

Фазовая фильтрация синфазной моды лазерной линейки в резонаторе Тальбо

В.П.Кандидов, И.В.Терехова

Развит метод фазовой фильтрации синфазной коллективной моды для лазерной линейки в резонаторе Тальбо. Этот метод основан на формировании фазового распределения поля синфазной моды для линейки с конечным числом каналов, близкого к фазовому распределению для бесконечной периодической структуры. Предложена простая схема фазового корректора, использование которого приводит к увеличению селективности синфазной моды лазерной линейки в резонаторе Тальбо. Показано, что при фазовой фильтрации ширина главного максимума интенсивности в дальней зоне не возрастает.

Ключевые слова: резонатор Тальбо, лазерные решетки, фазовая синхронизация, фазовая фильтрация, синфазная мода.

1. Введение

Для фазовой синхронизации излучения лазерных решеток, как правило, используется оптическая связь между каналами [1]. Независимо от конкретной реализации связь может быть локальной, если световые поля связывают лишь соседние каналы, или глобальной, если излучением обмениваются все каналы решетки [1, 2]. При глобальной оптической связи сфазированный режим генерации лазерной решетки более устойчив к расстройке оптической длины каналов, чем при локальной [2, 3]. Для осуществления глобальной связи между каналами решетки применяются пространственные фильтры (см., напр., [4–8]) или резонаторы Тальбо [8, 9]. В таких системах коэффициенты оптической связи между каналами убывают с увеличением расстояния между ними в линейке. При этом в линейках с меньшим фактором заполнения μ , который определяется как отношение радиуса канала к периоду расположения каналов в линейке, коэффициенты связи убывают медленнее [10], что обусловлено увеличением дифракционной расходимости излучения канала с уменьшением его поперечного размера. В кольцевых линейках, где может использоваться цилиндрический [11, 12] или плоский [13] резонатор Тальбо, уменьшение фактора заполнения в пределе приводит к «идеальной» глобальной связи с равными коэффициентами связи между всеми каналами.

Амплитудный фильтр, расположенный в плоскости фурье-изображения решетки излучателей, позволяет надежно выделить синфазную моду коллективной генерации. Однако потери на нем существенно снижают выходную мощность излучения, а лучевая прочность фильтра ограничивает ее предельное значение [14]. С увеличением диаметра отверстий в фильтре эффективность фазовой

синхронизации повышается и мощность когерентного излучения может превышать 50 % от мощности излучения решетки в отсутствие связи. Одновременно с этим снижается устойчивость синфазного режима генерации к фазовым расстройкам в каналах.

В резонаторе Тальбо происходит дифракционное самовоспроизведение периодического поля решетки излучателей, и коллективные моды в нем имеют наименьшие потери в сравнении с общим резонатором другой геометрии. Вместе с тем в резонаторе Тальбо селективность коллективных мод невелика. На этот факт обращается внимание в одной из первых работ по фазовой синхронизации набора волноводных CO₂-лазеров [15]. Детально влияние конфигурации заполнения и числа каналов двумерной решетки на селективность резонатора Тальбо исследовано в [16].

Для повышения селективности общего резонатора рассматриваются подходы, основанные на различии пространственных распределений полей синфазной и антифазной мод на дробных расстояниях Тальбо z_T/n , где z_T – расстояние Тальбо, n – целое число. В [17] использовался амплитудный пространственный фильтр, помещенный в резонатор Тальбо на расстоянии $z_T/4$ от плоскости выходных апертур каналов, где изображения, сформированные синфазной и антифазной модами, сдвинуты относительно друг друга. При отверстиях фильтра, совпадающих с изображением синфазной моды, порог генерации этой моды становится ниже, чем антифазной, которая экранируется фильтром. В работе [18] поворотом зеркала связи максимумы интенсивности излучения, соответствующие синфазной моде, совмещались с каналами решетки. В результате потери антифазной моды возрастали и селективность резонатора улучшалась. Однако из-за ухудшения качества воспроизведения поля в таком резонаторе мощность синфазной генерации уменьшалась до 1 % от полной мощности независимой генерации.

