

СКАНИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА ДИФРАКЦИОННОГО ЭЛЕМЕНТА, ФОРМИРУЮЩЕГО АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ ДИФРАКЦИОННО-ОГРАНИЧЕННЫЙ ВОЛНОВОЙ ПУЧОК

Минин И.В., Минин О.В.

Новосибирск

На примере рассмотрения дифракции скалярных волн на амплитудном бинарном дифракционном «линзаконе» показана возможность сканирования в пространстве дифракционно-ограниченным волновым пучком при смещении точечного источника излучения и изменении длины волны излучения от расчетной в терагерцовом диапазоне длин волн.

В последнее время значительный интерес проявляется к свойствам дифракционно-ограниченных волновых пучков (ДОВП), являющихся следствием решения волнового уравнения. Для получения ДОВП [1] при плоском падающем волновом фронте обычно используются стеклянный конус в оптике [2], диэлектрические конусы в СВЧ [3] и миллиметровом [4] диапазонах длин волн. Другой метод формирования ДОВП в оптическом диапазоне состоит в использовании дифракционной оптики [5].

В настоящей работе на примере дифракционного элемента, предназначенного для работы в субмиллиметровом диапазоне, показана принципиальная возможность сканирования дифракционно-ограниченным волновым пучком при смещении точечного источника излучения от оптической оси. При этом фокусирующие свойства дифракционного элемента сохраняются в широком спектральном диапазоне как для осевого, так и внеосевого положения точечного источника излучения.

Формирование ДОВП проводилось с помощью амплитудного бинарного дифракционного элемента (ДЭ). Схема формирования дифракционно-ограниченного пучка показана на рисунке 1.

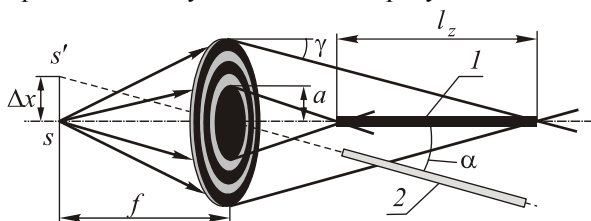


Рис. 1. Схема формирования дифракционно-ограниченного волнового пучка

Здесь: f – расстояние от ДЭ до точечного источника излучения S , 1 – область повышенной концентрации энергии, 2 – положение области повышенной концентрации энергии при смещении точечного источника излучения S от оптической оси в точку S' . Остальные обозначения ясны из текста.

В зависимости от типа фокусирующего элемента границы зон на его поверхности могут быть рассчитаны различными способами. Например, при осевом точечном источнике излучения в приближении геометрической оптики легко получить, что

$$\sqrt{F^2 + r_k^2} + r_k \sin \gamma = \sqrt{F^2 + a^2} + a \sin \gamma + k\lambda, \quad (1)$$

где $k=1,2,\dots,N$, $r_N = D/2$, γ – угол, под которым лучи пересекают оптическую ось, a – опорный радиус [6].

Отсюда

$$r_k = -c \frac{\sin \gamma}{\cos^2 \gamma} + \frac{1}{\cos^2 \gamma} \sqrt{c^2 - F^2 \cos^2 \gamma},$$

$$c = \sqrt{F^2 + a^2} + a \sin \gamma + k\lambda.$$

Полученное выражение для границ зон показывает, что период зон в таком дифракционном элементе не остается постоянным, а изменяется вдоль радиуса. Выбором величины опорного радиуса возможно в определенных пределах регулировать положение начала линии фокусировки на оптической оси.

Из приведенного построения дифракционного элемента для формирования ДОВП легко видеть, что длина отрезка фокусировки и ряд фокусирующих свойств рассматриваемого дифракционного элемента определяются углом γ падения излучения на оптическую ось. Оценим, как влияет изменение длины волны излучения от расчетной на параметры области фокусировки. Из выражения для радиусов зон на поверхности плоского элемента легко получить, что

$$\gamma = \arcsin \left[\frac{\sqrt{F^2 + r_k^2} - \sqrt{F^2 + a^2} - k\lambda}{a - r_k} \right].$$

В параксиальном приближении отсюда следует, что

$$\gamma \approx \left(\frac{k\lambda}{r_k} \right). \quad (2)$$

То есть изменение угла падения излучения на оптическую ось элемента происходит линейно от длины волны излучения.

Изучение особенностей дифракции скалярных волн на рассматриваемом дифракционном элементе проводилось методом вычислительного эксперимента [7] на основе строгого вычисления дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа [8]. Были выбраны следующие параметры дифракционного элемента: длина волны – 0.5 мм, диаметр – 15мм, расстояние от плоскости дифракционного элемента до осевого точечного источника излучения – 50 мм, угол падения излучения $\gamma = 0,153$ радиан, $a=0$. Для корректности применения скалярного приближения при моделировании дифракции на кольцевых отверстиях, ширина которых сравнима с длиной волны излучения, использовался принцип дополнительных экранов, а расчет дифракции велся не для колец, а для отверстий. Это увеличивало время счета, но по-

звонило получить достоверные результаты [7]. Отметим, что при указанных параметрах дифракционного элемента количество зон, укладывающихся на его апертуру, было равно 3, что существенно при рассмотрении дифракционных явлений на «малозонных» элементах [9].

