

Лазеры с двумерной распределенной обратной связью на основе статических и динамических брэгговских структур*

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург

С целью повышения мощности излучения РОС-лазеров рассмотрена возможность использования двумерной распределенной обратной связи. В рамках такой схемы цепь обратной связи включает в себя четыре парциальных волновых потока, распространяющихся во взаимно ортогональных направлениях, что позволяет обеспечить когерентное излучение от пространственно-развитой планарной активной среды, характеризующейся большими значениями параметра Френеля. По аналогии с одномерной РОС для организации связи волн можно использовать как структуры с периодически меняющимся эффективным показателем преломления (двумерные статические брэгговские структуры), так и модуляцию коэффициента усиления (двумерные светоиндуцированные брэгговские структуры). В рамках полуклассического приближения проанализированы стартовые условия и нелинейная динамика лазеров с описанными выше разновидностями двумерных брэгговских структур. Найдены условия автомодельности, позволяющие масштабировать параметры лазера при увеличении размеров активной области и соответствующего увеличению интегральной мощности излучения.

Ключевые слова: РОС-лазер, двумерные брэгговские структуры, статические и светоиндуцированные решетки.

1. Введение

Практически уже в первых предложениях [1–4] по использованию в лазерах распределенной обратной связи (РОС) содержалось описание двух способов создания периодических брэгговских структур, на которых две встречно распространяющиеся электромагнитные волны должны испытывать распределенное переотражение. Во-первых, это статические решетки с периодически меняющимся показателем преломления или толщиной диэлектрического слоя. Альтернативный метод заключался в периодическом изменении коэффициента усиления. Для практической реализации такой схемы инверсия активной среды должна создаваться двумя пересекающимися световыми пучками источника накачки, формирующими стоячую волну. Брэгговские структуры последнего типа принято называть динамическими, или светоиндуцированными [5, 6]. К настоящему времени существуют многочисленные реализации РОС-лазеров как со статическими, так и с динамическими брэгговскими структурами [5–8], часть из которых представляет собой уже традиционный компонент лазерной техники [9].

В настоящей работе с целью радикального повышения мощности РОС-лазеров рассмотрена возможность использования двумерной распределенной обратной связи [10] (рис.1). В рамках такой схемы в цепь обратной связи входят не два, а четыре парциальных волновых потока, распространяющихся во взаимно ортогональных направ-

лениях. Это позволяет обеспечить когерентное излучение от пространственно-развитой планарной активной среды, характеризующейся большими значениями параметра Френеля относительно направлений распространения парциальных волновых потоков. При этом по аналогии

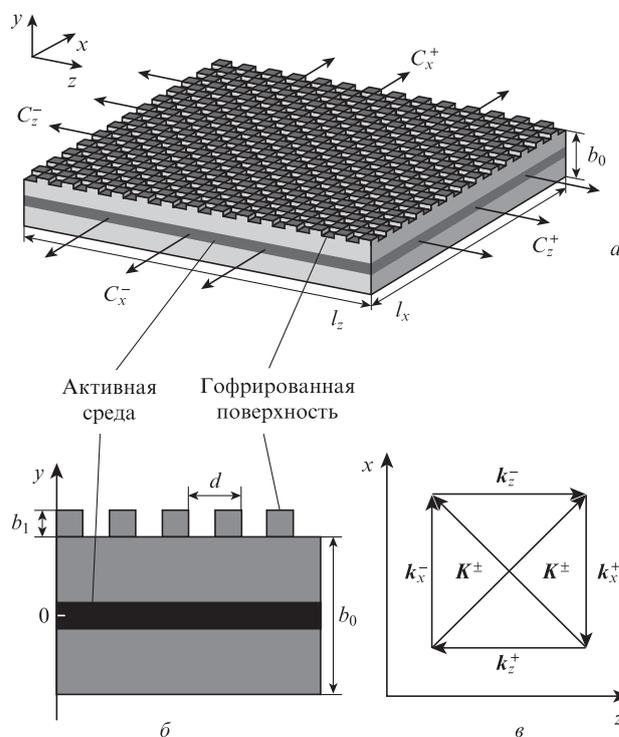


Рис.1. Общая схема лазера с двумерной РОС на основе гофрированного диэлектрического волновода (а), шахматобразная аппроксимация поверхности волновода в увеличенном масштабе (б) и диаграмма, иллюстрирующая связь парциальных волн ($k_{x,z}^{\pm}$ – волновые векторы парциальных волн, K^{\pm} – трансляционные векторы решетки) (в).

