

方形环孔和圆环孔形成的散斑场及相位奇异特性的理论分析和实验验证^{*}

刘 曼¹⁾²⁾ 程传福^{1)†} 宋洪胜¹⁾³⁾ 刘桂媛¹⁾³⁾ 滕树云¹⁾

1) (山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) (山东轻工业学院数理学院, 济南 250353)

3) (山东建筑大学理学院, 济南 250101)

(2009 年 5 月 3 日收到; 2009 年 5 月 21 日收到修改稿)

通过对方形环孔和圆环孔形成的散斑场及其相位奇异性的研究, 发现在某一平面上实部和虚部零值线的位置关系出现了复杂相切相交的情况, 复杂相切相交点也形成相位奇异, 并且其周围相位分布与传统的实部零值线与虚部零值线相交形成的奇异点周围相位的螺旋变化不同, 呈现出对称性和不连续性的特征. 方形环孔和圆环孔形成的散斑场的散斑颗粒分布与传统方孔不同, 受散射孔径的调制分别排成水平或竖直的条纹状轮廓和类似于圆形的轮廓, 在散斑场的局部光强图中出现了很多类似于圆形的黑暗区域, 称其为“光强暗核”, 其中心对应着一个相位分布较均匀的涡旋.

关键词: 散斑场, 相位奇异, 干涉场

PACC: 4225H, 4230K, 4230

1. 引 言

随机散斑场是相干光波经过随机介质或随机表面散射后而形成的一种复杂的随机光场, 其复振幅等于零的概率很大, 所以在散斑场的光强图中含有大量的光强零值点, 每个光强零值点处的相位都不能确定. 光强零值点称为相位奇异点, 光场相位围绕着相位奇异点螺旋增加或减小, 其等值线以该点为中心星形地向外辐射, 因而相位奇异点又称为相位涡旋^[1,2]. 随机光场的相位涡旋在光场相位奇异研究领域中具有非常重要的意义^[3,4], 现在仍是光场相位研究的重要和热点课题. 例如 Berry 和 Dennis^[5,6]利用统计光学、电磁场理论对散斑相位涡旋的密度和拓扑荷的统计特性进行了详细的理论证明, Wang 等^[7]通过实验验证了这一统计特性, 证明了散斑相位涡旋的核心结构. 之后, 他们又用相位涡旋过滤散斑图样产生的复解析信号作为局部散斑位移的指标, 提供了一种测量位移的新技

术^[8]. 最近, Freund 等^[9]通过实验对随机光场中的相位涡旋进行了研究, 发现正负涡旋和微观粒子一样可以互相屏蔽; Egorov 等^[10]测量了随机光场中的拓扑涡旋屏蔽; Zhang 等^[11,12]发现微波通过用数以百计的氧化铝球填充的聚苯乙烯泡沫塑料管道散射后, 出现了一种有趣的现象: 散斑场强度及其相位涡旋在某一范围内缓慢变化而在某些特定的频率发生突变和散斑相位随角度变化的统计特性. 散斑相位涡旋在地质结构和冰冠探测、医学检查、航天部件检测等众多领域有重要的应用前景.

本文从理论上研究了方形环孔和圆环孔形成的散斑场光强及其相位分布, 发现了如下一些新的现象: 1) 在某一平面上零值线的位置关系出现了复杂相切相交的现象, 复杂相切相交点附近的相位关于某相位区呈对称性分布; 2) 散斑颗粒的整体分布受散射孔径的调制分别排成水平与竖直的条纹状轮廓和类似于圆形的轮廓; 3) 在局部光强图中出现了一些光强暗核, 其中心与一个相位分布较均匀的涡旋相对应, 并且该点的实部零值线和虚部零值线

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB806003)、国家自然科学基金 (批准号: 10674085, 10874105) 和山东省优秀中青年科学家科研奖励基金 (批准号: 2007BS04031) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: chengchuanfu@sdu.edu.cn

相垂直。我们在实验上采用参考光和随机散射光干涉记录干涉光强,并从中提取出散斑场的方法,验证了方形环孔和圆环孔形成的散斑场中的上述新现象。到目前为止尚未有文献对方形环孔和圆环孔的散斑场光强及其相位奇异特性进行过论述。

2. 方形环孔和圆环孔形成的散斑场的数值计算

2.1. 散斑场的理论与计算方法

如图1所示,用波长为 λ 、振幅为1的一束平行激光光束垂直照射到一个环形孔上,然后被紧靠其后的位于 Ox_0y_0 坐标平面上的随机散射屏散射,则在夫琅禾费面 xyz_0 上 $Q(x,y)$ 点处形成的散射光场的复振幅的表达式为

$$F(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(x_0,y_0) \exp[-i4\pi h(x_0,y_0)/\lambda] \times \exp[-i2\pi(xx_0 + yy_0)/\lambda z] dx_0 dy_0, \quad (1)$$

其中 $h(x_0,y_0)$ 为随机表面的高度函数, z 为观察面和随机表面之间的距离, $P(x_0,y_0)$ 为散射区域的孔径函数。 $Q(x,y)$ 点处的光场还可用其实部 f_{re} 和虚部 f_{im} 或振幅 $A(x,y)$ 和相位 $\varphi(x,y)$ 来表示,