Внесение амплитудного фильтра неизбежно ведет к увеличению потерь мощности излучения. Применение фазовых фильтров (см., напр., [19, 20]), как правило, ограничивается коррекцией фазы выходного излучения лазерной решетки. Исключения представляют результаты,

В.П.Кандидов, И.В.Терехова. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; тел. 939-30-91, e-mail: kandidov@msu.ilc.msu.ru

Поступила в редакцию 31 июля 2002 г., после доработки – 9 января 2003 г.

полученные в работе [21], в которой экспериментально и теоретически исследован резонатор Тальбо с зеркалом связи, осуществляющим селекцию синфазной моды для линейки лазерных диодов.

В настоящей работе развивается метод повышения селективности резонатора Тальбо с помощью фазового фильтра на зеркале связи. Метод основан на внутррезонаторной фазовой коррекции, которая позволяет сделать близкими распределения амплитуды и фазы синфазной моды решетки с конечным числом каналов и поля бесконечного набора синфазных излучателей и тем самым уменьшить дифракционные потери для синфазной моды.

2. Коллективные моды

В приближении заданного распределения поля $E_n(x, y, 0)$ в сечении каналов усиления коллективные моды $e_n^{(j)}$ являются собственными векторами матрицы дифракционной связи M между каналами в резонаторе Тальбо (см., напр., [1, 15]):

$$\sum_{m=1}^N M_{mn} e_n^{(j)} = \gamma^{(j)} e_m^{(j)}, \quad (1)$$

где $e_n^{(j)}$ – комплексная амплитуда поля на оси n -го канала для j -й коллективной моды; N – число каналов в лазерной решетке. Модуль собственного значения $\gamma^{(j)}$ определяет дифракционные потери j -й моды и, следовательно, ее порог генерации $G^{(j)}$ [22]:

$$G^{(j)} = -\ln |\gamma^{(j)}|. \quad (2)$$

Аргумент $\gamma^{(j)}$ определяет частотный сдвиг коллективной моды [23].

Элементы матрицы дифракционной связи M_{mn} вычисляются как проекции комплексных амплитуд поля n -го канала $E_n(x, y, 2z_c)$, отраженного от зеркала связи, на комплексную амплитуду $E_m(x, y, 0)$ на выходе m -го канала:

$$M_{mn} = \int_{\omega_m} E_m(x, y, 0) E_n(x, y, 2z_c) dx dy, \quad (3)$$

где ω_m – сечение выходной апертуры m -го канала; z_c – расстояние до зеркала связи.

В резонаторе Тальбо с фазовым корректором на зеркале связи (рис. 1) поле $E_n(x, y, 2z_c)$ формируется в результате дифракции поля выходного излучения n -го канала $E_n(x, y, 0)$ при распространении до зеркала связи, отражения на этом зеркале, изменения фазы на корректоре и, наконец, дифракции при обратном распространении до плоскости апертуры каналов A . Ограничимся для простоты линейкой каналов с периодом структуры a и размерами выходной апертуры канала σ_x и σ_y . Тогда, используя решение дифракционной задачи в спектральном пространстве $\{\chi, \eta\}$, поле n -го канала до отражения на зеркале связи $E_n^+(x, y, z_c)$ можно представить в следующем виде:

$$E_n^+(x, y, z_c) = \hat{F}_{xy}^{-1} \left\{ \exp \left[i \frac{z_c}{2k} (\chi^2 + \eta^2) \right] \hat{F}_{\chi\eta} \{ E_n(x, y, 0) \} \right\}, \quad (4)$$

где $\hat{F}_{\chi\eta}$ и \hat{F}_{xy}^{-1} – операторы прямого и обратного преобразования Фурье; $E_n(x, y, 0)$ – комплексная амплитуда поля

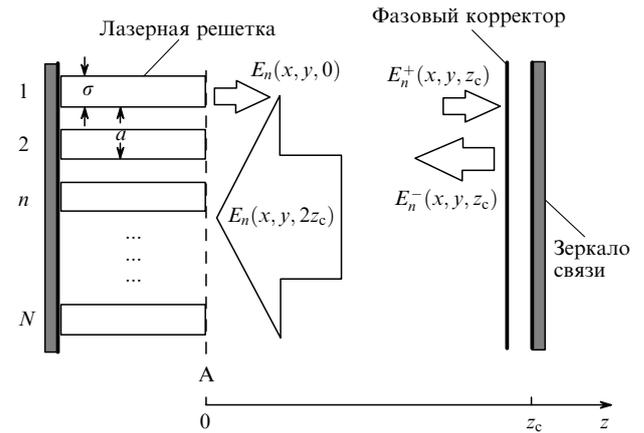


Рис. 1. Схема резонатора Тальбо с фазовым корректором (A – плоскость выходных апертур).