* Статья доложена на конференции «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2010 г.

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

Поступила в редакцию 25 февраля 2011 г., после доработки – 21 июля 2011 г.

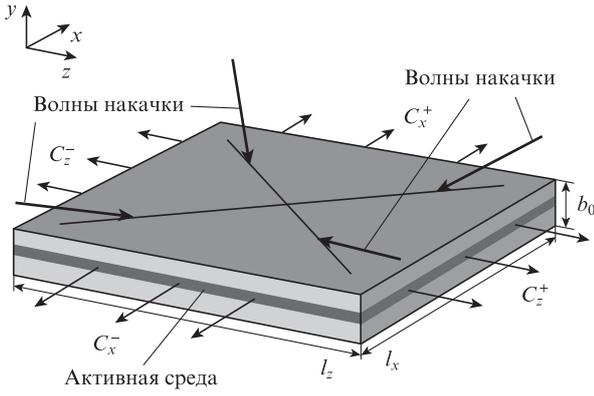


Рис.2. Схема лазера со светоиндуцированной двумерной РОС.

с одномерной РОС для организации связи волн можно использовать как структуры с периодически меняющимся показателем преломления или толщиной диэлектрического слоя (двумерные статические брэгговские структуры), так и модуляцию коэффициента усиления (двумерные динамические брэгговские структуры). В классе статических двумерных брэгговских структур наиболее простой с точки зрения практической реализации представляется диэлектрическая пластина с шахматной гофрировкой одной из поверхностей [11, 12] (рис.1). Для реализации динамической решетки коэффициента усиления можно воздействовать на среду с резонансными квантовыми переходами четырьмя пучками излучения генератора (рис.2).

В настоящей работе в рамках полуклассического приближения описана динамика лазеров с двумерной РОС на основе как статических, так и динамических брэгговских структур. Найдены пороговые условия генерации, а также области устойчивой одночастотной генерации, в которых использование двумерной РОС позволяет синхронизировать излучение планарной развитой по двум ортогональным направлениям активной среды.

2. Статические и динамические двумерные брэгговские структуры

В оптическом диапазоне двумерный брэгговский резонатор может быть реализован с помощью диэлектрической пластины, имеющей двоякопериодическую синусоидальную модуляцию одной из поверхностей (см. рис.1,б),

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

с трансляционными векторами $\mathbf{K}^\pm = \bar{h}\mathbf{x}_0 \pm \bar{h}\mathbf{z}_0$, направленными перпендикулярно друг другу. Здесь $\bar{h} = 2\pi/d$ – абсолютное значение проекций трансляционных векторов на направления x и z ; d – период модуляции вдоль указанных координат. Двумерная брэгговская структура (1) обеспечивает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волновых потоков, которые распространяются в $\pm z$ (C_z^\pm) и $\pm x$ (C_x^\pm) направлениях и заданы вектор-потенциалами

$$A = \text{Re}\{[a_1(y)(C_z^+ e^{-ihz} + C_z^- e^{ihz}) + a_2(y)(C_x^+ e^{-ihx} + C_x^- e^{ihx})]e^{i\omega t}\}, \quad (2)$$

где $a_{1,2}(y)$ – поперечные структуры мод планарного диэлектрического волновода. Предполагаем, что средняя

толщина волновода b_0 ограничена условием распространения единственной низшей TM_1 волноводной моды. Эффективная связь парциальных волн на структуре (1) имеет место при выполнении резонансного условия

$$h \approx \bar{h} \quad (3)$$

(см. рис.1,в). При этом на двумерной брэгговской структуре, задаваемой соотношением (1), волны C_z^\pm рассеиваются в волны C_x^\pm , а непосредственная связь встречных волн $C_z^- \leftrightarrow C_z^+$ и $C_x^- \leftrightarrow C_x^+$ отсутствует.

Заметим, что для практических реализаций двоякопериодическую синусоидальную гофрировку можно заменить гофрировкой шахматного типа.

По аналогии с традиционными одномерными брэгговскими структурами резонаторы, формируемые за счет периодической модуляции характеристик диэлектрической пластины (эффективного показателя преломления), следует называть статическими.

