

大散射角散斑场中有关相位奇异新特性的研究

宋洪胜 刘桂媛 张宁玉 庄桥 程传福

New features of the speckle phase singularity produced in large angle scattering

Song Hong-Sheng Liu Gui-Yuan Zhang Ning-Yu Zhuang Qiao Cheng Chuan-Fu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 084210 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.084210

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084210>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[利用近前向散射图样识别单粒子形状的理论研究](#)

[Shape classification of single aerosol particle using near-forward optical scattering patterns calculation](#)

[物理学报.2015, 64\(5\): 054202 http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054202](#)

[连续相位板面形的随机特性研究](#)

[Surface stochastic characteristics of continuous phase plate](#)

[物理学报.2014, 63\(16\): 164203 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164203](#)

[应用改进的物理光学法和图形计算电磁学近似算法快速计算导体目标电磁散射特性](#)

[Fast computation of electromagnetic scattering characteristics from conducting targets using modified-physical optics and graphical electromagnetic computing](#)

[物理学报.2014, 63\(16\): 164202 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164202](#)

[表面颗粒污染物诱导薄光学元件初始损伤的机理](#)

[Mechanism of original damage of thin optical components induced by surface particle contamination](#)

[物理学报.2014, 63\(13\): 134201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134201](#)

[菲涅耳深区散斑强度统计特性及演化](#)

[Statistical characteristics and variation of speckle intensity in deep fresnel diffraction region](#)

[物理学报.2014, 63\(9\): 094201 http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094201](#)

大散射角散斑场中有关相位奇异新特性的研究*

宋洪胜¹⁾† 刘桂媛¹⁾ 张宁玉¹⁾ 庄桥¹⁾ 程传福²⁾

1)(山东建筑大学理学院, 济南 250101)

2)(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2014年11月11日收到; 2014年12月09日收到修改稿)

利用散斑场和参考光的干涉提取散斑场复振幅和相位, 研究了不同散射角下散斑场相位的分布规律以及相位奇异处光波复振幅实部零值线和虚部零值线夹角、光强等值线离心率的统计特性. 在大散射角散斑中发现了一种新的相位奇异现象, 即相位奇异线; 研究了相位在跨越奇异线时的突变规律及涡旋状相位的分布特征, 发现在相位奇异线处存在着呈双曲线或抛物线状的光强等值线.

关键词: 相位奇异, 散斑, 离心率, 统计规律

PACS: 42.25.Fx, 42.30.Ms, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.64.084210

1 引言

光波经表面高度随机起伏的粗糙表面散射后形成散斑, 文献[1, 2]已经对散斑的强度及复振幅等参量的统计规律进行了研究, 发现散斑强度具有负指数的概率分布密度, 复振幅呈圆形高斯分布, 相位在区间 $[-\pi, \pi]$ 上均匀分布, 并称之为圆形高斯散斑. 相位奇异指的是光场中振幅为零, 即光强为零处相位不确定的现象, 在相位奇异周围相位等值线呈涡旋状分布, 称之为相位涡旋. 迄今, 相位奇异已得到广泛研究, 包括奇异点处光束的产生、传输和特性以及光涡旋在光镊、光学孤子涡旋和量子通信等现代光学领域中的应用等^[3–12]. 对相位奇异的深入研究逐渐发展为现代光学的一个新分支——奇点光学(singular optics)^[6,13]. 散斑中相位奇异的研究受到越来越多的关注, 我们知道相位奇异点是波函数的一阶零点, 奇异点处波函数实部和虚部的偏微分决定了相位奇异的结构^[14]. 在一个高斯散斑场中, 相位奇异个数的密度相当大, 为 $1/(2A_{coh})$, A_{coh} 为光场的相干面积, 它也等效于散

斑颗粒的特征长度, 可见平均每个散斑颗粒对应一个相位奇异^[14–17], 且在一个高斯散斑场中, 临近的一对涡旋在符号上强烈地反相关^[18]. Berry 和 Dennis^[19]研究了相位涡旋的相关性. Wang 等^[20]第一次在实验中直接提取出散斑场的相位涡旋之后, 人们逐步开始了散斑场相位涡旋的实验研究, 在环绕相位奇点的椭圆形等光强曲线及其离心率的统计分布等诸多领域取得了重要成果^[21–24]. 但是国内外的研究都是面向旁轴散射的传统散斑, 本研究团队也长期从事该领域的研究, 并对高斯散斑场相位奇异和传播规律以及大散射角度处各向异性散斑的强度统计特性进行了一系列研究^[25–27]. 本文把相位奇异的研究拓展到大角度散射区域, 研究大散射角散斑场中相位奇异的构成和统计规律. 发现当散射角度较大时散斑场中出现线状的相位奇异, 称之为相位奇异线, 在奇异线处波函数实部零值线和虚部零值线重合, 且等光强曲线不再是椭圆形状, 而是呈抛物线或双曲线的形状, 从而导致大散射角散斑场中相位奇异处波函数实部零值线和虚部零值线夹角及等光强曲线离心率等的统计分布发生了非常明显的变化.

