

АПОДИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

В классической оптике полностью когерентное освещение встречалось относительно редко и задачи фильтрации пространственных частот, в том числе проблема аподизации, не стояли на первом плане. Положение существенно изменилось с развитием когерентной оптики и методов оптической обработки информации. В названных научных направлениях сходные с аподизацией задачи решались с помощью двойного преобразования Фурье с фильтром пространственных частот, помещенном в Фурье-плоскости. В настоящей работе развивается другой подход, основанный на том, что фильтр пространственных частот вписывается в дифракционный оптический элемент (объединяется с ним) в процессе его изготовления. Названный подход иллюстрируется на примере решения задачи аподизации дифракционных оптических элементов, полученных голографическими методами и предназначенных для работы при когерентном освещении исследуемого объекта.

До развития голографии перечень оптических элементов, действие которых основано на явлении дифракции, ограничивался дифракционными решетками и зонными пластинками. Положение существенно изменилось с появлением голографии, когда было обращено внимание на перспективность самого направления дифракционной оптики и предложены принципиально новые оптические элементы, не имеющие классического аналога [1]. Голографический метод формирования оптических элементов и в настоящее время остается актуальным. К его достоинствам относятся, в частности, возможность изготовления оптических элементов, предназначенных для работы в пределах всего видимого диапазона, тиражирование прецизионных, в том числе крупногабаритных объективов, возможность получения сложных оптических элементов за счет последовательной записи отдельных составляющих на один и тот же участок регистрирующей среды и т.д.

Метод аподизации голографических линз, описываемый в настоящей работе, позволяет существенно подавить вторичные максимумы импульсного отклика, характерные для оптических элементов, работающих в когерентном лазерном излучении.

Идея метода поясняется при помощи схемы на рис. 1, представляющей модернизированный вариант получения голографической линзы, предложенный в [1]. На регистрирующую среду 1 направляются расходящаяся 2 и сходящаяся 3 сферические волны, интерференция которых и образует микроструктуру голограммы-линзы. В отличие от [1] голограмма записывается двумя экспозициями, между которыми центр кривизны одной из волн смещается на величину $\delta = 2\lambda(z_0/d)^2$, где d - действующий диаметр голограммы и z_0 - расстояние от центра кривизны до голограммы.

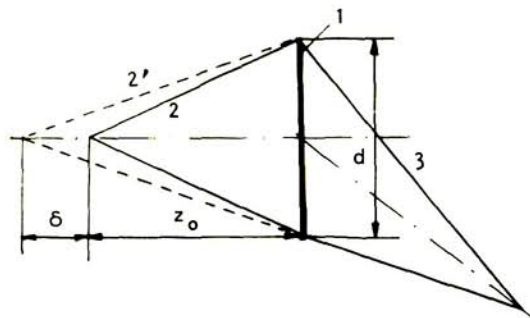


Рис. 1. Схема получения голограммы-линзы

Не трудно показать, что при одновременном действии двух источников, расположенных на таком расстоянии, середина образованного ими первого темного интерференционного кольца совпадает с апертурой голограммы-линзы. Таким образом, разность фаз световых полей, дифрагированных такой голограммой, плавно изменяется от нуля в центре до π на краях апертуры, где они находятся в противофазе, что и приводит к заметному ослаблению вторичных максимумов. Заметим, что величина δ равна двум продольным размерам основного максимума импульсного отклика (или, что то же самое, двум продольным размерам диска Эйри), поэтому два изображения, создаваемые такой линзой, по отношению к друг другу расфокусированы незначительно и практически совпадают.

Экспериментальная проверка предложенного метода аподизации производилась для щелевой апертуры, краями которой были лезвия бритвы. Смещение центра расходящейся сферической волны между экспозициями при записи голограммы производилось перпендикулярно оптической оси, в результате чего интерференционные полосы имели вид эквидистантных прямых, параллельных краям щелевой апертуры. Величина смещения выбиралась так, чтобы в середине апертуры находилась светлая интерференционная полоса, а центры ближайших к ней темных полос проходили по краям апертуры, что обеспечивает косинусоидальное распределение поля по апертуре. Для сравнения была сделана голограмма-линза, в середине которой была темная полоса (подавление низких пространственных частот), а центры светлых полос проходили по краям апертуры. Как видно из рис. 2а, б, изображения точечного источника, полученные с голограммами описанного типа, значительно отличаются друг от друга. Действительно, в первом случае вторичные максимумы практически отсутствуют.



а



б

Рис. 2. Увеличенное изображение точечного источника при различных типах аподизации

Для количественной оценки можно воспользоваться результатами, полученными для анализа дифракционного изображения в теории антенн [2], где показано, что для косинусоидального распределения поля в раскрыве антенны боковые максимумы значительно ослабляются: первый - на порядок, второй - на полтора и третий - на два порядка.

В заключение отметим, что предложенный алгоритм аподизации нетрудно применить и в компьютерной оптике.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В л а с о в Н.Г., С к р о ц к и й Г.В., М о с я к и н Ю.С. Квантовая электроника, 1972, № 7, с. 14-19.
2. Я м п о л ь с к и й В.Г., Ф р о л о в О.П. Антенный ЭМС. М.: Радио и связь, 1983. - 272 с.