В случае динамических (светоиндуцированных) брэгговских решеток связь волн достигается в результате модуляции коэффициента усиления среды. В двумерном варианте аналогичная (1) двоякопериодическая решетка коэффициента усиления активной среды может быть наведена за счет интерференции четырех плоских линейно поляризованных (S -поляризация) волн накачки (рис.2):

$$A_p = A_p \cos(k_\perp y + \omega_p t) \text{Re}\left\{(\mathbf{x}^0 + \mathbf{z}^0) \left(\exp\left[\frac{k_\parallel}{\sqrt{2}}(z-x)\right] + \exp\left[-\frac{k_\parallel}{\sqrt{2}}(z-x)\right] \right) + (\mathbf{x}^0 - \mathbf{z}^0) \cos\left(\exp\left[\frac{k_\parallel}{\sqrt{2}}(z+x)\right] + \exp\left[-\frac{k_\parallel}{\sqrt{2}}(z+x)\right]\right)\right\}, \quad (4)$$

где $k_\parallel = (\omega_p/c) \cos \theta$ и $k_\perp = (\omega_p/c) \sin \theta$ – модули проекций волновых векторов полей накачки на плоскость активного вещества и перпендикулярно к ней. Соответственно средняя по времени интенсивность накачки в плоскости активного вещества $y = \text{const}$ определяется соотношением

$$\langle |A|^2 \rangle_t = \frac{A_p^2}{\sqrt{2}} \{2 + \cos[\sqrt{2} k_\parallel (z-x)] + \cos[\sqrt{2} k_\parallel (z+x)]\}. \quad (5)$$

Следовательно, в активной среде будут наводиться две однопериодические диагональные (по отношению к осям x, z) решетки инверсии и усиления, которые оказываются аддитивными за счет ортогональности поляризаций указанных пар (см. рис.2).

Обеспечивающее связь четырех парциальных волновых потоков условие брэгговского резонанса в этом случае записывается как

$$h = \sqrt{2}(\omega_p/c) \cos \theta. \quad (6)$$

Очевидно, что изменением угла падения θ волн накачки на плоскость активной среды можно менять волновое число и, естественно, частоту генерируемого излучения. Таким образом, аналогично одномерным прототипам двумерные РОС-лазеры со светоиндуцированными решетками обладают перестраиваемостью частоты.

3. Нестационарная модель лазеров с двумерной РОС

Взаимодействие активной среды с электромагнитным полем будем описывать в рамках полуклассического подхода. Основываясь на представлении электромагнитного поля в виде совокупности четырех парциальных волновых потоков (см.(2)), представим резонансную часть поляризации \mathbf{P} и инверсию ρ активной среды в виде [13]

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \mathbf{y}_0 \operatorname{Re}[i(P_z^+ e^{i\tilde{h}z} + P_z^- e^{-i\tilde{h}z} + P_x^+ e^{i\tilde{h}z} + P_x^- e^{-i\tilde{h}z}) e^{i\omega_0 t}], \\ \rho &= \rho_0 + \operatorname{Re}(\rho_{2z} e^{2i\tilde{h}z} + \rho_{2x} e^{2i\tilde{h}z} + \rho_{z-x} e^{2i\tilde{h}(z-x)} + \rho_{z+x} e^{2i\tilde{h}(z+x)}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $P_z^\pm, \rho_0, \rho_{2z}, \rho_{2x}, \rho_{z\pm x}$ – медленно меняющиеся амплитуды соответствующих пространственных гармоник.

Предполагая, что параметр Френеля для каждого из парциальных волновых потоков достаточно велик,

$$l_z^2/l_z \lambda \gg 1, \quad l_x^2/l_x \lambda \gg 1,$$

распространение волновых потоков будем описывать в приближении геометрической оптики, пренебрегая дифракционными эффектами. В указанных приближениях процесс усиления парциальных волн (2) в активной среде и их взаимного рассеяния на статической брэгговской решетке (1) или на нелинейной решетке, образованной модуляцией инверсии среды (5), может быть описан следующей системой усредненных уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{C}_z^\pm + i\alpha(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) &= \hat{P}_z^\pm, \\ \left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \hat{C}_x^\pm + i\alpha(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) &= \hat{P}_x^\pm, \\ \frac{\partial \hat{\rho}_0}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_0 - 1}{\hat{T}_1} &= -2 \operatorname{Re}(\hat{C}_z^+ \hat{P}_z^{+*} + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{-*} + \hat{C}_x^+ \hat{P}_x^{+*} + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{-*}), \\ \frac{\partial \hat{\rho}_{2z}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2z}}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_z^- + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{+*}), \\ \frac{\partial \hat{\rho}_{2x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2x}}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_x^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{+*}), \\ \frac{\partial \hat{\rho}_{z+x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z+x} - \rho_g}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_z^- \hat{P}_x^{+*} + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_z^{+*}), \\ \frac{\partial \hat{\rho}_{z-x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z-x} - \rho_g}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^+ + \hat{C}_z^+ \hat{P}_x^{-*} + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^+ + \hat{C}_x^+ \hat{P}_z^{-*}). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $X = x/l_z, Z = z/l_z, \tau = v_{gr} t/l_z$ – нормированные пространственные координаты и время;