* 山东省优秀中青年科学家科研奖励基金(批准号: BS2013DX030)和国家自然科学基金(批准号: 11374193, 11204161)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hshsong@sdjzu.edu.cn

2 不同散射角散斑场复振幅的实验提取

我们利用散斑场和平面参考光的干涉及傅里叶变换的方法在实验中提取不同散射角下散斑场的复振幅, 实验装置如图1所示。大功率半导体抽运绿光激光器(Verdi V-5型)输出的波长为532 nm的光波经过透射与反射强度比值 $T : R = 9 : 1$ 的分光镜BS1后形成两条光束, 其中反射光束经过滤波扩束装置BE、准直透镜L1和平面反射镜M1后形成平面参考光, 而透射光束经平面反射镜M2后再垂直穿过一个直径为1 mm的圆形小孔及与之紧靠的随机散射物(毛玻璃)RS形成随机散射光, 即散斑场, 毛玻璃上散射区域位于透镜L2(焦距为24 cm)的前焦面上, 把通过透镜L2的散斑场作为物光, 最后参考光和物光经过 $T : R = 1 : 1$ 的分光镜BS2后形成的干涉图样由电荷耦合器件(CCD)采集并传输到计算机进行观察和记录。实验中使用的是Cascade-1K型的科学CCD, 它具有 1004×1002 个像素, 像素间距为8 μm 。然后通过改变L2, BS2以及CCD的位置和方向可以对不同散射角 θ 处的散斑场进行测量。由于散射角 θ 较大时散斑场是由高频散射光波组成, 其强度相对于近轴区域会迅速减弱, 为了得到清晰的散斑图像, 激光器的输出功率不能太小, 实验中控制在2 W左右。这种情况下参考光强度就会远大于散斑场平均强度, 因此使参考光束在滤波扩束之前先垂直通过若干个中性密度衰减片A进行衰减, 使其与散斑场强度相当。通过水平和垂直转动分光镜BS2可以改变散斑场和参考光的夹角, 从而调节干涉条纹的方向及疏密程度。利用该装置记录下干涉数据后就可以通过下面的计算提取出散斑场的复振幅。

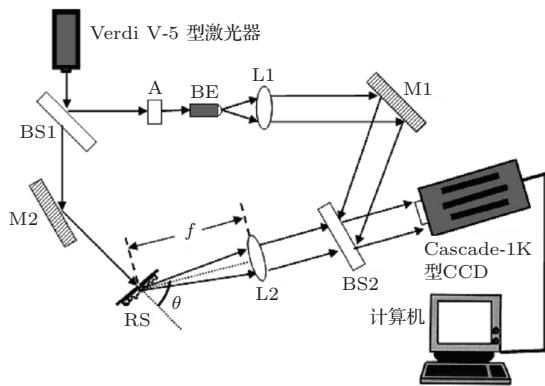


图1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental apparatus.

图1中相干涉的散斑光场和平面参考光的光场为

$$\begin{aligned} U(x, y) &= A(x, y) \exp(j\varphi(x, y)) \\ &= A_r(x, y) + jA_i(x, y), \end{aligned} \quad (1)$$

$$r(x, y) = \exp[j2\pi(f_{0x}x + f_{0y}y)], \quad (2)$$

其中, $A_r(x, y)$ 和 $A_i(x, y)$ 分别为散斑场复振幅的实部和虚部; $\varphi(x, y)$ 为相位, $\varphi(x, y) = \arctan(A_i(x, y)/A_r(x, y))$, 其周期为 2π , 取值范围定为 $[-\pi, \pi]$; f_{0x} 和 f_{0y} 为参考光的空间频率, 它们的大小决定了参考光的传播方向和干涉条纹的方向和疏密。散斑场与参考光的干涉场的强度分布为

