшие ТЕ и ТМ моды.

Уравнения для связанных волн, описывающие взаимное рассеяние парциальных ТЕ и ТМ волн на двумерной брэгговской решетке, в приближении геометрической оптики (случай больших параметров Френеля) могут быть приведены к виду, использованному ранее [8–10] для описания рассеяния ТМ волн:

$$\frac{\partial \tilde{C}_z^\pm}{\partial \tilde{z}} \pm i\delta \tilde{C}_z^\pm \pm i\alpha \bar{k} (\tilde{C}_x^+ + \tilde{C}_x^-) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{C}_x^\pm}{\partial \tilde{x}} \pm i\delta \tilde{C}_x^\pm \pm i\alpha \bar{k} (\tilde{C}_z^+ + \tilde{C}_z^-) = 0.$$

Здесь $\delta = (\omega - \bar{\omega})/v_g$ – расстройка брэгговского резонанса; $\tilde{x} = xr^{-1}$; $\tilde{z} = zr$; $r = \sqrt{v_{gx}/v_{gz}}$; $v_g = \sqrt{v_{gx}v_{gz}}$; v_{gx} и v_{gz} – групповые скорости низших ТЕ (индекс z) и ТМ (индекс x) мод диэлектрического волновода; $\tilde{C}_x^\pm = C_x^\pm r^{-1/2}$; $\tilde{C}_z^\pm = C_z^\pm r^{1/2}$; $\bar{k} = \bar{\omega}/c$; $\bar{\omega}$ – брэгговская частота. Параметр связи α , следуя [3], можно представить в виде

$$\alpha = \frac{vb_1}{\sqrt{b^{\text{TE}} b^{\text{TM}}}} \frac{\sqrt{\varepsilon - 1}(\varepsilon^2 + 1)}{8\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{g_z p_z}{\sqrt{h_z^3}} \right) \left(\frac{p_x}{\sqrt{h_x(g_x^2 + \varepsilon^2 p_x^2)}} \right), \quad (5)$$

где

$$b^{\text{TE}} = b_0 + \frac{2}{\sqrt{h_z^2 - \bar{k}^2}},$$

$$b^{\text{TM}} = b_0 + \frac{2}{\sqrt{h_x^2 - \bar{k}^2 [h_x^2/(\varepsilon \bar{k}^2) + h_x^2/\bar{k}^2 - 1]}}$$

– эффективные толщины волновода для ТЕ и ТМ мод; $p_{x,z}^2 = h_{x,z}^2 - \bar{k}^2$, $g_{x,z}^2 = \varepsilon \bar{k}^2 - h_{x,z}^2$ – поперечные (по оси y) волновые числа вне и внутри диэлектрического слоя соответственно для ТЕ и ТМ мод. В случае синусоидальной модуляции $v = 1$, в случае шахматнообразной – $v = 16/\pi^2$. Функции $a_z(y)$ и $a_x(y)$, описывающие поперечные структуры парциальных ТЕ и ТМ волн соответственно, нормированы следующим образом:

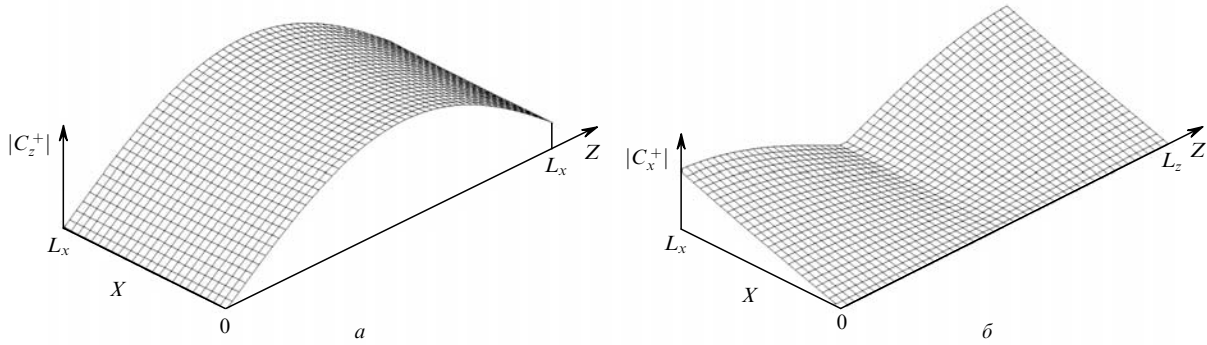
$$|a_z(y=0)| = 1, \quad \int \varepsilon |a_z(y)| dy = \int \varepsilon |a_x(y)| dy.$$