$$\hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_e}; \quad \hat{P}_z^\pm = P_z^\pm \left(\frac{\pi b_a l_z}{\rho_e h \omega_0 c v_{gr} b^{eff}} \right)^{1/2};$$

$$\hat{C}_{x,z}^\pm = C_{x,z}^\pm \left(\frac{b^{eff} \omega_0}{\pi \rho_e h c v_{gr} b_a} \right)^{1/2}; \quad \hat{T}_1 = \frac{v_{gr} T_1}{l_z};$$

$$b^{eff} = b_0 + \frac{2}{\sqrt{h^2 - k^2} (h^2/\epsilon k^2 + h^2/k^2 - 1)};$$

$k = \omega_0/c$; ω_0 – брэгговская частота; v_{gr} – групповая скорость парциальных волн в регулярном диэлектрическом волноводе; ρ_g – отношение интенсивностей периодической и однородной составляющих накачки (для распределения интенсивности накачки, задаваемой соотношением (5), $\rho_g = 0.5$); ρ_e – равновесное значение инверсии в отсутствие излучения; b_a – толщина активного слоя; T_1 – время релаксации инверсии активной среды. Коэффициент связи парциальных волн в случае статической «шахматной» брэгговской решетки определяется соотношением [10]

$$\alpha = \frac{4b_1 h l_z}{\pi^2} \frac{(\epsilon - h^2/k^2)(1 + 1/\epsilon^2)}{(h^2/\epsilon^2 k^2 + h^2/k^2 + 1)b_0 + 2(h^2 - k^2)^{-1/2}}. \quad (9)$$

Коэффициент связи и эффективная толщина волновода b^{eff} [3] записаны в предположении, что все парциальные волны относятся к ТМ типу.

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

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

где

$$\beta = \frac{\pi \rho_e |\mu|^2 b_a c l_z T_2}{2h \omega_0 b^{eff}}$$

– нормированная интенсивность накачки, определяющая коэффициент усиления активной среды; μ – дипольный момент.

Заметим, что при записи системы уравнений (8)–(10) пространственные и временные координаты нормированы на длину активной области l_z . Соответственно граничные условия в отсутствие внешних потоков энергии задаются в виде

$$\hat{C}_x^+|_{X=0} = 0, \quad \hat{C}_x^-|_{X=L_x} = 0, \quad \hat{C}_z^+|_{Z=0} = 0, \quad \hat{C}_z^-|_{Z=1} = 0, \quad (11)$$

где $L_x = l_x/l_z$.

В качестве начальных условий используем затравочное шумовое поле малой амплитуды:

$$\hat{C}_{x,z}^\pm(X, Z, \tau = 0) = c_0 \exp[-i\varphi_{x,z}^\pm(X, Z)], \quad (12)$$

где $\varphi_{x,z}^\pm(X, Z)$ – случайные функции.

Полная мощность излучения может быть представлена в виде суммы мощностей четырех парциальных волновых потоков, излучаемых в направлениях $\pm z$ и $\pm x$ с торцов активной области (см. рис.1),

$$S = \frac{\rho_c h \omega_0 b_a l_z v_{gr}}{4} \hat{S}, \quad (13)$$

где

$$\hat{S} = \int_0^{L_x} (|\hat{C}_z^+(X, 1)|^2 + |\hat{C}_z^-(X, 0)|^2) dX + \int_0^1 (|\hat{C}_x^+(L_x, Z)|^2 + |\hat{C}_x^-(0, Z)|^2) dZ. \quad (14)$$

4. Приближение малого сигнала. Условия самовозбуждения

Считая амплитуды полей парциальных волн малыми, систему уравнений (8), (10) можно линеаризовать и привести к виду

$$\pm \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_z^\pm = (\beta \rho_g - i\alpha)(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-), \quad (15)$$

$$\pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_x^\pm = (\beta \rho_g - i\alpha)(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-).$$

