

01;07

Использование двумерной динамической решетки коэффициента усиления для генерации когерентного излучения от пространственно-развитых активных сред

© В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург

Институт прикладной физики РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: Baryshev@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 11 октября 2011 г.)

Исследованы лазеры со светоиндуцированной двумерной распределенной обратной связью, в которых для организации связи четырех парциальных волновых потоков, распространяющихся во взаимно ортогональных направлениях, используется двумерная решетка коэффициента усиления активной среды, наводимая несколькими лучами лазера накачки. В рамках полуклассического приближения проанализированы стартовые условия и нелинейная динамика лазеров с новой разновидностью двумерно распределенной обратной связью. Найдены условия автомодельности, позволяющие масштабировать параметры лазера в условиях поддержания стационарного режима генерации, при увеличении размеров активной области и соответствующего увеличения интегральной мощности излучения. Исследовано влияние диффузии неравновесных носителей на процесс генерации и пороговые условия.

Введение

С целью радикального повышения мощности лазеров с распределенной обратной связью (РОС) в работах [1–3] была рассмотрена возможность использования РОС. В рамках такой схемы цепь обратной связи включает не два, а четыре парциальных волновых потока, распространяющихся во взаимно-ортогональных направлениях. В соответствии с проведенным анализом это позволяет обеспечить когерентное излучение от пространственно-развитой планарной активной среды, характеризующейся большими значениями параметра Френеля относительно направлений распространения парциальных волновых потоков. В частности, перспективно использование указанной схемы в полосковых инжекционных гетеролазерах [4], где двоякопериодическая модуляция диэлектрической проницаемости в одном из слоев позволяет обеспечить синхронизацию излучения широкого в масштабе длины волны полоска.

Следует отметить, что практически уже в первых предложениях [5,6] по использованию в лазерах РОС содержалось описание двух способов создания периодических брэгговских структур, на которых две встречно-распространяющиеся электромагнитных волны должны испытывать распределенное переотражение. Во-первых, это статические решетки в периодическом изменении коэффициента усиления активной среды. Для практической реализации такой схемы инверсия активной среды должна создаваться двумя пересекающимися световыми пучками лазера накачки, формирующими стоячую волну. Брэгговские структуры последнего типа принято называть динамическими или светоиндуцированными. К настоящему времени существуют многочисленные реализации РОС-лазеров как со статиче-

скими [7–9], так и динамическими [10–15] брэгговскими структурами, часть из которых представляет собой уже традиционный компонент лазерной техники.

В настоящей работе исследована возможность реализации лазеров с двумерной РОС на основе решетки коэффициента усиления. Динамические решетки инверсии населенности используются прежде всего в РОС-лазерах на красителях с пространственно-периодической накачкой и позволяют получать узкополосное перестраиваемое по частоте излучение без внешних резонаторов и зеркал [10–14]. Исследуемая в настоящей работе двумерная модификация решеток может позволить существенно поднять уровень мощности излучения за счет увеличения объема активной среды. Определенный интерес представляет использование динамических решеток в полупроводниковых лазерах. Особенностью полупроводниковых активных сред является возможность значительной диффузии носителей и, как следствие, размытие решеток инверсии. Как показано в [16], этот эффект зависит от подвижности носителей и существуют полупроводники, в которых диффузия не оказывает принципиального влияния на формирование решетки инверсии. Тем не менее построение корректной модели полупроводниковых лазеров с динамической РОС требует учета эффектов диффузии носителей.

Модель и основные уравнения

Двоякопериодическая решетка коэффициента усиления активной среды может быть наведена в рамках известной схемы [17] интерференции четырех плоских

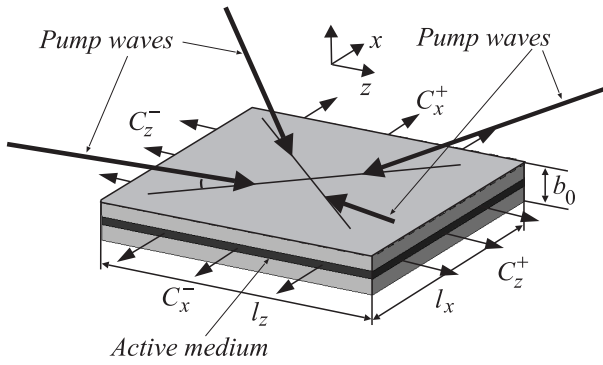


Рис. 1. Схема лазера со светоиндуцированной двумерной распределенной обратной связью.

