

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 535.41+621.375.826

*А. В. Гнатовский, Н. Г. Зубрилин, А. П. Логинов,
Н. В. Медведь, М. В. Николаев, М. Т. Шпак*

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ФАЗЫ ПОЛЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ОСТРОНАПРАВЛЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

В настоящем сообщении рассматривается новый метод формирования остронаправленного когерентного светового пучка, расходимость которого близка к дифракционному пределу. Метод основан на преобразовании поля с произвольными пространственно-угловыми характеристиками при помощи когерентно-оптического фильтра. Параметры последнего подбираются таким образом, чтобы обеспечить концентрацию исходного излучения в пучок, угловой спектр которого имел бы форму диска Эри. Теоретические оценки показали, что в качестве такого фильтра может использоваться двухкомпонентная когерентно-оптическая система. Первым элементом системы является дифракционный рассеиватель, который разбрасывает проходящее через него излучение в достаточно широкий телесный угол. В качестве такого рассеивателя мы предлагаем использовать фазовый транспарант с точечной структурой, каждую точку которого можно считать независимым излучателем со случайной амплитудой и фазой. Аналогом такого транспаранта может служить диффузно рассеивающее матовое стекло или волоконный кабель. Второй элемент системы предназначен для выполнения интегральной операции корреляции с полем, прошедшем через дифракционный рассеиватель (например, голограмма, на которой записан пространственный фурье-спектр продифрагировавшего пучка или соответствующий киноформ). Если через такую систему пропустить когерентное излучение с произвольным распределением поля по сечению пучка, то угловой спектр поля преобразованного излучения (дальняя зона) $w(\xi, \eta)$ будет определяться соотношением

$$w(\xi, \eta) = m(x, y) \otimes [m(x, y) P(x, y)], \quad (1)$$

где $m(x, y)$ — коэффициент пропускания дифракционного рассеивателя, а $P(x, y)$ — поле исходного светового пучка (символом \otimes обозначена двумерная операция корреляции). Из выражения (1) следует, что значение $w(\xi, \eta)$ может быть аппроксимировано δ -функцией с тем большей точностью, чем больше независимых рассеивающих центров на транспаранте [1]. При этом поле корректируемого излучения $P(x, y)$ должно описываться достаточно гладкой функцией по сравнению с $m(x, y)$.

Теперь будем полагать, что форма каждого рассеивающего центра имеет строго определенный вид $t[(x-x_k), (y-y_n)]$ при любых k и n (при этом его расположение в плоскости транспаранта и фаза по-прежнему считаются произвольными). Тогда распределение поля в преобразован-

ном пучке будет определяться конкретным выбором $t(x, y)$ и функционально выразится как

$$\omega(\xi, \eta) \approx N\omega_0(\xi, \eta) \quad (2)$$

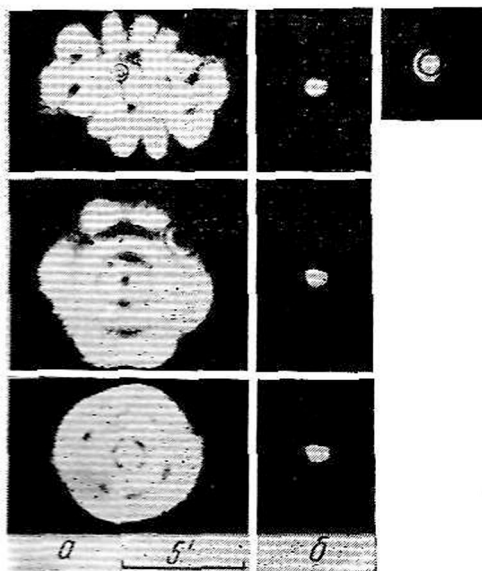
(N — число рассеивающих центров на транспаранте) в окрестности точки $\xi=0$ и $\eta=0$, причем $\omega_0(\xi, \eta)$ определяется соотношением

$$\omega_0(\xi, \eta) \sim \iint_{-\infty}^{\infty} t^*(x + \xi, y + \eta) t(x, y) dx dy. \quad (3)$$