В случае статической двумерной брэгговской структуры, когда связь парциальных волн осуществляется за счет модуляции толщины диэлектрической структуры (см. (1)), в уравнениях (15) следует положить $\rho_g = 0$. В приближении сильной связи волн ($\alpha \gg 1$) спектр собственных мод двумерного брэгговского резонатора в отсутствие активной среды ($\beta = 0$) находится аналитически в виде [11]

$$\delta_{m,n} = \pm \left[2\alpha + \frac{\pi^2}{4\alpha} \left(n^2 + \frac{m^2}{L_x^2} \right) \right] + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left(n^2 + \frac{m^2}{L_x^2} \right), \quad (16a)$$

$$\delta_{m,n} = \pm \frac{\pi^2 mn}{2\alpha L_x} + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2 L_x} \left(n^2 + \frac{m^2}{L_x^2} \right), \quad (16b)$$

где n, m – индексы мод; $\delta_{m,n} = (\omega_{m,n} - \omega_0)/v_{gr}$ – комплексная отстройка частот собственных мод от несущей брэгговской частоты. В спектре представлены две группы мод: частоты одной находятся в окрестности частоты точного брэгговского резонанса (16b), а частоты другой расположены симметрично (16a) вблизи границ запрещенной зоны, $\delta = \pm 2\alpha$.

Далее для снятия симметрии и связанного с ней вырождения будем полагать, что длина резонатора вдвое превышает его ширину $l_z = 2l_x$ ($L_x = 0.5$). Тогда наиболее высокодобротной модой является мода с индексами $\{m = 0, n = 1\}$ из группы мод (16b). Частота этой моды совпадает с брэгговской частотой ($\text{Re} \delta_{0,1} = 0$), а декремент затухания

$$\text{Im} \delta_{0,1} = \pi^2/\alpha^2. \quad (17)$$

Этот декремент по крайней мере вдвое меньше декрементов затухания всех других мод, что обеспечивает высокие селективные свойства двумерного брэгговского резонато-

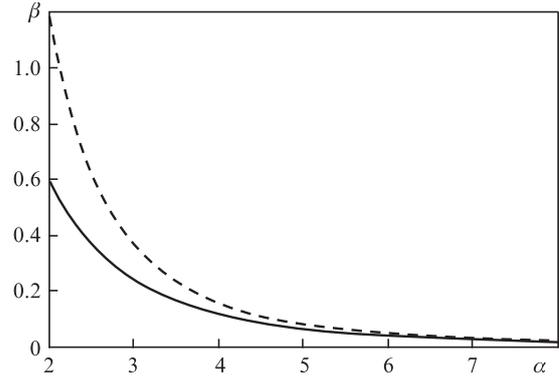


Рис.3. Зависимость порогового значения параметра усиления β от коэффициента связи волн α в лазере с двумерным брэгговским резонатором. Штриховой кривой показана аппроксимация, задаваемая формулой (18).

ра. Соответственно при наличии активной среды порог лазерной генерации определяется соотношением

$$2\beta = \text{Im} \delta_{0,1}. \quad (18)$$

На рис.3 представлена зависимость порога генерации, задаваемая как соотношением (18), так и найденная путем численного решения соответствующей системы характеристических уравнений. Видно, что при больших коэффициентах связи волн α указанная формула дает хорошую аппроксимацию пороговых условий, но при значении $\alpha = 2$, которое используется ниже для моделирования нелинейной динамики, уже возникает заметное различие в значениях β .

В лазере со светоиндуцированной РОС статическая брэгговская решетка отсутствует ($\alpha = 0$) и парциальные волновые потоки связываются за счет периодических решеток инверсии ρ_{x+z} и ρ_{z-x} . Предположим, что для создания таких динамических решеток используется излучение накачки в виде стоячих волн (4), (5), что соответствует случаю $\rho_g = 0.5$. При выбранном соотношении между длиной и шириной структуры ($L_x = 0.5$) система линейных уравнений (15) становится однопараметрической и принимает вид

$$\pm \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_z^\pm = 0.5\beta(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-), \quad (19)$$

$$\pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_x^\pm = 0.5\beta(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-).$$

Численное моделирование линейной стадии переходных процессов на основе уравнений (19) позволяет найти пороговое условие генерации $\beta > 1.36$. При этом частота генерации совпадает с брэгговской частотой.