S-поляризованных волн накачки (рис. 1):

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_p &= A_p \cos(k_{\perp} y + \omega_p t) \\ &\times \operatorname{Re} \left[(\mathbf{x}^0 + \mathbf{z}^0) \left(e^{\frac{k_{\parallel}}{\sqrt{2}}(z-x)} + e^{-\frac{k_{\parallel}}{\sqrt{2}}(z-x)} \right) \right. \\ &\left. + (\mathbf{x}^0 - \mathbf{z}^0) \left(e^{\frac{k_{\parallel}}{\sqrt{2}}(x+z)} + e^{-\frac{k_{\parallel}}{\sqrt{2}}(x+z)} \right) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

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:

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

При этом волны накачки попарно наводят в активной среде две однопериодические решетки инверсии, аналогичные используемым в лазерах с одномерной светоиндуцированной РОС, которые оказываются аддитивными за счет ортогональности поляризаций указанных пар. В результате при выполнении условия брэгговского резонанса

$$h = \sqrt{2}(\omega_p/c) \cos \theta \quad (3)$$

возникает связь четырех парциальных волновых потоков, которые распространяются в $\pm z$ (C_z^{\pm})- и $\pm x$ (C_x^{\pm})-направлениях и заданы вектор-потенциалами

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \operatorname{Re} \left[\left(\mathbf{a}_1(y) (C_z^+ e^{-ihz} + C_z^- e^{ihz}) \right) \right. \\ &\left. + \mathbf{a}_2(y) (C_x^+ e^{-ihx} + C_x^- e^{ihx}) \right] e^{i\omega t}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{a}_{1,2}(y)$ — поперечные структуры мод планарного диэлектрического волновода. Для определенности полагаем, что каждая из парциальных волн имеет ТМ-поляризацию и распространяется в регулярном диэлектрическом волноводе с толщиной b_0 .

Как следует из (3), изменением угла падения волн накачки θ к плоскости активной среды можно менять период брэгговской решетки и соответственно частоту генерируемого излучения. Таким образом, аналогично одномерным прототипам [9–15] двумерные РОС-лазеры со светоиндуцированными решетками обладают перестраиваемостью частоты.

Процесс взаимодействия активной среды и электромагнитного излучения будем описывать полуклассической системой уравнений Максвелла–Блоха:

$$\left(\Delta - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{P},$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \left(\frac{1}{4T_2^2} + \omega_0^2 \right) \mathbf{P} = -\frac{2\omega_0 |\mu|^2}{\hbar c} \mathbf{A} \rho, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{T_1} + Q_p(x, z) - D \Delta \rho = \frac{2}{\hbar \omega_0 c} \mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t},$$

где \mathbf{P} — резонансная часть поляризации среды, ρ — разность населенностей, Q_p — производительность накачки, μ — дипольный момент, D — коэффициент диффузии неравновесных носителей, T_1 и T_2 — времена релаксации инверсии и поляризации активной среды. Предполагаем, что частота перехода ω_0 совпадает с брэгговской частотой.

Основываясь на представлении электромагнитного поля в виде совокупности четырех парциальных волновых потоков $C_{x,z}^{\pm}$ (4), запишем поляризацию P и инверсию ρ среды в виде

$$\begin{aligned} P &= \operatorname{Re} \left[i (P_z^+ e^{i\hbar z} + P_z^- e^{-i\hbar z} + P_x^+ e^{i\hbar x} + P_x^- e^{-i\hbar x}) e^{i\omega_0 t} \right], \\ \rho &= \rho_0 + \operatorname{Re} (\rho_{2z} e^{2i\hbar z} + \rho_{2x} e^{2i\hbar x} \\ &\quad + \rho_{z-x} e^{2i\hbar(z-x)} + \rho_{z+x} e^{2i\hbar(z+x)}), \quad (6) \end{aligned}$$

где $P_{x,z}^{\pm}$, ρ_0 , ρ_{2z} , ρ_{2x} , $\rho_{z\pm x}$ — амплитуды соответствующих пространственных гармоник.