Спектр собственных мод резонатора может быть найден из решения системы уравнений (4) с граничными условиями

$$\tilde{C}_z^+(\tilde{x}, 0) = 0, \quad \tilde{C}_z^-(\tilde{x}, \tilde{z}) = 0, \quad \tilde{C}_x^+(0, \tilde{z}) = 0, \quad \tilde{C}_x^-(\tilde{l}_x, \tilde{z}) = 0, \quad (6)$$

которые соответствуют случаю отсутствия падающих извне электромагнитных потоков. Здесь $\tilde{l}_{x,z} = l_{x,z} r^{\pm 1}$ – длина и ширина области, занятой двумерной модуляцией с синусоидальным (1) или шахматнообразным (3) профилем поверхности.

Частоты собственных мод $\omega_{nm} \approx \bar{\omega} + v_g \text{Re} \delta_{nm}$ и их добротности $Q_{nm} \approx \bar{\omega}/(2v_g \text{Im} \delta_{nm})$ при условии сильной связи ($\alpha \bar{k} \tilde{l}_{x,z} \gg 1$) могут быть представлены в виде [10]


 Рис.2. Структуры полей парциальных волн C_z^+ (а) и C_x^+ (б) основной моды ($n = 0, m = 1$) при $L_z = 5, L_x = 2.5$.

$$\delta_{nm} = \pm \left[2\alpha\bar{k} + \frac{\pi^2}{4\alpha\bar{k}} \left(\frac{n^2}{\bar{l}_z^2} + \frac{m^2}{\bar{l}_x^2} \right) \right] + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2\bar{k}^2} \left(\frac{n^2}{\bar{l}_z^3} + \frac{m^2}{\bar{l}_x^3} \right), \quad (7a)$$

$$\delta_{mm} = \pm \frac{\pi^2 mn}{2\alpha\bar{k}\bar{l}_z\bar{l}_x} + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2\bar{k}^2\bar{l}_z\bar{l}_x} \left(\frac{n^2}{\bar{l}_z} + \frac{m^2}{\bar{l}_x} \right). \quad (7b)$$

Согласно (7), исследуемая модификация двумерного брэгговского резонатора обладает высокой селективностью по продольному (n) и поперечному (m) индексам, которая достигается за счет одновременного вывода излучения как в продольном ($\pm z$), так и в поперечном ($\pm x$) направлениях. Собственные моды можно разделить на две группы, частоты которых лежат вблизи границ брэгговской полосы: $\delta \approx \pm 2\alpha\bar{k}$ (7a), и в окрестности точного брэгговского резонанса: $\delta \approx 0$ (7b). Отличительной особенностью двумерных брэгговских структур является существование внутри брэгговской полосы высокодобротных мод из второй группы. Наибольшей добротностью обладают моды на точной брэгговской частоте с индексами $m = 0, n = 1$ и $m = 1, n = 0$. В рамках приближения геометрической оптики эти моды вырождены по частоте, и, кроме того, при $\bar{l}_x = \bar{l}_z$ они обладают одинаковой добротностью. Для снятия вырождения по добротности далее будем рассматривать системы с $\bar{l}_z = 2\bar{l}_x$. Пространственные распределения амплитуд парциальных волн фундаментальной моды ($m = 0, n = 1$) для этого случая показаны на рис.2.