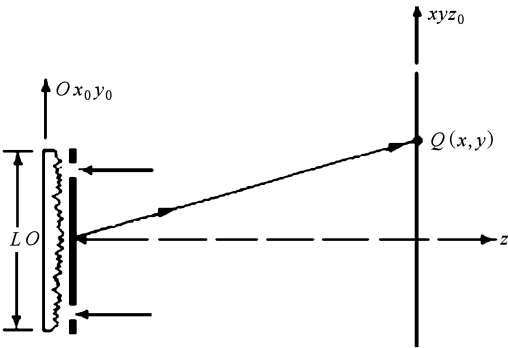


图1 表面光散射在夫琅禾费面上产生散斑场的示意图

$$F(x,y) = f_{re}(x,y) + if_{im}(x,y) = A(x,y) \exp[i\varphi(x,y)]. \quad (2)$$

由上式得到光强 $I(x,y)$ 和相位 $\varphi(x,y)$ 与实部和虚部之间的关系为

$$I(x,y) = f_{re}(x,y)^2 + f_{im}(x,y)^2, \quad (3)$$
$$\varphi(x,y) = \arctan(f_{im}/f_{re}). \quad (4)$$

利用上述理论,我们分别计算模拟了如图2方形环孔和圆环孔形成的散斑场的光强和相位分布。因为在随机表面散射区域内,散射孔径函数 $P(x_0,y_0)$ 为1,而在散射区域外为0,所以方形环孔的散射孔径函数 $P_s(x_0,y_0)$ 和圆环孔的散射孔径函数

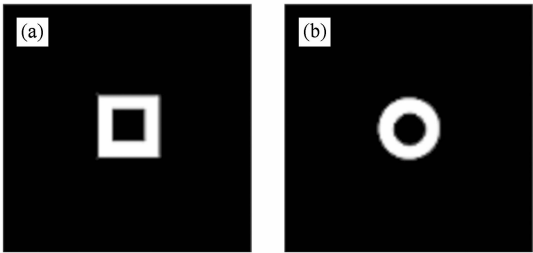


图2 散射屏前孔径示意图 (a)方形环孔,(b)圆环孔

$P_c(x_0,y_0)$ 可分别表示为

$$P_s(x_0,y_0) = \begin{cases} 1 & (b \leq |x_0|, |y_0| \leq a), \\ 0 & (\text{其他}), \end{cases} \quad (5)$$
$$P_c(x_0,y_0) = \begin{cases} 1 & (r_1 \leq \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \leq r_2), \\ 0 & (\text{其他}). \end{cases} \quad (6)$$

我们曾验证过高斯相关的随机表面产生的散斑场的零值线的位置关系与用随机数代替表面高度产生的相似^[13],本文为了计算的快捷,表面的高度函数 $h(x_0,y_0)$ 用随机数来代替。随机表面的范围设定为 $51.1\ \mu\text{m} \times 51.1\ \mu\text{m}$,其中包括 512×512 个取样点,同时设定 $z = 20\ \text{cm}$, $\lambda = 0.6328\ \mu\text{m}$ 。对于方形环孔,其孔径函数 $P_s(x_0,y_0)$ 中 $a = 25.5\ \mu\text{m}$, $b = 20.0\ \mu\text{m}$;对于圆环孔,其孔径函数 $P_c(x_0,y_0)$ 中内半径 $r_1 = 15.0\ \mu\text{m}$,外半径 $r_2 = 25.5\ \mu\text{m}$ 。

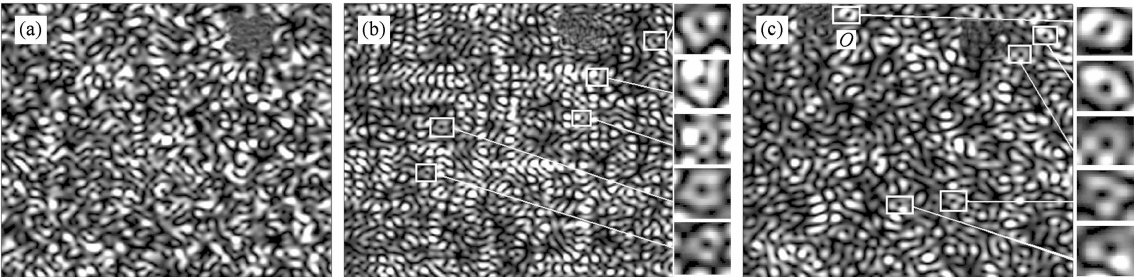


图3 散斑场光强灰度图 (a)方孔,(b)方形环孔,(c)圆环孔

将这些参量代入(1)式,再利用(2)一(4)式便得到夫琅禾费面上散斑场复振幅 $F(x, y)$ 的实部 f_{re} 和虚部 f_{im} 及光强 $I(x, y)$ 和相位 $\varphi(x, y)$ 的离散数值.

将图3(a),(b),(c)分别给出了采用方孔、方形环孔和圆环孔而得到的散斑光强的灰度图,其灰度等级都为32,灰度的取值范围分别为0—80,0—32和0—48,显示的范围都为10.0 cm×10.0 cm,其中图3(a)是为了与方形环孔和圆环孔形成的散斑场作比较而给出的.

