

МОДЕЛИРОВАНИЕ, РАСЧЕТ И ПРИМЕНЕНИЕ
ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

УДК 535.4 : 621.317

В. П. Коронкевич, А. А. Харисов, М. Т. Гейл, Х. Шутц
(Новосибирск, Россия — Цюрих, Швейцария)

МНОГОПОРЯДКОВЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЛИНЗЫ
ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ*

Представлены эксперименты с круговыми зонными пластинками, имеющими киноформный профиль глубиной в несколько длин волн. При освещении пластинки концентрируют излучение в бесселев пучок высокого порядка. Пространственные размеры пучка за счет «интерференционного сжатия» находятся на уровне или ниже дифракционного предела.

Круговые зонные пластинки, преобразующие сферическую световую волну в коническую или тороидальную, позволяют сформировать бесселев пучок [1]. При распространении конической волны части пучка, перекрывая друг друга, интерферируют, образуя круговые нелокализованные полосы Френеля с ярким «шнуром» в центре. Распределение интенсивности в поле интерференции пропорционально $J_0^2(\alpha\rho)$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; ρ — радиальная координата; α — масштабный параметр, зависящий от апертуры элемента и порядка дифракции. Поскольку диаметр «шнура» в +1-м порядке дифракции в 1,6 раза меньше диаметра диска Эри, принято говорить о своеобразном «сверхразрешении», которое может быть достигнуто при помощи зонных пластинок [2]. В зависимости от положения источника бесселев пучок может распространяться без уширения, линейно возрастать в диаметре или сужаться до вырождения. Его поведение достаточно просто объясняется в рамках геометрической теории интерферометров [3, 4].

Интерес к этим пластинкам вызван рядом практических применений, связанных с определением направлений, контролем макро- и микроформы объектов [1], синтезом микролинз с повышенной глубиной фокусировки [5], ахроматизацией дифракционных элементов [6] и юстировкой интегральных оптических схем [7]. Во всех перечисленных примерах используют элементы, работающие в +1-м порядке дифракции.

Переход к высоким дифракционным порядкам, т. е. многопорядковым дифракционным линзам [8], позволит дополнительно уменьшить в диаметре бесселев пучок выше предельного значения, полученного для +1-го порядка. Работа в высоких дифракционных порядках связана с потерей энергии. Этот недостаток можно исправить, если выполнить круговые пластинки профилированными. Глубина фазового киноформного профиля (и связанный с ней «угол блеска») является дополнительной степенью свободы. Синтезируя киноформные решетки с разной глубиной профиля, можно перераспределить энергию между порядками дифракции, выбирая необходимые геометрические параметры пучка. Эта задача аналогична традиционной задаче спектроскопии,

* Работа поддержана грантом Международного проекта HCM (ERBСНХСТ 930394).

когда для получения высокого спектрального разрешения используют линейные решетки с треугольным профилем штриха для концентрации энергии в нужном порядке.

При построении современных «лазерных скальпелей», трепанирующих инструментов и систем считывания информации предпринимаются большие усилия для создания «обостренных» и сжатых лазерных пучков, сфокусированных в точку или каустику, пространственные размеры которой находятся на уровне или ниже дифракционного предела. На наш взгляд, практические результаты могут быть достигнуты обращением к круговым, профилированным по зонам пластинкам, работающим в высоких порядках дифракции. На эти особенности зонных пластинок обращается внимание в предлагаемой работе.

Эксперименты осуществлены с фазовыми пластинками, границы зон которых выполнены в соответствии с соотношением

$$Ar^2 + Br = k\lambda, \quad (1)$$

где r — радиус k -и зоны; λ — длина волны; A и B — постоянные, характеризующие оптическую силу сферической и конической волн.

Первый член соотношения Ar^2 представляет собой стрелку прогиба сферической, а второй Br — конической или тороидальной волны. При выполнении проективных преобразований дифракционный элемент работает как тандем из рефракционной линзы и аксикона, создавая в фокальной плоскости изображение кольца, если источник расположен в бесконечности.

На рис. 1 представлен ход лучей при образовании френелевских полос в дифракционных пучках +1-го и +3-го порядков. Освещение производится плоской волной W . После прохождения элемента волна W становится тороидальной. Кольцо Q_1 (изображение источника) образуется пересекающимися пучками тороидальной волны W_1 . В области $OMO'N$ возникают круговые нелокализованные полосы Френеля. Аналогичные системы полос наблюдаются в пучках высших порядков (+3, +5, +7...). На рис. 1 эти полосы показаны только для пучков +3-го порядка. Их можно легко наблюдать в микроскоп, делая оптические сечения поля при движении микроскопа по направлению к пластинке. Вид поля в сечении MN и распределении интенсивности в круговых полосах показан на вставках 1 и 3 рис. 1. На вставке 2 показан вид фокальной плоскости в пучках +1-го порядка.

