

# 四孔径衍射屏在近场形成的光强分布及拓扑荷

刘 曼

(山东轻工业学院数理学院, 山东 济南 250353)

**摘要** 利用基尔霍夫衍射理论计算模拟了四圆孔径衍射屏在非涅耳深区形成的衍射光场的强度、零值线和相位的分布,发现衍射光场亮斑关于中心呈对称分布,在距离衍射屏较近的观察面上,光强值为零的点组成光强零值线段,该线段上光强等值线的离心率都接近或等于 1,其两侧的光强值变化非常剧烈。复振幅的实部和虚部零值线多为封闭的曲线,零值线交叉点的个数为偶数,并且正负相位奇异点的个数相等。特殊相位奇异点周围的相位不仅呈对称分布,而且该点的拓扑荷的值近似为零。随着光波的传播,在不同的观察面上光强零值线段逐渐变短,最终趋于一点。

**关键词** 物理光学;成像系统;相干光学;衍射

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201232.0926001

## Intensity Distribution and Topological Charge Generated by Four-Pinhole Aperture Diffraction Screens in Near-Field Region

Liu Man

(School of Mathematical and Physical Sciences, Shandong Polytechnic University,  
Ji'nan, Shandong 250353, China)

**Abstract** The Kirchhoff diffraction theory is applied to the four-pinhole aperture diffraction screen, so that the intensity, the zero contour of the real and imaginary parts of complex amplitude and the phase distribution in deep Fresnel diffraction region are simulated, and it is found that the bright spots in diffraction field show central symmetric distribution. When the observation plane closes to the diffraction screen, the zero-value points of light intensity can form line segment, on which the eccentricities of the light intensity isoline are close or equal to 1, and the intensity changes very fast on both sides of the zero line of light intensity. The zero contours of the real and imaginary parts of complex amplitude are closed curves. The number of intersection points of the zero contour is even, and positive and negative singularities are equal. Not only the phase around special phase singularities appears symmetric distribution, but also the topological charges of special phase singularities equals zero. With the propagation of the optical wave, the line segment of zero-value intensity changes to be shorter and shorter, finally to be a point.

**Key words** physical optics; imaging systems; coherence optics; diffraction

**OCIS codes** 260.1960; 110.2960; 030.16170; 050.1970

## 1 引 言

相位奇异是光场复振幅的实部和虚部在空间某一点同时为零,导致光场在该点的相位不确定的现象,光场相位围绕着该点螺旋增加或减小,相位等值线以该点为中心星形地向外辐射,从而相位奇异点又称为光学涡旋<sup>[1,2]</sup>。相位围绕着相位奇异点按顺

时针方向递增形成的是负涡旋,相位围绕着奇异点按逆时针方向递增形成的是正涡旋<sup>[3]</sup>。

近几年来,由于光学涡旋具有潜在的应用价值<sup>[4~6]</sup>,使得人们对光学涡旋的研究兴趣迅速增加<sup>[7~9]</sup>。例如,在自散焦介质中一个光学涡旋可以诱导导波,这种技术可用于光开关,在线性光学中光

收稿日期: 2012-03-20; 收到修改稿日期: 2012-05-03

基金项目: 国家自然科学基金(10974122)资助课题。

作者简介: 刘 曼(1976—),女,博士研究生,讲师,主要从事光学散射、散斑统计光学和近场光学等方面的研究。

E-mail: liuman76@yahoo.com.cn

学涡旋已作为“光镊子”能操纵微小的物体<sup>[10,11]</sup>。Simpson 等<sup>[12]</sup>利用光学涡旋实现了对粒子的转动操作,并将这种技术称为光学扳手。光学涡旋对光数据存储也有很大的用处<sup>[13]</sup>。此外,光学涡旋中的拓扑荷可以作为拓扑数学、光学计算和光学处理的一种新手段<sup>[14,15]</sup>。由于光学涡旋已经显示出广泛的应用前景,因此,掌握各种形式的光学涡旋的产生方法及其演变规律成为近年来一个研究热点,由于涡旋的特性是波场所共有的,对光学领域的涡旋特性的理解有助于理解其他物理领域的涡旋特性。

多孔衍射屏形成的光场涡旋具有一般涡旋的双重结构:1)单孔径产生的大结构的光学涡旋,2)孔与孔的衍射光场相干涉而产生的小结构的复杂的光学涡旋。四圆孔径衍射屏属于多孔的情况,本文给出了四圆孔径衍射屏在菲涅耳深区形成的二维光强、相位和干涉场复振幅的实部和虚部零值线的分布,并详细研究了光强和零值线的演化过程,以及多条零值线相遇处形成的特殊相位奇异点的特性,计算出了这些特殊位置点处的拓扑荷和光强等值线的离心率。

