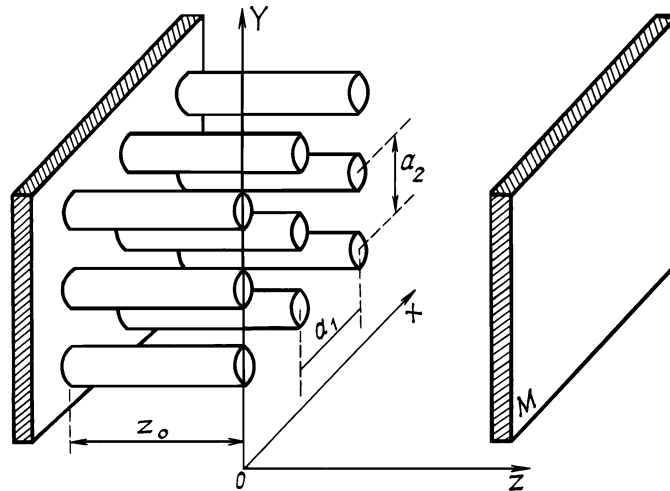


В.П. Кандидов, И.В. Крупина, О.А. Митрофанов

О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ФАЗОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ЛАЗЕРОВ

Представлены результаты теоретического исследования структуры и пороговых усилений коллективных мод набора дифракционно связанных лазеров. В рамках теории возмущений проанализирована зависимость пороговых усилений коллективных мод от порядка дифракционной связи (количества непосредственно связанных лазеров). Определены функции отклика фазы выходного излучения на относительные расстройки оптических длин отдельных лазеров в наборе.

Один из перспективных способов получения мощного лазерного излучения высокого качества, представляющий интерес для задач лазерной технологии, состоит в использовании многолучевых лазерных систем, основанных на принципе модульного построения. Частотная и фазовая синхронизация модулей с помощью оптической связи между ними позволяет осуществить когерентное сложение полей отдельных лазеров и, как следствие, существенно повысить плотность мощности суммарного излучения в дальней зоне ($I \sim N^2$, N — число лазеров в наборе). Эффективность различных способов связи и вопросы устойчивости когерентного режима генерации набора лазеров рассмотрены теоретически в работах [1–3]. Для достаточно больших наборов лазеров наиболее просто с практической точки зрения реализовать оптическую связь за счет дифракционного обмена излучением между активными элементами, помещенными в общий резонатор (рис. 1). Так, в работе [4] получена сфазированная генерация большого числа (~ 60) волноводных CO_2 -лазеров в двумерной сборке, имеющей в сечении форму треугольной периодической решетки. Синхронизация двумерных и одномерных наборов газовых и полупроводниковых лазеров на основе эффекта самовоспроизведения периодических полей (эффект Тальбо) достигнута в [3, 5, 6].



Набор дифракционно связанных лазеров. M — зеркало связи

Как в теоретических [7], так и в экспериментальных [8, 9] исследованиях отмечено сильное влияние разброса параметров отдельных лазеров (например, оптических длин) на эффективность фазовой синхронизации. В связи с этим компенсация искажений, а также активное управление фазовым профилем выходного излучения лазеров, представляется весьма актуальной задачей.

В настоящей статье теоретически исследуется влияние расстроек оптических длин лазеров на структуру и пороговые усиления собственных распределений поля (коллективных мод) дифракционно связанных лазеров. Определяются функции отклика для фазы выходного излучения.

Для анализа проблемы используется модель периодической сборки дифракционно связанных лазеров (рис. 1). Оптическая связь между отдельными активными элементами реализуется за счет дифракционного расплывания излучения, отраженного от зеркала связи M .