图3(b),(c)与图3(a)相比,从图3(b),(c)的整体容易看出,散斑颗粒的分布是有规律的,并分别排成水平与竖直的条纹状轮廓和类似于圆形的轮廓;更有趣的是,通过仔细观察我们会发现,在图3(b),(c)的局部区域内还有一些周围较亮而中间较黑暗的区域,其形状类似于圆形,我们称这样的区域为“光强暗核”,在图3(b)和(c)中已用白色矩形线框标出,为了便于观察,在每幅图的右侧分别对其进行了放大显示,并用白色的细线将白色矩

形线框与它们自身放大的图连接在一起.

除了方形环孔和圆环孔形成的散斑场光强图中的上述现象之外,我们重点研究其相位分布.为此,我们给出了实部和虚部的零值线图,如图4所示.图4(a),(b),(c)分别给出了方孔、方形环孔和圆环孔形成的散斑场局部零值线图,其中粗线和细线分别为散斑场复振幅实部和虚部的零值线.

由图4可以看出,散斑场复振幅的实部和虚部零值线除了传统的相切(在图4(c)中用 A' 点标出)和重合(在图4(c)中用线段 $B'C'$ 标出)^[13]外,在图4(b)和(c)中用虚线圆环还圈出了三条零值线相遇点,其中在图4(b)中分别用 E, F, G 标出,在图4(c)中分别用 H, P, Q 标出,并称之为实部虚部零值线的复杂相切相交点.为了能够清楚地看出这些复杂相切相交点附近的实部和虚部的零值线,我们把它们放大后分别示于图4(b)和(c)右侧,并从上至下按字母顺序排列,用黑色的虚线将放大的图与虚线圆环相连.此外,图4(c)中的 O 点标出了图3(c)中光强暗核 O 的中心位置.

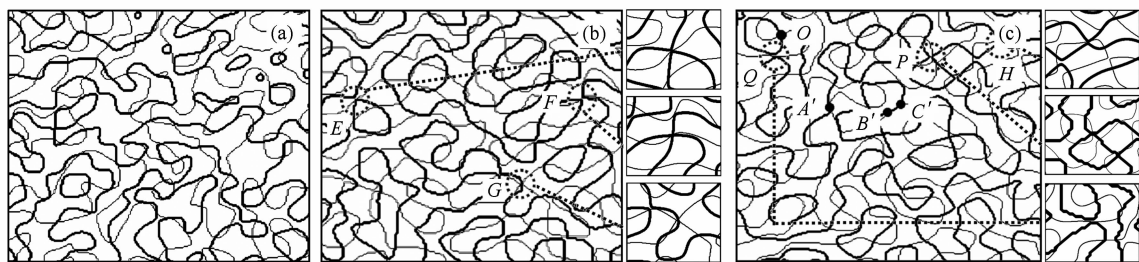


图4 散斑场局部零值线图 (a)方孔,(b)方形环孔,(c)圆环孔

从图4(b),(c)右侧放大的实部和虚部零值线图可以看出,复杂相切相交点附近的零值线的位置关系可分为两类,第一类:三条零值线同时相切于一点,如图中 E, G, H, P, Q 处;第二类:在两条实部零值线相切的同时恰好有一条虚部零值线通过切点并与两实部零值线都相交,如图4(b)中的 F 处.图4(c)中 O 处的实部零值线和虚部零值线互相垂直.

为了分析零值线复杂相切相交点和零值线正交点附近的相位分布,我们分别给出了与图4(a),(b),(c)的零值线相对应的相位分布的灰度图,如图5(a),(b),(c)所示,其灰度的取值范围是从 $-\pi$ 到 π ,灰度等级为8,所以对于传统的相位涡旋,从每个涡旋点辐射出八条等相线,每条等相线代表区间 $(-\pi, \pi]$ 上的一个相位值,相邻等相线的相位值

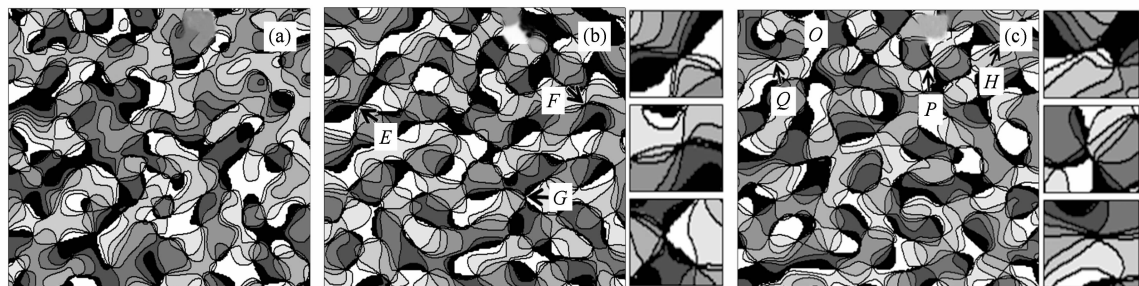


图5 散斑场相位分布图 (a)方孔,(b)方形环孔,(c)圆环孔

相差 $\pi/4$,由此将涡旋周围的相位分成八个区域.图 5(b),(c)与图 4(b),(c)中相同字母标记的散射光场中的位置相同,并且右侧放大的图的排列顺序也相同.