## 2 衍射光场的计算方法

图 1 给出了四圆孔径衍射屏形成的衍射光场的示意图,透明的衍射屏(边长为  $L$  的正方形)被其前面开有四个小圆孔的孔径遮挡住,四个圆孔的半径大小相等,且每一个小圆孔的圆心都在平面  $x_0y_0$  的坐标轴上,圆心到坐标原点  $O$  的距离都相等,观察面  $xy$  平行于衍射屏所在的平面  $x_0y_0$ ,  $z$  为衍射屏和观察面之间的距离。在单色线偏振平行光正入射均匀照明下,略去常数系数,可将衍射屏出射平面衍射光场复振幅  $U_0(x_0, y_0)$  表示为

$$U_0(x_0, y_0) = \exp[ik(n-1)h(x_0, y_0)], \quad (1)$$

式中  $h(x_0, y_0)$  为衍射屏的厚度,  $n$  为衍射屏的折射

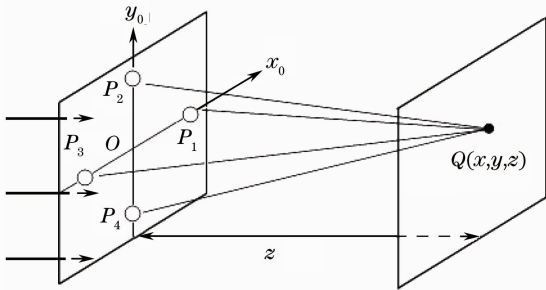


图 1 四圆孔径衍射屏及形成的衍射光场的示意图  
Fig. 1 Geometry of four-pinhole aperture diffraction screen and interference field

率,  $k = 2\pi/\lambda$  为波矢量的大小。根据基尔霍夫-格林函数积分方法,观察面上任一点的衍射光场复振幅的表达式可表示为

$$U(x, y) = \frac{1}{4\pi} \iint \left[ G \frac{\partial U_0(x_0, y_0)}{\partial e_0} - U_0(x_0, y_0) \frac{\partial G}{\partial e_0} \right] dx_0 dy_0, \quad (2)$$

式中  $G$  为格林函数,  $G = \exp(ikr)/r$  为发散的单位振幅的球面波,衍射屏上任意一点与观察面上任一点  $Q$  之间的距离为

$$r = \{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + [z-h(x_0, y_0)]^2\}^{1/2},$$

$e_0$  为在  $x_0y_0$  坐标平面上每一点沿  $z$  轴方向的单位矢量,即

$$e_0 = \cos \alpha \mathbf{i} + \cos \beta \mathbf{j} + \cos \gamma \mathbf{k} = (1/\kappa)(-\partial h/\partial x_0 \mathbf{i} - \partial h/\partial y_0 \mathbf{j} + \mathbf{k}), \quad (3)$$

式中  $\cos \alpha, \cos \beta$  和  $\cos \gamma$  分别是方向余弦,  $\kappa = [1 + (\partial h/\partial x_0)^2 + (\partial h/\partial y_0)^2]^{1/2}$ 。

$$\frac{\partial}{\partial e_0} = e_0 \cdot \nabla = \frac{1}{\kappa} \left( -\frac{\partial h}{\partial x_0} \frac{\partial}{\partial x_0} - \frac{\partial h}{\partial y_0} \frac{\partial}{\partial y_0} + \frac{\partial}{\partial h} \right), \quad (4)$$

经推导,(2)式可以写成

$$U(x, y) = \frac{1}{4\pi\kappa} \iint T(x_0, y_0) \frac{1}{r} \times \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda} [(n-1)h(x_0, y_0) + r]\right\} \times \left\{ \left[ \frac{i2\pi(n-1)c}{\lambda} - \frac{d}{r} \right] + \frac{d}{r^2} \right\} dx_0 dy_0, \quad (5)$$

式中

$$c = 1 - \left[ \frac{\partial h(x_0, y_0)}{\partial x_0} \right]^2 - \left[ \frac{\partial h(x_0, y_0)}{\partial y_0} \right]^2, \quad (6)$$

$$d = h(x_0, y_0) - z - (x_0 - x) \frac{\partial h(x_0, y_0)}{\partial x_0} - (y_0 - y) \frac{\partial h(x_0, y_0)}{\partial y_0}, \quad (7)$$

式中  $T(x_0, y_0)$  为孔径函数,满足

$$T(x_0, y_0) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \sqrt{(x_0-a)^2 + (y_0-b)^2} \leq 8.0 \mu\text{m} \\ 0, & \text{others} \end{cases} \quad (8)$$

利用上述理论,分别计算模拟了四圆孔径在离开表面几个波长到几百个波长处的光强、相位和零值线的分布。衍射屏表面的范围设定为  $60.0 \mu\text{m} \times 60.0 \mu\text{m}$ ,其中包括  $600 \times 600$  个取样点,同时设定  $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}, n = 1.532$ 。衍射屏前孔径上每个圆孔的圆心坐标  $(a, b)$  分别为  $(22 \mu\text{m}, 0)$ 、 $(-22 \mu\text{m}, 0)$ 、 $(0, 22 \mu\text{m})$  和  $(0, -22 \mu\text{m})$ ,小圆孔半径  $R = 8 \mu\text{m}$ 。将这些参量代入(5)式,利用  $U(x, y) =$

$\xi(x, y) + i\eta(x, y)$  和(8)式可得到不同观察面上四圆孔径衍射屏形成的衍射光场复振幅  $U(x, y)$  的实部  $\xi(x, y)$  和虚部  $\eta(x, y)$  的离散数值,再利用  $I(x, y) = U(x, y)U^*(x, y)$ ,便得到光强  $I(x, y)$  的离散数值。

