

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

УДК 621.397.13.029.64

И. В. Минин, О. В. Минин

(Новосибирск)

ЭЛЕМЕНТЫ ДИФРАКЦИОННОЙ КВАЗИОПТИКИ.

Ч. I. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Рассмотрены основные фокусирующие, частотные и формирующие свойства фокусирующих дифракционных элементов, выполненных на плоской и неплоской поверхностях. Приведены методы синтеза таких элементов.

В работе рассмотрены основные свойства элементов дифракционной квазиоптики. Квазиоптикой [1] называют пограничную область науки, охватывающую круг вопросов, промежуточных между геометрической и дифракционной оптикой. Основные результаты были получены для элементов, предназначенных для работы в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, поэтому нами используется терминология, принятая как в СВЧ-диапазоне, так и в оптике. Последние годы характеризуются значительным повышением интереса к элементам дифракционной оптики и квазиоптики [2—6], которые могут использоваться от рентгеновского до сверхвысококачественного диапазона длин волн, а также в акустике, в том числе и для фокусировки ударных волн.

По-видимому, первыми фокусирующими дифракционными элементами были зонная пластинка Френеля, способность которой формировать изображение была отмечена Ш. Соре в 1875 году [7], и фазовая зонная пластинка с прямоугольным профилем [8], изготовленная Р. Вудом в 1898 году [9]. В 1957 году Г. Г. Слюсарев предложил видоизмененные зонные пластинки [10], в которых длина оптического пути, соединяющего объект и его изображение, внутри каждой зоны становится постоянной, а от зоны к зоне меняется скачком на 2λ . Исследования в области искусственных голограмм, синтезированных на ЭВМ, привели к созданию киноформ [11, 12]. В киноформных оптических элементах так же, как и у фокусаторов [13], непрерывный рельеф классической оптики замещается разрывным: фазовая функция берется по модулю 2λ .

Работа рассмотренных выше элементов основывается на дифракционных явлениях. В основе дифракционных фокусирующих элементов лежит явление дифракции излучения на периодической или квазипериодической структуре, а не рефракции как в классической оптике. Изменение оптической толщины фокусирующего элемента лежит в пределах длины волны излучения. В этом смысле зонные пластинки, киноформы, фокусаторы, элементы компьютерной оптики [4] и т. п. можно отнести к дифракционным элементам, т. е. к классу квазиоптических фокусирующих систем, поскольку, согласно определению квазиоптики, данному в [14], они рассчитываются, как правило, по законам геометрической оптики, а принцип их работы основан на дифракционных явлениях. Поэтому, на наш взгляд, зонные пластинки, киноформы, фокусаторы корректнее определять термином элементы дифракционной квазиоптики (ЭДК).

Различают три основных типа ЭДК (по принципу расположения относительно направления распространения электромагнитной волны) [15]: поперечный (выполненный преимущественно на плоской поверхности), продоль-

но-поперечный (выполненный на произвольной криволинейной поверхности) и продольный (представляющий собой систему экранов, расположенных вдоль направления распространения электромагнитной волны). ЭДК могут работать по принципу как на «пропускание», так и на «отражение».

Дифракция скалярной волны на дифракционном элементе математически может быть описана с помощью интеграла Френеля — Кирхгофа, имеющего в общем случае вид [16]:

$$U(P_0) = \frac{A}{i\lambda} \iint_S \frac{\exp(-ik(r_{01} + r_{21}))}{r_{01}r_{21}} \chi(r) dr, \quad (1)$$

где P_0 — точка наблюдения; r_{01} , r_{21} — расстояние от точечного источника излучения до некоторой точки в отверстии и от этой точки до точки наблюдения соответственно; $k = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны излучения; $\chi(r)$ — коэффициент наклона, равный в теории Кирхгофа:

$$\chi(r) = \frac{1}{2} \{ \cos(n, r_{01}) - \cos(n, r_{21}) \},$$

где n — нормаль к поверхности экрана. Несмотря на простоту математической записи (1), практическое вычисление сопряжено со значительными трудностями, поскольку под знаком двукратного интеграла содержится быстроосциллирующий фазовый множитель $\exp(-ik(r_{01} + r_{21}))$. Это приводит к тому, что при прямом вычислении интеграла (1) по каким-либо стандартным методам затраты машинного времени на вычисление даже одной точки становятся нереальными. Поэтому обычно при проведении вычислительного эксперимента для вычисления (1) используют либо асимптотические формулы, которые в ряде случаев известны, либо разложение в спектр плоских волн. В работе [17] предложен эффективный метод расчета интеграла (1) применительно к задаче дифракции скалярных волн, свободный от указанных приближений, что существенно для светосильных ЭДК.