5. Моделирование процессов синхронизации излучения в лазерах со статической и динамической двумерной РОС

При моделировании нелинейной динамики лазера с двумерной РОС на основе системы уравнений (8), (10) в случае статического брэгговского резонатора параметр связи волн α отличен от нуля. При этом накачка полагается про-

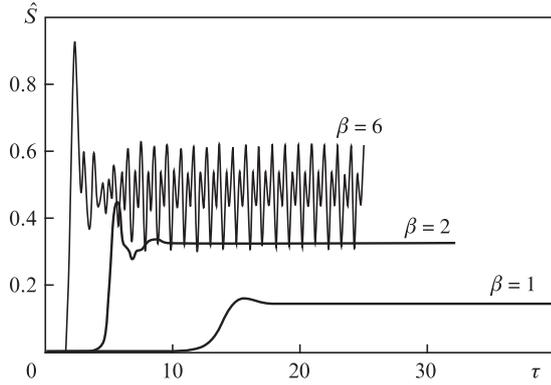


Рис.4. Зависимости нормированной мощности от времени в лазере с двумерным брэгговским резонатором при различных превышениях над порогом β ; $\alpha = 2, \hat{T}_1 = 1$.

странственно однородной: $\rho_g = 0$. При последующем моделировании будем использовать коэффициент $\alpha = 2$, при котором достигается наиболее равномерное пространственное распределение полей основной моды двумерного брэгговского резонатора. Пороговое условие генерации (18), как следует из рис.3, таково: $\beta = 0.6$. В случае умеренных превышений порога ($\beta \leq 3$) устанавливается стационарный режим лазерной генерации (рис.4).

Процесс синхронизации излучения и выхода на стационарный режим генерации показан на рис.5, где приведены пространственные распределения амплитуд полей парциальных волн в последовательные моменты времени (амплитуды нормированы на максимальные в заданный момент времени значения, поэтому увеличения средней интенсивности излучения в процессе развития генерации на этом рисунке не видно). На начальном этапе ($\tau = 0$) представлены исходные случайные шумы, но уже через несколько проходов излучения по резонатору ($\tau = 2$) характерные масштабы неоднородности полей становятся порядка размеров активной области. При этом фазы полей уже на этой стадии приобретают регулярный характер. При $\tau = 4$ на линейной стадии переходного процесса

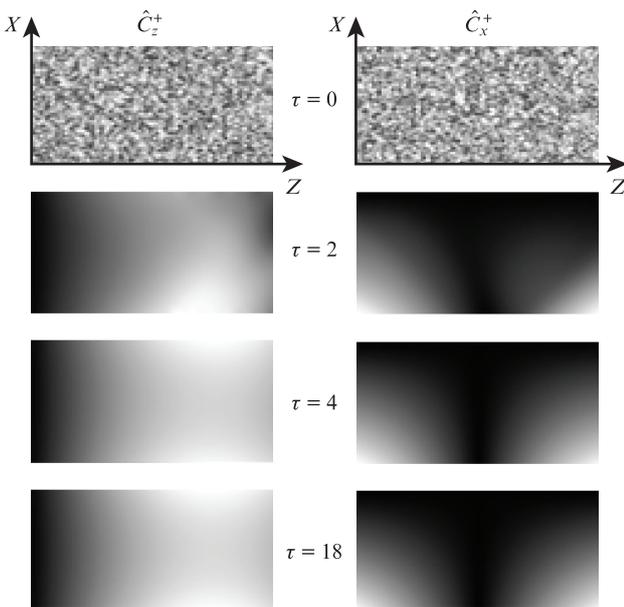


Рис.5. Эволюция пространственного распределения амплитуд парциальных волн \hat{C}_x^+ и \hat{C}_z^+ в активной области лазера с двумерным брэгговским резонатором; $\alpha = 1, \beta = 1, \hat{T}_1 = 1$.

происходит формирование структуры полей парциальных волн, близкой к структуре основной моды двумерного брэгговского резонатора. При $\tau \geq 18$ рост амплитуд полей ограничивается падением средней инверсии активной среды, в результате чего устанавливается стационарный режим генерации. В моделируемом случае относительно небольшого превышения над порогом ($\beta = 1$) распределение полей в стационарном режиме близко к структуре основной моды. Однако с ростом превышения над порогом ($\beta > 2$) наблюдается заметное искажение структуры полей в стационарном режиме по сравнению с основной модой, что обусловлено возникающей неоднородностью распределения инверсии. Анализ спектра излучения показывает, что в стационарном режиме частота генерации близка к брэгговской. При увеличении нормированной интенсивности накачки β происходит переход в режимы периодической ($\beta > 3$) и далее хаотической ($\beta > 7$) автомодуляции, который сопровождается усложнением спектра генерируемого излучения.