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_z^{\pm} = \hat{P}_z^{\pm},$$

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_x^{\pm} = \hat{P}_x^{\pm},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_0}{\partial \tau} + \frac{(\hat{\rho} - 1)}{\hat{T}_1} &= -2 \operatorname{Re} (\hat{C}_z^+ \hat{P}_z^{+*} + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{-*} \\ &\quad + \hat{C}_x^+ \hat{P}_x^{+*} + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{-*}), \end{aligned}$$

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

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{2x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2x}}{\hat{T}_D} = -(\hat{C}_x^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{+*}), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\rho}_{z+x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z+x}}{\hat{T}_D} - \frac{\rho_g}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_z^- \hat{P}_x^{+*} \\ &\quad + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_z^{+*}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\rho}_{z-x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z-x}}{\hat{T}_D} - \frac{\rho_g}{\hat{T}_1} &= -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^+ + \hat{C}_z^- \hat{P}_x^{-*} \\ &\quad + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^+ + \hat{C}_x^- \hat{P}_z^{-*}). \end{aligned}$$

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

$$\hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_e}, \quad \hat{P}_z^\pm = P_z^\pm \left(\frac{\pi b_p l_z}{\rho_e \hbar \omega_0 c v_{gr} b_{eff}} \right)^{1/2},$$

$$\hat{C}_{x,z}^\pm = C_{x,z}^\pm \left(\frac{b_{eff} \omega_0}{\pi \rho_e \hbar c v_{gr} b_p} \right)^{1/2},$$

где v_{gr} — групповая скорость парциальных волн в диэлектрическом волноводе, b_p — толщина активного слоя, ρ_e — равновесное значение средней инверсии в отсутствие излучения.

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

— эффективная толщина волновода для ТМ-поляризованных волн [5],

$$k = \frac{\omega_0}{c}, \quad \hat{T}_1 = \frac{v_{gr} T_1}{l_z}, \quad \hat{T}_D = \frac{v_{gr}}{l_z (T_1^{-1} + D h^2)}$$

— время релаксации наведенной решетки с учетом эффектов диффузии носителей. Параметр ρ_g описывает отношение интенсивностей периодической и однородной составляющих накачки. В частности, для распределения интенсивности накачки, задаваемой соотношением (2), $\rho_g = 0.5$. Следует отметить, что члены, пропорциональные этому параметру в уравнениях для гармоник модуляции инверсии $\rho_{z\pm x}$, ответственны за формирование решетки коэффициента усиления и связь парциальных волн $C_{x,z}^\pm$.

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

$$\begin{aligned} \hat{P}_z^+ &= \beta (2\hat{C}_z^+ \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{2z} + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{z-x}^* + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{z+x}^*), \\ \hat{P}_z^- &= \beta (2\hat{C}_z^- \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{2z} + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{z+x} + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{z-x}), \\ \hat{P}_x^+ &= \beta (2\hat{C}_x^+ \hat{\rho}_0 + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{2x} + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{z-x} + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{z+x}), \\ \hat{P}_x^- &= \beta (2\hat{C}_x^- \hat{\rho}_0 + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{2x} + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{z+x} + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{z-x}), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\beta = \pi \rho_e |\mu|^2 b_p c l_z T_2 / 2 \hbar \omega_0 b_{eff}$ — нормированная плотность активных элементов, определяющая коэффициент линейного усиления активной среды.

Граничные условия для полей задаются в виде

$$\hat{C}_x^+|_{X=0} = 0, \quad \hat{C}_x^-|_{X=L_x} = 0, \quad \hat{C}_z^+|_{Z=0}, \quad \hat{C}_z^-|_{Z=1} = 0, \quad (9)$$

где $L_x = l_x/l_z$ и соответствуют отсутствию внешних потоков энергии. В качестве начальных условий используем затравочное шумовое поле малой амплитуды

$$\hat{C}_{x,z}^\pm(X, Z, \tau = 0) = c_0 e^{-\varphi_{x,z}^\pm(X, Z)},$$

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

Полная интенсивность излучения может быть представлена как сумма интенсивностей четырех парци-

альных волновых потоков, излучаемых в $\pm z$ - и $\pm x$ -направлениях с торцов активной области (рис. 1)

$$S = \frac{\rho_e \hbar \omega_0 b_{eff} l_z v_{gr}}{4} \hat{S}, \quad (10)$$

где

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

Синхронизации излучения в среде с двумерной динамической решеткой коэффициента усиления

Считая амплитуды полей парциальных волн малыми, систему уравнений (7), (8) можно линеаризовать и привести к виду

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_z^\pm &= \beta \frac{\hat{T}_D}{2\hat{T}_1} (\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) \\ \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} - 2\beta \hat{C}_x^\pm &= \beta \frac{\hat{T}_D}{2\hat{T}_1} (\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-). \end{aligned} \quad (11)$$