3. Моделирование нелинейной динамики лазеров с двумерной РОС

Пусть тонкий (в масштабе неоднородностей волноводной моды) слой активной среды расположен в центре пластины при $y = 0$ и взаимодействует только с волнами ТЕ поляризации. Предположим, что брэгговская частота $\bar{\omega}$ совпадает с частотой перехода ω_0 между рабочими уровнями. Взаимодействие активной среды с электромагнитным полем будем описывать в рамках полуклассического подхода [12]. Соответственно выражению для электромагнитного поля (2), в котором амплитуды парциальных волновых потоков $C_{x,z}^\pm$ следует считать также функциями времени, представим поляризацию P и инверсию населенности ρ среды в следующем виде [12]:

$$P = \text{Re} \left[i(P_z^+ e^{i\bar{h}z} + P_z^- e^{-i\bar{h}z}) e^{i\omega_0 t} \right], \quad (8)$$

$$\rho = \rho_0 + \text{Re}(\rho_{2z} e^{2i\bar{h}z}),$$

где $P_z^\pm(x, z, t)$, $\rho_0(x, z, t)$, $\rho_{2z}(x, z, t)$ – медленноменяющиеся амплитуды соответствующих пространственных гармоник.

Процесс усиления парциальных волн (2) в активной среде и их взаимное перерассеяние на брэгговской решетке (1) и нелинейной решетке, образованной модуляцией инверсии населенности среды, могут быть описаны системой усредненных уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_z^\pm + i(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) &= \hat{P}_z^\pm, \\ \left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_x^\pm + i(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_0}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_0 - 1}{\hat{T}_1} = -\text{Re}(\hat{C}_z^+ \hat{P}_z^{+*} + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{-*}),$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{2z}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2z}}{\hat{T}_1} = -(\hat{C}_z^+ \hat{P}_z^{-*} + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{+*}).$$

Здесь $X = \alpha\omega_0 x r^{-1}/c$, $Z = \alpha\omega_0 z r/c$, $\tau = \alpha\omega_0 t v_g/c$ – нормированные пространственные координаты и время;

$$\hat{\rho}_{0,2z} = \frac{\rho_{0,2z}}{\rho_e}; \quad \hat{P}_z^\pm = P_z^\pm \left(\frac{\pi b_0 c}{\alpha \rho_e h \omega_0^3 v_g b^{\text{TE}r}} \right)^{1/2};$$

$$\hat{C}_x^\pm = C_x^\pm \left(\frac{b^{\text{TE}} \omega_0}{\pi \rho_e h v_g b_0 r c} \right)^{1/2}; \quad \hat{C}_z^\pm = C_z^\pm \left(\frac{b^{\text{TE}} \omega_0 r}{\pi \rho_e h v_g b_0 r c} \right)^{1/2};$$

$$\hat{T}_{1,2} = \frac{\alpha \omega_0 T_{1,2} v_g}{c};$$

ρ_e – равновесная концентрация активных элементов в отсутствие излучения; $T_{1,2}$ – времена продольной и поперечной релаксации.

Полагая время поперечной релаксации T_2 малым по сравнению с другими временными масштабами, используем балансное приближение, представив компоненты поляризации среды в виде

$$\begin{aligned} \hat{P}_z^+ &= \beta \hat{T}_2 (2\hat{C}_z^+ \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{2z}), \\ \hat{P}_z^- &= \beta \hat{T}_2 (2\hat{C}_z^- \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{2z}^*), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\beta = \frac{\pi \rho_e |\mu|^2 c b_0}{2\alpha^2 h \omega_0^3 v_g b^{\text{TE}r}}$$

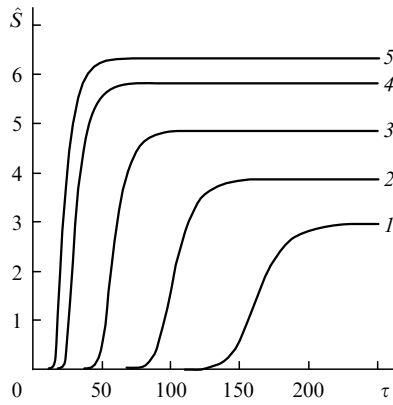


Рис.3. Зависимости нормированной мощности излучения \hat{S} от нормированного времени τ при $L_z = 5, L_x = 2.5, \hat{T}_1 = 1$ и превышениях порога самовозбуждения $\beta\hat{T}_2 = 0.075$ (1), 0.1 (2), 0.15 (3), 0.25 (4) и 0.35 (5).

– нормированная плотность активных элементов; μ – дипольный момент.