不难看出,对于复杂相切相交点,如图 5 中 E, F, G, H, P, Q 处各有 5 条等相线相遇,其周围都聚集了第一、二、三、四 4 个象限的相位,例如绕着 E 点沿着顺时针方向,从图中箭头末端开始,相位从第一象限 $\rightarrow$ 第二象限 $\rightarrow$ 第三象限 $\rightarrow$ 第四象限 $\rightarrow$ 第三象限 $\rightarrow$ 第二象限 $\rightarrow$ 第一象限,相位值先递减后递增, E 点附近缺少区间 $(-\pi/4, \pi/4)$ 上的相位值,相位关于 E 处箭头所在方向呈对称分布. F 点附近缺少区间 $(-\pi, -3\pi/4), (3\pi/4, \pi)$ 上的相位值, G 点附近缺少区间 $(\pi/4, 3\pi/4)$ 上的相位值, H 和 P 点附近缺少区间 $(-\pi/4, \pi/4)$ 上的相位值、 Q 点附近缺少区间 $(3\pi/4, \pi)$ 上的相位值. 虽然以上各点周围都聚集了第一、二、三、四 4 个象限的相位,相位连续变化的范围大于 $3\pi/2$ 而小于 2π ,以上各点附近的相位关于各自所在处的箭头方向呈对称分布,因此不能形成传统意义上的相位涡旋. 图 5(c)中 O 点周围的相位分布比较均匀,相位围绕着该点按顺时针方向递增,相位连续变化的范围为 2π ,该涡旋是传统意义上的相位涡旋.

综上所述,我们得到如下结论:在方形环孔、圆环孔形成的散斑场中,1)散斑颗粒的整体分布受散射孔径的调制分别排成水平与竖直的条纹状轮廓和类似于圆形的轮廓;2)在局部区域出现了一些光强暗核,其中心与一个相位分布较均匀的涡旋相对应,并且该点的实部零值线和虚部零值线相垂直;3)三条零值线复杂相切相交点(或者说相遇点)也形成相位奇异,其周围的相位具有对称性和不连续性的特征.

2. 2. 散斑场的相位和强度分布机理的讨论

为了分析方形环孔和圆环孔形成的散斑场中出现的零值线复杂相切相交点附近相位对称分布的机理,我们给出了零值线的示意图 6. 图中粗线为散斑场复振幅的实部零值线,其两侧加黑的“+”

“-”号分别表示实部的正负区域;细线为散斑场复振幅的虚部零值线,其两侧的“+”“-”号分别表示虚部的正负区域,带箭头的虚线标明了相位连续变化的方向.

从图 6 可以看出,当三条零值线相遇于一点时,它们把周围的相位分成六个区域,我们分别用 $A_a, B_a, C_a, D_a, E_a, F_a$ 来表示. 根据图中的正负号,不难看出图 6(a)中, A_a 区域各点的相位在第一象限; B_a, D_a 区域各点的相位在第二象限; C_a, E_a 区域各点的相位在第三象限; F_a 区域各点的相位在第四象限. 在图 6(b)中, A_a 区域各点的相位在第四象限; B_a, D_a 区域各点的相位在第三象限; C_a, E_a 区域各点的相位在第二象限; F_a 区域各点的相位在第一象限.

从图 6 还可看出,沿着图中的虚线箭头方向,无论是逆时针($A_a \rightarrow B_a \rightarrow C_a \rightarrow F_a$),还是顺时针($A_a \rightarrow D_a \rightarrow E_a \rightarrow F_a$),相位都连续递增或连续递减,所以图 6 中零值线复杂相切相交点附近的相位关于 A_a, F_a 区域呈对称分布. 当零值线两侧的正负号变化时,相位连续变化的方向会发生变化,但仍关于 A_a, F_a 区域呈对称分布,因而不能形成传统意义上的相位涡旋.

对于散斑光强图中出现的光强暗核现象,我们经过分析认为:环形孔的散斑场光强自相关函数有次极大,当光波通过环形孔时,低频成分被滤除,只有高频成分通过,高频成分被随机表面散射后,在散斑场的强度图中便出现了一些类似于圆形的黑暗区域.

下面我们通过实验对上述现象进行验证,并且通过遮挡方形环孔的各条缝,来讨论方形环孔和圆环孔的散斑场强度图中散斑颗粒规则排列的成因.

3. 环形孔的散斑场的实验研究

3. 1. 散斑场干涉强度的记录和散斑场的提取

为了从干涉图像中提取散斑场的复振幅及其相

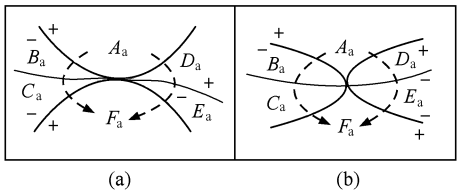


图 6 零值线示意图 (a) 三条零值线相切, (b) 三条零值线相交

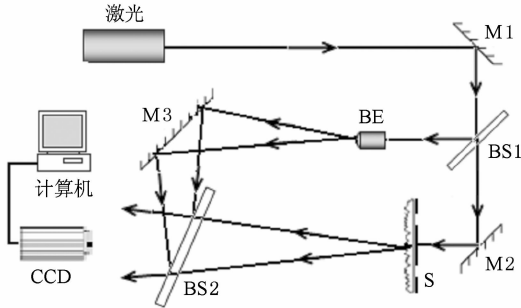


图 7 实验装置示意图

位,我们在实验中利用随机散射光和参考光进行干涉来获得干涉图像,实验装置如图 7 所示.

