

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.373.826

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

КОЛЛЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ДИФРАКЦИОННО СВЯЗАННЫХ ЛАЗЕРОВ В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ

Представлены результаты теоретического исследования влияния насыщения усиления активной среды набора дифракционно связанных лазеров на структуру коллективных мод генерации в ближней и дальней зоне.

Введение

Все более широкое распространение в последнее время получают многолучевые лазерные системы, основанные на принципе модульного построения. При высоком качестве излучения и простоте конструкции такой подход позволяет повысить суммарную мощность выходного излучения с помощью увеличения количества модулей.

Некогерентное сложение полей независимых модулей обеспечивает линейный рост интенсивности I с увеличением числа модулей N ($I_{\text{неког}} \sim N$), а расходимость суммарного излучения определяется апертурой одного модуля. При когерентном сложении полей определяющее воздействие на расходимость выходного излучения оказывает апертура всего набора в целом и, следовательно, достигаются значительно более высокие значения пиковой интенсивности ($I_{\text{ког}} \sim N^2$).

Для получения частотной и фазовой синхронизации полей отдельных модулей перспективно использование оптической связи. Данной проблеме посвящено большое количество работ, основные результаты которых изложены в [1]. Рассмотрены вопросы эффективности различных способов организации оптической связи и устойчивости синхронного режима генерации двух лазеров [2, 3]. Исследованы собственные моды коллективной генерации набора большого числа лазеров [4].

С практической точки зрения представляет интерес оптическая связь за счет дифракционного обмена излучением между активными элементами, помещенными в общий резонатор [3]. При этом в случае периодического расположения лазеров в наборе эффективная селекция синхронного режима от режима независимой генерации достигается при помещении зеркала связи на расстоянии $z = z_T/2$, где $z_T = 2a^2/\lambda$ – расстояние Тальбо, a – период структуры, λ – длина волны [6, 7, 8]. В этом случае при отражении от зеркала связи происходит полное воспроизведение поля на выходных торцах активных элементов.

Теоретические исследования и экспериментальные наблюдения показывают, что качество юстировки и разброс параметров лазеров сильно влияют на эффективность частотной и фазовой синхронизации. Так, расстройка собственных частот двух лазеров, связанных через полупрозрачное зеркало или отверстие, вызывает сдвиг фаз выходных полей [9], а при выходе из полосы захвата – срыв синхронного режима и переход к независимой или хаотической генерации [2, 3, 10].

В больших наборах лазеров наличие случайных расстройок их собственных частот приводит к образованию отдельных областей сфазированной генерации и, следовательно, снижает когерентность выходного излучения таких систем [11, 12]. Кроме того, при связи за счет эффекта Тальбо существует несколько мод коллективной генерации с различным распределением поля, но вырожденных по потерям. С одной стороны, это может приводить к развитию многомодовой генерации и, следовательно, к увеличению расходимости суммарного излучения. С другой стороны, этот эффект можно использовать для организации управления диаграммой направленности с помощью относительно простых (бинарных) пространственных или фазовых корректоров [13, 14].

Таким образом, управление коллективной генерацией набора оптически связанных лазеров представляет интерес как для задачи компенсации случайных отклонений параметров набора, так и для задачи управления параметрами выходного излучения в реальном времени. В линейной постановке такой анализ выполнен в [15].

Настоящая статья посвящена исследованию влияния насыщения коэффициента усиления активных сред лазеров на профиль излучения наиболее добротных коллективных мод. Рассмотрено распределение поля в ближней и дальней зоне в зависимости от параметров конечного набора лазеров.

В отличие от [4], где проведен учет влияния активной среды на структуру выходного излучения на основе непрерывной модели набора дифракционно связанных лазеров, в данной статье рассматривается адекватная дискретная модель, в которой учитывается распределенный характер среды.

1. Математическая модель

Рассматривается одномерный периодический набор дифракционно связанных лазеров (рис. 1). Оптическая связь между отдельными активными элементами реализуется за счет дифракции излучения, отраженного от зеркала связи M .