Для определения коллективных мод набора рассмотрим преобразование поля за полный обход резонатора. Поле в плоскости $z = 0$ имеет вид

$$E(x, y, z=0) = \sum_n \sum_m e_{nm} f(x-na_1; y-ma_2), \quad (1)$$

где $f(x, y)$ – распределение выделенной поперечной моды одного волновода; e_{nm} – комплексная амплитуда поля в волноводе (n, m) . Преобразование поля за полный обход резонатора можно представить в операторном виде

$$E(x, y, 2(z+z_0)) = \hat{T} \hat{P} \hat{G} E(x, y, 0), \quad (2)$$

где \hat{G} – оператор линейной дифракции, описывающий распространение поля до зеркала связи M и обратно до плоскости выходной апертуры волнопроводов; \hat{P} – оператор проекции на выделенную поперечную моду волновода; \hat{T} – оператор распространения поля по волноводам.

Приравняв (1) и (2) (условие полного воспроизведения поля за обход резонатора), получаем задачу на собственные значения:

$$\gamma e_{nm} = \sum_{\kappa} \sum_l M_{\kappa l}^{nm} e_{\kappa l}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} M_{\kappa l}^{nm} &= \iiint G(x-\xi; y-\eta; 2z) f(\xi-\kappa a_1; \eta-l a_2) f(x-na_1; y-ma_2) d\xi d\eta dx dy = \\ &= M_{\kappa l}^{m-l}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $M_{\kappa l}^{nm}$ – комплексный коэффициент дифракционной связи волнопроводов (κ, l) и (n, m) ; γ – собственное значение, модуль и фаза которого определяют добротность и частоту соответствующей коллективной моды. Для прямоугольной сборки при выполнении условия $f(x, y) = f_1(x)f_2(y)$ задача (3) факторизуется и сводится к задаче на коллективные моды линейной сборки:

$$\gamma^{(\kappa)} \mathbf{E}^{(\kappa)} = \hat{M} \mathbf{E}^{(\kappa)}, \quad (5)$$

где \hat{M} – матрица коэффициентов дифракционной связи; $\mathbf{E}^{(\kappa)}$ – комплексная огибающая κ -й коллективной моды.

Для бесконечной сборки известно решение (5), соответствующее эффекту полного воспроизведения периодических полей на расстоянии $z_r = \frac{2a_1^2}{\lambda}$. В этом случае оказываются выделенными по добротности ($|\gamma| = 1$) две моды – синфазная ($e_n = \text{const}$) и противофазная ($e_n = (-1)^n \text{const}$) [1].

Для большого, но конечного набора лазеров общее решение задачи (5) получить не удастся. Однако учитывая, что $|M_1| \gg |M_2| \gg |M_3|, \dots$, можно ограничиться рассмотрением оптической связи только «ближайших соседей». В данном приближении матрица дифракционной связи \hat{M} является трехдиагональной и решение задачи (5) имеет вид

$$\gamma^{(\kappa)} = M_0 + 2M_1 \cos \frac{\pi \kappa}{N+1}; e_n^{(\kappa)} = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin \frac{\pi \kappa n}{N+1}, \kappa = 1, \dots, N; n = 1, \dots, N, \quad (6)$$

где κ – номер коллективной моды. При этом $\kappa = 1$ соответствует синфазной, $\kappa = N$ – противофазной модам.

Амплитуды полей в волноводах при $n \sim 1$ и $n \sim N$ уменьшаются вследствие нескомпенсированных дифракционных потерь излучения на краях сборки. Зависимость пороговых усилений $G_{\text{пор}}^{(\kappa)} = -\ln |\gamma^{(\kappa)}|$ от

расстояния до зеркала связи z при $f(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sigma} \exp\left\{-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right\}$ приведены на рис. 2.

При $z = z_r/4$ пороговое усиление противофазной моды ($\kappa = N$) имеет минимум, так как вследствие эффекта самовоспроизведения на расстоянии $z_r/2$ распределение соответствующего ей поля после отражения от зеркала связи совпадает с начальным распределением в плоскости выходной апертуры волнопроводов. Для синфазной моды ($\kappa = 1$) распределение отраженного поля в плоскости выходной апертуры при $z = z_r/4$ сдвинуто на половину периода сборки относительно первоначального распределения и пороговое усиление максимально.