Система уравнений (11) отличается от соответствующей системы в работе [2], описывающей связь четырех парциальных волн на двумерной статической брэгговской

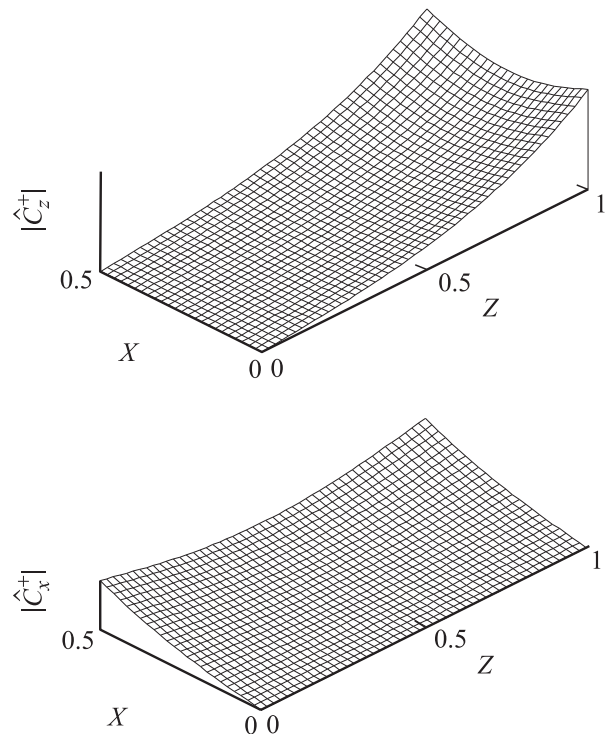


Рис. 2. Пространственные распределения полей парциальных волн для основной собственной моды в стартовом режиме: $\beta = 1.26$, $\hat{T}_1 = \hat{T}_D = 1$.