Будем считать, что при коллективной генерации лазеров поперечные моды волноводов $f(x)$ не искажаются. Тогда поле излучения сборки в плоскости $z = z_0$ выражается суперпозицией мод $f(x)$:

$$E(x, z_0) = \sum_m e_m f(x - ma). \quad (1)$$

В этих предположениях поле $E(x, z)$ однозначно определяется комплексными амплитудами волноводных мод e_m . Амплитуды e_m образуют вектор профиля излучения коллективной генерации:

$$\mathbf{E}^T = (e_1, e_2, \dots, e_N),$$

где N – число лазеров в наборе.

Преобразование поля $E(x, z)$ за полный обход резонатора можно представить в операторной форме:

$$E(x, z_0 + 2L) = \hat{U} \hat{P} \hat{G} E(x, z_0) \exp\{i\theta\}, \quad (2)$$

где \hat{G} – оператор линейной дифракции, описывающий распространение поля в канале связи от z_0 до $z_0 + 2z_{св}$; \hat{P} – оператор, проектирующий поле $E(x, z_0 + 2z_{св})$ на поперечную моду волновода $f(x)$; \hat{U} – оператор распространения поля по волноводам с учетом насыщения усиления; θ – геометрический набег фаз за обход резонатора.

Действие операторов \hat{G} и \hat{P} на поле $E(x, z)$ сводится к умножению вектора \mathbf{E} на матрицу дифракционной связи \hat{M} , элементы которой имеют вид [15]:

$$M_{nm} = \int \int f(x - na) f(\xi - ma) G(x - \xi, 2z_{св}) d\xi dx, \quad (3)$$

где $G(x, z)$ – функция Грина квазиоптического уравнения дифракции.

Квадрат модуля элемента M_{nm} показывает, какая часть энергии лазера m поддерживает генерацию в лазере n в том случае, когда сдвиг фаз между излучениями обоих лазеров на входном окне n -го волновода равен нулю. Аргумент элемента M_{nm} несет информацию о фазовом набеге излучения в канале связи.

Чтобы конкретизировать вид оператора \hat{U} , найдем для n -го лазера связь между входной $e_n^{вх}$ и выходной $e_n^{вых}$ амплитудами волноводных мод. Поле в n -м лазере является комбинацией

распространяющихся навстречу друг другу волн. Пиковые интенсивности этих волн I_+^n и I_-^n для случая однородно уширенной линии усиления удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{dI_+^n(z)}{dz} = \frac{G_0}{1 + I_+^n(z) + I_-^n(z)} I_+^n(z), \quad (4a)$$

$$\frac{dI_-^n(z)}{dz} = -\frac{G_0}{1 + I_+^n(z) + I_-^n(z)} I_-^n(z), \quad (4b)$$

где G_0 – коэффициент усиления слабого сигнала. Интенсивности $I_+^n(z)$ и $I_-^n(z)$ нормированы на интенсивность насыщения I_s . Параметры G_0 и I_s принимаются одинаковыми для всех лазеров.

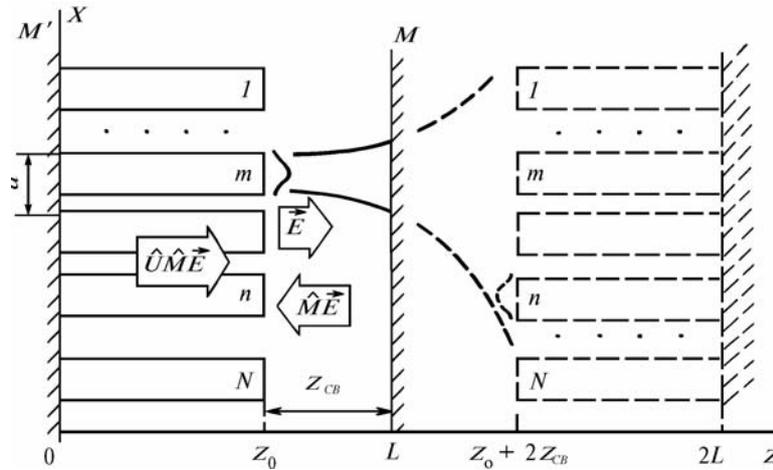


Рис. 1. Набор дифракционно связанных лазеров. M – зеркало связи

Условие на левой границе волновода выглядит следующим образом:

$$I_+^n(0) = R^2 I_-^n(0), \quad (5)$$

где R – коэффициент отражения по полю зеркала M .