на выходе n -го канала линейки; χ, η – частоты пространственного спектра; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

После прохождения фазового корректора и отражения от зеркала связи поле n -го канала $E_n^-(x, y, z_c)$ можно записать в виде

$$E_n^-(x, y, z_c) = \exp[i\Phi(x, y)] E_n^+(x, y, z_c), \quad (5)$$

где $\Phi(x, y)$ – изменение фазы на корректоре в результате двойного прохода излучения через него (один проход – до зеркала связи, другой – после отражения).

В плоскости апертуры каналов A поле n -го канала $E_n(x, y, 2z_c)$ после дифракции на обратном проходе от зеркала связи записывается в виде

$$E_n(x, y, 2z_c) = \hat{F}_{xy}^{-1} \left\{ \exp \left[i \frac{z_c}{2k} (\chi^2 + \eta^2) \right] \hat{F}_{\chi\eta} \{ E_n^-(x, y, z_c) \} \right\}. \quad (6)$$

Подставляя (4)–(6) в (3), можно вычислить коэффициенты дифракционной связи M_{nm} при любом распределении поля $f(x, y)$ в каналах и фазовом сдвиге $\Phi(x, y)$ на корректоре. При гауссовом распределении поля

$$E_n(x, y, 0) \approx \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right)$$

аналитические выражения для коэффициентов M_{nm} в отсутствие фазового корректора получены в [10, 12]. В общем случае эти коэффициенты рассчитываются численно с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье для операторов $\hat{F}_{\chi\eta}$ и \hat{F}_{xy}^{-1} . В отсутствие фазовой коррекции элементы матрицы M_{nm} для линейки зависят лишь от разности номеров $n - m$. Поэтому для получения всей матрицы M достаточно провести N вычислений по формулам (3)–(6). Для резонатора Тальбо с фазовым корректором объем вычислений растет как $0.5N!$

В резонаторе Тальбо без фазовой фильтрации распределения амплитуд излучения по каналам для синфазной ($j = 1$) и антифазной ($j = N$) мод совпадают: $|e_n^{(1)}| = |e_n^{(N)}|$. Эти моды различаются только фазовыми соотношениями между полями в каналах. В случае антифазной моды каждый канал излучает в противофазе с соседними. Вследствие дифракции фазовые сдвиги между соседними каналами на краях лазерной решетки незначительно от-

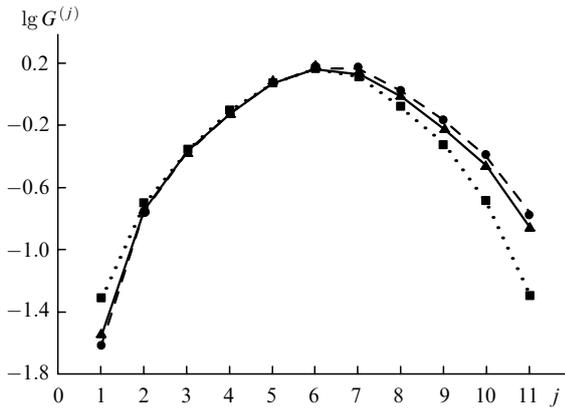


Рис.2. Зависимости порогов генерации $G^{(j)}$ коллективных мод лазерной решетки с $N = 11$ каналами и $\mu = 0.25$ от номера моды j , полученные в отсутствие фазовой фильтрации (▲) и при фазовой фильтрации с $R_x/z_T = 8$ (▲) и 1 (●).