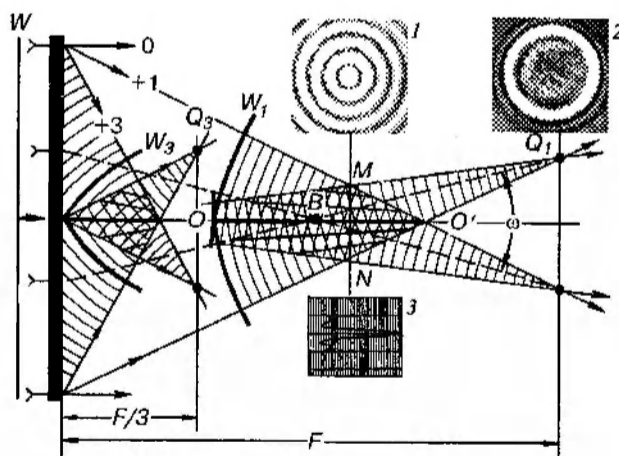


Рис. 1. Ход лучей при освещении круговой решетки плоской волной W : W_1 и W_3 — тороидальные волны пучков +1-го и +3-го порядков; Q_1 и Q_3 — изображения источника (кольца); 1, 2 — фотографии сечений поля; 3 — распределение интенсивности в сечении MN поля интерференции

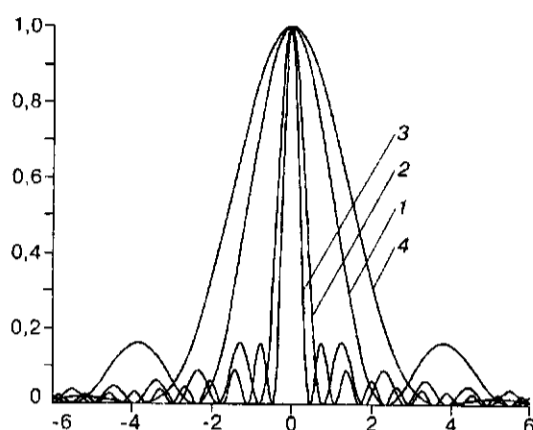


Рис. 2. Сравнение дифракционного и интерференционного уширений пучков:
 1 — функция Бесселя $[J_0(\alpha\rho)]^2$; 2 — $[J_0(3\alpha\rho)]^2$; 3 — $[J_0(5\alpha\rho)]^2$; 4 — функция Эри $[2(x)/x]^2$

Центральная нулевая полоса поля (бесселев пучок) имеет разную ширину вдоль оптической оси и по мере удаления от элемента сужается, поскольку угол ω между соответствующими интерферирующими пучками возрастает. Соответствующие пучки в точке обозначены штриховыми линиями.

Величина «сжатия» пропорциональна порядку дифракции m , и ее можно найти из следующего простого соотношения:

$$d = 0,766 \lambda / m\omega, \quad (2)$$

где d — диаметр «шнура» в выбранной точке поля; ω — угол, под которым интерферируют дифрагированные пучки. Величина коэффициента 0,766 отражает тот факт, что распределение интенсивности в сечении интерференционного поля соответствует функции Бесселя 1-го рода нулевого порядка.

«Сжатие» пучков по мере перехода к высшим порядкам дифракции иллюстрируют графики распределения интенсивности в бесселевых пучках +1-го, +3-го и +5-го порядков (рис. 2). Для сравнения на этом же рисунке показано стандартное дифракционное уширение для данной апертуры элемента, т. е. функция Эри. Все графики рис. 2 нормированы. Снижение энергии в пучке при переходе к высшим порядкам дифракции не учитывается, поскольку, как указывалось выше, подбором нужного «угла блеска» энергию можно направить в выбранный порядок дифракции.

Амплитудные шаблоны рассматриваемых элементов были синтезированы на лазерном фотоплоттере с использованием термохимической технологии [9]. Маскирующим покрытием служили пленки хрома. Структура шаблонов показана на рис. 3. Топология первого шаблона (рис. 3, 1) синтезирована таким образом, чтобы выполнялось условие

$$Ar^2 \gg Br. \quad (3)$$

Пластинки такого типа при положении источника в фокусе позволяют получить бесселев пучок с постоянным диаметром, вытянутый вдоль оптической оси на несколько десятков метров [1]. При освещении плоской волной элемент работает по схеме, показанной на рис. 1.