Для системы (4) справедливо соотношение:

$$I_+^n(z) I_-^n(z) = J^2 \quad (6)$$

где J^2 – константа, независящая от z .

Выражая при помощи (6) $I_+^n(z)$ через $I_-^n(z)$ и интегрируя уравнение (4б), можно получить:

$$\ln u_n + I_n^{\text{вх}} (u_n - 1) (R^2 u_n + 1) = G_0, \quad (7)$$

где $u_n = \frac{I_-^n(0)}{I_+^n(0)}$; $I_n^{\text{вх}} = |e_n^{\text{вх}}|^2$ – пиковая интенсивность волны, входящей в канал n . Используя

граничное условие (5) и соотношение (6), можно найти искомую связь между $e_n^{\text{вх}}$ и $e_n^{\text{вых}}$:

$$e_n^{\text{вых}} = R u_n e_n^{\text{вх}}, \quad (8)$$

где $u_n (|e_n^{\text{вх}}|^2)$ – решение уравнения (7), зависящее от квадрата модуля амплитуды входной волны.

Таким образом, действие оператора \hat{U} сводится к умножению на диагональную матрицу, элементы которой равны:

$$(\hat{U})_{nm} = R \delta_{nm} u_n. \quad (9)$$

При коллективном излучении дифракционно связанных лазеров поле после полного обхода резонатора восстанавливается с точностью до некоторого комплексного коэффициента γ . В результате получается следующая задача на собственные значения:

$$\gamma \mathbf{E} = \hat{U} (|\mathbf{E}|^2) \hat{M} \mathbf{E}. \quad (10)$$

Нелинейное матричное уравнение (10) определяет потери и профили излучения набора дифракционно связанных лазеров в условиях насыщения усиления.

Модуль собственного значения γ характеризует относительные потери излучения за полный обход резонатора, которые равны $1 - |\gamma|$. Следовательно, амплитудное условие генерации набора лазеров можно записать в виде

$$|\gamma| \exp\{G_{\text{пор}}\} = 1, \quad (11)$$

где $G_{\text{пор}}$ – пороговое усиление.

Аргумент γ характеризует выполнение фазового условия генерации на длине волны $\lambda_{\text{ген}}$:

$$\arg \gamma + \theta(\lambda_{\text{ген}}) = 2\pi p, \quad (12)$$

где p – целое число.

Одинаковый для всех каналов фазовый набег θ , связанный с распространением излучения в канале связи и волноводе, не влияет на профиль выходного излучения \mathbf{E} и при решении задачи (10) его можно не учитывать.

2. Линейная задача

Системе волноводов, незаполненных активной средой с идеальными зеркалами ($G_0 = 0$, $u_n = 1$, $R = 1$) соответствует линейная задача на собственные значения, следующая из (10):

$$\gamma_0 \mathbf{E} = \hat{M} \mathbf{E}, \quad (13)$$

Выполнение условия полного воспроизведения поля за обход резонатора (11) приводит к выражению для порогового усиления коллективной генерации k -й собственной моды:

$$G_{\text{пор}}^{(k)} = -\ln |\gamma_0^{(k)}|. \quad (14)$$

В гипотетическом случае бесконечной сборки при помещении зеркала связи на расстоянии, равном половине расстояния воспроизведения ($z_{\text{св}} = \frac{z_1}{2}$), синфазная ($e_n = e_0$) и антифазная ($e_n = (-1)^n e_0$) коллективные моды имеют нулевые потери ($|\gamma_0| = 1$, $G_{\text{пор}} = 0$) [1]. Для большого, но конечного числа лазеров точное аналитическое решение собственной задачи (13) с комплексной матрицей получить не удастся.

Пусть поперечные моды волноводов $f(x)$ имеют вид:

$$f(x) = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{x^2}{\sigma^2}\right\}, \quad (15)$$

где σ – характерный масштаб моды. Период расположения волноводов в сборке равен a .