На расстоянии $z = z_T/2$ пороговые усиления синфазной и противофазной мод совпадают, поскольку в плоскости выходной апертуры волноводов после отражения воспроизводится распределение поля как для синфазной, так и противофазной мод.

Увеличение пороговых усилений с ростом a/σ объясняется увеличением расходимости излучения и, как следствие, дифракционных потерь. С увеличением числа лазеров в сборке относительные потери на ее краях уменьшаются, что приводит к уменьшению пороговых усилений всех коллективных мод.

Из решения задачи на собственные моды и собственные значения (5) для бесконечной сборки лазеров следует, что пороговые усиления синфазной и противофазной мод имеют минимум при $z = z_T/2$. Модель связи «ближайших соседей», как видно из рис. 2, не описывает этот эффект. Причем увеличение количества лазеров N в наборе не вносит качественных изменений.

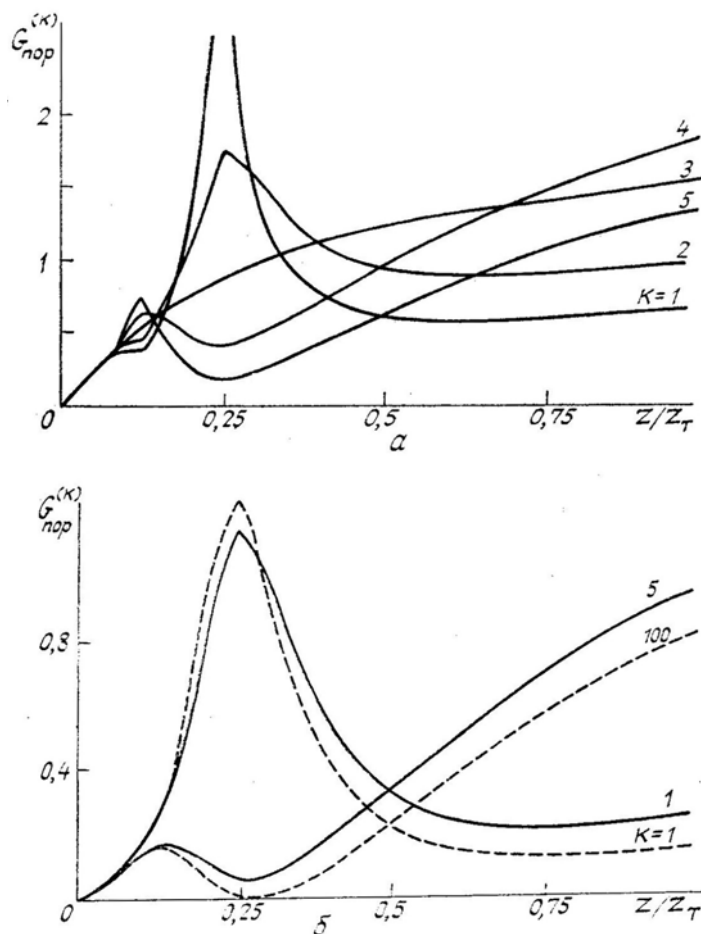


Рис. 2. Зависимость пороговых усилений коллективных мод $G_{пор}^{(k)}$ от расстояния z до зеркала связи (k — номер моды): (а) $a/\sigma = 6$, $N = 5$; (б) $a/\sigma = 4$, $N = 5$ (сплошная) и $N = 100$ (штриховая линия)

Естественно предположить, что это связано с пренебрежением дифракционной связью относительно удаленных лазеров в сборке. Действительно, с увеличением расстояния z до зеркала связи матричные элементы M_2, M_3, \dots растут по абсолютной величине и трехдиагональное приближение для матрицы дифракционной связи становится некорректным. Поправки к собственным значениям коллективных мод в этом случае можно определить методом возмущений.