Полная мощность излучения

$$S = \frac{\rho_e h c^2 b_0}{4\alpha} \hat{S}, \tag{11}$$

где

$$\hat{S} = r^{-1} \int_0^{L_x} (|\hat{C}_z^+(X, L_z)|^2 + |\hat{C}_z^-(X, 0)|^2) dX + r \int_0^{L_z} (|\hat{C}_x^+(L_x, Z)|^2 + |\hat{C}_x^-(0, Z)|^2) dZ; \tag{12}$$

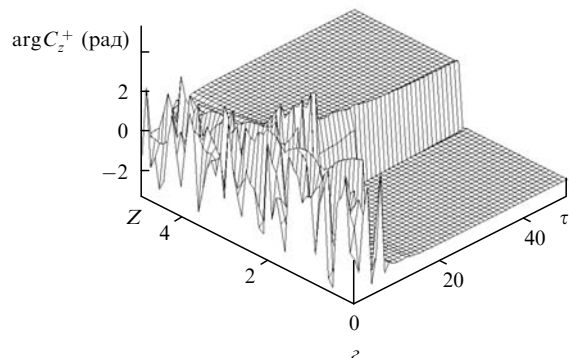
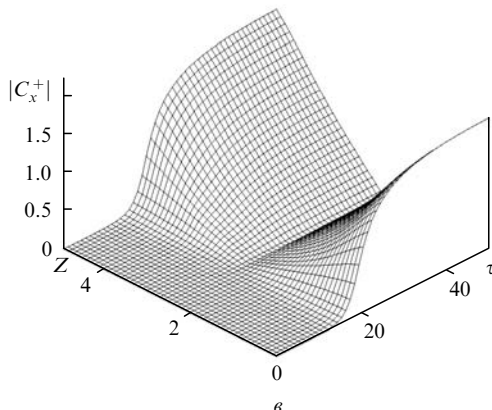
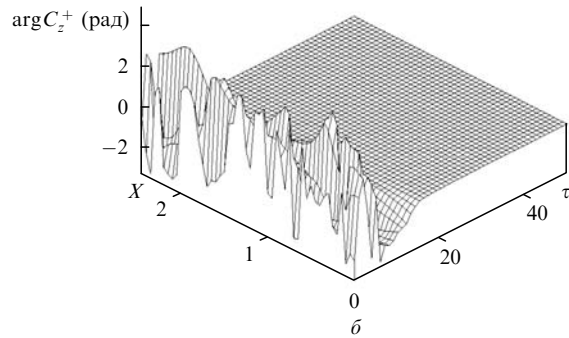
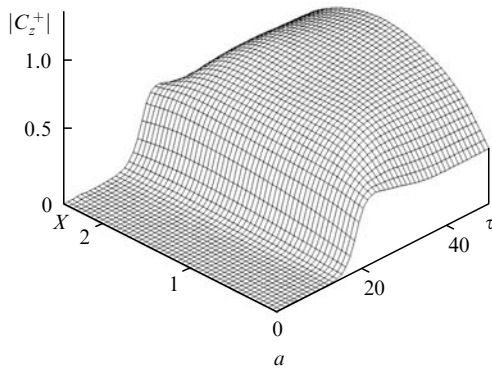


Рис.4. Пространственно-временные зависимости амплитуд и фаз парциальных волн C_z^+ (а, б) и C_x^+ (в, г) на границах активной области в процессе установления стационарного режима генерации при $Z = L_z$ (а, б), $X = L_x$ (в, г), $L_z = 5, L_x = 2.5, \beta\hat{T}_2 = 0.35, \hat{T}_1 = 1$.

$L_{x,z} = \alpha\omega_0\tilde{l}_{x,z}/c$ – нормированные ширина и длина активной области.