личаются от нуля и π соответственно для синфазной и антифазной мод. Дифракционные потери этих мод минимальны, а остальных мод – значительно выше. На рис.2 в качестве примера приведены зависимости порогов генерации $G^{(j)}$ коллективных мод от их номера j для линейки, состоящей из $N = 11$ щелевых каналов усиления ($\sigma_y \rightarrow \infty$), с фактором заполнения $\mu = \sigma_x/a_x = 0.25$. С увеличением числа каналов N и размера Na лазерной решетчатой спектр коллективных мод уплотняется и их пороги генерации сближаются [23]. Одной из важных характеристик спектра коллективных мод является селективность синфазной моды S . Будем определять ее как разность порогов генерации синфазной моды и моды, ближайшей к ней по порогу генерации:

$$S = G^{(N)} - G^{(1)}. \tag{7}$$

3. Принцип фазовой фильтрации

Для построения фазового корректора, осуществляющего селекцию синфазной моды в резонаторе Тальбо, рассмотрим амплитуду и фазу излучения этой моды на зеркале связи. Поле коллективной моды $E^{(j)}(x, y, z)$ представляет собой суперпозицию полей $E_n(x, y, z)$ с весами, равными компонентам $e_n^{(j)}$ собственного вектора этой моды. Для линейки из N каналов получаем

$$E^{(j)}(x, y, z) = \sum_{n=1}^N e_n^{(j)} E_n(x, y, z). \tag{8}$$

Поле $E^{+(j)}(x, y, z_c)$, падающее на зеркало связи, вычисляется по формуле (8), где поля каналов $E_n^+(x, y, z_c)$ определяются выражением (4).

Рассмотрим особенности распределения падающего на зеркало связи поля на примере одномерной модели линейки из $N = 11$ каналов. На рис.3,а,б даны распределения интенсивности $|E^{+(1)}(x, z_c)|^2$ и фазы $\arg[E^{+(1)}(x, z_c)]$ для поля синфазной моды на зеркале связи ($\mu = 0.25$). Поле внутри канала описывается гауссовой функцией. Поскольку зеркало связи находится от плоскости выходных апертур A на половине расстояния Тальбо ($z_c = z_T/2$), то изображения каналов сдвинуты по оси x на половину периода (рис.3,а). При этом максимумы интенсивности убывают к краям линейки из-за дифракционных потерь.

Фаза поля неизменна вдоль линейки только в ее центральной области (рис.3,б). В областях максимумов ин-

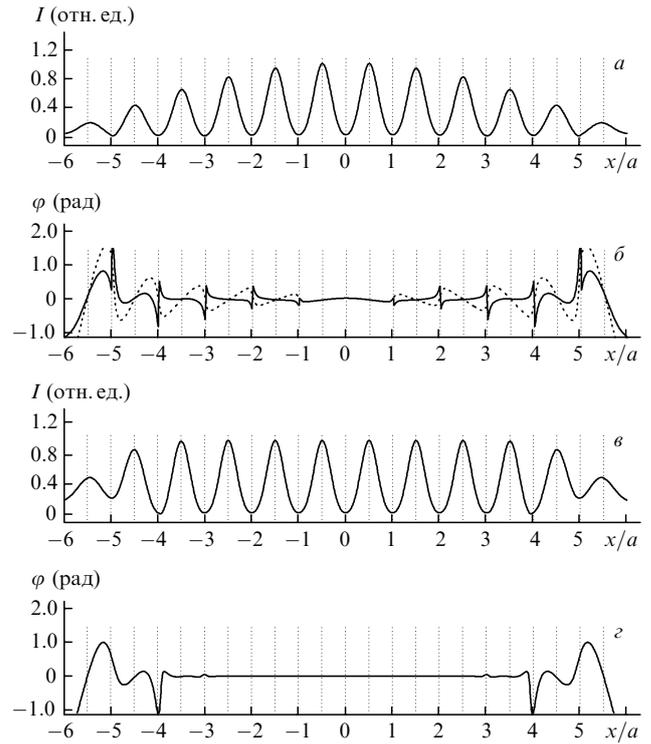


Рис.3. Распределения интенсивности I и фазы φ поля синфазной моды на зеркале связи (а, б) и поля линейки абсолютно когерентных источников равной амплитуды (в, з). На рис.3,б штриховая линия – фаза поля, падающего на зеркало связи, сплошная – фаза поля, отраженного от зеркала связи после фильтрации. Цифрами $-5, \dots, 0, \dots, 5$ по горизонтальным осям обозначены положения осей каналов генерации.