В ряде случаев при моделировании фокусирующих свойств дифракционных элементов достаточно пользоваться расчетом хода лучей через такой элемент. Дифракционные фокусирующие элементы можно рассматривать как дифракционную решетку [18], выполненную на некоторой поверхности $\Sigma(u, v)$ с коэффициентом пропускания или отражения, являющимся периодической функцией. Дифрагирующий луч S_m m -го порядка может быть определен по выражению

$$S_m = S^i - \frac{m\lambda}{a} \text{grad}_\Sigma U + gN.$$

Здесь N — нормаль к поверхности в рассматриваемой точке дифракции падающего луча S^i на поверхности Σ ; g — некоторая скалярная величина; a — периодичность решетки, соответствующая координате. Приведенное соотношение может использоваться для экспресс-анализа частотных и фокусирующих (абберационных характеристик) дифракционных элементов [5].

Информационные свойства светосильной зонной пластинки Френеля. Зонная пластинка Френеля (ЗПФ) является простейшим дифракционным фокусирующим элементом, и изучение ее предельных фокусирующих и частотных свойств позволяет глубже понять возможности более сложных дифракционных элементов. Ниже описываются свойства ЗПФ, радиусы зон которой R_n рассчитаны для источника излучения и приемника, удаленных от пластины на конечные расстояния:

$$R_n = \left[\frac{1}{4} \left(A + B + \frac{n\lambda_0}{2} + \frac{A^2 - B^2}{A - B + \frac{n\lambda_0}{2}} \right)^2 - A^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где A и B — передний и задний отрезки или расчетные расстояния от ЗПФ до источника и положения фокуса соответственно; λ_0 — расчетная длина волны, отличающаяся в общем случае от длины волны λ , дифрагирующей на ЗПФ. Формула (2) не теряет физического смысла при предельных переходах, т. е. при значениях A и B , соответствующих углам дифракции, равным $\pi/2$, либо стремящихся к π .

Экспериментальные исследования проводились в миллиметровом диапазоне длин волн. Исследовалась структура дифракционного пятна в области фокуса при осевом и внеосевом положениях точечного источника излучения [5] для ЭДК с $D/B = 0,5-2$ и $D/\lambda = 20-250$. Экспериментальные данные сравнивались с результатами расчета по (1).

Продольное распределение интенсивности поля при осевом положении источника излучения имеет максимум, положение которого на оптической оси зависит от λ . Зависимость величины заднего отрезка от длины волны может быть получена из выражения (2):

$$B(\lambda, n) = \frac{A^2 + (A + \frac{n\lambda}{2})^2 - 2(A^2 + R_n^2)^{1/2}(A + \frac{n\lambda}{2})}{2(A^2 + R_n^2)^{1/2} - 2A - n\lambda}. \quad (3)$$

Если усреднить B для крайних значений

$$B_\lambda = \frac{1}{2}(B(\lambda, 1) + B(\lambda, N)), \quad n_{\max} = N,$$

то выражение (3) в пределах точности расчетов и измерений совпадает с вычислениями по (1) при изменении $\Delta\lambda/\lambda$ на $\pm 20\%$ и экспериментальными значениями для всех λ .

При изменении λ изменяется расстояние Δ_z от максимума до первого минимума интенсивности поля в области фокуса дифракционного элемента вдоль оптической оси. Из условия синфазности и противофазности волн в некоторой точке на оптической оси можно получить:

$$\Delta_z = \frac{\frac{\lambda^2}{4} \pm \lambda(B_\lambda^2 + \rho^2)^{1/2}}{2((B_\lambda^2 + \rho^2)^{1/2} - B_\lambda \pm \frac{\lambda}{2})}, \quad (4)$$

где ρ — некоторый радиус на апертуре. Выражение (4) при больших B дает результаты, близкие к приведенным в [16]: $\Delta_z = \pm 8\lambda(B/D)^2$.

Если в (4) подставить среднеарифметический радиус середины всех зон ЗПФ, получим наилучшее совпадение (4) с расчетами по (1) и экспериментальными значениями:

$$\rho = \frac{1}{2N} \sum_{n=1}^N (R_n + R_{n-1}).$$

ЗПФ сохраняет свою фокусирующую способность при изменении частоты излучения, по крайней мере, на 20% от частоты, на которую она рассчитана, обеспечивая при этом разрешение, близкое к дифракционному пределу. Теоретические и экспериментальные результаты совпадают между собой с погрешностью 5—10%.

Для оценки поля зрения и числа элементов разрешения в кадре для объектива на основе ЗПФ нами были проведены соответствующие эксперименты по исследованию качества изображения точечного источника излучения [19]. При удалении точечного источника излучения от оптической оси его изображение будет перемещаться не в плоскости, а вдоль некоторой поверхности (назовем ее поверхностью наилучшей фокусировки — ПНФ). Проведенные исследования показывают, что ЗПФ с апертурой $D = 200\lambda$, $A = B = 2D$ обеспечивает разрешение в кадре на ПНФ порядка 50×50 дифракционных

элементов, в случае плоского кадра изображения число элементов изображения уменьшается до 30×30 . ПНФ представляет собой сферу с радиусом, равным величине заднего отрезка ЭДК на текущей длине волны излучения.