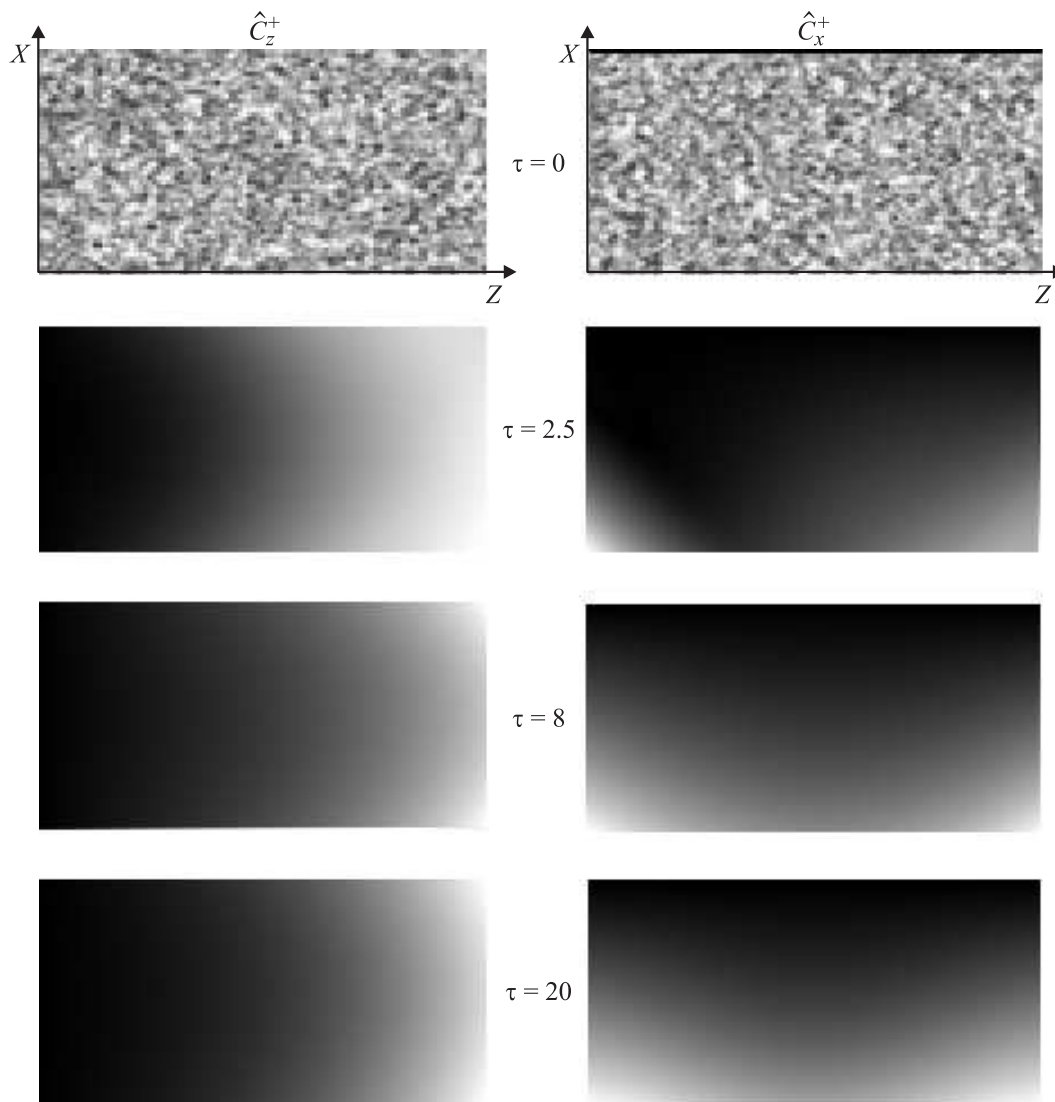


Рис. 3. Эволюция пространственных распределений амплитуд парциальных волн \hat{C}_x^+ и \hat{C}_z^+ в активной зоне лазера: $\rho_g = 0.5$, $\beta = 1.5$, $\hat{T}_1 = 1$, $D = 0$.

структуре, заменой мнимого коэффициента связи волн в правой части уравнений на действительный. Моделирование переходных процессов на основе уравнений (11) позволяет найти пороговое условие генерации, а также структуру собственных мод. В случае $\rho_g = 0.5$, $\hat{T}_D = \hat{T}_1$ и $L_x = 0.5$ пороговое условие имеет вид $\beta_{\text{thresh}} \approx 1.26$. При этом частота генерации совпадает с брэгговской частотой. Пространственные распределения полей парциальных волн в стартовом режиме для основной собственной моды приведены на рис. 2 и близки к структурам полей в стационарном режиме генерации, представленных ниже на рис. 3.

Как отмечалось во введении, в полупроводниковых средах может иметь место значительная диффузия неравновесных носителей, которая приводит к размытию наведенной решетки инверсии и к возможности значительного уменьшения ее амплитуды. В рамках рассмат-

риваемой модели в системе уравнений (7) коэффициент диффузии D определяет время релаксации пространственных гармоник инверсии среды \hat{T}_D . При этом для активных сред с пренебрежимо малой диффузией (лазеры на красителях) $\hat{T}_D = \hat{T}_1$. Вместе с тем и в средах со значительной диффузией, например, в полупроводниках с высокой подвижностью носителей реализуется случай $\hat{T}_D \ll \hat{T}_1$. Однако, как следует из рис. 4 зависимость порогового значения интенсивности накачки β_{thresh} от параметра \hat{T}_D^{-1} близка к логарифмической, т.е. значительное увеличение коэффициента диффузии приводит к умеренному росту пороговой интенсивности поля накачки.

Исследование нелинейной стадии процесса синхронизации излучения в лазерах с двумерной светоиндуцированной РОС проводилось путем численного моделирования уравнений (7), (8). Основные этапы процесса

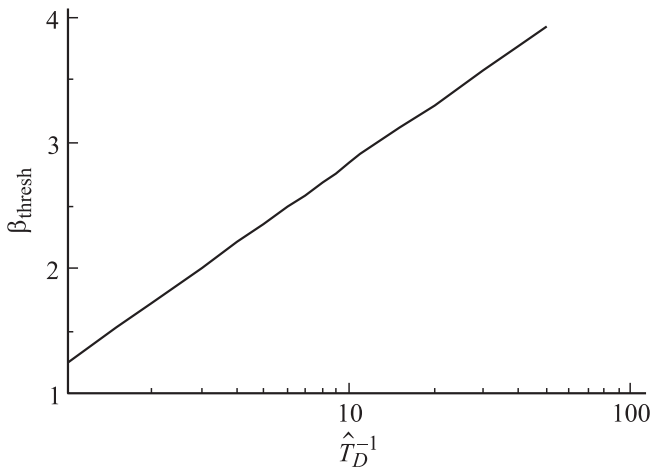


Рис. 4. Зависимость пороговой интенсивности накачки от времени релаксации пространственных гармоник инверсии: $L_x = 0.5, \rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1$.