В первом порядке теории возмущений получим:

$$\gamma_S^{(k)'} = M_0 + 2 \sum_{l=1}^S M_l \left\{ \cos \frac{\pi k l}{N+1} - \frac{1}{N+1} \left[l \cos \frac{\pi k l}{N+1} - \sin \frac{\pi k l}{N+1} \operatorname{ctg} \frac{\pi k}{N+1} \right] \right\}, \quad (7)$$

где $\gamma_S^{(k)'}$ — собственное значение k -й коллективной моды; S — порядок дифракционной связи ($S = N - 1$ соответствует учету оптической связи между всеми лазерами набора). При $S = 1$ собственное значение, полученное методом возмущений, совпадает с соответствующим собственным значением трехдиагональной матрицы \hat{M} (6).

На рис. 3 представлены зависимости пороговых усилений синфазной и противофазной мод для различных порядков дифракционной связи S . Видно, что с ростом S в окрестности $z \sim z_T/2$ происхо-

дит формирование минимумов пороговых усилений коллективных мод. Положение этих минимумов на оси z стремится к теоретическому значению $z = z_r/2$ для бесконечной сборки.

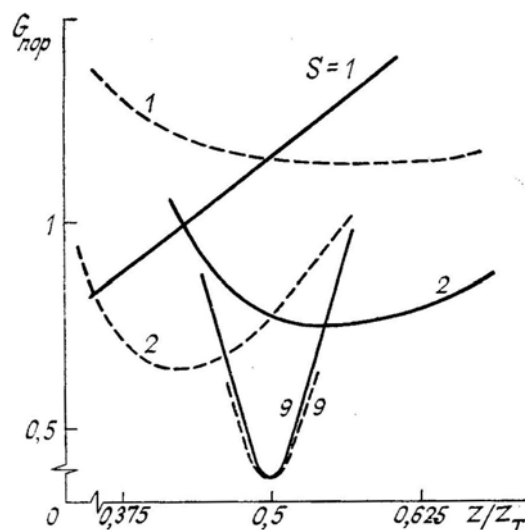


Рис. 3. Зависимость порогового усиления синфазной (штриховые) и противофазной (сплошные линии) мод от расстояния до зеркала связи z при различных значениях порядка дифракционной связи S . $N = 10$, $a/\sigma = 12$

Следует, однако, заметить, что модель связи «ближайших соседей», согласно имеющимся экспериментальным данным о характере поведения поровых усилений [5, 6], более адекватна практически реализуемым ситуациям. Действительно, разброс параметров отдельных лазеров при условии $|M_1| > |M_2| > |M_3| > \dots$ приводит к тому, что непосредственная связь достигается только между «ближайшими соседями».

При наличии расстройк оптических длин различных каналов генерации $\xi_n = z_n - z_0$, $n = 1, \dots, N$ задача на собственные моды и собственные значения (5) запишется в виде

$$\begin{aligned} \gamma^{(\kappa)'} \mathbf{E}^{(\kappa)'} &= \hat{A} \hat{M} \mathbf{E}^{(\kappa)'}; \\ A_{nm} &= \delta_{nm} \exp \{i\varphi_n\}; \quad \varphi_n = 2\kappa_0 \xi_n, \end{aligned} \quad (8)$$

где κ_0 — волновое число; κ — номер коллективной моды. Ограничиваясь случаем малых расстройк $|\varphi_n| \ll 1$, в первом порядке теории возмущений можно получить отклик фазы излучения синфазной коллективной моды:

$$\Phi = 2\kappa_0 \hat{\Psi} \xi, \quad (9)$$

где Φ — вектор фаз выходного излучения; ξ — вектор расстройк оптических длин лазеров. Элементы матрицы $\hat{\Psi}$, равные

$$\Psi_{nl} = \sum_{\kappa=2}^N \operatorname{Re} \left[\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma^{(1)} - \gamma^{(\kappa)}} \right] e_l^{(\kappa)} e_n^{(\kappa)}, \quad (10)$$

определяют отклик фазы излучения n -го канала генерации на единичную расстройку оптической длины l -го канала (рис. 4).