Отметим, что стационарные решения уравнений (8)–(10), реализующиеся при фиксированном умеренном превышении над пороговым $\beta = \text{const}$, обладают свойством автомодельности. Если уменьшить нормированное время релаксации инверсии \hat{T}_1 , то пространственные распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации сохранятся. В то же время нормированные амплитуды волн, компоненты поляризации, а также нормированная мощность излучения изменятся по закону

$$|\hat{C}_{x,z}^\pm| \sqrt{\hat{T}_1} = \text{const}, |\hat{P}_{x,z}^\pm| \sqrt{\hat{T}_1} = \text{const}, \hat{S} \hat{T}_1 = \text{const}. \quad (20)$$

На основе отмеченной автомодельности стационарных решений можно сформулировать законы увеличения размеров активной зоны и интегральной мощности излучения. Поскольку входящие в уравнения (8)–(10) параметры нормированы на длину системы l_z , то при фиксированном физическом времени релаксации T_1 уменьшение безразмерного параметра \hat{T}_1 достигается путем увеличения размеров активной области $l_{x,z}$. При этом следует пропорционально уменьшать равновесное значение инверсии населенности ρ_e (например, за счет уменьшения плотности мощности накачки) и глубину гофрировки b_1 , поддерживая произведения $l_{x,z} \rho_e = \text{const}$ и $l_{x,z} b_1 = \text{const}$. Тогда при сохранении отношения геометрических размеров активной области $l_x/l_z = \text{const}$ интегральная мощность накачки $Q = \hbar \omega_p \rho_e l_x l_z b_a / T_1$ увеличивается по закону $Q/l_{x,z} = \text{const}$. Аналогично будет возрастать и полная интегральная мощность излучения: $S/l_{x,z} = \text{const}$.

Результаты численного моделирования уравнений (8)–(10) показывают, что описанный выше скейлинг параметров действительно приводит к установлению стационарных режимов генерации с интегральной мощностью излучения, растущей с уменьшением нормированного времени продольной релаксации \hat{T}_1 (рис.6). Отметим, что динамика переходных процессов также зависит от величины \hat{T}_1 , имея тенденцию к упрощению с уменьшением \hat{T}_1 . В случае $\hat{T}_1 \rightarrow 0$, соответствующем предельно быстрой в масштабах изменения амплитуд электромагнитных полей релаксации инверсии, уравнения для гармоник инверсии среды в системе (8) сводятся к алгебраическим.

В лазере со светоиндуцированной РОС парциальные волновые потоки связываются на периодических решетках инверсии ρ_{x+z} и ρ_{z-x} . Как и при анализе стартовых условий, предположим, что для создания динамических

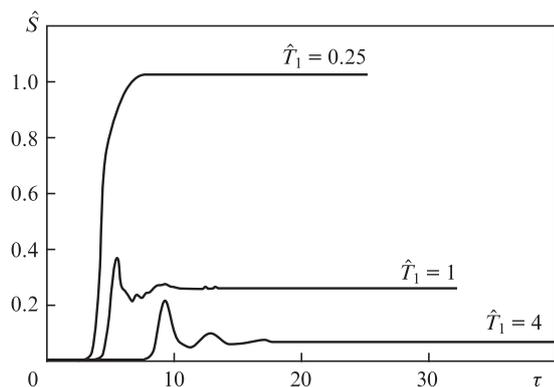


Рис.6. Зависимости нормированной мощности от времени в условиях автомодельного скейлинга параметров в лазере с двумерным брэгговским резонатором при различных \hat{T}_1 и $\alpha = 2, \beta = 2$.

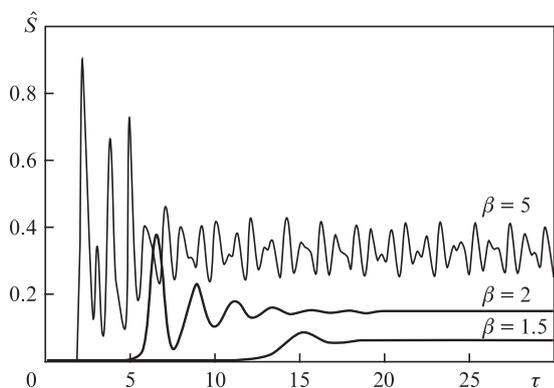


Рис.7. Зависимости нормированной мощности от времени в лазере со светоиндуцированной двумерной РОС при различных превышениях над порогом β ; $\rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1$.