синхронизации и установления стационарного режима генерации в режиме, близком к пороговому ($\beta \approx 1.5$), показаны на рис. 3. На начальной стадии видны случайные стартовые шумы, через несколько проходов волны ($\tau > 2$) характерный масштаб неоднородности полей становится порядка размеров системы, т.е. фактически происходит фазовая синхронизация излучения. Далее при $\tau \approx 8$ в активной области формируется „горячая“ мода, которая по структуре совпадает (см. рис. 2) с описываемой линейной системой уравнений (11). Этой стадии соответствует экспоненциальный рост амплитуд полей парциальных волн. При $\tau \approx 20$ формируется стационарное распределение полей парциальных волн, которое близко к указанной выше горячей моде. Частота генерации при этом совпадает с брэгговской. На рис. 5 показана эволюция амплитуды и фазы парциальной волны \hat{C}_z^+ на границе активной среды при умеренной надпороговости ($\beta \approx 2$). В этом случае увеличивается амплитуда поля в стационарном режиме генерации и, кроме того, наблюдается несколько более сложная динамика переходного процесса. Тем не менее из сравнения рис. 5, *a* и 5, *b* видно, что и в этом случае фазовая синхронизация излучения достигается уже на линейном этапе взаимодействия, когда амплитуды полей малы в масштабе величин, соответствующих стационарному режиму. Таким образом, в рассматриваемых условиях светоиндуцирования РОС позволяет обеспечить быструю фазовую синхронизацию. Пространственная структура средней инверсии среды $\hat{\rho}_0$ в стационарном режиме генерации показана на рис. 6.

Отметим, что стационарные решения нелинейных уравнений (7), (8), которые реализуются при умеренной надпороговости, обладают свойством автомодельности. Если при $\beta = \text{const}$ уменьшить нормированные времена релаксации средней инверсии \hat{T}_1 и гармоник инверсии \hat{T}_D , сохраняя $\hat{T}_1/\hat{T}_D = \text{const}$, то пространственные

распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации сохраняются. В то же время нормированные амплитуды волн, компоненты поляризации, в также и нормированная мощность излучения меняются по закону

$$\left| \hat{C}_{x,z}^{\pm} \right| \sqrt{\hat{T}_1} = \text{const}, \quad \left| \hat{P}_{x,z}^{\pm} \right| \sqrt{\hat{T}_1} = \text{const}, \quad \hat{S}\hat{T}_1 = \text{const}. \quad (12)$$

На основе указанной автомодельности можно сформулировать законы увеличения размеров активной зоны и

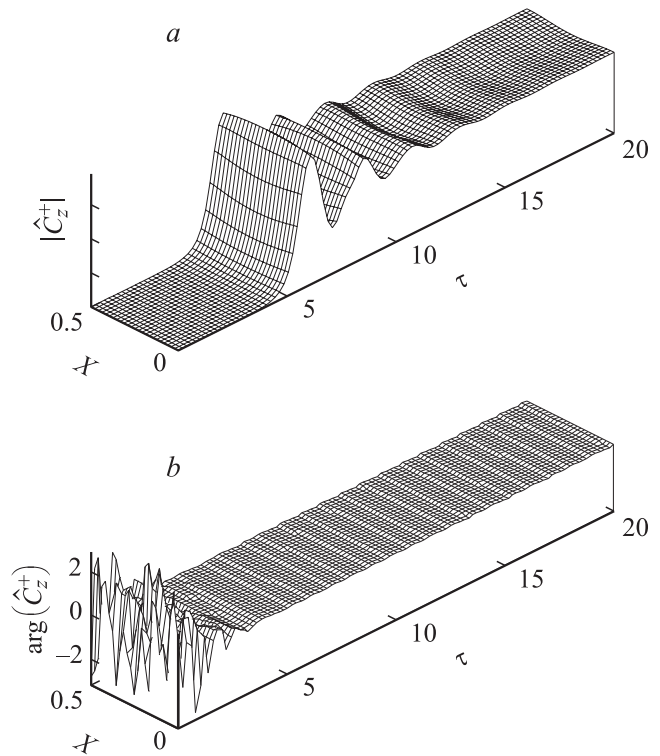


Рис. 5. Эволюция амплитуды (*a*) и фазы (*b*) парциальной волны \hat{C}_z^+ на границе активной среды $Z = 1$ в процессе синхронизации излучения; $\beta = 2, L_x = 0.5, \rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1, D = 0$.