Наличие связи между лазерами набора является причиной нелокальности функции отклика фазы. Изменение длины одного канала приводит к изменению фазового профиля всей сборки в целом. Заметим, что нелокальностью отклика определяется характерный корреляционный размер фазового профиля выходного излучения при наличии случайных расстройк оптических длин $\langle \Phi_n \Phi_k \rangle = 4\kappa_0^2 \sum_l \Psi_{nl} \Psi_{kl}$ [7]. Амплитуда отклика фазы уменьшается по мере смещения канала, в который вносится расстройка, к центру сборки. Это объясняется тем, что крайние лазеры эффективно связаны с меньшим числом «соседей» по сравнению с центральными и, следовательно, способны подвергаться большим изменениям в ответ на единичное внешнее воздействие.

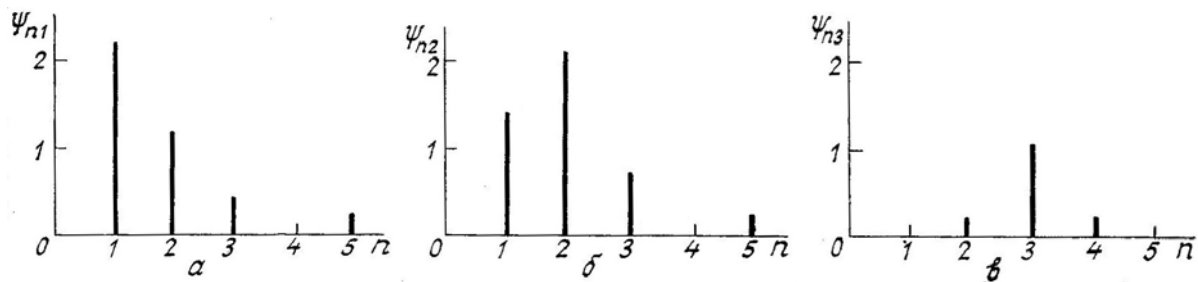


Рис. 4. Функции отклика фазы Ψ_{nl} выходного излучения набора лазеров на расстройку оптической длины l -го канала генерации: (а) $l = 1$; (б) $l = 2$; (в) $l = 3$. $N = 5$, $a/\sigma = 4$, $z = 0,7z_c$

Приведенные результаты свидетельствуют о возможности управления как фазовым профилем, так и модовым составом выходного излучения оптически связанных лазеров с помощью варьирования расстроек их оптических длин. Дальнейшее исследование эффективности такого управления требует включения в рассмотрение явления насыщения коэффициентов усиления активных сред лазеров и учета динамики формирования полей для определения границ когерентного режима генерации.

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. //УФН. 1990. Т. 60. Вып. 3.
2. Winful H.G., Wang S.S. //Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1894.
3. Голубенцев А.А., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 8.
4. Глова А.Ф., Дрейзин Ю.А., Качурин О.Р. и др. //Письма вЖТФ. Т. 11. С. 249.
5. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 2.
6. James R. Leger //Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. № 4.
7. Голубенцев А.А., Лиханский В.В. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 5.
8. Антюхов В.В., Даньшиков Е.В. и др. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 2.
9. Бондаренко А.В., Глова А.Ф. и др. //ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3.

Московский госуниверситет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
2 октября 1991 г.

V.P. Kandidov, I.V. Krupina, O.A. Mitrofanov. **Possibility of Control of Phase Profile of an Optically-Coupled Laser Array Output.**

The results of theoretical investigations of the threshold and structure of diffraction-coupled laser array supermode are presented. The dependence of supermodes gain threshold on the coupling length is analyzed using the perturbation theory. The expressions are obtained describing the phase profile of laser array output as a function of cavity length mismatching.