Зависимость порогового усиления $G_{\text{пор}}$ синфазной и антифазной коллективных мод от расстояния $z_{\text{св}}$ до зеркала связи представлена на рис. 2, а. Зависимость получена в результате численного решения задачи (13). Видно, что пороговое усиление обеих мод имеет минимум на том же расстоянии $z_{\text{св}} = \frac{z_T}{2}$, что и для бесконечной сборки. Пороговое усиление других мод коллективной генерации (при таком положении зеркала) выше порога для синфазной и антифазной мод. Отличие величины порогового усиления в минимуме от нуля объясняется конечностью сборки и, как следствие, неполным воспроизведением поля синфазной и антифазной мод из-за дифракционных потерь на краях.

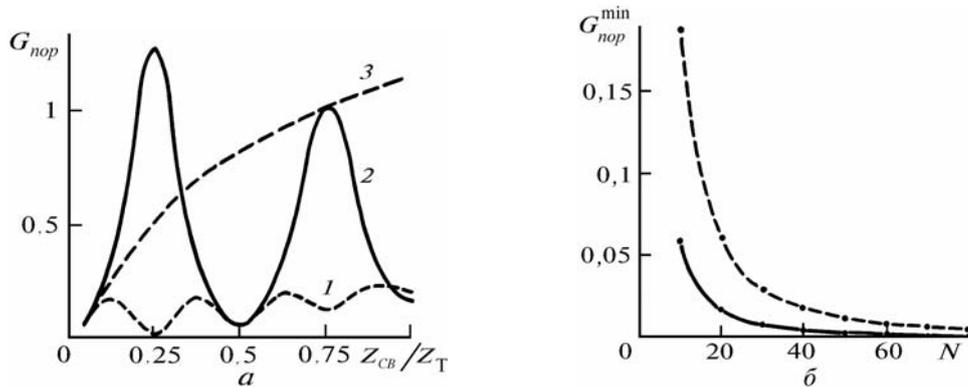


Рис. 2. Пороговые усиления $G_{\text{пор}}$ синфазной и антифазной коллективных мод: а) зависимость $G_{\text{пор}}$ от расстояния $z_{\text{св}}$ до зеркала связи при $a/\sigma = 4$, $N = 10$ для антифазной (1), синфазной (2) и независимой генерации (3) набора лазеров; б) зависимость $G_{\text{пор}}$ от числа лазеров N в наборе при $z_{\text{св}} = z_T/2$, $a/\sigma = 4$ (сплошная линия), $a/\sigma = 8$ (штриховая)

Уменьшение порога генерации низшей и высшей мод с ростом числа лазеров в наборе N показано на рис. 2, б. Повышение порогового усиления $G_{\text{пор}}$ с ростом a/σ происходит из-за увеличения потерь в канале связи.

Для синфазной и антифазной коллективных мод абсолютные величины амплитуд излучения e_n в каждом лазере совпадают. Эти моды различаются лишь фазовыми соотношениями между полями в модулях. Распределение e_n по каналам изображено на рис. 3, а. Вследствие некомпенсированных дифракционных потерь на краях сборки, модуль амплитуды поля в периферийных лазерах оказывается меньше, чем в центральных. Одновременно возникает сдвиг фазы φ_n крайних лазеров от фазы излучения в центре сборки (рис. 3, б).