Результаты вычислительных экспериментов представлены на рис. 2.

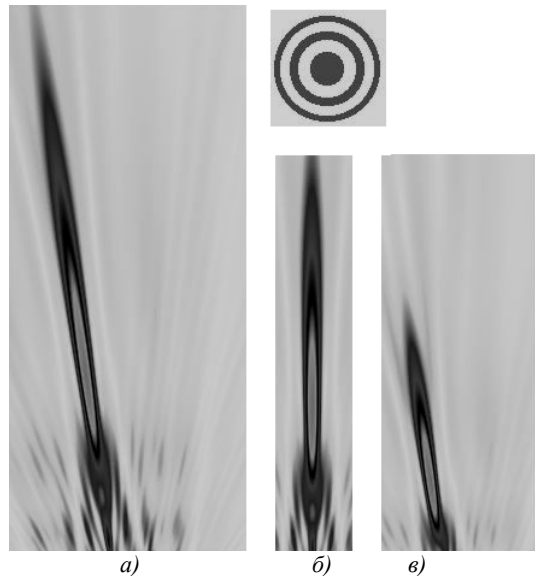


Рис.2. Форма дифракционного пучка

На рис.2б показано распределение интенсивности поля вдоль оптической оси (форма волнового пучка) для дифракционного элемента при исходных параметрах. Амплитудная маска ДЭ приведена на рис. 2 сверху. Смещение положения источника излучения S поперек оптической оси на расстояние Δx приводит к отклонению ДОВП (рис. 1). На рис. 2а показана форма волнового пучка при смещенном ($\Delta x = D/3$) от оптической оси точечном источнике излучения и при измененной на -5% длине волны излучения. А на рис. 2в – аналогичное рис. 2а распределение интенсивности поля, но при измененной на $+10\%$ длине волны излучения.

Изменение длины волны излучения от расчетной, как это легко видеть, приводит к изменению протяженности области с повышенной концентрацией энергии. Из (1) и (2) легко оценить, что в параксиальном приближении протяженность области повышенной концентрации энергии обратно пропорциональна длине волны излучения:

$$l_z \approx \frac{D}{2} \operatorname{ctg} \left(\frac{2\lambda_1 N}{D} \right) \approx \frac{D^2}{4\lambda_1 N}, \quad (3)$$

Здесь λ_1 – длина волны падающего на дифракционный элемент излучения, N – число зон Френеля на апертуре ДОЭ и D – его диаметр. В (3) для простоты изложения принято, что опорный радиус [6] равен нулю. Следовательно, регулируя длину волны излучения можно корректировать протяженность области повышенной концентрации энергии, что и наблюдается на рис. 2.

Изучение распределений интенсивности поля поперек отрезка фокусировки при измененных длинах волн точечного источника излучения и его смещении поперек оптической оси показало, что представленные в безразмерном виде эти характеристики практически совпадают между собой.

Отметим, что аналогичными фокусирующими и сканирующими свойствами обладает и одномерный вариант [10] рассмотренного дифракционного элемента.

Таким образом, в работе показано, что дифракционный элемент, формирующий дифракционно-ограниченный волновой пучок от точечного источника излучения сохраняет свои фокусирующие свойства как при смещении точечного источника излучения от оптической оси, так и при изменении длины волны излучения от расчетной в широких пределах. Указанные закономерности могут найти широкое применение в различных сканирующих системах, в том числе устройствах трехмерного видения [7].

Литература

1. Herman R.M. and Wiggins T.A., J. Opt. Soc. Am. 1991, A 8, P. 932-942.
2. McLeod J.H., J. Opt. Soc. Am, 1954, № 44. P. 592-597.
3. Cornbleet S., Proc. I.E.E., 1970, 17, 5, 860.
4. Monk S., Arlt J., Robertson D.A., Courtial J. and Padgett M.J., Optics Communications, 1999. 170. P. 213–215.
5. Mikhailsova A., Nalivaiko V.I., Soldatenkov I.S., Optik, 1984. 67. P. 267–278.
6. Минин И.В., Минин О.В. А.С. 1596417 «Зонная пластина», опубл. Б.И. 48, 1990.
7. Минин И.В., Минин О.В. Дифракционная квазиоптика и ее применения // Новосибирск, СибАГС, 1999. - 308 с.
8. Baibulatov F.X., Minin I.V. and Minin O.V. J. of Communications Technology and Electronics, 1985, 30, 9, 1034-1039.
9. Методы компьютерной оптики / Под ред. В.А.Сойфера. – М.: Физматлит, 2000. – 688 с.
10. Минин И.В. Сканирующие свойства дифракционного элемента, формирующего дифракционно-ограниченный волновой пучок и его применение в пролетных датчиках // Естественное. Экономика. Управление, Самара, ИПО СГАУ, 2002. Вып. 3. С. 100-102.