тенсивности волновой фронт поля на зеркале связи имеет наклон, обусловленный расходимостью излучения всей системы с конечным числом каналов. При этом к периферии наклон волнового фронта увеличивается (рис.3,б). Как показал анализ, с увеличением числа каналов N расширяется область в середине линейки, где изменение фазы поля синфазной моды вдоль линейки невелико (например, не превышает 5×10^{-2} рад). На периферии характер изменения фазы практически не зависит от N .

При $N \rightarrow \infty$ следует ожидать, что на зеркале связи при синфазном излучении сформируется поле с плоским волновым фронтом и распределением интенсивности в виде бесконечной гребенки одинаковых максимумов. Близкое ему поле формируется линейкой с конечным числом каналов, излучение которых полностью совпадает по фазе и имеет одинаковую амплитуду. Распределение интенсивности для такой линейки (рис.3,в) представляет собой гребенку максимумов, расположенных между осями каналов генерации. Величины этих максимумов, за исключением крайних, равны. Фаза излучения на зеркале связи (рис.3,з) не меняется в пределах всех максимумов интенсивности, кроме крайних. Таким образом, линейку, состоящую из конечного числа излучателей с абсолютно сфазированными и равными амплитудами излучения всех каналов, можно рассматривать как часть бесконечной структуры, для которой на расстоянии $z_T/2$ поле точно воспроизводится и дифракционные потери отсутствуют.

Принцип фазовой фильтрации состоит в том, что у поля, отраженного от зеркала связи, формируется фаза синфазной моды, совпадающая с фазой поля линейки,

состоящей из конечного числа полностью когерентных источников равной интенсивности [24].

Фазовый корректор, с помощью которого распределение фазы поля синфазной моды становится равномерным после зеркала связи, приближает конечную структуру к бесконечной, имеющей плоский волновой фронт в силу эффекта Тальбо. В этом случае порог генерации синфазной моды, для которой осуществляется фазовая фильтрация, снижается, т. к. за полный обход резонатора синфазная мода для линейки с конечным числом излучателей воспроизводится с меньшими потерями. Для других мод, которые имеют на зеркале связи фазовые распределения иные, чем у синфазной моды, потери в резонаторе возрастают. Таким образом, фазовый корректор, с помощью которого фаза синфазной моды приближается к фазе излучения линейки, состоящей из конечного числа абсолютно синфазных источников равной амплитуды, позволяет увеличить селективность синфазной моды в резонаторе Тальбо и подавить высшие моды.

4. Фазовый корректор

Фаза поля на зеркале связи имеет сложное распределение вдоль линейки, что создает значительные трудности в практической реализации фазового корректора, формирующего плоский волновой фронт. В связи с этим рассмотрим возможность построения простого корректора, который вносит необходимые изменения фазы в пределах областей, где локализована интенсивность излучения на зеркале связи. Такими областями являются интервалы s_p между осями каналов:

$$s_p = \{|x_{p-1}| < x < |x_p|\}, \quad p = -\frac{N-1}{2}, \dots, 0, \dots, \frac{N-1}{2}, \quad (9)$$

где x_p – координаты осей каналов, которые здесь нумеруются симметрично влево и вправо от центрального. Например, интервалы s_{-1} и s_1 лежат между осями каналов 0, -1 и 0, +1 и т. д. (рис.3,б).

Из распределения фазы (рис.3,б) видно, что в областях локализации интенсивности угол наклона волнового фронта синфазной моды возрастает по модулю к периферии линейки. При этом увеличение угла наклона с ростом $|p|$ близко к линейному. Такая зависимость угла наклона волнового фронта от координаты x формируется цилиндрической линзой, при этом ось линзы проходит через середину линейки перпендикулярно к ней. Чтобы в центре каждой области s_p фаза фильтра обращалась в нуль, как это происходит с фазой синфазной моды, поместим в этих областях соответствующие фазосдвигающие пластинки [25]. Таким образом, сдвиг фазы Φ_{s_p} , который вносит фильтр в p -й области, имеет вид

$$\Phi_{s_p}(x) = -\frac{k[x^2 - (x_p - a/2)^2]}{2R_x}, \quad (10)$$

где R_x – фокусное расстояние цилиндрической линзы.

