

УДК 621.378.325

ТЕОРИЯ МНОГОМОДОВОГО ТОНКОСЛОЙНОГО
УСИЛИТЕЛЯ—ГЕНЕРАТОРА

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 28 мая 1988 г.)

Исследована конкуренция мод в тонкослойном усилителе-генераторе. Показана возможность захвата собственных генерирующих мод системы при инжекции одного или нескольких внешних сигналов.

В современной лазерной технике в целях стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости лазерного излучения применяется инжекция внешнего сигнала в активную среду лазера [1—9]. Практический интерес с точки зрения интегральной оптики представляет исследование инжекции внешнего излучения в квазиволноводный лазер (КТЛ), представляющий собой тонкий плоско-параллельный слой лазерно-активного вещества с показателем преломления n_2 , заключенный между двумя пассивными диэлектрическими средами с показателями преломления n_1 и n_3 с необходимым условием $n_2 < n_1, n_3$ [10]. В работе [11] была показана возможность возникновения неоднозначной зависимости интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности волны, падающей на слой в режиме насыщения усиления. Случай взаимодействия двух волн, введенных в активный слой квазиволноводного усилителя-генератора, был исследован в работе [12], в которой была показана возможность управления выходными параметрами одной из волн при помощи изменения входных параметров другой, вплоть до захвата пространственной моды генерации. Возможность получения при помощи инжекции внешнего сигнала пучков с дифракционной расходимостью была показана в работе [13].

В настоящей работе исследован случай возбуждения лазерно-активного многомодового квазиволноводного слоя (КС) и рассмотрена конкуренция инжектируемых сигналов и собственных генерирующих мод системы. Тем самым проведено обобщение теории, развитой в [12] на случай произвольного числа инжектируемых волн и мод генерации КТЛ.

1. Рассмотрим взаимодействие в лазерно-активном КС с учетом расстройек резонанса N E -поляризованных (векторы напряженностей электрических полей направлены перпендикулярно плоскости падения волн) плоских монохроматических волн с частотами ω_n и углами инжекции (выхода) θ_n ($n = 1, 2, \dots, N$).

Волновое уравнение в активном слое в режиме насыщения и с учетом формы линии активного перехода в стационарном режиме взаимодействия имеет вид:

$$\left(\Delta + \frac{\omega_n^2}{c^2} n_2^2\right) E_n = i \frac{\omega_n}{c} \frac{\alpha_{1n} + i\alpha_{2n}}{F} E_n, \quad (1.1)$$

где α_{1n} — коэффициент усиления n -ой волны, величина $F = 1 + \gamma^2 |E|^2$ определяет закон насыщения $\left(E = \sum_{n=1}^N E_n\right)$, γ — параметр насыщения.

Форма линии активного перехода учитывается коэффициентами

$$\alpha_{2n} = \frac{2\varepsilon_n}{\Gamma} \alpha_{1n} = \frac{\varepsilon_n \Gamma / 2}{\varepsilon_n^2 + \Gamma^2 / 4} \alpha_0, \quad (1.2)$$

где расстройка резонанса n -ой волны $\varepsilon_n = \omega_n - \omega_0$, α_0 — коэффициент усиления при точном резонансе, Γ — ширина линии активного перехода.

Представим поле в активном слое в виде

$$E_n = A_n(z) \exp\left(i \frac{\omega_n}{c} k_{2n} z\right) + B_n(z) \exp\left(-i \frac{\omega_n}{c} k_{2n} z\right), \quad (1.3)$$

где

$$k_{2n} = k_2(\theta_n) = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_n}.$$

Подставив (1.3) в (1.1), получим для безразмерных амплитуд

$a_n = \gamma A_n$ и $b_m = \gamma B_m$ следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{da_n}{dz} &= \frac{n_2}{2k_{2n}} \cdot \frac{\alpha_{1n} + i\alpha_{2n}}{F} a_n, \\ -\frac{db_m}{dz} &= \frac{n_2}{2k_{2m}} \cdot \frac{\alpha_{1m} + i\alpha_{2m}}{F} b_m. \end{aligned} \quad n, m = 1, 2, \dots, N \quad (1.4)$$

Переходя к интенсивностям, будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{I}_n &= |a_n|^2 \text{ и } \bar{I}_m = |b_m|^2, \\ \frac{d\dot{I}_n}{dz} &= \beta_n \frac{\dot{I}_n}{F}, \quad -\frac{d\bar{I}_m}{dz} = \beta_m \frac{\bar{I}_m}{F}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где

$$\beta_m = \frac{\Gamma^2 / 4}{\varepsilon_m^2 + \Gamma^2 / 4} \cdot \frac{n_2 \alpha_0}{k_{2m}}.$$