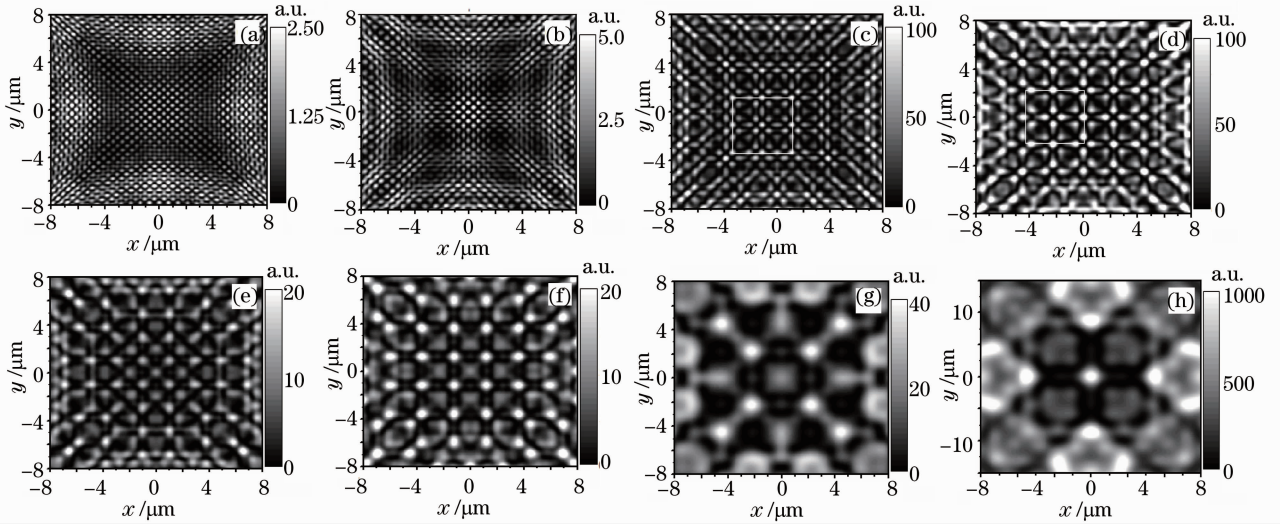


图2 为四圆孔径形成的衍射光场的光强分布图。(a)  $z=5.0 \mu\text{m}$ ; (b)  $z=10.0 \mu\text{m}$ ; (c)  $z=20.0 \mu\text{m}$ ; (d)  $z=30.0 \mu\text{m}$ ; (e)  $z=40.0 \mu\text{m}$ ; (f)  $z=50.0 \mu\text{m}$ ; (g)  $z=100.0 \mu\text{m}$ ; (h)  $z=200.0 \mu\text{m}$

Fig. 2 Intensity distribution patterns produced by the four-pinhole aperture with (a)  $z=5.0 \mu\text{m}$ ; (b)  $z=10.0 \mu\text{m}$ ; (c)  $z=20.0 \mu\text{m}$ ; (d)  $z=30.0 \mu\text{m}$ ; (e)  $z=40.0 \mu\text{m}$ ; (f)  $z=50.0 \mu\text{m}$ ; (g)  $z=100.0 \mu\text{m}$ ; (h)  $z=200.0 \mu\text{m}$

从图2每幅图的整体来看,光强亮斑关于中心呈对称分布,亮斑随着  $z$  值的增大而增大,而亮斑的个数随着距离的增大而减少。从图2(a)、(b)可以看出,在距离表面较近的区域,衍射光场中亮斑的形状大都是圆形的,并且规则排列,但亮斑的明暗程度差别很大。从图2(a)看出,中心区域的亮斑比较亮,而在稍微远离中心的区域较暗,在边缘区域亮度又增大,并且每一亮斑的面积也增大。通过分析认为,从每一小圆孔衍射的光波的强度较弱,衍射光的干涉效应不明显造成的。从图2(b)看出,中心处是一个规则的圆形亮斑,在该亮斑周围均匀分布着其它形状规则的亮斑,在稍微远离中心的区域,亮斑排列成大致圆弧状的轮廓,圆弧状轮廓的圆心在坐标轴上。从2(c)、(d)可以看出,随着距离的增大衍射光场的亮斑均匀分布,亮斑的形状发生了变化,亮斑有的呈圆形,有的呈水滴的形状。不同形状的亮斑又组成规则排列的新的单元,在图中已用白色的方形标出,单元和单元之间有些较暗的不规则形状的亮斑,除了边缘区域外,这些新的单元又组成了更大的规则分布的单元。从图2(e)看出,中心亮斑周围有4个圆形的亮斑,其余亮斑的形状不规则。从图2(f)看出,圆形亮斑增多,除了边缘区域外,相邻的

图2(a)~(h)分别给出了  $z=5.0, 10.0, 20.0, 30.0, 40.0, 50.0, 100.0, 200.0 \mu\text{m}$  的不同的观察面上光强分布的灰度图,其灰度等级都为32,显示的范围都为  $16.0 \mu\text{m} \times 16.0 \mu\text{m}$ ,其中包括  $300 \times 300$  个取样点,在计算过程中光强值取的是任意单位。