При распределении поля внутри каналов в виде гауссовой или косинусоидальной зависимости фокусное расстояние R_x в простом фазовом фильтре для линейки из $N = 11$ каналов составляет $\sim 8z_T$ при факторе заполнения $\mu = 0.25$. С увеличением числа каналов R_x возрастает. Изменение μ незначительно влияет на R_x .

Фаза поля синфазной моды $E^{-(1)}(x, y, z_c)$ после отражения от зеркала связи и фазовой фильтрации приведена на рис.3,б. Видно, что при заданном R_x фаза остается практически постоянной во всех областях локализации интенсивности, за исключением крайних, где интенсивность невелика. Уменьшением фокусного расстояния R_x можно сформировать волновой фронт поля, сходящегося к середине линейки при распространении от зеркала связи до плоскости выходной апертуры каналов. В целом эффективность фазовой фильтрации слабо зависит от фокусного расстояния линзы R_x , использованной в фильтре, при условии, что соотношение (10) выполнено.

5. Селективность резонатора Тальбо с фазовым корректором

Спектр коллективных мод резонатора Тальбо с фазовым корректором определяется из решения собственной задачи (1) с матрицей дифракционной связи, вычисленной по формулам (3), (6) и (10). На рис.4 приведены пороги генерации синфазной и антифазной мод в зависимости от фокусного расстояния R_x фильтра, рассчитанные для линейки из $N = 11$ каналов при $\omega_m \rightarrow \infty$ в интеграле (3). Там же указан наиболее близкий к ним порог генерации второй коллективной моды. При увеличении R_x пороги генерации синфазной и антифазной мод сближаются и в пределе при $R_x/z_T \rightarrow \infty$ стремятся к порогам генерации соответствующих мод в отсутствие фазового корректора. Селективность резонатора падает. При уменьшении R_x в области $0 < R_x/z_T \leq 8$ в спектре коллективных мод происходят существенные изменения. Следующей по потерям после синфазной моды становится вторая мода, а антифазная занимает третье положение. Селективность резонатора S возрастает.

Пороги генерации синфазной моды $G^{(1)}$ и моды $G^{(N)}$, ближайшей к ней по порогу, резонатора Тальбо приведены в табл.1 для линейки из $N = 11$ каналов. Видно, что в приближении бесконечного перекрытия полей каналов,

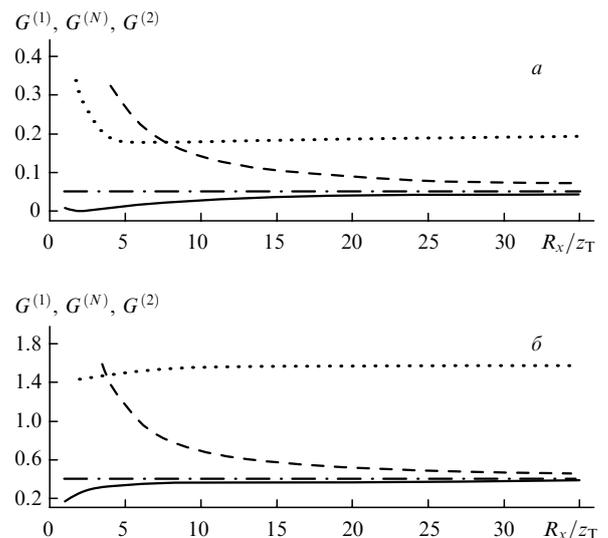


Рис.4. Зависимости порогов генерации синфазной ($G^{(1)}$, сплошная кривая), антифазной ($G^{(N)}$, штриховая кривая) и второй по потерям ($G^{(2)}$, пунктирная кривая) мод в резонаторе Тальбо с фазовым корректором от R_x/z_T при гауссовом (а) и косинусоидальном (б) распределении поля в канале. Кривые для порогов генерации синфазной и антифазной мод в резонаторе Тальбо без фазовой фильтрации слились (штрих-пунктирные кривые).