Методом вычислительного эксперимента исследовано влияние интерференции между точечными синфазными излучателями на форму ПНФ и число элементов разрешения в кадре. Показано, что в этом случае профиль ПНФ приблизительно описывается зависимостью $\Delta B = Hh^{3/2}$, где ΔB — стрелка прогиба ПНФ, h — высота (мм). Оценки константы H для $D/\lambda = 300, 450$ и 600 дают значения, близкие к $1,9 \cdot 10^{-2}, 1,7 \cdot 10^{-2}, 1,6 \cdot 10^{-2}$ мм соответственно. Для ЗПФ с $D/\lambda = 300$ на ПНФ удовлетворительно разрешается 64×64 элемента, и при увеличении D вдвое число разрешаемых элементов возрастает до 85×85 , т. е. диаметр ЭДК растет быстрее, чем число элементов разрешения в кадре.

Нами исследованы антенны, выполненные в виде отражающих излучение зонных пластинок. Плоская антенна представляла собой металлическую пластинку, покрытую слоем диэлектрика со структурой зон зонной пластинки Рэлея — Вуда. Экспериментально получено, что коэффициент полезного действия (дифракционная эффективность) такой антенны порядка 50—55%. Модификация отражающего типа антенны в виде четвертьволновых зонных пластинок состоит в изготовлении их по технологии многослойных печатных плат: из фольгированного стеклотекстолита марки СТПА-5-1 двух типов — со свободновисящими зонами и со слоями, заполненными диэлектриком экспериментально. Получено, что коэффициент полезного действия антенны со свободновисящими зонами в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн достигает 60—65%.

Двухкомпонентный дифракционный объектив. Малое поле зрения однокомпонентных радиооптических систем объясняется, по-видимому, большими углами дифракции электромагнитных волн на апертуре объектива. Увеличить информационные возможности можно, переходя к многокомпонентным системам [5]. Каждый элемент двухкомпонентного дифракционного объектива был рассчитан на преобразование плоского волнового фронта в сферический, и радиусы зон Френеля рассчитывались по известной формуле [16]:

$$R_n = \left(\frac{n^2 \lambda_0^2}{4} + n \lambda_0 B \right)^{1/2}.$$

Расстояния между компонентами объектива находились в пределах $100\lambda < L < D^2/0,61\lambda N$. Минимальное расстояние между компонентами определяется качеством изображения, а верхняя граница — виньетированием. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что двухкомпонентный объектив с $D = 167\lambda, A = B = D$ обладает высокой разрешающей способностью, мало отличающейся от дифракционного предела в большом поле зрения, число разрешаемых по критерию Рэлея элементов изображения в кадре на ПНФ составляет $N^2 \approx 160 \times 160$. Частотные свойства (зависимость положения области фокусировки вдоль оптической оси от длины волны излучения) объектива совпадают с аналогичным свойством объектива на основе зонной пластинки с такими же значениями D/B и D/λ , преобразующей расходящийся сферический волновой фронт в сходящийся.

Метод синтеза дифракционного элемента. Задача синтеза амплитудно-фазового профиля даже простейшего дифракционного элемента — ЗПФ — не имеет единственного решения [20]. Обычно радиусы зон Френеля определяются из условия кратности половине длины волны разности эйконалов дифрагированной прямой и опорной волн. Однако это решение является лишь частным случаем более общего. Суть построения такого общего решения состоит в том, что вводится понятие опорного радиуса [21] на апертуре фокусирующего элемента. Для элементов, предназначенных для фокусировки излучения в точку, фокусирующие и частотные свойства не зависят от выбора опорного радиуса, однако появляется новое свойство: положение этого радиуса на апер-