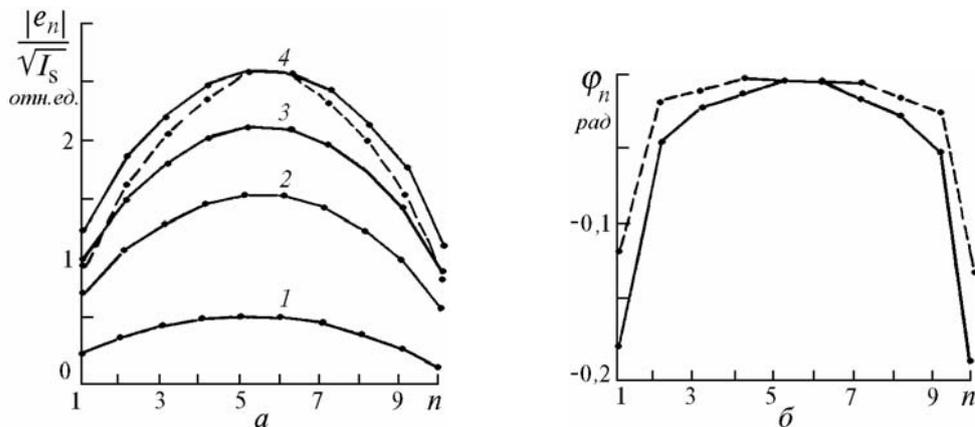


Рис. 3. Профиль излучения коллективной генерации при $z_{\text{св}} = z_T/2$, $a/\sigma = 4$, $G_{\text{пор}} = 0,067$: а – распределение нормированного модуля амплитуды $|e_n| / \sqrt{I_s}$ волноводных мод по каналам сборки при синфазной и антифазной генерации: линейный случай – $G_0 = 0$ (штриховая линия); нелинейный случай – $G_0 = 0,1$ (1), $0,3$ (2), $0,5$ (3), $0,7$ (4); б – распределение фазы φ_n волноводных мод при синфазной генерации: линейный случай – $G_0 = 0$ (штриховая линия); нелинейный случай – $G_0 = 0,7$ (сплошная)

3. Профиль выходного излучения при насыщении усиления

Для нахождения профиля выходного излучения с учетом насыщения усиления в модулях используется селективный метод установления [16]. Суть его заключается в том, что итерационный процесс для решения нелинейной задачи методом установления чередуется с анализом линейной задачи с «замороженным» усилением. Чтобы получить хорошее нулевое приближение для итерационного процесса, необходимо оценить интенсивность выбранной (синфазной или антифазной) моды, исходя из условия стационарной генерации. Для уравнения (10) это условие выглядит следующим образом:

$$|\gamma| = 1.$$

Положим, что при насыщении усиления профиль выходного излучения коллективной генерации не деформируется. Тогда в соответствии с (13) уравнение (10) можно записать в виде

$$\mathbf{E} = \gamma_0 \hat{U} \mathbf{E}.$$

Использование выражения (9) позволяет получить величину $u_{\text{ст}}$ при стационарной генерации:

$$\gamma_0 R u_{\text{ст}} = 1.$$

Найденное отсюда значение $u_{\text{ст}}$ определяет стационарную интенсивность:

$$I_{\text{ст}} = \frac{G_0 + \ln |\gamma_0|}{(1 - |\gamma_0|)(R^2 + |\gamma_0|)} |\gamma_0|^2. \quad (16)$$

Будем считать, что такая величина интенсивности достигается в канале с наибольшей амплитудой e_n выбранной коллективной моды.

Итерационная процедура в методе установления выражается следующим образом:

$$\mathbf{E}_{j+1} = \hat{U}(|\mathbf{E}'_j|^2) \mathbf{E}'_j; \mathbf{E}'_j = \hat{M} \mathbf{E}_j, \quad (17)$$

где j – номер итерации. При этом на каждом шаге для определения матрицы \hat{U} решается уравнение (7).

Вектор профиля \mathbf{E}_j , полученный на последней итерации, используется для линейной задачи на собственные значения с «замороженным» усилением:

$$\gamma \mathbf{E} = \hat{U}(|\mathbf{E}_j|^2) \hat{M} \mathbf{E}. \quad (18)$$

Если один из собственных векторов $\mathbf{E}^{(l)}$, $l = 1, \dots, N$, задачи (18) совпадает с \mathbf{E}_j , то в результате итерационного процесса найдено установившееся решение. Модуль собственного значения $|\gamma^{(l)}|$, соответствующий этому вектору, равен единице. Если для всех остальных мод $|\gamma^{(k)}| < 1$, $k \neq l$, то решение является устойчивым. Разность $|\gamma^{(l)}| - |\gamma^{(k)}|$ определяет запас устойчивости найденного решения $\mathbf{E}^{(l)}$. В том случае, когда существуют моды с $|\gamma^{(k)}| > 1$, решение неустойчиво. Может возникнуть ситуация, при которой модули собственных значений нескольких наиболее добротных мод близки. Это означает, что при таких параметрах системы возможен режим многомодовой генерации. В этом случае суммарное поле, насыщающее усиление, нужно рассматривать как суперпозицию полей этих мод.