решеток используется излучение накачки в виде стоячих волн (4), для которого $\rho_g = 0.5$. Моделирование нелинейной динамики показывает (рис.7), что, подобно двумерному брэгговскому резонатору, двумерная решетка коэффициента усиления также позволяет обеспечить установление стационарного режима генерации в лазере с пространственно-развитой активной средой, частота генерации при этом совпадает с брэгговской. В случае значительных превышений порога генерации реализуются, аналогично статическим брэгговским структурам, автомодуляционные режимы генерации со сложным многочастотным спектром излучения. В то же время при поддержании постоянным уровня β в лазере со светоиндуцированной двумерной РОС также имеет место описанная выше автомодельность стационарных решений. Как и в случае статических брэгговских структур, возможно повышение интегральной мощности излучения при увеличении геометрических размеров системы и одновременном пропорциональном снижении интенсивности накачки.

6. Заключение

Проведенный анализ показывает, что двумерная распределенная обратная связь может быть эффективно ис-

пользована для синхронизации излучения пространственно-развитых лазерных активных сред. Предлагаемый механизм обратной связи может быть реализован на основе как статических двумерных брэгговских структур, образованных диэлектрическими пластинами с джокопериодической модуляцией толщины, так и динамических решеток коэффициента усиления, наводимых интерференцией нескольких волн накачки. В лазерах со статической и динамической двумерной РОС формируются четыре связанных волновых потока, распространяющихся во взаимно перпендикулярных направлениях и обеспечивающих когерентное излучение со всего объема активной среды. В работе в рамках полуклассического приближения найдены пороговые условия генерации. На основе численного моделирования исследована динамика переходных процессов и определены характеристики стационарных режимов генерации, включая условия автомодельности.

В качестве практических приложений исследованного механизма организации распределенной обратной связи можно указать гетеролазеры на квантовых ямах. К настоящему времени реализованы гетероструктуры, в которых при накачке на длине волны излучения порядка одного микрона латеральный (поперечный) размер достигает нескольких сотен микрон и существует технологическая возможность его дальнейшего увеличения до тысячи микрон [14–15].

Авторы благодарны А.С.Сергееву и Е.Р.Кочаровской за полезные обсуждения, а также В.Я.Алешкину и В.А.Кукушкину за ознакомление с результатами исследований лазеров на основе пространственно-развитых гетероструктур. Работа выполнена при поддержке федеральной программы «Научные и педагогические кадры инновационной России» 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. *Theory of Dielectric Waveguides*, in *Integrated Optics* (Berlin–Heidelberg: Springer, 1979, vol. 7).
4. Лукьянов В.Н., Семенов А.Т., Шелков Н.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **2**, 2373 (1975).
5. Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. *Квантовая электроника*, **9** (12), 2359 (1982).
6. Григорьев А.М., *Квантовая электроника*, **38**, 685 (2008).
7. Morthier G., Baets R.J. *Lightwave Technol.*, **9**, 1305 (1991).
8. Афанасьев А.А., Михневич С.Ю. *Квантовая электроника*, **34**, 315 (2004).
9. Ghafouri-Shiraz H., *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters* (New York: Wiley, 2003).
10. Baryshev V.R., Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S. *Opt. Commun.*, **281**, 4879 (2008).
11. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С., Тумм М. *Квантовая электроника*, **39**, 463 (2009).
12. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Сергеев А.С., *Квантовая электроника*, **39**, 1159 (2009).
13. Андреев А.В. *УФН*, **33** (12), 997 (1990).
14. Nekorkin S.M., Biryukov A.A., Demina P.B., Semenov N.N., Zvonkov B.N., Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Gavrilenko V.I., Marmyanin K.V., Morozov S.V., Belyanin A.A., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.I.V. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 171106 (2007).
15. Алешкин В.Я., Бабушкина Т.С., Бирюков А.А., Дубинов А.А., Звонков Б.Н., Колесников М.Н., Некоркин С.М. *Квантовая электроника*, **40**, 855 (2010).