

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК.621.373.826

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ В ФОКАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ТАЛЬБО

В.П.Кандидов, А.В.Кондратьев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано распределение поля, которое формирует лазерная решетка в фокальной области цилиндрического резонатора Тальбо. Предложена формула для расчета расстояния Тальбо в цилиндрической геометрии.

Решетки оптически связанных лазеров создают излучение высокой яркости с угловой расходимостью, определяемой апертурой всего лазерного набора [1].

Одним из видов оптической связи является дифракционный обмен излучением между лазерами, помещенными в общий резонатор. Для минимизации дифракционных потерь используется эффект воспроизведения периодического волнового поля (эффект Тальбо). Дифракционная связь в резонаторе Тальбо осуществляется излучением, отражаемым от полупрозрачного зеркала связи, которое расположено на половине расстояния воспроизведения (расстояния Тальбо) от поверхности выходных апертур лазеров.

Для плоских решеток расстояние воспроизведения равно $z_i = 2a^2/\lambda$ [1], где a – период набора, λ – длина волны излучения. Формирование дифракционной связи, структура коллективных мод, поле излучения в дальней зоне таких решеток хорошо исследованы.

В работе [2] предложена схема цилиндрического резонатора Тальбо, в котором поверхность выходных апертур каналов генерации и зеркало связи представляют собой коаксиальные цилиндры радиусов R и r соответственно (рисунок). Апертуры каналов, обращенные от оси системы, закрыты глухими зеркалами. При синфазной коллективной генерации цилиндрический набор лазеров является источником “объемного” когерентного излучения. В центре полупрозрачного зеркала связи образуется фокальная область, которая формируется при интерференции сфазированных пучков, сходящихся из широкой угловой апертуры.

В настоящем сообщении представлены результаты расчета распределения плотности энергии светового поля в фокальной области цилиндрического резонатора Тальбо. Приведены аналитические соотношения для параметров такого резонатора.

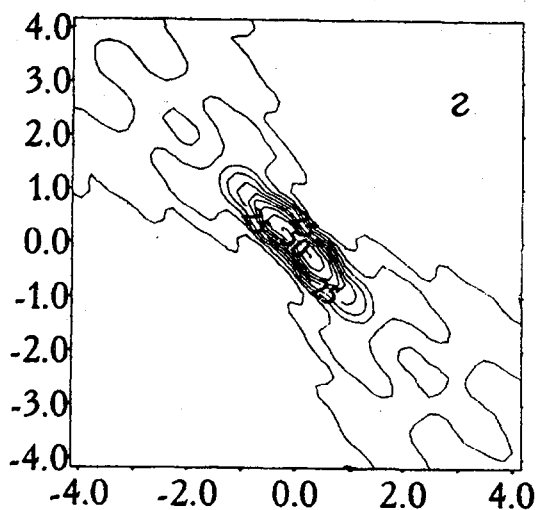
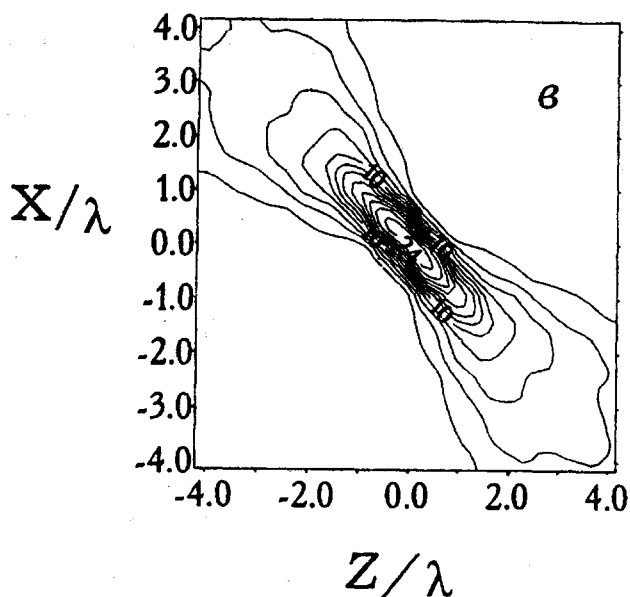
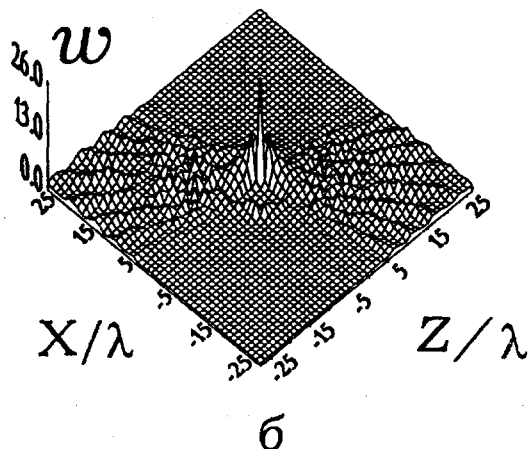
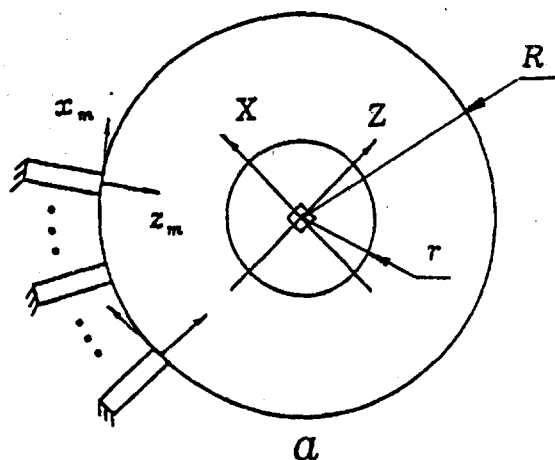
В цилиндрической геометрии эффект воспроизведения имеет место для периодического (с угловым периодом $\delta\varphi$) поля, сходящегося от цилиндрической поверхности радиуса R и отражаемого соосным зеркалом связи радиуса r . Проведенный нами анализ подобия дифракционных свойств плоской и цилиндрической решеток дает следующее выражение