从氦氖激光器发出的波长为 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 的光波被平面反射镜 M1 反射后,经半透半反的分光镜 BS1 形成两束光,让其中一束光经过针孔滤波器 BE,再经平面反射镜 M3 形成参考光;让另一束光经平面反射镜 M2 反射后,再垂直照射到一个方形环(或圆环)孔上(方形环孔的外边长约为 2 mm,内边长约为 1 mm,圆环孔的外直径约为 2 mm,内直径约为 1 mm),然后被紧靠其后的随机散射屏(毛玻璃)S 散射,便可形成随机散射光. 最后,随机散射光和参考光经过半透半反的分光镜 BS2 后发生干涉,干涉图像由 CCD 采集并传输到计算机进行观察和记录. 我们在实验过程中,使用的是 Cascade-1K 型的高灵敏度低噪声的科学 CCD,它有 1004×1002 个像素,像素大小为 $8 \mu\text{m}$. 为了避免参考光过强影响干涉条纹的对比度和损坏 CCD,我们使用的 BS1 是透过率为 70%、反射率为 30% 的半透半反镜,并在分光镜 BS1 和平面反射镜 M2 之间加了一个衰减片,使参考光与物光的强度相当,以提高干涉条纹的对比度.

图 7 中随机散射光和参考光都为球面光波,为了使干涉强度的各级频谱分开,即为了得到平行且等间距的干涉条纹,我们将随机散射屏 S 放在行程为 20 cm 的移动平台上,用来调节其前后的位置,使随机散射光和参考光到达 CCD 的光程相等,最后通过调节分光镜 BS2 的方向微调旋钮来调节干涉条纹的方向及疏密程度. 因为我们在实验过程中用的方形环孔、圆环孔较大,为了得到适当大小的散斑颗粒,以便准确提取散斑场,所以没有将散射光和参考光变成平行光束.

我们首先去掉参考光路,使 CCD 尽可能靠近随机散射屏采集了一幅散斑颗粒较小的图样,图 8 给出的是局部的强度分布图样. 图 8 的光强分布与理论计算的结果十分相像,其中略有差别,可能是由于散射孔径不规则造成的,其中的光强暗核也同图 3 中的一样用白色矩形框标出,同时,在图右侧对其进行了放大.

下面我们给出从干涉强度数据中提取散斑场复振幅实部和虚部的方法^[14-16],设随机散射光 $U(x, y)$ 和参考光 $R(x, y)$ 的复振幅分别为

$$\begin{aligned} U(x, y) &= A'_{\text{re}}(x, y) + iA'_{\text{im}}(x, y) \\ &= \frac{A'}{r} \exp[i\varphi'(x, y)], \end{aligned} \quad (7)$$

$$R(x, y) = \frac{A'_R}{r} \exp[i2\pi(f_{0x}x + f_{0y}y)], \quad (8)$$

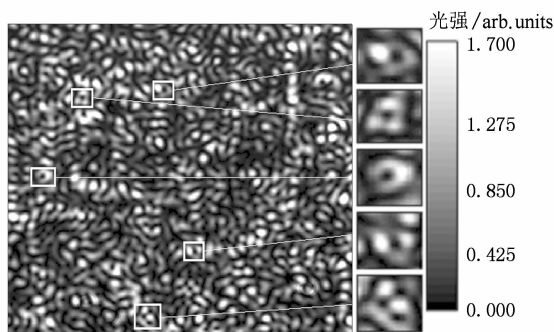


图 8 实验采集的环孔的光强分布图

其中, r 分别为从散射屏 S 和针孔滤波器 BE 发出的球面光波到达 CCD 的距离, $A'_{\text{re}}(x, y)$ 和 $A'_{\text{im}}(x, y)$ 分别为散射光场复振幅的实部和虚部, A' 为振幅, $\varphi'(x, y)$ 为其相位, 取值区间为 $(-\pi, \pi]$, A'_R, f_{0x} 和 f_{0y} 分别为参考光的振幅和空间频率. 则干涉场光强为

$$I'(x, y) = |U(x, y) + R(x, y)|^2. \quad (9)$$

对(9)式进行正傅里叶变换后,得到其频谱,把正一级频谱平移到坐标原点处,对得到的数据进行逆傅里叶变换,便可得到散斑场的复振幅 $U(x, y)$, 再根据(2) — (4)式可得到散斑场的零值线、相位和强度的分布图,如图 9 所示.

图 9(a)给出了 CCD 直接采集的一幅随机散射光和参考光相干涉的局部的强度图,图 9(b)给出了去掉参考光后用 CCD 直接采集的一幅散斑场的强度分布图,图 9(c)给出了利用图 9(a)中的干涉强度数据提取出的散斑场的实部和虚部的数据后,利用(4)式可得到强度分布图,图 9(d)给出了根据提取的散斑场实部和虚部的数据而得到的零值线图,其中粗线和细线分别为散斑场复振幅的实部、虚部的零值线. 图 9(a), (b), (c), (d)对应着同一个光场区域.