圆形亮斑之间的距离几乎相等。亮斑之间有些区域的光强值不为零。从图2(g)、(h)看出,当观察面距离表面几百个波长时,光强较暗的区域增多,稍亮的区域连在一起,边缘区域亮斑的轮廓变的模糊不清。这是由于衍射光场中直透成分增多,在光场中某一点来自4个圆孔的直透成分的光场相位值在相遇点差别较小。

为了研究四圆孔径衍射屏形成的衍射光场的相位分布情况,给出了  $z=20.0, 30.0, 40.0, 100.0 \mu\text{m}$  的观察面上衍射光场复振幅的实部零值线、虚部零值线和相应的光强叠加图,如图3所示。图3中红色实线和绿色虚线(彩色图请详见网络电子版)分别为衍射光场复振幅的实部零值线和虚部零值线。

从图3看出,从4个圆孔衍射的光波在菲涅耳深区相干涉,在不同的观察面上形成的衍射场复振幅的实部零值线和虚部零值线都是闭合的曲线,所以当衍射场复振幅实部零值线与虚部零值线相交时,交点的个数为偶数,即在每一观察面上形成的普通相位奇异点的个数为偶数,并且正负相位奇异点的个数相等,所以整幅图中普通奇异点拓扑荷的代数和为零。从零值线的演化过程可以看出,距离表面较近区域的零值线较多,位置关系较复杂。边缘



区域的零值线大多数是相交的关系,而中心区域的零值线则出现了多条零值线相遇的情况,该点对应于4个相邻的光强亮斑中心,多条零值线相遇点的相位值也不能确定,称这样的位置为特殊相位奇异点。当观察面距离衍射屏稍远时,在中心区域开始出现实部零值线和虚部零值线相交的情况,即中心

区域开始出现相位奇异点,并且中心是8个相位奇异点,相位奇异点的位置也关于中心呈对称分布。仔细观察每幅图还可看出,零值线的位置关系除了有相交的情况之外,还有一些实部零值线和虚部零值线不能相交,因此形成封闭的等相位区。

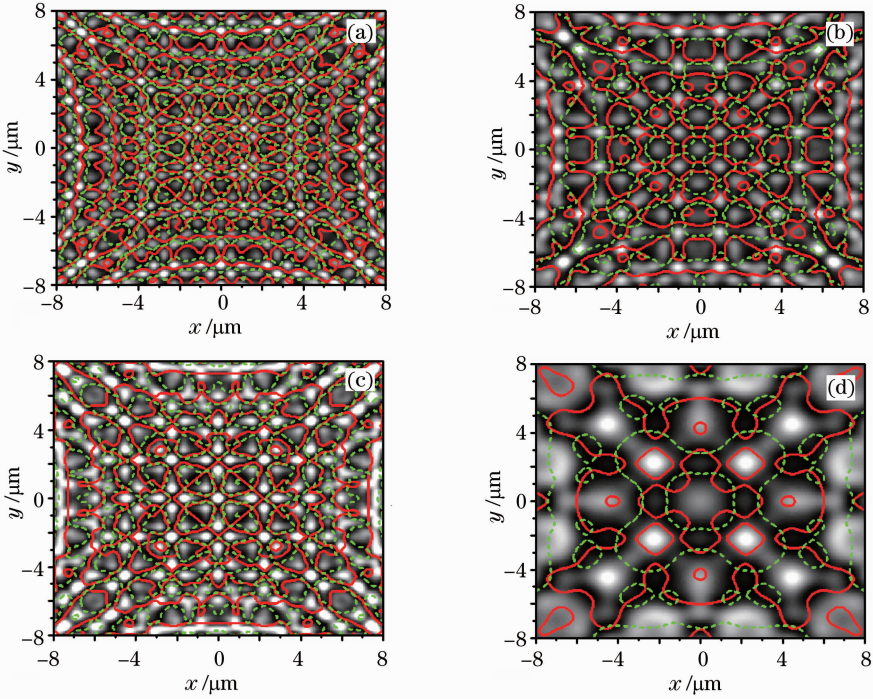


图3 分别为不同观察面上衍射场复振幅零值线和相应的光强叠加图。(a)  $z=20.0 \mu\text{m}$ ;  
(b)  $z=30.0 \mu\text{m}$ ; (c)  $z=40.0 \mu\text{m}$ ; (d)  $z=100.0 \mu\text{m}$

Fig. 3 Patterns of the zero contour and corresponding intensity overlap of the real and imaginary parts of complex amplitude. (a)  $z=20.0 \mu\text{m}$ ; (b)  $z=30.0 \mu\text{m}$ ; (c)  $z=40.0 \mu\text{m}$ ; (d)  $z=100.0 \mu\text{m}$