Табл.1.

Распределение поля в канале	Параметр корректора R_x/z_T	$G^{(1)}$	$G^{(N)}$
Гауссово ($\omega_m \rightarrow \infty$)	∞ (без корректора)	0.0495	0.0520
	1	0.0084	0.5398
	8	0.0240	0.1693
Гауссово (ω_m конечное)	∞ (без корректора)	0.2778	0.2816
	1	0.1884	0.9287
	8	0.2512	0.5199
Косинусоидальное	∞ (без корректора)	0.3954	0.3955
	1	0.2474	1.3158
	8	0.3641	0.7964
Косинусоидальное [9]	∞ (без корректора)	0.1743	0.1742
	10	0.1366	0.3965

т. е. при $\omega_m \rightarrow \infty$, вычисляемые пороги генерации мод занижены по сравнению с порогами при конечной апертуре каналов ω_m . Тем не менее при фазовой коррекции различие порогов генерации синфазной и антифазной мод существенно увеличивается. В последних двух строках табл.1 даны пороги генерации, рассчитанные для линейки из восьми полупроводниковых лазерных диодов, которая исследовалась в [9]. В наших расчетах было принято, что амплитуда поля на выходной апертуре имеет косинусоидальное распределение при ширине излучателей $\sigma_x = 120$ мкм и периоде расположения каналов генерации $a_x = 200$ мкм (фактор заполнения $\mu = 0.6$).

Таким образом, внутрирезонаторная фазовая фильтрация с помощью корректора, параметры которого оцениваются по формуле (10), позволяет значительно понизить порог генерации $G^{(1)}$ синфазной моды и одновременно повысить порог генерации $G^{(N)}$.

6. Поле в дальней зоне

При сфазированной генерации лазерная линейка превращается в единый источник когерентного излучения с составной апертурой. Сложение полей отдельных каналов в дальней зоне при синфазной генерации приводит к формированию узкого пика направленности излучения. Представляется важным анализ влияния фазовой фильтрации на угловую ширину диаграммы направленности излучения синфазной моды. На рис.5 приведено угловое

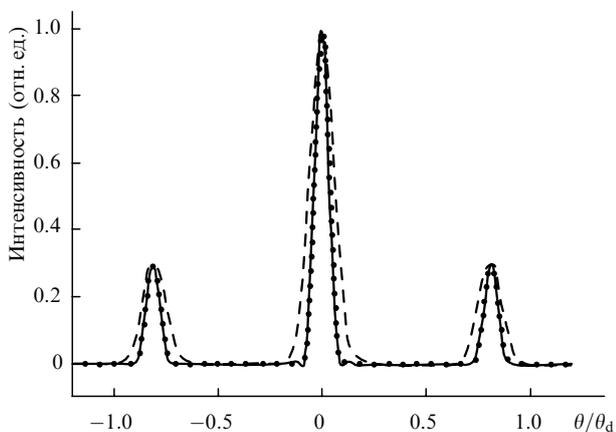


Рис.5. Распределения интенсивности синфазной моды в дальней зоне резонатора Тальбо без фазовой фильтрации (сплошная кривая) и при фазовой фильтрации с $R_x/z_T = 8$ (точки) и 1 (штриховая кривая); θ_d — дифракционная расходимость.

распределение интенсивности в дальней зоне, создаваемое синфазной модой линейки из 11 целевых лазеров. Видно, что в отсутствие фазовой фильтрации большая часть энергии синфазной моды сосредоточена в центральном лепестке диаграммы направленности. При использовании фазового корректора с фокусным расстоянием линзы, рассчитанным по формуле (10), т. е. при $R_x/z_T = 8$, ширина центрального лепестка практически не меняется. Из детального анализа следует, что при оценке по уровню 0.5 увеличение ширины центрального лепестка при такой коррекции не превышает 0.01 %.

Однако при использовании в фазовом корректоре линзы с меньшим фокусным расстоянием угловая ширина диаграммы направленности синфазной моды возрастает и при $R_x/z_T = 1$ оказывается в 1.5 раза больше, чем в отсутствие фазовой фильтрации. Следовательно, можно утверждать, что выбор радиуса кривизны фазового фильтра должен определяться требованиями к распределению интенсивности в дальней зоне.