Если ни один из собственных векторов $\mathbf{E}^{(l)}$ задачи (18) не совпадает с \mathbf{E}_j , найденным в итерационном процессе, необходимо вернуться к методу установления, взяв в качестве нулевого приближения собственный вектор задачи (18), наиболее близкий к \mathbf{E}_j .

Результаты расчета нелинейной задачи в соответствии с изложенной методикой представлены на рис. 3, а, где изображен модуль распределения поля по каналам при синфазной и антифазной генерации для различных значений усиления G_0 . Здесь расстояние до зеркала связи $z_{\text{св}} = z_1/2$. Как и в линейном случае, при таком положении зеркала связи оба распределения совпадают по модулю и различаются лишь фазовыми соотношениями между полями в лазерах.

Видно, что с увеличением усиления G_0 нарастание амплитуды поля в каналах замедляется. Насыщение усиления наиболее сильно проявляется в центральных каналах сборки, что приводит к «выполаживанию» профиля коллективного излучения. Одновременно при увеличении G_0 возрастает сдвиг фазы поля на краях сборки (рис. 3, б).

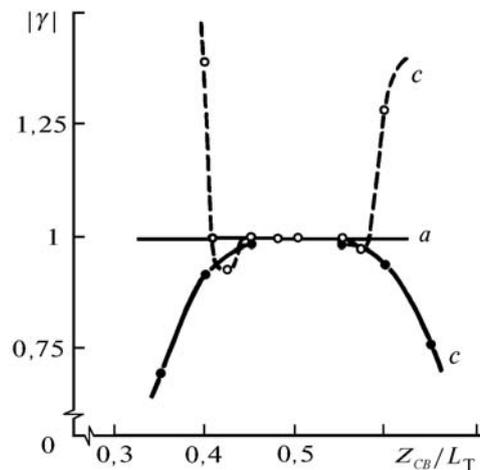


Рис. 4. Зависимость модуля собственных значений синфазной (S) и антифазной (A) коллективных мод от расстояния до зеркала связи. Линейный случай ($G_0 = 0$): $a/\sigma = 4$ (сплошная линия); $a/\sigma = 8$ (штриховая). Нелинейный случай: $G_0 = 0,7$ и $a/\sigma = 4$ (точки); $G_0 = 2$ $a/\sigma = 8$ (кружки)

Изменение соотношения между потерями синфазной и антифазной мод при изменении расстояния до зеркала связи изображено на рис. 4. Результаты получены при выборе антифазной моды в качестве нулевого приближения для итерационного процесса установления. Видно, что $|\gamma_A|$ для антифазной моды равен единице при всех значениях $z_{св}$. При $a/\sigma = 4$ для синфазной моды $|\gamma_S| \leq 1$, и эта мода затухает везде, кроме малой окрестности $z_{св} = z_T/2$, где возможен двухмодовый режим генерации. При $a/\sigma = 8$ изменение $|\gamma_S|$ носит сложный характер. «Выполаживание» профиля излучения коллективной генерации не влияет на соотношение между потерями синфазной и антифазной мод.

4. Диаграмма направленности

Представляет интерес анализ угловой расходимости излучения при коллективной генерации дифракционно связанных лазеров.

При антифазной генерации диаграмма направленности имеет два боковых лепестка, расположенных под углами $\theta = \pm 2\lambda/a$. В случае синфазной генерации имеются центральный и два боковых лепестка под углами $\theta = \pm \lambda/a$. Амплитуда боковых лепестков зависит от отношения a/σ и при $a/\sigma = 4$ составляет около 30% от величины центрального лепестка.

Ширина $\Delta\theta$ центрального лепестка диаграммы направленности при синфазной генерации, определяемая как половина углового расстояния между соседними нулями $J(\theta)$, для $N = 10$, $a/\sigma = 4$ равна (рис. 5):

$$\Delta\theta = 0,09 \theta_d,$$

где $\theta_d = \lambda/\pi\sigma$ — угловая расходимость излучения отдельного модуля. С ростом a/σ относительная ширина $\Delta\theta$ уменьшается.