### 3 光强零值线附近的光强分布特性

对图2(c)中白色方形区域进行放大,在图4(a)中给出。从图4(a)可以看出,图中心是一个较亮的

圆形亮斑,在其周围有4个稍暗的圆形亮斑和4个水滴形状的亮斑。图4(b)是将图4(a)中最大光强值设为3.0而得到的局部光强分布图,二者显示的

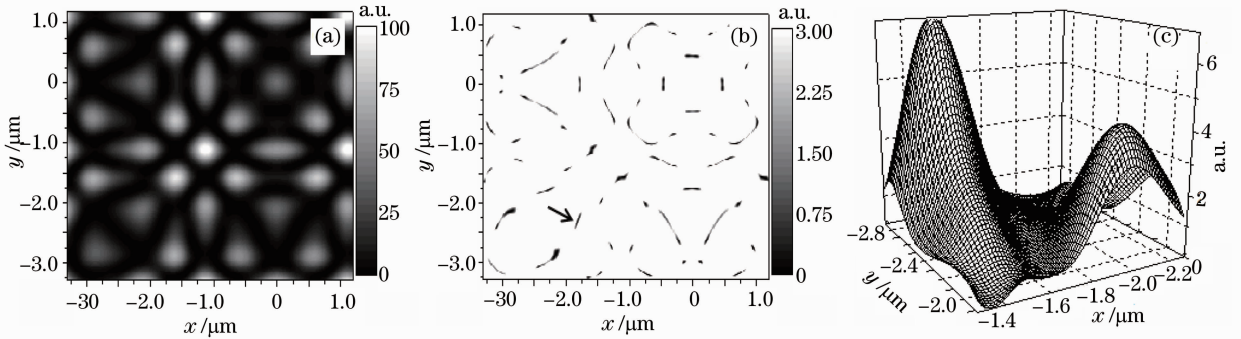


图4 局部光强分布图。(a)图2(c)白色方形区放大图;(b)最大光强值设为3.0的放大图;  
(c)是(b)中黑色箭头所指位置的三维光强分布图

Fig. 4 Detailed local intensity distribution patterns. (a) Magnified white square area for fig. 2(c); (b) magnified area for fig. 2(c) when the maximum light intensity is 3.0; (c) three-dimensional images corresponding to the zero-line in (b)

范围完全相同。图 4(b) 中黑色线段是光强值等于和接近于零的点组成的曲线, 把这样的曲线叫着光强零值线。为了更清楚的观察光强零值线两侧的光强的分布情况, 将图 4(b) 中黑色箭头所指位置附近的光强值用三维图像来显示, 如图 4(c) 所示。从图 4(c) 可以看出, 光强零值线两侧的光强值很快增大到峰值点, 光强零值线看上去像处于峡谷中间一样。

同样, 对图 2(d) 中白色方形区域进行放大, 如图 5(a)。从图 5(a) 不难看出, 图中心区域有 4 个水

滴形状的亮斑, 其尖端都指向外侧, 并关于中心呈对称分布。每相邻的雨滴状亮斑之间白色箭头所指黑暗区域类似于眼睛的形状。图 5(b) 也是将图 5(a) 中最大光强值设为 3.0 而得到的局部光强分布图。图 5(a) 和 5(b) 的显示的范围也完全相同。从图 5(b) 可以看出, 光强零值线仍然存在图 5(c) 是图 5(b) 中黑色箭头所指光强零值线及其周围的三维光强分布图。从图 5(c) 仍能可以得到和图 4(c) 一样的结论。

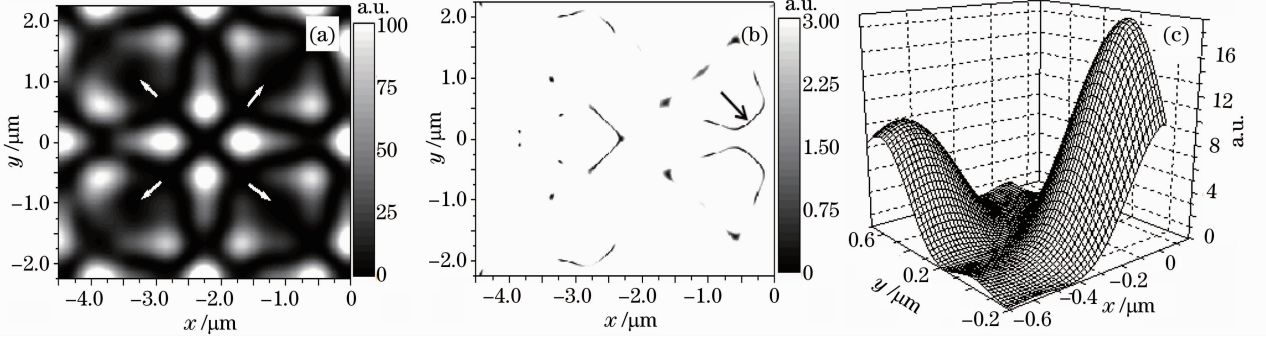


图 5 局部光强分布图。(a) 图 2(d) 中白色方形区放大图; (b) 最大光强值设为 3.0 的放大图; (c) 图 4(b) 中黑色箭头所指位置的三维光强分布图

Fig. 5 Detailed local intensity distribution patterns. (a) Magnified white square area for fig. 2(d); (b) magnified area for fig. 2(d) when the maximum light intensity is 3.0; (c) three-dimensional images corresponding to the zero-line in Fig. 4(b)

为了进一步分析光强零值线周围光强分布的情况, 根据

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2\omega}} \{ [(\nabla\xi)^2 + (\nabla\eta)^2]^2 - 4\omega \}^{1/4} \sqrt{(\nabla\xi)^2 + (\nabla\eta)^2 - \sqrt{[(\nabla\xi)^2 + (\nabla\eta)^2]^2 - 4\omega^2}}, \quad (9)$$