Из систем уравнений (1.4) и (1.5) следует ряд соотношений—интегралов движения:

$$\begin{aligned} \dot{I}_n \bar{I}_m^{\eta_{nm}} &= C_{nm}^{(1)} \quad (a), \\ \dot{I}_n / \dot{I}_m^{\eta_{nm}} &= C_{nm}^{(2)} \quad (б), \\ \bar{I}_n / \bar{I}_m^{\eta_{nm}} &= C_{nm}^{(3)} \quad (в), \end{aligned} \quad (1.6)$$

а также, что $a_n(L)/a_n(0) = \xi_n^{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_{2n}}{\alpha_{1n}}\right)}$,

где $\xi_n = I_n^+(L) / I_n^+(0)$ — усиление n -ой волны за одно прохождение через активный КС, $\eta_{nm} = \frac{\beta_n}{\beta_m} = \frac{\varepsilon_m^2 + \Gamma^2/4}{\varepsilon_n^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{k_{2m}}{k_{2n}}$, $C_{nm}^{(1,2,3)}$ — константы, определяемые граничными условиями.

Решим уравнения (1.5), используя интегралы движения (1.6) и учитывая граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных составляющих поля на поверхности раздела $z = 0$ и $z = L$. Для параметра усиления ξ_m произвольной m -ой моды получаем следующее трансцендентное уравнение:

$$\ln \xi_m + \sum_{n=1}^N \frac{\eta_{nm}}{4} \frac{\xi_n - 1}{\xi_n} \left(1 + \frac{k_{1n}}{k_{2n}}\right)^2 (1 + \xi_n P_n) I_{np}^{(n)} = \beta_m L, \quad (1.7)$$

где $I_{np}^{(n)} = 4 \left(1 \pm \frac{k_{1n}}{k_{2n}}\right)^{-2} I_n^+(L)$, как это следует из граничных условий, $P_n = (k_{2n} - k_{1n})^2 / (k_{2n} + k_{1n})^2$, $k_{1n} = n_1 \cos \theta_n$. Полученное уравнение является обобщением соответствующих уравнений для параметра усиления ξ в работах [11], [12]. Для соответствующих коэффициентов прохождения $T_m = I_{np}^{(m)} / I_0^{(m)}$ получаем:

$$T_m = \frac{\xi_m (1 - P_m)^2}{(P_m \xi_m - 1)^2 + 4 P_m \xi_m \sin^2 Q_m / 2}, \quad m = 1, 2, \dots, N,$$

где

$$Q_m = \frac{\alpha_{2m}}{\alpha_{1m}} \ln \xi_m + 2 \frac{\omega_m}{c} k_{2m} L.$$

2. Пороговым условием генерации на m -ой моде КС является условие равенства нулю знаменателя в T_m (см. также [11]), откуда следует, что

$$Q_m = 2\pi m \quad (a), \quad (2.1)$$

$$\xi_m = \frac{1}{P_m} \quad (б).$$

Условие (а) соответствует тому, что рассматриваемая волна является m -ой собственной модой квазиволноводного слоя. Условие (б) определяет пороговое усиление для генерации системы. Учитывая, что $\alpha_{2m} / \alpha_{1m} = 2\varepsilon_m / \Gamma$, условие (2.1) можно записать в следующем виде

$$\frac{\varepsilon_m}{\Gamma} \ln \xi_m + \frac{\omega_0 + \varepsilon_m}{c} k_{2m} L = \pi m.$$

В случае одновременной генерации на нескольких модах, кроме условий (2.1) должно выполняться следующее из (1.6 б) условие

$$\frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m} = \frac{1}{\beta_n} \ln \frac{1}{P_n},$$

которое задает соответствие между частотно-угловыми распределениями генерируемых мод.

3. Перейдем к рассмотрению конкуренции мод в многомодовом усилителе-генераторе. Предположим, что лазерно-активный слой генерирует N мод. Тогда уравнение (1.7) принимает следующий вид:

$$2 \frac{n_1}{n_2} \sum_{n=1}^N \frac{\cos \theta_n}{\alpha_{1n}} I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m},$$

или с учетом (1.2):

$$8 \frac{n_1}{n_2} \frac{1}{\alpha_0 \Gamma^2} \sum_{n=1}^N \cos \theta_n (\varepsilon_n^2 + \Gamma^2/4) I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m}. \quad (3.1)$$

В случае инъекции внешнего сигнала имеем вместо (3.1):

$$2 \frac{n_1}{n_2} \sum_{n=1}^N \frac{\cos \theta_n}{\alpha_{1n}} I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_0} \ln \xi_0 - \frac{1}{4\beta_0} \frac{\xi_0 - 1}{\xi_0} \left(1 + \frac{k_{10}}{k_{20}}\right)^2 (1 + \xi_0 P_0) T_0 I_0$$

где $T_0 = T(\xi_0)$ и индексом «0» обозначены соответствующие параметры инжектируемого сигнала.