从图 9(a)可以看出,随机散射光和参考光的干涉条纹几乎是平行分布的,这就保证了干涉强度的频谱是分离的. 对比图 9(b), (c)不难看出,利用干涉法提取的散斑场强度分布与用 CCD 直接采集的相同,在图 9(b)的散斑场中存在一些噪声信号,使得图像不清晰,而在图 9(c)中已经不存在噪声的影响,这说明两次傅里叶变换对实验数据中的噪声进行了有效的过滤. 图 9(d)中, A, B 和 C 处黑色虚线圆圈内为零值线复杂相切相交的位置,这表明实验提取的零值线的位置关系和理论计算模拟的结果是一致的.

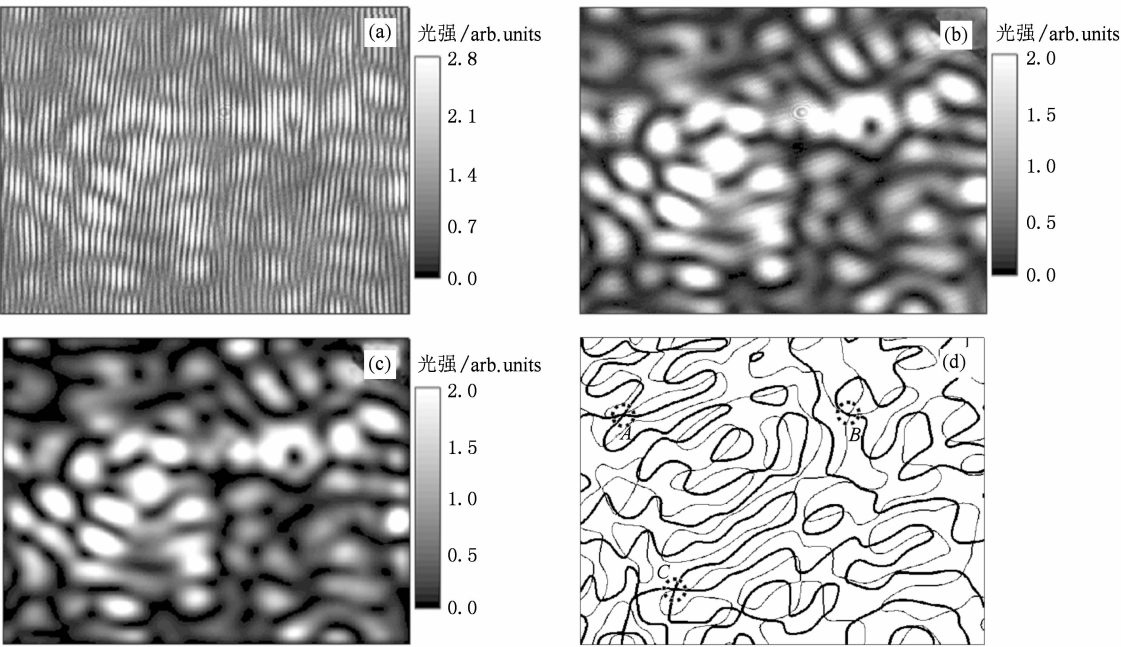


图9 散斑场的零值线和强度分布图 (a)干涉场强度分布图,(b)CCD 采集的散斑场强度分布图,(c)提取的散斑场强度分布图,(d)提取的零值线图

3. 2. 环形孔形成的散斑场中散斑颗粒规则排列的实验解释

为了分析方形环孔和圆环孔的散斑场中散斑颗粒的规则排列的形成机理,我们以方形环孔为例,在实验过程中遮挡住部分孔,每次仅让方形环孔的 4 条缝中的一条缝透光,采集相应的干涉图像,

来提取通过每一条缝的散斑场。
图 10(a),(b),(c),(d)分别给出了用 CCD 直接采集的方形环孔的上、下、左、右 4 个缝分别透光时的局部散斑光强分布。从图 10 可以看出,光波通过方形环孔的每一条缝时,散斑颗粒比没遮挡时变长,并呈现出条纹状,散斑颗粒的走向与缝的方向垂直。

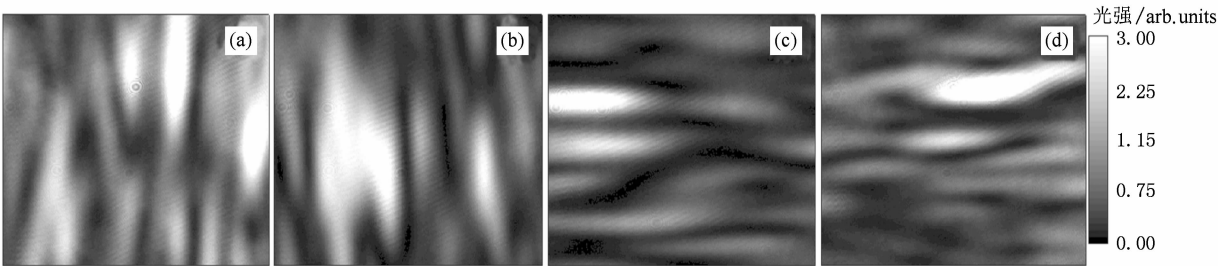


图 10 方形环孔的上、下、左、右 4 个缝分别透光时的散斑场光强分布图 (a)上缝透光,(b)下缝透光,(c)左缝透光,(d)右缝透光

我们知道 CCD 产生的噪声相对于干涉图像来说属于高频成分,所以在对干涉图像的强度数据进行正傅里叶变换后的频谱面上,高频噪声的频谱应该分布在干涉图像的频谱区域的周围,甚至远离其区域。散斑颗粒变长后,其频谱形状变得扁而长。在对干涉强度数据进行正傅里叶变换后,我们通过反复调试频谱输出面的大小,使其既能全部包含正