式中  $\omega \equiv |\mathbf{\Omega}| = |\nabla\xi \times \nabla\eta|$ ,  $\nabla\xi$  与  $\nabla\eta$  分别是光场复振幅  $U(x, y)$  的实部和虚部,  $\mathbf{\Omega}$  表示涡旋的状态。计算出了光强零值线附近光强等值线的离心率。如表 1 和表 2 所示。表 1 是图 4(c) 中光强零值

线上每一点周围的光强等值线的离心率, 表 2 是图 5(c) 中光强零值线上每一点周围的光强等值线的离心率, 其中  $x$  和  $y$  表示光强零值线上点的坐标,  $\epsilon$  表示光强等值线的离心率。

表 1 图 4(c) 中光强等值线的离心率

Table 1 Eccentricities of intensity contour in Fig. 4(c)

$x/\mu\text{m}$	-1.82	-1.82	-1.80	-1.80	-1.80	-1.78	-1.78	-1.77
$y/\mu\text{m}$	-2.35	-2.33	-2.32	-2.30	-2.28	-2.27	-2.25	-2.23
$\epsilon$	0.9984	0.9993	0.9998	0.9999	0.9996	0.9987	0.9969	0.9947

表 2 图 5(c) 中光强等值线的离心率

Table 2 Eccentricities of intensity contour in Fig. 5(c)

$x/\mu\text{m}$	-0.38	-0.37	-0.35	-0.33	-0.32	-0.30	-0.28	-0.27
$y/\mu\text{m}$	0.25	0.27	0.28	0.30	0.32	0.33	0.35	0.37
$\epsilon$	1.000	0.9999	1.000	1.000	1.000	0.9999	0.9999	0.9998

从表 1 和表 2 容易看出, 光强零值线上每一点周围的光强等值线的离心率都非常接近或等于 1。这说明光强零值线周围的等值线呈极扁的椭圆或抛

物线的形状, 光强分布的各向异性非常明显, 即在垂直于光强零值线上的方向上, 光强值的变化非常剧烈, 而沿着光强零值线方向光强值变化缓慢。

#### 4 特殊相位奇异点附近的相位分布和拓扑荷

分别计算了  $z=20.0 \mu\text{m}$  观察面上的点  $(-1.58 \mu\text{m}, -1.08 \mu\text{m})$  和  $(-1.80 \mu\text{m}, -2.83 \mu\text{m})$ ,  $z=30.0 \mu\text{m}$  的观察面上的点  $(-2.32 \mu\text{m}, 0.02 \mu\text{m})$  和  $(-1.63 \mu\text{m}, 0.58 \mu\text{m})$ ,  $z=40.0 \mu\text{m}$  的观察面上的  $(-7.25 \mu\text{m}, 0)$  点的特殊相位奇异点和  $z=100.0 \mu\text{m}$  的观察面上的点  $(-1.65 \mu\text{m}, -0.69 \mu\text{m})$  的普通相位奇异点周围微小圆周上的相位分布,并分别在图 6(a)~(f)中给出。为了探究特殊相位奇异点的拓扑荷,根据拓扑荷的计算公式

$$\Delta\varphi = \oint_l d\varphi = \oint_l \nabla\varphi \cdot d\rho = 2S\pi$$

式中  $l$  为围绕奇异点一微小圆周的闭合环路,则相位连续变化的值应该是  $2\pi$  的整数倍, $S$  为相位奇异点的拓扑荷,计算出了上述特殊相位奇异点和普通相位奇异点对应的拓扑荷值,并在相应图的右上角用符号  $S$  标记。微小圆周的半径为  $0.25 \mu\text{m}$ ,横坐标  $N$  表示按逆时针方向在圆周上所取的点的序号,  $\varphi$  表示微小圆周上所取点对应的相位值。