Отсюда следует, что при достижении критической интенсивности

$$I_0^{kp} = 4\xi_0 \frac{\beta_0 L - \ln \xi_0}{(\xi_0 - 1) \left(1 + \frac{k_{10}}{k_{20}}\right)^2 (1 + \xi_0 P_0) T_0}$$

выходные интенсивности $I_{np}^{(n)}$ ($n = 1, 2, \dots, N$) становятся равными нулю. Нетрудно заметить, что аналогичный результат можно получить в случае двух или нескольких инжектируемых сигналов.

Особенностью исследованного в настоящей работе усилителя-генера-

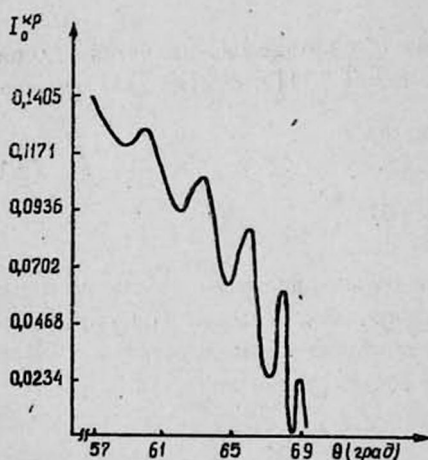


Рис. 1. График зависимости критической интенсивности инжектируемой волны от угла инъекции при $L = 3,5 \times 10^{-6}$ м, $n_1 = 1,458$; $n_2 = 1,365$; $\alpha_0 = 25000$ м $^{-1}$.

тора является то, что каждая мода содержит весь спектр люминесценции активного вещества, т. е. одна и та же частота распространяется в нескольких дискретных направлениях (число которых определяется толщиной слоя L).

Возможность захвата генерируемых мод, указанная выше, может быть использована для управления выходной интенсивностью, направлением излучения, а также для стабилизации частоты излучения. На рис. 1 приведен график зависимости критической интенсивности от угла инъекции.

Следует отметить, что в режиме усиления каждая мода обладает бистабильной зависимостью выходной интенсивности от входной [11], [12], что позволяет предложить данную систему как оптический многоканальный элемент памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. и др. Труды ФИАН, 31, 74 (1965);
Ораевский А. Н., Успенский А. В., там же, стр. 96.
2. Bjorkholm J. E., Danielmeyer H. G. Appl. Phys. Lett., 15, 171 (1969).
3. Абдуллин У. А. и др. Квантовая электроника, 11, 800 (1984).
4. Spencer M. B., Lamb W. J. Phys. Rev., A5, 884 (1972).
5. Ganiel U., Hardy A., Treves D. IEEE J. Quantum Electronics, QE-12, 704 (1976).
6. Flamant R., Megie G. IEEE J. Quantum Electronics, QE-16, 653 (1980).
7. Blit S., Ganiel V., Treves D. Appl. Phys., 12, 69 (1977).
8. Chou W. W. Opt. Lett., 7, 417 (1982).
9. Chou W. W. IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 243 (1983).
10. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 379 (1980).
11. Арутюнян Г. В., Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 286 (1984).
12. Arutunyan G. V., Djotyan G. P., Kesthelyi T. Preprint of technical University of Budapest, BTU-1984-04
13. Arutunyan V. M. et. al. Opt. Commun., 52, 114 (1984).

ԲԱԶՄԱՄՈՒԱՅԻՆ ՆՈՒՐԲ-ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է մոդաների մրցակցությունը նուրբ-թաղանթային ուժեղացուցիչ-գեներատորում: Ցույց է տրված համակարգի սեփական մոդաների ճնշման հնարավորությունը մեկ կամ մի քանի արտաքին ազդանշանների ինժեկցիայի միջոցով:

THE THEORY OF MULTIMODE THIN-FILM AMPLIFIER-OSCILLATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DZOTYAN, G. P. SARKISYAN

The mode competition in a thin-film amplifier-oscillator is investigated and the possibility of eigenmode locking with the help of one or few injected signals is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 103—106 (1989)

УДК 621.372

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА КОЛЬЦЕВЫМ ТОКОМ

Г. Г. КАРАПЕТЯН

(Поступила в редакцию 20 мая 1988 г.)

Приведены результаты расчета электромагнитных характеристик диэлектрического шара, возбуждаемого переменным током, текущим по кольцевому проводу.