一级频谱,又能过滤掉高频的噪声信号。又由于 4 个缝的干涉强度的频谱中心不同,为了提高透过 4 个缝的光波相干涉的强度分布的精确度,我们先找出每条缝的干涉强度的频谱中心,然后确定一个共同的中心,使每一个正一级频谱都平移到该点之后,再进行逆傅里叶变换。

图 11(a),(b),(c),(d)是我们根据干涉场强

度提取的上、下、左、右 4 个缝分别透光时的光强分布,和图 10(a),(b),(c),(d)相对应. 图 10 和图 11 的灰度等级都为 32. 利用干涉图样提取数据时,由于受到干涉场中参考光与散射光的相对强度以

及在计算过程中所采用的单位的影响,所以两幅图的灰度取值范围不同. 对比图 10 和图 11 不难看出,提取的散斑场强度分布和直接用 CCD 采集的结果非常符合.

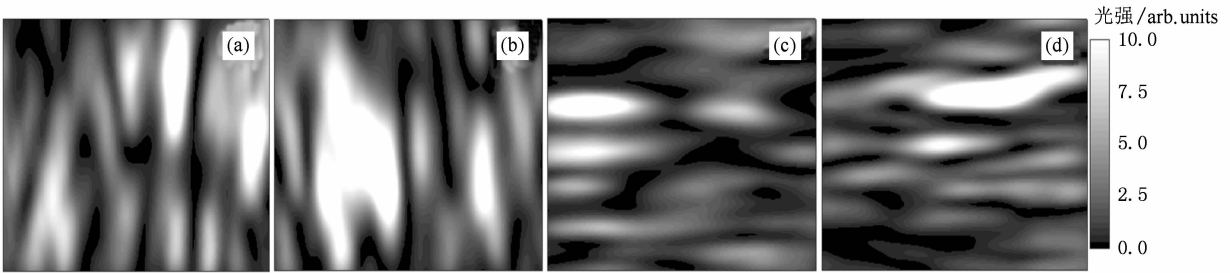


图 11 提取的方形环孔的上、下、左、右 4 个缝的散斑场光强分布图 (a)上缝透光,(b)下缝透光,(c)左缝透光,(d)右缝透光

图 12(a),(b),(c)是根据提取的方形环孔各缝的散斑场的实部和虚部合成的强度图,它们分别为方形环孔 2 条缝、3 条缝和 4 条缝透光光相干涉的结果. 图 12 (d),(e),(f) 分别是与图 12(a),(b),(c)相对应的零值线分布图.

从图 12(a)可以看出,透过方形环孔上下两条缝的光相干涉时,散斑颗粒比通过一条缝时的变窄变短,一些颗粒联在一起,其排列的轮廓就是干涉条纹的轮廓. 从图 12 (b)和(c)可以看出,当光透过 3 条缝和 4 条缝相干涉时,散斑颗粒变得更短,并在图 12(c)右上角出现了“光强暗核”现象. 图 12

(c)和图 9 (c)的强度分布图不完全相同的原因是:我们在合成光强时,没有去除方形环孔 4 条缝中两两重叠部分的光场. 从图 12(d),(e),(f)可以看出,实部零值线与虚部零值线交点之间的零值线段逐渐变短,即零值线变得密集,所以当方形环孔的四条缝都透光时,其光场干涉的结果是:散斑颗粒排列的轮廓呈条纹状,并且有些散斑颗粒围成了周围亮中间暗的类似于圆形的区域. 可以想象,当方形环孔变成圆环孔时,其散斑场中的散斑颗粒会按类似于圆形的轮廓排列.