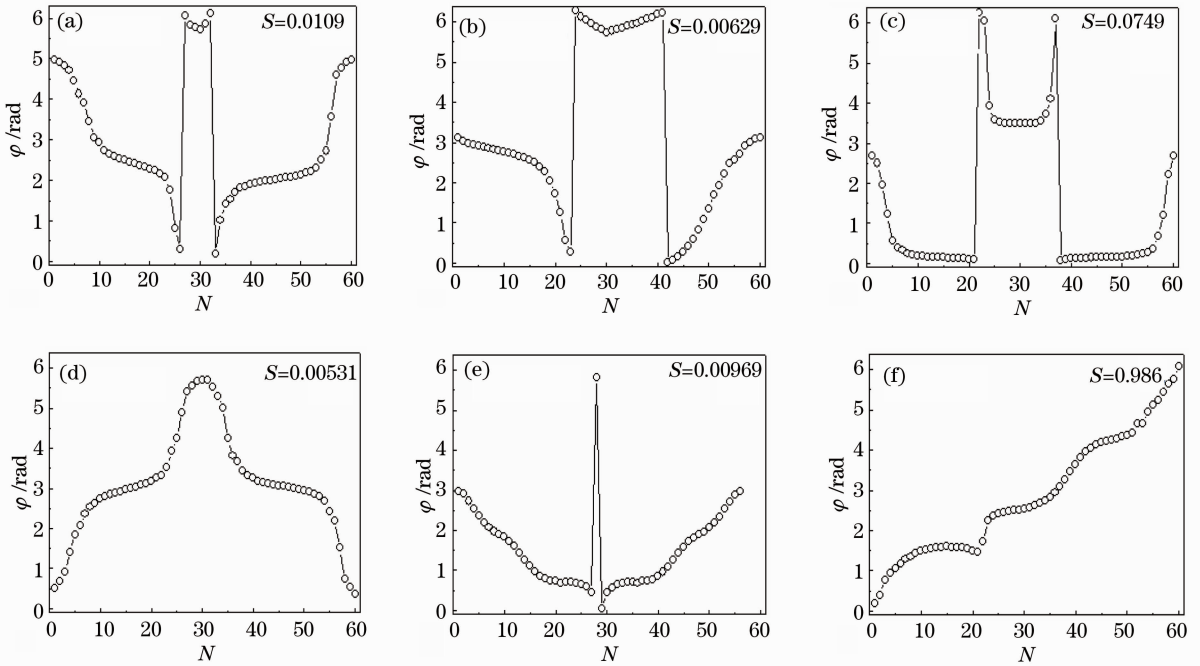


图 6 相位奇异点周围微小圆周上的相位分布图。(a)、(b)、(c)、(d)和(e)是特殊相位奇异点,(f)是普通相位奇异点  
Fig. 6 Phase distribution patterns on mini-circumferences around phase singularities. (a), (b), (c), (d) and (e) are special phase singularities, (f) is conventional phase singularity

从图 6 可以看出,特殊相位奇异点周围的相位值按逆时针方向先减小后增大或先增大后减小,并且几乎成对称分布,相位值在区间  $(0, 2\pi]$  上的变化不连续,有些区域相位值有缺失现象,而普通相位奇异点周围的相位按逆时针方向单调变化。从图 6(a)~(e)中  $S$  的值不难看出,特殊相位奇异点的拓扑荷的值近似等于零,即该点的拓扑荷值不等于整数也不等于分数。图 6(f)中拓扑荷  $S$  的值接近于 1。需要声明的是,拓扑荷  $S$  的值与零存在误差,原因与计算过程中微小圆周上所取点的个数有关,圆周上的点取的越多,误差就越小。

综上所述,得到如下结论,四圆孔径衍射屏在非涅耳深区形成的衍射光场的亮斑关于中心呈对称分

布。在距离衍射屏较近的观察面上,有很多光强零值线段,该线段上的光强等值线的离心率接近于或等于 1,其两侧的光强值变化非常剧烈。复振幅的实部和虚部零值线多为封闭的曲线,零值线交点的个数为偶数,并且正负奇异的个数相等。特殊相位奇异点周围的相位呈对称分布,该点拓扑荷出现了奇异现象。

为了解释 4 圆孔的衍射光场的光强和复振幅零值线分布的原因,分别给出了单圆孔和双圆孔圆心在坐标轴上时形成的衍射光场的光强和复振幅零值线的分布图。图 7(a)、(c)分别给出了圆孔圆心坐标为  $(22 \mu\text{m}, 0)$  的单孔和圆孔圆心坐标分别为  $(-22 \mu\text{m}, 0)$  和  $(22 \mu\text{m}, 0)$  的双孔在  $z=20 \mu\text{m}$  的观



察面上形成的光强分布图。图 7(b)、(d)分别是与图 7(a)、(c)相对应的复振幅零值线的分布图,图中

黑色的实线和虚线分别表示复振幅的实部和虚部零值线。

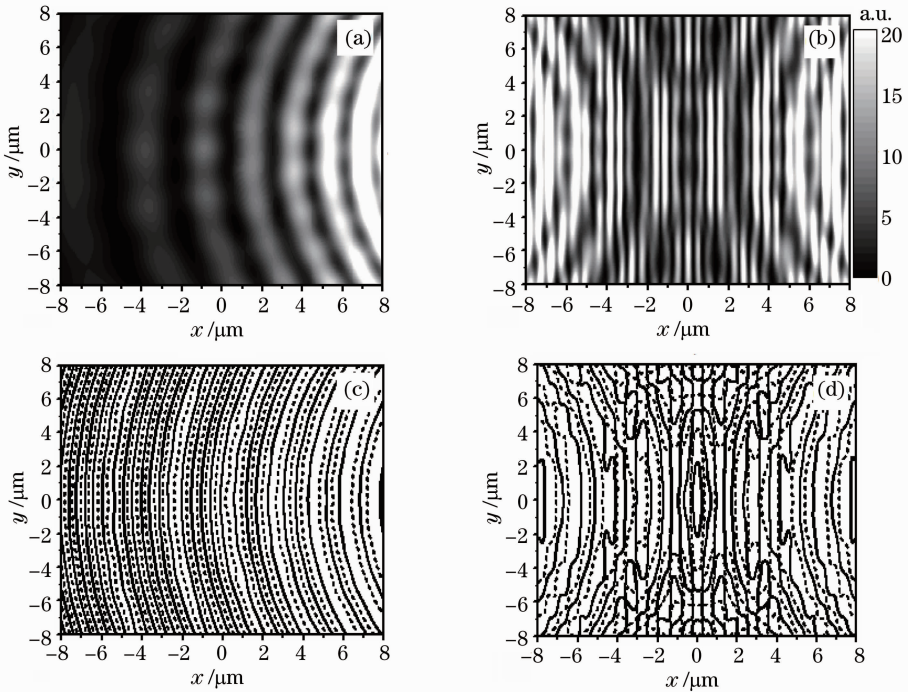


图 7 (a)、(b)  $x$  轴上单孔的光强和零值线的分布图; (c)、(d)分别给出了双孔的光强和零值线的分布图

Fig. 7 Intensity and zero-contour distribution patterns, (a) and (b) are generated by one-pinhole; (c) and (d) are generated by two-pinhole, respectively