Соотношение (2) выполняется тем точнее, чем большее число центров рассеивания участвует в формировании преобразованного пучка. Отсюда следует, что конкретным подбором значений $t(x, y)$ можно задавать форму распределения поля в преобразованном пучке. Например, если положить $t(x, y) = \exp\left[-\frac{1}{2}(x^2 + y^2)\right]$ или $t(x, y) = \text{sigc}[(x^2 + y^2)^{1/2}]$, то соответствующие выражения для $\omega_0(\xi, \eta)$ примут вид $\exp\left[-\frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2)\right]$ и $\Lambda[(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}]$ («треугольная» функция). При этом следует помнить, что $t(x, y)$ характеризует не амплитудное пропускание рассеивающего центра, а форму его рельефа. Очевидно, что подбором более сложных выражений для $t(x, y)$ можно расширить набор преобразованных пучков, используя методы вычислительной математики. В частности, с помощью ЭВМ удалось синтезировать дифракционный рассеиватель, позволяющий получить пучок с прямоугольным распределением поля в дальней зоне в виде $\text{sigc}(\rho)$, что представляет значительный интерес для вычислительной техники с оптической обработкой информации.

Изложенные соображения экспериментально подтвердились. На рисунке приведены результаты преобразования различных полей, представляющих суперпозицию нескольких гауссовых пучков произвольных порядков [2], при помощи описанного корректирующего фильтра. Видно, что эти результаты не зависят от конкретного вида исходного поля, что свидетельствует о высокой универсальности предлагаемого метода. Здесь же приводится дифракционный предел данной оптической системы, практически совпадающий с расходимостью преобразованного пучка. Энергия излучения в преобразованном пучке достигает 40—60% от первого дифракционного порядка голограммы, и при дифракционной эффективности голограммы 60—70% возможно повышение яркости вдоль оси скорректированных пучков в 30—40 раз по сравнению с яркостью вдоль оси исходного излучения.

Изложенные соображения экспериментально подтвердились. На рисунке приведены результаты преобразования различных полей, представляющих суперпозицию нескольких гауссовых пучков произвольных порядков [2], при помощи описанного корректирующего фильтра. Видно, что эти результаты не зависят от конкретного вида исходного поля, что свидетельствует о высокой универсальности предлагаемого метода. Здесь же приводится дифракционный предел данной оптической системы, практически совпадающий с расходимостью преобразованного пучка. Энергия излучения в преобразованном пучке достигает 40—60% от первого дифракционного порядка голограммы, и при дифракционной эффективности голограммы 60—70% возможно повышение яркости вдоль оси скорректированных пучков в 30—40 раз по сравнению с яркостью вдоль оси исходного излучения.



Фотографии дальней зоны сложных поперечных мод до коррекции (а) и после (б).

тирующего фильтра. Видно, что эти результаты не зависят от конкретного вида исходного поля, что свидетельствует о высокой универсальности предлагаемого метода. Здесь же приводится дифракционный предел данной оптической системы, практически совпадающий с расходимостью преобразованного пучка. Энергия излучения в преобразованном пучке достигает 40—60% от первого дифракционного порядка голограммы, и при дифракционной эффективности голограммы 60—70% возможно повышение яркости вдоль оси скорректированных пучков в 30—40 раз по сравнению с яркостью вдоль оси исходного излучения.

Отсюда следует, что настоящий метод наиболее эффективен для преобразования полей излучения квантовых генераторов, работающих в режиме максимальной энергетической отдачи, который сопровождается значительным возрастанием расходимости пучка и усложнением его поперечной структуры. Аналогичные результаты были получены с использованием волоконно-оптических рассеивателей. Предлагаемый метод найдет применение при формировании остронаправленных световых пучков для голографии, оптической обработки информации и т. д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973. 686 с.
2. Бойд Дж., Гордон Дж. Оптический конфокальный резонатор со многими типами колебаний для квантовых генераторов миллиметрового и оптического диапазонов.— В кн.: Лазеры. Под ред. М. Е. Жаботинского и Т. А. Шамонова. М., Изд-во иностр. лит., 1963, с. 363—384.

Киевский политехнический институт,
Институт физики АН УССР, г. Киев

Поступило в редакцию
30.XI 1977 г.