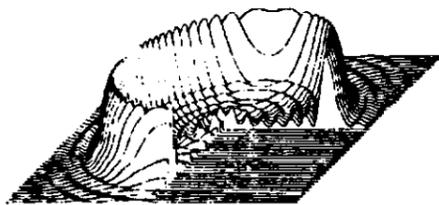
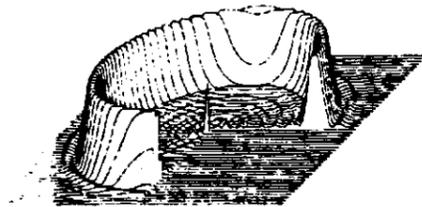
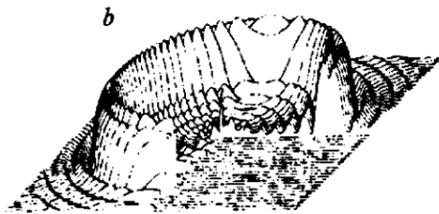
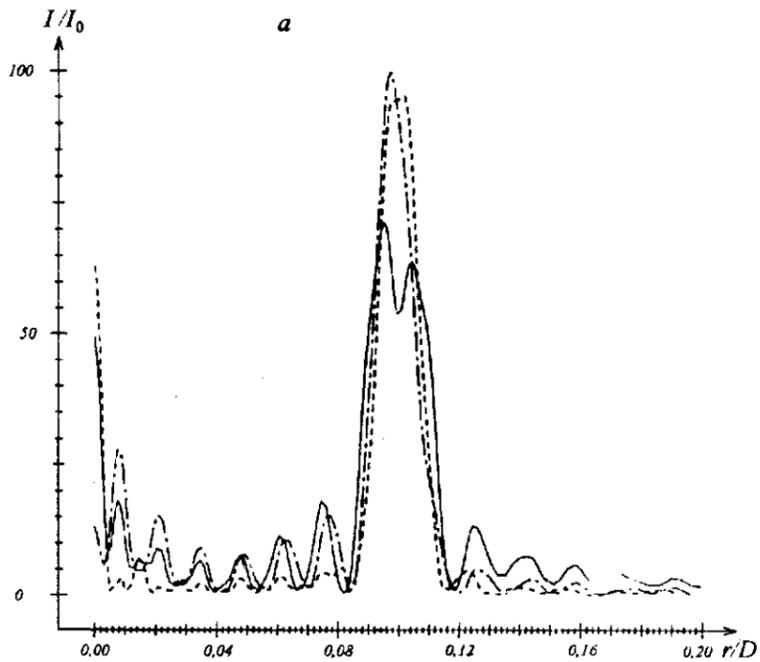


Рис. 1

туре элемента позволяет регулировать минимальную ширину зоны Френеля. Например, в случае бинарного элемента, фокусирующего излучение в кольцо ($D = 20$ мм, $A = B = 750$ мм, $r_k = 0,1D$, $\lambda_0 = 10,6$ мкм) выбором величины опорного радиуса возможно осуществить корректировку функции распределения интенсивности поля в фокальной области (рис. 1, *a*, *b*). На рис. 1, *a* сплошной линией (опорный радиус $R_0 = 0$) показано распределение интенсивности поля в фокальной плоскости вдоль радиуса кольца для известного решения, штриховой — результаты оптимизации по выбору расположения зон Френеля на поверхности бинарного элемента с целью подавления центрального максимума ($R_0 = 0,47$), штрихпунктирной — оптимизация по максимуму интенсивности поля в точке r_k ($R_0 = 0,64$). Значение R_0 приведено в единицах $\sqrt{\lambda B}$.

Выделение гармоник когерентного излучения. Квантование фазы фазовой функции дифракционного элемента приводит к появлению у последнего ряда новых свойств. Одним из таких проявлений дискретности фазовой функции рассматриваемых элементов является возможность селекции гармоник когерентного излучения. Для величины коэффициента усиления осесимметричного элемента

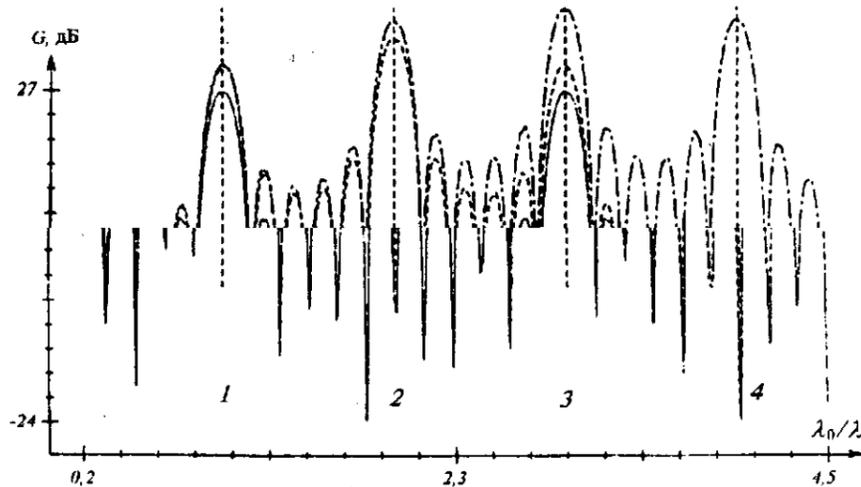


Рис. 2

G в главном фокусе, соответствующем расчетной длине волны, получено соотношение для произвольного числа уровней квантования фазы M [5]:

$$G(N) = \left[\sum_{n=1}^N A(n) \left\{ \cos \left(2\pi M \frac{\lambda_0}{\lambda} (MGiv(n) + 1) \right) - \cos \left(2\pi M \frac{\lambda_0}{\lambda} Giv(n) \right) \right\} \right]^2 +$$

$$+ \left[\sum_{n=1}^N A(n) \left\{ \sin \left(2\pi M \frac{\lambda_0}{\lambda} (MGiv(n) + 1) \right) - \sin \left(2\pi M \frac{\lambda_0}{\lambda} Giv(n) \right) \right\} \right]^2;$$

$$A(n) = \left[\frac{4MB}{\lambda_0} + 2n - 1 \right] / \left[\frac{4MB}{\lambda_0} + M(2n - 1) \right],$$

где N — число зон Френеля, укладываемых на апертуру элемента; λ_0 и λ — расчетная и текущая длины волн; B — фокусное расстояние; $Giv(n)$ — функция, равная наибольшему целому своего аргумента. Анализ приведенного соотношения показывает, что максимальное усиление достигается на гармонике с номером $\lambda_0/\lambda = M/2$, а при длине волны $\lambda_0/\lambda = M$ фокусировка излучения отсутствует, т. е. происходит его селекция. Зависимость усиления ЭДК от числа уровней квантования фазы: два уровня (сплошная линия), четыре уровня (штриховая), шесть уровней (штрихпунктирная) — приведена на рис. 2. Что касается частотных и фокусирующих свойств дифракционных элементов на гармониках излучения, то их изучение показало следующее. Частотные свойства при работе на гармонике совпадают с частотными свойствами в области основной длины волны (в отн. ед.). Это же относится к поперечному и продольному разрешениям дифракционного элемента с соответствующей заменой абсолютного значения текущей (рабочей) длины волны излучения.

Управление частотными свойствами плоских ЭДК. Как указано в работе Г. Г. Слюсарева [10], частотные свойства дифракционных элементов принципиально неустранимы из-за их дифракционной природы. В то же время,

например, зонную пластинку можно модернизировать таким образом, чтобы компенсировать ее частотные свойства. Впервые, по-видимому, на такую возможность указал С. М. Райский [22]. Сущность предложенной им идеи заключается в следующем. Рассмотрим две амплитудные зонные пластинки с одинаковым фокусным расстоянием, одна из которых рассчитана на длину волны λ_1 , а другая — λ_2 . Сложим их вместе, совмещая оптические оси, и определим положение общих для обеих пластин прозрачных зон. Полученная в результате зонная пластинка будет ахроматична для длин λ_1 и λ_2 . Подход, аналогичный описанному, может быть использован для создания ЭДК с заданными фокусирующими свойствами, например для фокусировки в нескольких точках, разнесенных между собой. Нами были разработаны такие ЭДК и проведены исследования их свойств [5]. Параметры синтезированной ахроматичной зонной пластинки следующие: $A = B = 2D$, $D/\lambda = 100$, $(\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1 = 0,32$. Было получено, что при квазиахроматизации зонной пластинки по указанному выше алгоритму происходит уменьшение интенсивности излучения в фокусе для граничных длин волн по сравнению с эквивалентной зонной пластинкой и появление побочных максимумов в распределении интенсивности поля вдоль оптической оси, положение которых зависит от длины волны используемого излучения.

Поляризационный ЭДК. За основу поляризационной зонной пластинки [23] взята амплитудная зонная пластинка. Однако непрозрачные для излучения зоны Френеля выполнялись в виде фазовращающих дифракционных структур, в частности, в виде квазиодномерных дифракционных сеток или совокупности отверстий определенного размера. Например, фазовращательная дифракционная структура может быть выполнена в виде решетки с относительным периодом около 1 и коэффициентом заполнения 0,3—0,5. При таких параметрах решетки осуществляется сдвиг фаз между волнами Е и Н на $\pi/2$, а излучение, прошедшее через эту структуру, циркулярно поляризовано. Построенная таким образом зонная пластинка является избирательной к поляризации падающего излучения, при этом фокусирующие и частотные свойства такого элемента сохраняются.