从图 7(a)可以看出,圆心在  $x$  轴上的单个圆孔形成的衍射光强的分布,衍射条纹是以光强直透成分的中心为圆心的同心圆环的一部分,衍射圆环的次极大通过坐标的原点。从图 7(b)可以看出,实部零值线和虚部零值线也是同心的圆环的一部分,因此相位在沿水平方向上是连续变化的。这就是在图 2(a)和图 2(b)中看到的亮斑组成的圆弧状轮廓。图 7(c)为圆心都在  $x$  轴上的双圆孔形成的干涉光强的分布图,干涉图样在中心区域呈直条纹状,边缘区域的条纹发生弯曲,并且关于  $y$  轴成对称分布。从图 7(d)不难看出,零值线关于坐标轴呈对称分布,在沿  $x$  轴方向上相位连续变化,而在图样的上部和下部零值线有重合现象。从图 7(a)、(c)可以看出,图 2 和图 3 中亮斑分布和光强零值线形成的原因是,中心区域附近来自每一个圆孔的光强值相等,在中心处每一圆孔形成的衍射条纹光强的级次相同,虽然光强较弱,但干涉相长,所以干涉后的光强值较大。在边沿区域,由于来自每一圆孔衍射条纹的级次不相等,使得这些区域的亮斑的明暗程度分布不均匀。

## 5 结 论

利用基尔霍夫衍射理论详细研究了四圆孔衍射屏在菲涅耳深区形成的衍射光场的强度、相位奇异点和零值线的分布特性及演化过程,发现衍射光场中特殊相位奇异点周围的相位不仅呈对称分布,而且该点的拓扑荷的值趋于零的新现象。通过计算光强零值线上光强等值线的离心率的值,得出该位置的光强等值线呈极扁的椭圆或抛物线形状。这对研究相位奇异点的本质结构和新的奇异现象具有重要意义,并且对多圆孔干涉仪的设计有重要作用;也为准确理解和分析相位奇异点周围的相位分布提供了实验观察的依据。

## 参 考 文 献

- 1 A. L. Fetter. Vortices in an imperfect Bose gas. I. the condensate [J]. *Phys. Rev.*, 1965, **138**(2A): A429~A437
  - 2 J. F. Nye, M. V. Berry. Dislocations in wave trains [J]. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 1974, **336**(1605): 165~190
  - 3 N. Shvartsman, I. Freund. Vortices in random wave fields: nearest neighbor anticorrelations [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **72**(7): 1008~1011
  - 4 Zhang Shuai, Qiao Na, Zhang Bin *et al.*. Propagation properties of annular beams in a atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3103~3107
- 张 帅, 乔 娜, 张 彬 等. 环状光束在大气湍流中的传输特性

- [J]. 光学学报, 2010, **30**(11): 3103~3107
- 5 Li Hailian, Yang Dexing, Ren Xiaoyuan *et al.*. Experimental investigation of optical vortex generated by volume holography [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(2): 0503~0505  
李海莲, 杨德兴, 任小元 等. 体全息产生光学涡旋的实验研究 [J]. 光学学报, 2010, **30**(2): 0503~0505
- 6 Jiannong Chen, Yongjiang Yu, Feifei Wang. Production of annular flat-topped vortex beams [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2011, **9**(1): 011402
- 7 M. V. Berry, M. R. Dennis. Phase singularities in isotropic random waves[J]. *Proc. R. Soc. London A*, 2000, **456**(2001): 2059~2079
- 8 M. V. Berry, M. R. Dennis, M. Soskin. The plurality of optical singularities [J]. *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.*, 2004, **6**(5): S155~S156
- 9 W. Wang, S. G. Hanson, Y. Miyamoto *et al.*. Experimental investigation of local properties and statistics of optical vortices in random wave fields [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **94**(10): 103902~103905
- 10 O. Otto, C. Gutsche, F. Kremer *et al.*. Optical tweezers with 2.5 kHz bandwidth video detection for single-colloid-electrophoresis [J]. *Rev. Sci. Instr.*, 2008, **79**(2): 023710~023715
- 11 T. A. Wood, G. S. Roberts, S. Eaimkhong *et al.*. Faraday discuss, characterisation of microparticles with driven optical tweezers[J]. *Faraday Discussions*, 2008, **137**(10): 319~333
- 12 N. B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen *et al.*. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(1): 52~54
- 13 L. Wolf, E. Mandel. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. New York: Cambridge University Press, 1995
- 14 L. Kwanil, A. K. Jong, K. Kihwan *et al.*. Cold atoms in hollow optical systems[J]. *J. Korean Phys. Soc.*, 1999, **35**: 115~121
- 15 A. Berhnskis, A. MatijoSius, A. Piskarskas *et al.*. Conversion of topological charge of optical vortices in a parametric frequency converter [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **140**(4-6): 273~276

栏目编辑: 李文喆