Для анализа влияния на диаграмму направленности профиля излучения коллективной генерации на рис. 5 изображен нулевой максимум распределения поля в дальней зоне при суперпозиции излучения синфазных источников равной амплитуды. Видно, что уменьшение амплитуды и сдвиг фаз в профиле излучения коллективной генерации приводит к некоторому уширению (на 20%) центрального лепестка. Как показывает анализ, уширение центрального лепестка связано с уменьшением амплитуды излучения боковых лазеров и практически не зависит от фазовых сдвигов на краях сборки. При этом «выполаживание» распределения амплитуд практически не влияет на диаграмму направленности излучения.

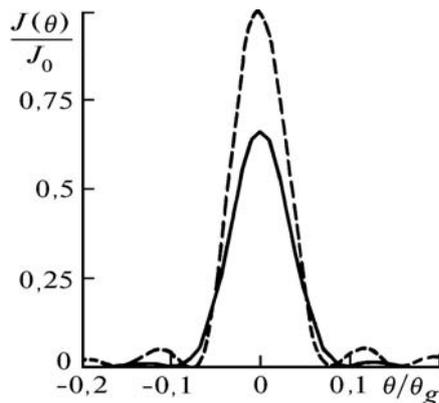


Рис. 5. Диаграмма направленности излучения при $N = 10$, $a/\sigma = 4$, $G_0 = 0,7$: синфазная коллективная генерация (сплошная линия); синфазные источники равной амплитуды (штриховая)

Заключение

1. В лазерной сборке, состоящей из конечного числа модулей, дифракционные потери на краях набора вызывают уменьшение амплитуды поля на периферии и возникновение сдвига фаз между крайними и центральными модулями ($\varphi \sim 7^\circ$, $N = 10$, $a/\sigma = 4$).

2. Насыщение усиления приводит к «выполаживанию» профиля излучения и увеличению сдвига фаз на периферии сборки ($\varphi \sim 10^\circ$, $N = 10$, $a/\sigma = 4$).

3. Уменьшение амплитуды поля на краях набора увеличивает ширину центрального лепестка диаграммы направленности по сравнению с лепестком для сфазированных источников равной интенсивности. Фазовые сдвиги, а также выполаживание распределения амплитуд при насыщении усиления слабо влияют на угловое распределение излучения в дальней зоне.

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. //УФН. 1990. Т. 160. Вып. 3. С. 101–143.
2. Winful H. G., Wang S. S. //Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1899.
3. Антюхов В.В., Даньшиков Е.В., Масюков И.В. //Квантовая электроника. 1992. Т. 19. № 3. С. 224.
4. Голубенцев А. А., Лиханский В.В., Напартович А.П. //ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 4. С. 1199.
5. Глова А.Ф., Дрейзин Ю.А., Качурин О.Р. и др. //Письма в ЖЭТФ. Т. 11. С. 249–252.
6. Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р. и др. //Письма в ЖЭТФ. Т. 44. Вып. 2. С. 63–65.
7. James R. Lager. //Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. P. 1851–1854.
8. Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. //Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 9. С. 1808.
9. Антюхов В.В., Дальшиков Е.В., Лебедев Ф.В. и др. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 2. С. 159.
10. Бондаренко А.В., Глова А.Ф., Козлов С.Н., Лебедев Ф.В. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 3. С. 807.
11. Голубенцев А.А., Лиханский В.В. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 5. С. 592.
12. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Шинкарева И.В. //Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 12. С. 1493.
13. Голубенцев А.А., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 8. С. 1018.
14. Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Напартович А.П., Хлынов М.Е. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. № 3. С. 387.
15. Кандидов В.П., Крупина И.В., Митрофанов О.А. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 12. С. 1284.
16. Коротков В.А., Лиханский В.В., Напартович А.П. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. С. 897.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию
14 сентября 1992 г.

V.P. Kandidov, I.V. Krupina, O.A. Mitrofanov. **A Collective Generation in a System of Diffraction-Coupled Lasers under Conditions of Saturated Light Amplification.**

This paper presents some results of a theoretical study of the influence of light amplification saturation in active media of a set of diffraction-coupled lasers on the structure of supermodes in the near and far-field zones.