ЭДК, выполненные на поверхностях вращения второго порядка. По-видимому, впервые С. М. Райский [22] в начале 50-х годов и Габор в середине 60-х годов [24] предложили выполнять дифракционные элементы, образующая которых описывается кривой вращения второго порядка. В работе [25] получено уравнение для расчета радиусов зон Френеля на сферической поверхности:

$$\frac{(A+B)^2}{C^2 r^2} R_n^4 + 2 \left\{ \frac{A+B}{r} + \frac{(A-B)(A+B)^2}{r C^2} - 2 \left(\frac{A}{r} + 1 \right) \right\} R_n^2 + C^2 - 2(A^2 + B^2) + \frac{(A^2 - B^2)^2}{C^2} = 0,$$

где r — радиус сферы дифракционного элемента, $C = A + B + n\lambda/2$. Для дифракционного элемента на параболической поверхности [26], преобразующего расходящийся сферический волновой фронт в сходящийся сферический, радиусы зон рассчитываются из уравнения

$$\sqrt{R_n^2 + (A + b_n)^2} + \sqrt{(B - b_n)^2 + R_n^2} = A + B + \frac{n\lambda}{2}; \quad b_n = R_n^2/4F.$$

Здесь b_n — проекция n -й зоны Френеля на оптическую ось. В случае падения волны с плоским фронтом на выпуклую сторону элемента радиусы зон дифракционного элемента на конической поверхности (рис. 3) определяются следующим выражением [5]:

$$R_n = -\frac{n\lambda}{4\alpha} + \left[\frac{n\lambda}{4} \left(\frac{n\lambda}{4\alpha^2} + 4B + n\lambda \right) \right]^{1/2},$$

$$b_n = R_n / \operatorname{tg} \alpha.$$

Преимущество дифракционных элементов, выполненных на поверхностях вращения, заключается в том, что на их апертуре может быть расположено большее число зон Френеля, чем для эквивалентной зонной пластинки [27], что особенно важно в микроволновом и рентгеновском диапазонах длин волн.

Экспериментальные исследования дифракционных элементов диаметром от 130 до 650 мм, с относительными отверстиями от 5,5 до 0,5, величиной стрелки прогиба поверхности x/D от 0 до 1,6 на параболической, сферической и конической поверхностях в миллиметровом диапазоне длин волн [5, 28] показали, что такие ЭДК так же, как и плоские, обеспечивают разрешение, близкое к дифракционному пределу, в широкой области спектра (+20,63, -16,3 %). Уровень боковых лепестков в распределении интенсивности поля в области фокуса меньше для аналогичной величины, чем для плоского элемента, на 20—40 %. Ширина распределения интенсивности поля вдоль оптической оси, определенная по первым нулям, меньше для аналогичной величины, чем для плоского элемента. На основе ЭДК, выполненных на поверхности вращения, возможно построение многокомпонентных объективов [28].

Свойство «невозвратности». Отметим одно важное свойство дифракционных элементов на поверхностях вращения второго порядка — свойство невозвратности [5]. Для элемента на плоской поверхности возможна перемена положений переднего и заднего отрезков при фиксированном положении зонной пластинки. Если зонная пластинка рассчитана на передний отрезок A и задний отрезок B , то при перемене их мест работоспособность элемента сохраняется. Для дифракционных элементов на неплоской поверхности это свойство не выполняется, поэтому при расчете параметров таких элементов необходимо учитывать ориентацию поверхности дифракционных элементов в пространстве относительно расчетных значений A и B .

Свойства ЭДК на «неплоских» поверхностях. Рассмотрим, какие новые возможности представляют дифракционные элементы, выполненные на неплоских поверхностях [29]. Рассмотрим ЭДК на произвольной поверхности, преобразующий плоский падающий волновой фронт в сходящийся сферический. Границы зон Френеля определяются из условия

$$\sqrt{(B - x_n)^2 + y_n^2} = B - x_n + \frac{n\lambda_0}{2}, \quad (5)$$

где B — расстояние от вершины ЭДК до области фокусировки; (x_n, y_n) — декартовы координаты границы n -й зоны Френеля. Для случая падения электромагнитной волны на вогнутую поверхность ЭДК следует поменять знак при x_n . Для определения частотных свойств элемента на неплоской поверхности из выражения (5) следует определить величину B :

$$B(\lambda) = \frac{y_n^2 - (n\lambda/2)^2}{n\lambda} + x_n. \quad (6)$$

Подставляя в (6) значения координат зон Френеля рассматриваемого элемента, получаем искомые зависимости. Из выражения (6) следует, что скорость изменения фокусного расстояния от относительной расстройки длины волны

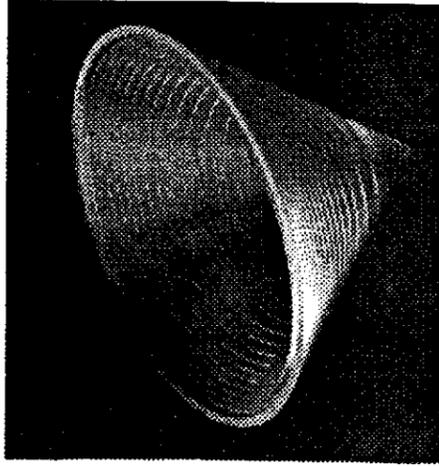


Рис. 3

при падении излучения со стороны вершины меньше, чем в противоположном случае. Таким образом, с помощью выбора формы поверхности дифракционного элемента и его ориентации в пространстве можно управлять его частотными свойствами: как усиливать их, так и ослаблять.