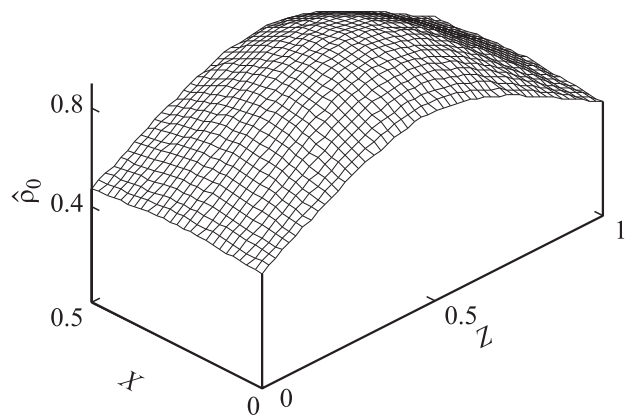


Рис. 6. Пространственное распределение средней инверсии среды в стационарном режиме генерации: $\beta = 2, L_x = 0.5, \rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1, D = 0$.

интегральной мощности излучения. Поскольку входящие в уравнения (7), (8) параметры нормированы на длину системы l_z , то при фиксированном физическом времени релаксации T_1 и коэффициенте диффузии D уменьшение безразмерных параметров \hat{T}_1 и \hat{T}_D достигается увеличением размеров активной области $l_{x,z}$. При этом за счет уменьшения плотности мощности накачки следует пропорционально уменьшить равновесное значение инверсии населенности, поддерживая $l_x, \rho_e = \text{const}$. Тогда при сохранении отношения геометрических размеров активной области $l_x/l_z = \text{const}$, интегральная мощность накачки $Q = \hbar\omega_p \rho_e l_x l_z b_p / T_1$ 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 (7), (8) показывают (рис. 7, *a*), что описанный выше скейлинг параметров действительно приводит к установлению стационарных режимов генерации с интегральной мощностью излучения, растущей с уменьшением нормированных констант продольной релаксации \hat{T}_1 и \hat{T}_D (т.е. с увеличением размеров активной среды). Вместе с тем динамика переходных процессов зависит от величины \hat{T}_1 , имея тенденцию к упрощению с уменьшением этого параметра. Заметим, что если увеличивать превышение порога генерации за счет увеличения интенсивности накачки β , то будет наблюдаться переход к периодическим,

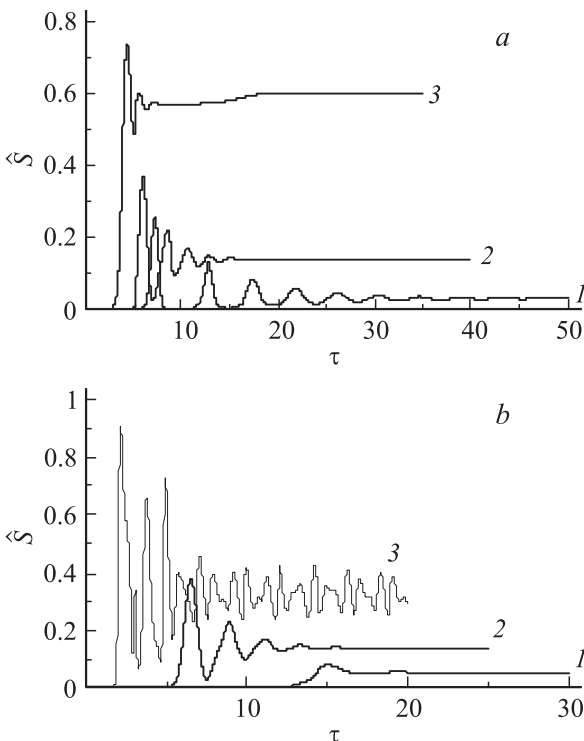


Рис. 7. *a* — зависимости нормированной интенсивности излучения от времени в условиях автомодельного скейлинга параметров \hat{T}_1 : 1 — 4, 2 — 1, 3 — 0.25; *b* — зависимости нормированной интенсивности излучения от времени при увеличении превышения порога β : 1 — 1.5, 2 — 2, 3 — 5; $L_x = 0.5, \rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1, D = 0$.