для расстояния воспроизведения z_i^c в цилиндрической системе:

$$z_i^c = r \left(\sqrt{1 + \frac{2}{r} \frac{2(R\delta\varphi)^2}{\lambda}} - 1 \right). \quad (1)$$

Для минимизации потерь при дифракционном обмене излучением между лазерами в цилиндрическом резонаторе Тальбо расстояние между выходными апертурами лазеров и зеркалом связи должно удовлетворять соотношению $R - r = z_i^c/2$. При $R, r \rightarrow \infty$, $R\delta\varphi \rightarrow a$ выражение (1) определяет расстояние Тальбо для плоского случая.

Пусть положение N щелевых лазеров на поверхности цилиндра радиуса R определяется углами φ_m , под которыми оси каналов видны из центра зеркала связи. Будем считать, что параметры лазерной решетки в цилиндрическом резонаторе удовлетворяют условиям $R, r, R - r \gg R(\varphi_n - \varphi_m) \gg \lambda$, где m, n – номера лазеров, для которых дифракционная связь существенна. Примем, что лазеры решетки излучают щелевые гауссовы пучки с поперечным размером σ и цилиндрическим волновым фронтом радиуса R , сходящимся к центру системы. Фокусировка не является острой, так как в силу условий, налагаемых на геометрию системы, дифракционная длина $l_d \sim k\sigma^2$ оказывается гораздо меньше расстояния R от выходных апертур до фокальной области системы. Пусть для m -го канала генерации $f_m(X, Z)$ – нормированная функция распределения поля в точке (X, Z) общей системы координат (рисунок), E_m – комплексная амплитуда поля на оси выходного окна лазера. Если излучение лазеров линейно поляризовано в направлении оси цилиндра, то квадрат модуля суммарного поля $\sum E_m f_m(X, Z)$ с точностью до множителя, определяемого коэффициентом пропускания зеркала связи, пропорционален плотности энергии электрического поля w . В приближении постоянного поперечного распределения поля в каналах генерации коллективные моды $E_n^{(j)}$ ($j = 1, 2, \dots, N$ – номер коллективной моды) лазерной решетки в резонаторе Тальбо являются собственными векторами матрицы дифракционной связи M_{nm} [1]. Для цилиндрического резонатора Тальбо M_{nm} вычислена в работе [2]. Распределение поля рассматривается для синфазной моды $j = 1$.



Расчет поля в цилиндрическом резонаторе Тальбо. *a* - Схема резонатора (R - поверхность выходных апертур каналов генерации, r - зеркало связи, квадратом обозначена фокальная область. *б, в, г* - Плотность энергии поля, создаваемого цилиндрической решеткой 10 лазеров: пространственное распределение для синфазной моды в области, охватывающей зеркало связи (*б*); линии равного значения в фокальной области для синфазной моды (*в*) и для полностью сфазированных источников равной амплитуды (*г*)

В качестве примера рассмотрим поле, создаваемое 10 щелевыми лазерами, расположенными на четверти цилиндрической поверхности во втором квадранте системы координат (Z, X) , т.е. лазерным набором с углом раствора $\pi/2$. Пространственное распределение и линии равного значения плотности энергии поля $w(X, Z)$, формируемого синфазной модой такого набора, приведено на рисунке, *б, в*. За единицу принята плотность энергии на осях выходных апертур центральных лазеров сборки, имеющих в синфазной моде наибольшие амплитуды. Размер главного максимума δ в плоскости, перпендикулярной биссектрисе угла раствора решетки, сравним с длиной волны излучения. В этой плоскости происходит наложение совокупности синфазных стоячих волн, формируемых парами пучков, симметричными относительно биссектрисы угла раствора решетки. Угол между осями пучков меняется эквидистантно. В направлении биссектрисы угла раствора рас-

пространяется суммарная бегущая волна.