Для величины продольного разрешения дифракционных элементов на неплоской поверхности легко получить выражение

$$\Delta_2^{(\pm)} = - \frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 \pm \lambda[(B \mp x_n)^2 + y_n^2]^{1/2}}{2 \left[((B \mp x_n)^2 + y_n^2)^{1/2} - (B \mp x_n) \pm \frac{\lambda}{2} \right]},$$

где знак « \pm » при x_n относится к выпуклому (+) и вогнутому (-) элементам соответственно. Знак « \pm » при λ относится к положению первого минимума распределения интенсивности поля вдоль оптической оси дальше от точки $B(+)$ и ближе ее (-). Из этого выражения следует, что выбором величины стрелки прогиба поверхности элемента возможно регулирование его продольного разрешения или глубины резкости и распределение интенсивности поля вдоль оптической оси в области фокуса имеет несимметричный вид.

Использование ЭДК на неплоских поверхностях в качестве антенн [30] позволяет увеличить равносигнальную зону сектора сканирования диаграммной направленности.

Метод построения дифракционных элементов. Метод построения дифракционных элементов с прямоугольной структурой зон Френеля предложен в [5]. Суть этого подхода следующая. Если взять две одномерные (цилиндрические) зонные пластинки и совместить их, то при угле между их осями, равном $\pi/2$, получим аналог обычной осесимметричной зонной пластинки (рис. 4). Очевидно, что функция рассеяния полученного дифракционного элемента будет определяться сверткой функций рассеяния исходных элементов. Более того, отсюда следует, что таким методом можно получать дифракционные элементы, обеспечивающие фокусировку в достаточно произвольную область. В частности, для двух одномерных зонных пластинок в зависимости от угла между их осями можно получить дифракционный элемент с областью фокусировки, изменяющейся от линии до эллипса и окружности.

В [31] кратко рассмотрены принцип построения и основные свойства дифракционного элемента, обеспечивающего фокусировку излучения от точечного источника в кольцо заданного радиуса. Легко видеть, что просматривается определенная связь между указанными выше дифракционным элементом и зонной пластинкой, а именно: каждый узкий сектор такого элемента представляет собой разрез зонной пластинки, смещенной на расстояние радиуса кольца от ее оптической оси.

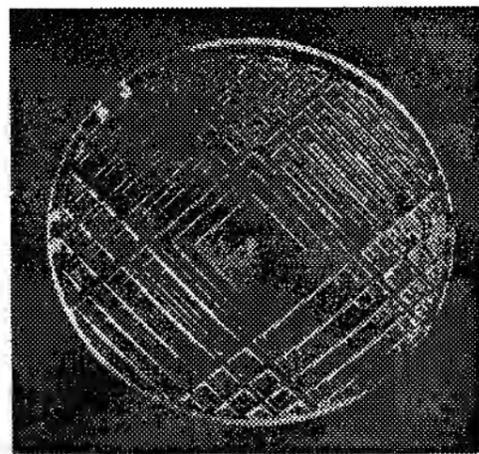


Рис. 4

Следовательно, в приближении геометрической оптики падающая на дифракционный элемент волна фокусируется каждой такой одномерной зонной пластинкой (сектором) в точку, и поскольку каждый сектор смещен от предыдущего на некий малый угол, то в совокупности такой элемент обеспечивает излучение в кольцевую область. На основе такого принципа можно обеспечить построение дифракционного элемента, позволяющего фокусировать падающее на него излучение в произвольную кривую [5], расположенную в фокальной области дифракционного элемента, или произвольно заданную поверхность вращения. В ка-