В приближении сильной связи волн ($L_{x,z} \gg 1$) условия самовозбуждения различных мод могут быть записаны в виде

$$\text{Im} \frac{\delta_{mm}}{\alpha k} = 2\beta\hat{T}_2, \tag{13}$$

где декременты мод определяются соотношениями (7). Минимальный порог самовозбуждения F реализуется для фундаментальной моды и может быть представлен в виде

$$F = 4\beta\hat{T}_2 L_z^2 L_x / \pi^2 = 1. \tag{14}$$

Нелинейная стадия взаимодействия исследовалась нами с помощью численного моделирования системы уравнений (9), (10) с граничными условиями (6). В качестве начальных условий задавалось шумовое распределение электромагнитного поля с малой амплитудой c_0 :

$$\hat{C}_{x,z}^\pm(X, Z, \tau = 0) = c_0 \exp[-\varphi_{x,z}^\pm(X, Z)]. \tag{15}$$

На рис.3 представлены зависимости нормированной мощности излучения \hat{S} от времени при различных превышениях порога самовозбуждения. На рис.4 показаны пространственно-временные зависимости амплитуд и фаз парциальных волн на одной из границ активной области, которые демонстрируют процесс синхронизации излучения и установления стационарного режима генерации. Распределения амплитуд парциальных волн и средней инверсии населенности в стационарном режиме генера-

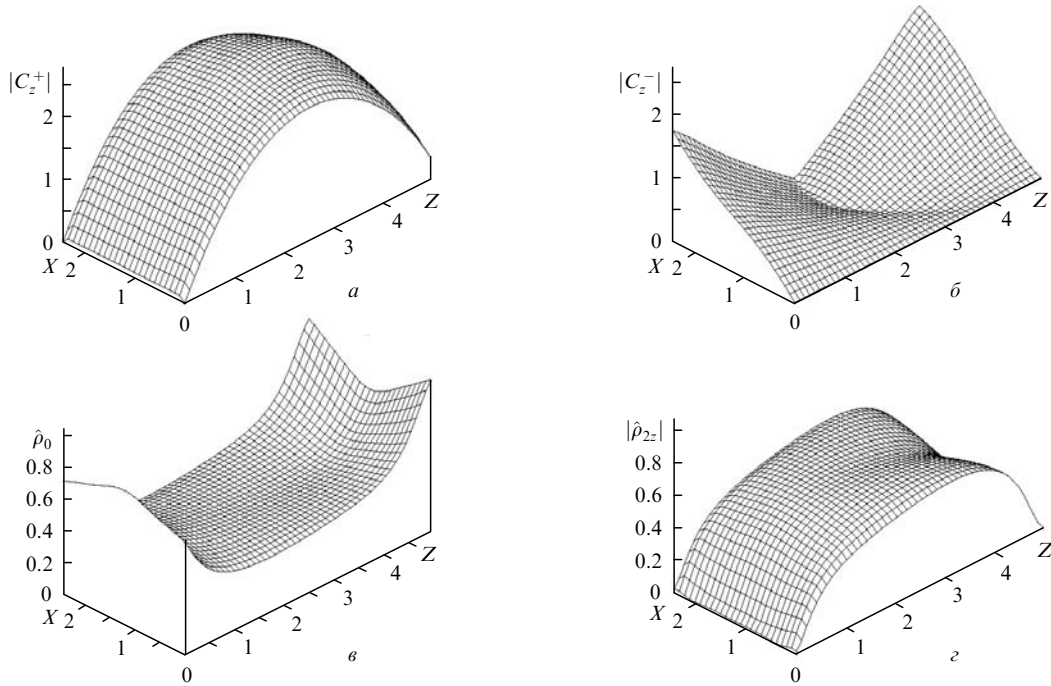


Рис.5. Пространственные распределения амплитуд парциальных волн C_z^+ (а), C_z^- (б), средней инверсии населенности $\hat{\rho}_0$ (в) и наведенной решетки инверсии населенности $|\hat{\rho}_{2z}|$ (г) в стационарном режиме генерации при $L_z = 5, L_x = 2.5, \beta\hat{T}_2 = 0.35, \hat{T}_1 = 1$.

ции приведены на рис.5. Отметим, что представленные на рис.4 и 5 зависимости получены при значительном превышении порога генерации: $F \approx 9$. В таких условиях на начальном этапе имеет место возбуждение нескольких мод двумерного брэгговского резонатора, но в результате нелинейной конкуренции устанавливается стационарный режим генерации с распределениями амплитуд парциальных волн, аналогичными распределению полей фундаментальной ($n = 1, m = 0$) моды (см. рис.2).