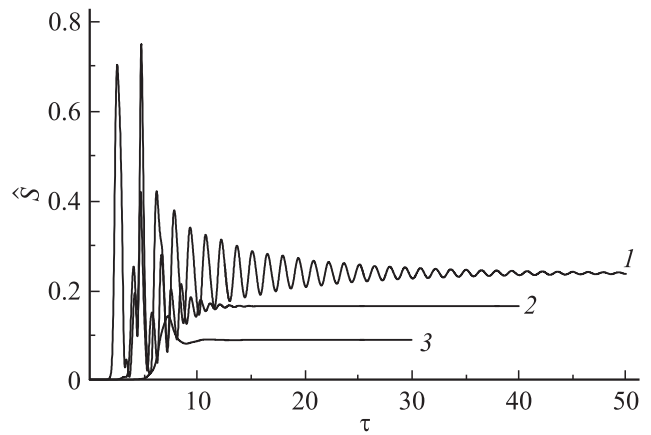


Рис. 8. Зависимости нормированной интенсивности излучения от времени при увеличении коэффициента диффузии: 1 — \hat{T}_D ; 1 — 1, 2 — 0.5, 3 — 0.2; $\beta = 3, L_x = 0.5, \rho_g = 0.5, \hat{T}_1 = 1$.

а затем стохастическим автомодуляционным режимам генерации (рис. 7, *b*).

Отметим, что в условиях сильной диффузии $\hat{T}_D \ll \hat{T}_1$ моделирование также демонстрирует возможность реализации стационарного режима генерации с пространственными распределениями полей, аналогичными представленным на рис. 5. Однако при фиксированной интенсивности накачки процесс развивается медленнее и, кроме того, снижается мощность излучения и КПД лазера в стационарном режиме генерации (рис. 8). Вместе с тем одновременно с порогом генерации с ростом коэффициента диффузии также поднимается порог возникновения автомодуляционных режимов, что позволяет восстановить эффективность лазера путем увеличения интенсивности накачки.

Заключение

В настоящей работе проведен анализ лазеров с динамической двумерной РОС, создаваемой интерференцией нескольких лучей лазера накачки. В рамках полуклассического приближения построена нестационарная двумерная модель, учитывающая процессы релаксации и диффузии носителей. Путем численного моделирования самосогласованной системы уравнений найдены пороговые условия, исследованы характеристики переходных процессов и стационарных режимов генерации. Из автомодельности стационарных решений найдены условия скейлинга параметров, позволяющие увеличивать размеры и мощность лазера, сохраняя устойчивость стационарного режима генерации.

Заметим в заключение, что исследованное здесь влияние диффузии носителей является в определенной степени негативным фактором при реализации лазеров с динамическими решетками. В то же время для РОС-лазеров с двумерными статическими решетками [1–3] размытие дополнительных, наведенных за счет интерфе-

ренции усиливаемых волн решеток инверсии, напротив, позволяет увеличить эффективность использования накачки.

Список литературы

- [1] Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 3. С. 47–57.
- [2] Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. и др. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. С. 463–468.
- [3] Барышев В.Р., Гинзбург Н.С. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. С. 1159–1164.
- [4] Nekorkin S.M., Vyukov A.A., Demina P.B. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 171 106.
- [5] Kogelnik H., Shank C.V. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2327–2335.
- [6] Лукьянов В.Н., Семенов А.Т., Шелков Н.В., Якубович С.Д. // Квант. электрон. 1975. Т. 2. № 11. С. 2373–2398.
- [7] Соколовский Г.С., Дюделев В.В., Гаджиев И.М. и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 19. С. 28–34.
- [8] Блохин С.А., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г. и др. // ФТП, 2006. Т. 40. Вып. 5. С. 633–638.
- [9] Kalusniak S., Sadofev S., Halm S., Henneberger F. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98. P. 011 101.
- [10] Matsuda A., Iizima S. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol. 33. P. 731–733.
- [11] Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. // Квант. электрон. 1982. Т. 9. Вып. 12. С. 2359–2366.
- [12] Zhang L.M., Carroll J.E., Tsang C. // IEEE J. Quant. Electron. 1993. Vol. 29. P. 1722–1727.
- [13] Афанасьев А.А., Дрите В.В., Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. // Квант. электрон. 1996. Т. 23. С. 303–306.
- [14] Kaczmarek M., Min-Yi Shih, Cudney R.S., Iam-Choon Khoo // IEEE J. Quant. Electron. 2002. Vol. 38. P. 451–457.
- [15] Antipov O.L., Kuzhelev A.S., Zinov'ev A.P., Vorob'ev V.A. // Opt. Commun. 1998. Vol. 152. P. 313–318.
- [16] Григорьев А.М. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. Вып. 7. С. 685–688.
- [17] Fernandez A., Phillion D.W. // App. Opt. 1998. Vol. 37. N 3. P. 473–478.