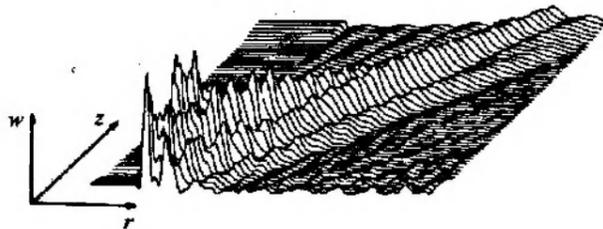


Рис. 5

честве примера на рис. 5 приведена область фокусировки бинарного дифракционного элемента, предназначенного для фокусировки излучения в коническую область. Параметры элемента составляли: $D/\lambda = 100$, $D/F = 1$, $2\beta = 24^\circ$ — угол при вершине конуса. Расчет велся на основе строгого вычисления дифракционного интеграла (1). Приведенные результаты показывают, что обеспечивается повышенная плотность энергии вдоль образующей конической поверхности даже в случае бинарного элемента.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Фонду Сороса за частичную финансовую поддержку при проведении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Квазиоптика: Пер. с англ. и нем. /Под ред. Б. З. Каценелембаума, В. В. Шевченко.—М.: Мир, 1966.
2. Бобров С. Т., Грейсх Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем.—Л.: Машиностроение, 1986.
3. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г. Современные зонные пластинки // Автометрия.—1992.—№ 1.
4. Гончарский П. В., Попов В. В., Степанов В. В. Введение в компьютерную оптику.—М.: Изд-во МГУ, 1991.
5. Минин И. В., Минин О. В. Дифракционная квазиоптика.—М.: НПО «ИнформТЭИ», 1992.
6. Минин И. В., Минин О. В. Элементы дифракционной квазиоптики и системы миллиметрового диапазона на их основе // Радиотехнические системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн: Сб. науч. тр.—Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины, 1991.
7. Soret J. L. Concerning diffraction by circular gratings // Ann. Phys. Chem.—1875.—159.
8. Lord Rayleigh. Wave theory // Encyclopedie a Britannia.—9th, ed.—1888.—24.
9. Wood R. W. Phase-reversed zone plates and diffraction telescopes // Phil. Mag.—1898.—45, ser. 5.
10. Слюсарев Г. Г. Оптические системы с фазовыми слоями // ДАН СССР.—1957.—113, № 4.
11. Jordan J. A., Hirsch P. M., Lesem L. V., Rooy D. L. Kinoform-lens // Appl. Opt.—1970.—9, N 8.
12. Lesem L. V., Hirsch P. M., Jordan J. A. The kinoform: a new form reconstruction device // IBM J. Res. Develop.—1969.—13, N 3.
13. Голуб М. А., Карпеев С. В., Прохоров А. М. и др. Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм // Письма в ЖТФ.—1981.—7, № 10.
14. Каценелембаум В. З. Квазиоптические методы формирования и передачи миллиметровых волн // УФН.—1964.—83, № 1.
15. Минин И. В., Минин О. В. Дифракционная оптика — достижения и перспективы // Тез. докл. Всесоюз. сем. по методике и технике обработки двумерных сигналов.—М.: ЦНИИЭТТИКПК, 1989.—ч. 2.
16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1970.
17. Байбулатов Ф. Х., Минин И. В., Минин О. В. Исследование фокусирующих свойств зонной пластины Френеля // Радиотехника и электроника.—1985.—30, № 9.
18. Ronchi L., Toraldo di Francia G. An applied of parageometrical optics to the design of a microwave mirror // IRE Trans. Antennas and Propag.—1958.—AP-6, N 1.
19. Минин И. В., Минин О. В. Информационные свойства зонной пластины // Компьютерная оптика.—1988.—№ 3.

20. Минин И. В., Минин О. В. Оптимизация фокусирующих свойств дифракционных элементов // Письма в ЖТФ.—1989.—15, № 23.
21. Минин И. В., Минин О. В. Управление фокусирующими свойствами дифракционных элементов // Квантовая электрон.—1990.—17, № 2.
22. Райский С. М. Зонная пластинка // УФН.—1952.—47, № 4.
23. А. с. 1596417 СССР. Зонная пластина /И. В. Минин, О. В. Минин.—Заявл. 28.03.88, Опубл. 30.09.90; Бюл. № 36.
24. Голографические неразрушающие исследования: Пер. с англ. /Под ред. В. А. Карасева.— М.: Машиностроение, 1979.
25. Dey K. K., Khastgir P. Comparative focusing properties of spherical and plane microwave zone plate antennas // Int. Journ. Electronic.—1973.—35, N 4.—P. 497.
26. Dey K. K., Khastgir P. Design and characteristics of a microwave paraboloidal zone plate // Indian Journ. of Radio and Space Phys.—1977.—6.—P. 202.
27. Khastgir P., Chakravorty I. V., Dey K. K. Microwave paraboloidal, spherical and plane zone plate antennas: comparative study // Indian Journ. of Radio and Space Phys.—1973.—2.—P. 47.
28. Минин О. В., Минин И. В. Дифракционные объективы на параболических поверхностях // Компьютерная оптика.—1988.—№ 3.
29. Минин И. В., Минин О. В. Инвариантные свойства элементов дифракционной квазиоптики // Компьютерная оптика.—1989.—№ 6.
30. Минин И. В., Минин О. В. Антенные системы миллиметрового диапазона на основе элементов дифракционной квазиоптики // Радиотехнические системы миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн: Сб. науч. тр.—Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины, 1991.
31. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г., Юрлов Ю. И. Киноформные оптические элементы с кольцевым импульсным откликом.—Новосибирск, 1985.—(Препр. /ИАиЭ СО АН СССР; 265).

Поступила в редакцию 18 февраля 1994 г.