Следует отметить, что стационарные решения уравнений (9) обладают автомодельностью. Если уменьшить нормированное время релаксации инверсии населенности \hat{T}_1 , не изменяя нормированных размеров системы ($L_{x,z} = \text{const}$), то распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации не изменятся. В то же время амплитуды волн и нормированная мощность излучения пропорционально увеличатся: $|\hat{C}_{x,z}^\pm|^{1/2} \hat{T}_1 = \text{const}, S\hat{T}_1 = \text{const}$ (рис.6). В физических переменных это означает, что если увеличить размеры активной области $l_{x,z}$ и пропорционально уменьшить равновесную инверсную населенность ρ_e (например, уменьшая плотность мощности накачки) и коэффициент связи α , так что $l_{x,z}\rho_e = \text{const}$ и $l_{x,z}\alpha = \text{const}$, то распределения амплитуд

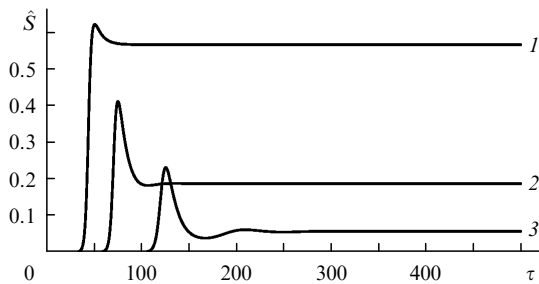


Рис.6. Временные зависимости нормированной мощности излучения при $L_z = 5, L_x = 2.5, \beta\hat{T}_2 = 0.1$ и релаксационной константе $\hat{T}_1 = 10$ (1), 33 (2) и 100 (3).

парциальных волн в стационарном режиме не изменятся и полная интегральная мощность излучения будет пропорционально возрастать: $S/l_{x,z} = \text{const}$.

Моделирование процесса установления генерации с помощью уравнений (9) показывает, что динамика переходного процесса изменяется при вариации \hat{T}_1 , поскольку она определяется соотношением между временем релаксации \hat{T}_1 и временем жизни фотонов в резонаторе $T_p = 1/\text{Im}\delta_{10}$. При $\hat{T}_1 \geq T_p$ переходный процесс включает в себя генерацию импульса с пиковой мощностью, существенно превышающей мощность излучения в стационарном режиме генерации (рис.6). С уменьшением \hat{T}_1 динамика переходного процесса упрощается. При этом во всем доступном с точки зрения вычислительных ресурсов диапазоне нормированных размеров системы ($L_{x,z} \leq 10$) наблюдалось установление стационарного режима генерации.

Таким образом, результаты моделирования демонстрируют возможность использования двумерных распределенных брэгговских структур для пространственной синхронизации излучения двумерных активных сред, в которых среда усиливает две парциальные волны ТЕ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm z$. Эти волны рассеиваются на брэгговской структуре в волнах ТМ поляризации, распространяющиеся в направлениях $\pm x$, синхронизуя излучение различных участков активной среды.

Недостатком предложенной схемы является выход излучения со всех четырех торцов активной области. Тем не менее существует возможность реализовать практически однонаправленный вывод излучения, если установить дополнительное торцевое зеркало, которое в сечении $x = 0$ обеспечит переотражение волны C_x^- в волну C_x^+ (рис.7). При этом граничное условие в указанном сечении трансформируется к виду

$$\hat{C}_x^+(0, Z) = -R\hat{C}_x^-(0, Z), \tag{16}$$

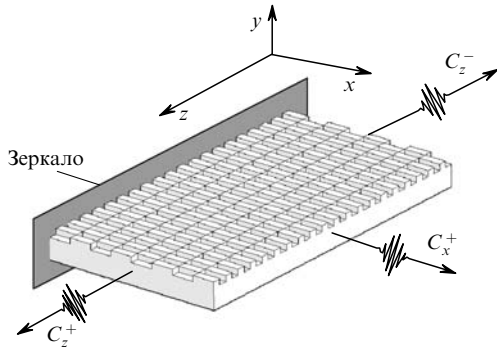


Рис.7. Схема лазера с двумерной РОС и дополнительным торцевым зеркалом.