Топология второго шаблона (см. рис. 3, 2) представлена френелевской зонной пластинкой, растриванной решеткой с постоянным шагом разной скважности. На рисунке растр хорошо виден на центральной зоне пластинки и увеличенном фрагменте последних зон. Такой полутонный шаблон при переносе его рисунка в резист даст возможность получить пилообразный киноформный профиль. Технология подобной операции предложена в [10].

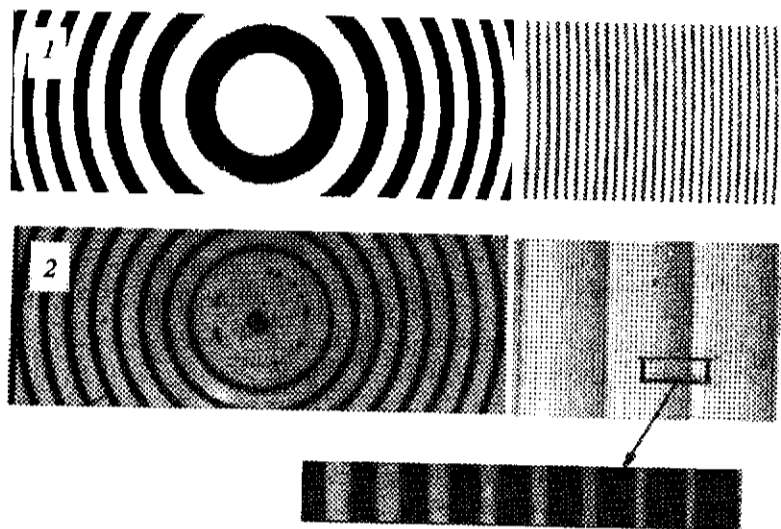


Рис. 3. Топология зон круговых решеток:
 1 — пластинка 1-го типа (центр и зоны на периферии), число зон 1787, $f = 200$ мм, ширина последней зоны 6,12 мкм; 2 — пластинка 2-го типа, шаг постоянного растра 6 мкм, число зон 40, $f = 2000$ мм, ширина последней зоны 80 мкм

Если при переносе в резист не удастся полностью отфильтровать растровую картину, то полученная структура будет работать как аксикон, поскольку в рассматриваемом случае в соотношении (1)

$$Br \gg Ar^2. \quad (4)$$

Фазовый профиль второго элемента в резисте показан на рис. 4. Фотографии получены в световом (см. рис. 4, 1) и электронном микроскопах (см. рис. 4, 2). На электронном микроскопе видна также неотфильтрованная структура растра (см. рис. 4, 3).

Перенос структуры первого шаблона в резист осуществлялся путем контактной печати. После проявления резиста фазовый профиль в центре имел квазипирамидальный профиль, а на последних зонах получался рельеф, близкий к синусоидальному. Глубина фазового профиля в резисте составляла 7,6 мкм для первого элемента и 9,0 мкм — для второго. Измерения формы и глубины профиля проводились на туннельном микроскопе. В нашу задачу не входила оптимизация формы фазового профиля с целью получения наибольшей дифракционной эффективности. Для проведения экспериментов по «сжатию» пучков полученная форма профиля была

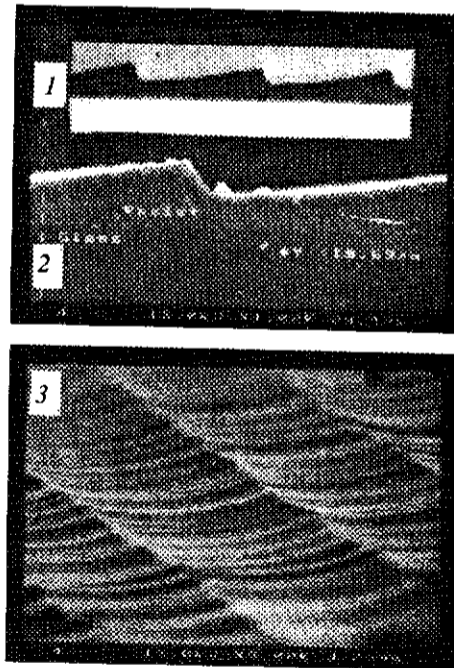


Рис. 4. Фазовые профили пластинки 2-го типа:
 1 — вид профиля в световой микроскоп (центр пластинки); 2 — вид профиля в электронный микроскоп; 3 — вид растра в электронный микроскоп

достаточной, поскольку позволяла направлять световую энергию в высшие дифракционные порядки.