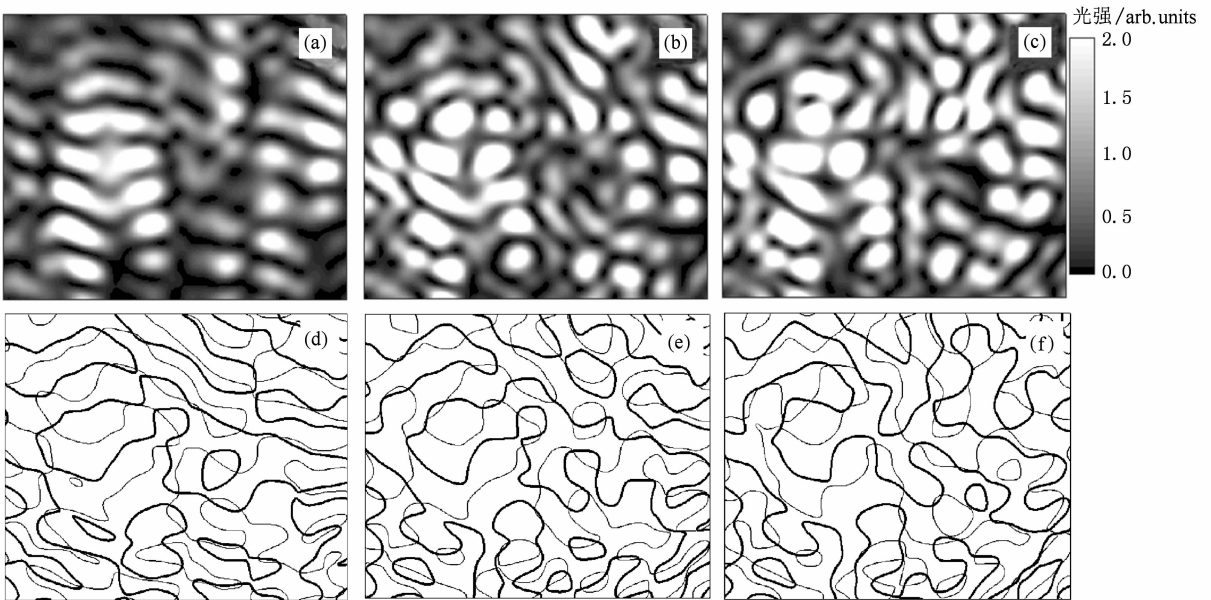


图 12 2 条、3 条和 4 条缝透光时合成的光强分布图与相应的零值线图 (a),(d)为 2 条缝透光时合成的光强分布与零值线图;(b),(e)为 3 条缝透光时合成的光强分布与零值线图;(c),(f)是 4 条缝透光时合成的光强分布与零值线图

4. 结 论

本文从理论上详细研究了方形环孔和圆环孔形成的散斑场及其零值线复杂相切相交情况下的相位奇异性,并分析了它们形成的机理. 在实验

过程中,利用参考光和随机散射光相干涉,提取了方形环孔的散斑场复振幅的实部和虚部,分析了“光强暗核”的形成、散斑颗粒规则排列的原因,这对于进一步研究散斑场的新规律和新的奇异现象具有重要的意义.

[1] Berry M V 1978 *J. Phys. A* **11** 27

[2] Harris M 1995 *Contemp. Phys.* **36** 215

[3] Cheng K, Lü B D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 250 (in Chinese) [程科、吕百达 2009 物理学报 **58** 250]

[4] Liu P S, Lü B D, Pan L Z 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1752

[5] Berry M V, Dennis M R 2000 *Proc. R. Soc. London A* **456** 2059

[6] Dennis M R 2001 *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **4403** 13

[7] Wang W, Hanson S G, Miyamoto Y, Takeda M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 103902

[8] Wang W, Tomoaki Y, Reila I, Atsushi W, Yoko M, Mistsuo T 2006 *Opt. Express* **14** 120

[9] Freund I, Egorov R I, Soskin M S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2182

[10] Egorov R I, Soskin M S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103901

[11] Zhang S, Hu B, Sebbah P, Genack A Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 063902

[12] Zhang S, Genack A Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 203901

[13] Liu M, Cheng C F, Song H S, Teng S Y, Liu G Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5376 (in Chinese) [刘 曼、程传福、宋洪胜、滕素云、刘桂媛 2009 物理学报 **58** 5376]

[14] Takeda M, Ina H, Kobayashi S 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 156

[15] Macy W 1983 *Appl. Opt.* **22** 3898

[16] Song H S, Cheng C F, Liu M, Teng S Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7654 (in Chinese) [宋洪胜、程传福、刘 曼、滕素云、张宁玉 2009 物理学报 **58** 7654]

Theoretical analysis and experimental verification on speckle fields produced by the square loop aperture and circular ring aperture and their phase singularities^{*}

Liu Man¹⁾²⁾ Cheng Chuan-Fu^{1)†} Song Hong-Sheng¹⁾³⁾ Liu Gui-Yuan¹⁾³⁾ Teng Shu-Yun¹⁾

1) (College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

2) (School of Mathematical and Physical Sciences, Shandong Institute of Light Industry, Jinan 250353, China)

3) (School of Science, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China)

(Received 3 May 2009; revised manuscript received 21 May 2009)

Abstract

The speckle fields and their phase singularities produced respectively by the square loop aperture and circular ring aperture are studied. It is found that the zero-contour of the real and imaginary parts occurs in the complicated tangential and intersectional situations. The tangential and intersectional points can also form phase singularities, around which the phase distribution shows the characteristics of symmetry and discontinuity, which differs from the spiral distribution around the traditional singular points formed by the zero crossings of the real and imaginary parts. The speckle particle distributions in the speckle fields produced by the square loop aperture and circular ring aperture is different from those by the traditional square aperture, and the speckle particle distributions are modulated by the scattering aperture, in stripes of horizontal or vertical outlines and circular outlines respectively. In addition, an interesting phenomenon occurs that a lot of disc-like dark regions appear in the intensity pattern of the speckle fields. We call it “light intensity dark nucleus”, whose center corresponds to a vortex with homogeneous phase distribution.

Keywords: speckle fields, phase singularity, interference field

PACC: 4225H, 4230K, 4230

^{*} Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB806003), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674085, 10874105), and the Reward Foundation for Distinguished Middle-aged and Young Scientists of Shandong Province, China (Grant No. 2007BS04031).

[†] Corresponding author. E-mail: chengchuanfu@sdnu.edu.cn