7. Заключение

Результаты, полученные в настоящей работе, можно сформулировать следующим образом:

1. Внутрирезонаторная фазовая фильтрация позволяет уменьшить дифракционные потери синфазной моды лазерной линейки в резонаторе Тальбо и тем самым снизить ее порог генерации. При этом одновременно повышаются пороги генерации других коллективных мод и селективность синфазной моды значительно улучшается.

2. Фазовая фильтрация, основанная на формировании поля синфазной моды, близкого по распределению фазы на зеркале связи к полю бесконечной линейки полностью сфазированных источников равной интенсивности, значительно увеличивает селективность резонатора.

3. Предложен фазовый корректор, который управляет наклонами волнового фронта поля в областях локализации интенсивности синфазной моды на зеркале связи. Из анализа спектра коллективных мод рассмотренной лазерной линейки следует, что в резонаторе Тальбо с фазовым корректором порог генерации синфазной моды снижается, а антифазной — возрастает.

4. При оптимальном радиусе кривизны фазового корректора распределение интенсивности синфазной моды в дальней зоне практически не меняется. Угловая ширина основного лепестка диаграммы направленности возрастает не более чем на 0.05 %.

1. Глова А.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 283 (2003).
2. Лиханский В.В., Напартович А.П. *УФН*, **160**, 101 (1990).
3. Kandidov V.P., Mitrofanov O.A. *Laser Phys.*, **3**, 831 (1993).
4. Rediker R.H., Schloss R.P., van Ruyven L.J. *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 133 (1985).
5. Голубенцев А.А., Качурин О.Р., Лебедев Ф.И., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **17**, 1080 (1990).
6. Александров А.Г., Ангелуц А.А., Васильцов В.В., Зеленев Е.В., Курушин Е.А. *Квантовая электроника*, **17**, 1462 (1990).
7. Глова А.Ф., Курчатова С.Ю., Лиханский В.В., Лысков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 515 (1996).
8. Антохов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р., Лебедев Ф.В., Лиханский В.В., Напартович А.П., Письменный В.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **44**, 63 (1986).
9. Аполлонов В.В., Державин С.И., Кислов В.И. и др. *Квантовая электроника*, **25**, 355 (1998).
10. Kandidov V.P., Пашкова И.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. Физика, астрономия*, № 2, 49 (1996).

11. Кандидов В.П., Левакова И.Г. *Квантовая электроника*, **22**, 93 (1995).
12. Кандидов В.П., Кондратьев А.В. *Квантовая электроника*, **24**, 240 (1997).
13. Высоцкий Д.В., Елкин Н.М., Напартович А.П., Трощичева В.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 271 (2002).
14. Глова А.Ф., Лысиков А.Ю., Мусена Е.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 277 (2002).
15. Голубенцев А.А., Лиханский В.В., Напартович А.Н. *ЖЭТФ*, **93**, 1199 (1987).
16. Кандидов В.П., Кондратьев А.В., Суворицкий М.Б. *Квантовая электроника*, **25**, 712 (1998).
17. D'Amato F.X., Siebert E.T., Roychoudhuri S. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 816 (1989).
18. Глова А.Ф., Елкин Н.Н., Лысиков А.Ю., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 630 (1996).
19. Lapucci A., Quercioli F., Jafrancesco D. *Opt. Lett.*, **18**, 1694 (1993).
20. Lescroart G., Bourdet G.L. *Opt. Commun.*, **119**, 373 (1995).
21. Leger J.R., Mowry G. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2937 (1994).
22. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1988).
23. Kandidov V.P., Kondrat'ev A.V. *Laser Phys.*, **10**, 1089 (2000).
24. Кандидов В.П., Кондратьев, А.В., Терехова И.В. *Программа и аннотации докл. VII Междунар. конф. «Лазеры и лазерно-информационные технологии: фундаментальные проблемы и приложения»* (Владимир – Суздаль, 2001, с. 37).
25. Кандидов В.П., Терехова И.В. *Сб. трудов 2 Междунар. конф. молодых ученых и специалистов «Оптика-2001»* (Санкт-Петербург, 2001, с. 176).