Для первой пластинки из соотношений (1) и (2) можно определить границу первой зоны многопорядковой линзы [8]:

$$r^2 = 2(n - 1)tf, \quad (6)$$

где n — показатель преломления материала; t — толщина линзы, равная глубине фазового профиля. Тогда из (5) и (6) имеем

$$p = t(n - 1)/\lambda. \quad (7)$$

Аналогичную формулу можно получить для второй пластинки, учитывая (1) и (3) и проводя сравнение между дифракционным аксионом и стеклянным конусом.

Из (7), полагая $n = 1,6$ (резист) и $t = 7,6$ мкм (для первой пластинки) и $t = 9,0$ мкм (для второй), получим значения для порядков дифракции, куда концентрируется максимальная энергия. Для первой пластинки $p = 7$, для второй — $p = 9$. В действительности в пластинках, с которыми мы проводили эксперименты, глубина фазового профиля не выдерживалась по полю пластинки. Это приводило к перераспределению энергии по нескольким высшим дифракционным порядкам. «Сжатие» дифрагированных пучков подтверждают характерные фотографии сечений поля интерференций для двух соседних порядков — +5-го и +7-го для первой и второй пластинок соответственно (рис. 5).

Таким образом, круговые зонные пластинки, выполненные в соответствии с соотношением (1), являются для конструкторов оптических систем новым и

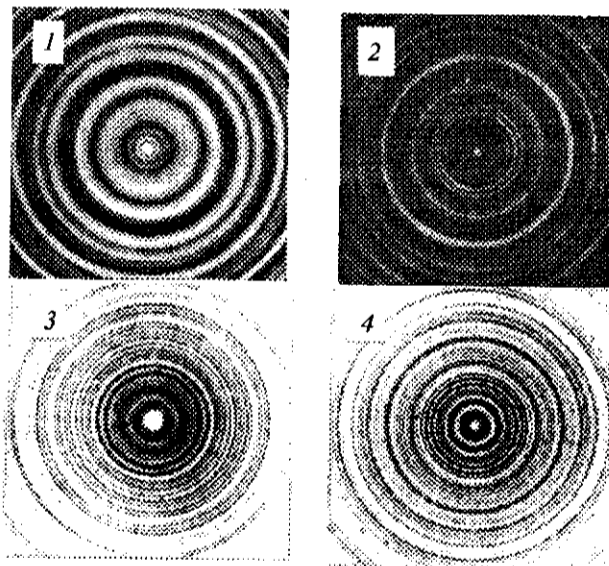


Рис. 5. Сечения поля интерференций за «глубокими» ($> \lambda$) круговыми пластинками:
1, 2 — пластинка 1-го типа, сечение поля в +5-м и +7-м порядках дифракции соответственно;
3, 4 — пластинка 2-го типа, сечение поля в +5-м и +7-м порядках

полезным элементом, позволяющим формировать бесселевы пучки, диаметр которых благодаря «интерференционному сжатию» будет ниже дифракционного предела для данной апертуры элемента.

Вероятно, этот эффект можно использовать при создании дифракционных элементов для «лазерных скальпелей» и объективов с повышенной глубиной фокусировки. Глубина профиля является дополнительным свободным параметром, позволяющим выбрать необходимые геометрические и энергетические параметры «светового шнура» при присмеломой для технологии изготовления ширине минимальной зоны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koronkevich V. P., Mikhailsova I. A., Churin E. G., Yurlov Yu. I. Lensacon // Appl. Opt. 1995. 34. P. 5761.
2. Turunen J., Vasara A., Friberg A. T. Holographic generation of diffraction — free beams // Appl. Opt. 1988. 27. P. 3959.
3. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М.: Оборонгиз, 1952.
4. Коронкевич В. П. Пространственное распределение интерференционного поля за круговыми зонными пластинками // Автометрия. 1996. № 3. С. 76.
5. Davis J. A., Cottrill D. M., Maley C. A., Crivello M. R. Subdiffraction-limited focusing lens // Appl. Opt. 1994. 33, N 19. P. 4128.
6. Kato M., Maeda S., Yamagishi F. et al. Wavelength independent grating lens system // Appl. Opt. 1989. 28. P. 682.
7. MacDonald R. P., Chrostowski J., Boothroyd S. A., Synrett B. A. Holographic formation of a diode laser nondiffracting beam // Appl. Opt. 1993. 32. P. 6470.
8. Fablie D., Morris M. Spectral properties of tumorder diffractive lenses // Appl. Opt. 1995. 34. P. 2462.
9. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А. и др. Киноформы: технологии, новые элементы и оптические системы // Автометрия. 1989. № 4. С. 47.
10. Полещук А. Г. Изготовление рельефно-фазовых структур с непрерывным и многоуровневым профилем для дифракционной оптики // Автометрия. 1992. № 1. С. 66.

Поступила в редакцию 18 июля 1996 г.