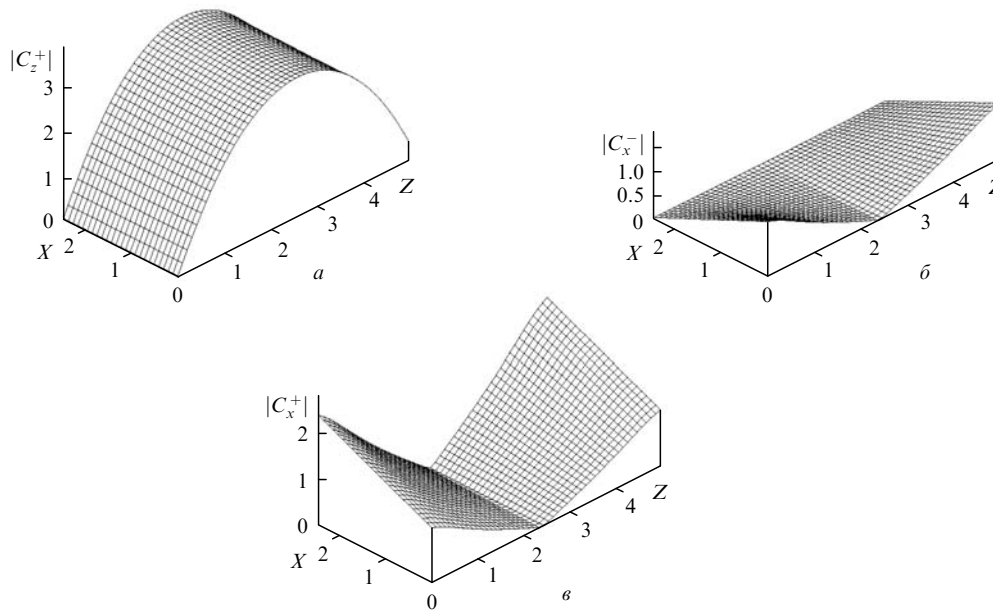


Рис.8. Пространственные распределения амплитуд парциальных волн C_z^+ (а), C_x^- (б) и C_x^+ (в) в стационарном режиме генерации в системе с дополнительным торцевым зеркалом при $L_z = 5$, $L_x = 2.5$, $\beta\hat{T}_2 = 0.2$, $\hat{T}_1 = 1$. Основной поток энергии выносится вместе с волной C_x^+ через сечение $X = L_x$.

где R – коэффициент отражения от дополнительного торцевого зеркала. На рис.8 при $R = 1$ показаны полученные в результате численного моделирования распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации. В таких условиях вместе с волной C_x^+ через сечение $X = L_x$ выводится до 90 % излучаемой энергии. Заметим, что установка дополнительного зеркала не приводит к ухудшению условий синхронизации, которая реализуется при тех же геометрических размерах лазера, что и в отсутствие указанного отражателя.

4. Заключение

В настоящей работе показано, что двумерная РОС может использоваться для синхронизации излучения пространственно-развитой лазерной активной среды, в которой имеет место усиление волн ТЕ поляризации. В оптическом диапазоне новый механизм обратной связи может быть реализован на основе двумерной брэгговской структуры, образованной диэлектрической пластиной с двоякопериодической модуляцией толщины и обеспечивающей связь волн ТЕ и ТМ поляризаций, распро-

страняющихся во взаимно перпендикулярных направлениях. В результате формирования дополнительных волновых потоков ТМ поляризации (и их распределенного переизлучения в ТЕ волны) происходит синхронизация излучения в направлении, перпендикулярном направлению распространения усиливаемых ТЕ волн. Аналитически найден порог возникновения генерации в лазере с двумерной РОС. В рамках полуклассического приближения на основе численного моделирования исследованы характеристики стационарного режима генерации, включая условия автомодельности. Продемонстрирована возможность обеспечения практически однонаправленного вывода излучения с помощью дополнительного торцевого зеркала.

Авторы благодарны В.Я.Алешкину, А.А.Андронову, Вл.В.Кочаровскому и Е.Р.Кочаровской за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-08-00966) и 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. Baryshev V.R., Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S. *Opt. Commun.*, **281**, 4879 (2008).
10. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С., Тумм М. *Квантовая электроника*, **39**, 463 (2009).
11. Aversa C., Iizuka K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28** (9), 1864 (1992).
12. Андреев А.В. *УФН*, **33** (12), 997 (1990).