Для незамкнутой решетки амплитуда поля в синфазной моде на краях набора уменьшается по модулю, возникают сдвиги фаз. Для оценки влияния краевых эффектов рассмотрим плотность энергии w , которую создавала бы гипотетическая решетка полностью сфазированных источников равной амплитуды с такой же геометрией (см. рисунок). Характер интерференционной картины несколько усложняется. Поле, создаваемое гипотетической решеткой в фокальной области, подобно полю, полученному при решении классической задачи о дифракции сферической волны на круглом отверстии [3]. В этом решении поперечный размер центрального максимума составлял $\delta = 2\lambda/\alpha_0$, где $\alpha_0 \approx d/f$ - угловая апертура линзы диаметра d с фокусным расстоянием f . Для нашего случая $\alpha_0 = \pi/2$ и $\lambda = 1,2$ мкм, классическая оценка дает $\delta/\lambda \approx 1,2$, что близко к результатам численного расчета, приведен-

ным на рисунке. По сути, набор сфазированных пучков, сходящихся от цилиндрической поверхности, представляет собой дискретный аналог цилиндрической волны. Таким образом, лазерная решетка в цилиндрическом резонаторе Тальбо с углом раствора $\pi/2$ формирует поле, которое могла бы создать идеальная широкоапертурная линза с диаметром, вдвое превышающим фокусное расстояние.

Рассмотренный пример с 10 щелевыми лазерами соответствует миниатюрному набору полупроводниковых лазеров при радиусе решетки $R \approx 100$ мкм с зеркалом связи $r \approx 30$ мкм. Отметим, что эти параметры однозначно связаны с числом лазеров на фиксированном угле раствора решетки соотношением (1). Поэтому на практике необходимо использовать более плотное угловое расположение лазеров, когда в наборе содержатся уже десятки и сотни лазеров. Как показывает анализ, в этом случае контраст и величина глобального максимума в фокальной области возрастают, а его пространственная локализация, зависящая лишь от угла раствора решетки, остается практически неизменной.

Таким образом, цилиндрическая решетка в резонаторе Тальбо представляет собой единый оптический источник когерентного излучения с синтезированной апертурой. В результате интерференции сфазированных пучков, сходящихся под большими углами, в фокальной области цилиндрического резонатора образуется острый максимум плотности энергии поля, обладающий высокой пространственной локализацией.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17151).

Литература

1. Лиханский В.В., Напартович А.П. // УФН. 1990. 160, №3. С.101.
2. Кандидов В.П., Левакова И.Г. // Квант. электроника. 1995. 22, №1. С. 93.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. С.476.

Поступила в редакцию
21.10.96

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466

НАПРАВЛЕННОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ ВОЛНЫ ЦУНАМИ И ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ДНА В ОЧАГЕ

М.А. Носов, С.В. Миронюк, Н.К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

В рамках линейной потенциальной теории исследован процесс возбуждения волн цунами поршневыми и мембранными подвижками дна в асимметричном очаге. Показано, что направленность излучения волн и общая энергия, передаваемая от движущегося дна океану, существенным образом зависят от характера временного закона движения дна в очаге.

В работе [1] нами было установлено, что направленность излучения волн цунами, возбуждаемых асимметричными очагами, зависит от продолжительности подвижки дна. Это не может не наводить на мысль о том, что не только геометрическая форма очага или, например, пространственное распределение смещений, но и характер временного закона движения дна в очаге должны оказывать значительное влияние на параметры возбуждаемой волны, и в том числе на направленность ее излучения.

На примере двух типов подвижек дна, которые, следуя терминологии, предложенной в работе [2], будем называть "поршневой" (с остаточными деформациями) и "мембранной" (участок дна после смещения возвращается в исходное положение), покажем, что направленность излучения цунами и общая энергия волнового поля могут существенным образом зависеть от характера временного закона движения дна в очаге.

Настоящая работа является логическим продол-

жением работы [1], и в ней используются полученные ранее решения. Тем не менее мы кратко изложим постановку задачи и методику нахождения решения.

Будем рассматривать безграничный на плоскости OXY слой идеальной несжимаемой однородной жидкости постоянной глубины H в поле силы тяжести. Начало прямоугольной системы координат $OXYZ$ расположим на невозмущенной свободной поверхности, ось OZ направим вертикально вверх. Для нахождения волнового возмущения $\xi(x, y, t)$, образующегося на поверхности жидкости при движениях дна, которые происходят по закону $\eta(x, y, t)$, будем решать задачу относительно потенциала скорости течения $F(x, y, z, t)$:

$$\Delta F = 0, \quad (1)$$

$$gF_z = -F_{tt}, \quad z = 0, \quad (2)$$

$$F_z = \eta_t, \quad z = -H. \quad (3)$$

Выберем модельные законы движения дна для поршневой и мембранной подвижек следующего