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= |U(x, y) + r(x, y)|^2 \\ &= U(x, y)U^*(x, y) + r(x, y)r^*(x, y) \\ &\quad + U(x, y)r^*(x, y) \\ &\quad + U^*(x, y)r(x, y), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $|\dots|^2$ 表示求模平方, 上标“*”表示求复共轭。对(3)式做傅里叶变换得

$$\begin{aligned} I_f(f_x, f_y) &= B_f(f_x, f_y) + U_f(f_x, f_y) \\ &\quad \otimes \delta(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ &\quad + U_f^*(f_x, f_y) \otimes \delta(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}) \\ &= B_f(f_x, f_y) + U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ &\quad + U_f^*(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}), \end{aligned} \quad (4)$$

其中, “ \otimes ”表示求卷积, $B_f(f_x, f_y)$ 为(3)式中前两个实数项的傅里叶变换, 即零级频谱, 其中心位于傅里叶谱面的坐标原点, 而 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 和 $U_f^*(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y})$ 分别是(3)式中后两个复数项的傅里叶变换, 即正负一级频谱, 其中心分别位于谱面坐标原点的两侧, 分离的距离由 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值决定, 且关于坐标原点对称。由于提取散斑场时我们只需要正一级频谱 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$, 所以计算时只取其周围包含频谱的一定范围作为傅里叶变换的输出面。然后把 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 的中心根据 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值平移到坐标原点处, 则表达式成为 $U_f(f_x, f_y)$, 再对其数据进行逆傅里叶变换即可以得到散斑场的复振幅 $U(x, y)$ 。由于在两次傅里叶变换过程中我们都是对实部和虚部分别计算的, 所以此处提取出的复振幅 $U(x, y)$ 也是由其实部 $A_r(x, y)$ 和虚部 $A_i(x, y)$ 表示的, 然后利用 $I(x, y) = |A_r(x, y)|^2 + |A_i(x, y)|^2$ 计算出散斑场的强度, 由 $\varphi(x, y) = \arctan(A_i(x, y)/A_r(x, y))$ 计算出相位。

图2为提取得到的散射角为 84° 时散斑强度分布情况,通过一系列研究我们发现了随着散射角的增大,虽然散斑强度、复振幅及相位还是按照高斯散斑的规律分布,但是散斑形状却沿着散射角变化的方向被拉长,相关结论已经在前期论文中进行了论述,详见文献[26].

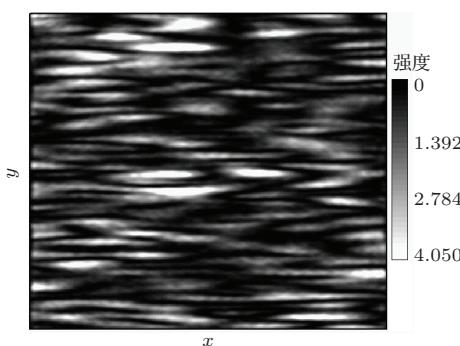


图2 84° 散射角散斑强度分布

Fig. 2. Speckle intensity distribution at 84° scattering angle.

3 不同散射角散斑相位奇异的统计特性

利用前述方法所提取的散斑复振幅和相位分布,不难找出其中的相位奇异,从而可以研究相位奇异的一些统计特性随散射角度的变化规律.

图3给出了散射角分别为 0° , 64° , 和 84° 时散斑场复振幅实部零值线和虚部零值线及其相位的空间分布,其中虚线表示实部零值线和虚部零值线,灰度色标表示相位的取值.从图3可以看出,随着散射角度的增大两条零值线以及相位的分布面貌沿着散斑颗粒增大的方向(即图2中的x方向)逐渐被拉长,由各向同性变为各向异性,因此也导致了连接两个相邻的相位奇异的相位等值线沿x方向的长度明显大于垂直于x方向的长度.

仔细观察后我们发现,随着散射角度的逐渐增大,散斑场实部零值线和虚部零值线沿x方向被剧烈拉长,当散射角比较大时就会出现一个很有趣的现象,即相位奇异数除了呈点状外还出现了线状分布,称之为相位奇异线.如在散射角为 84° 的图3(c)中AB和CD这两段曲线上,两条零值线几乎都是重合在一起的,因此这两段曲线就是相位奇异线.这个现象在通常情况下很少遇到,而在大散射角散斑场中却很常见.图4为相位奇异线AB附近的相位分布情况,图中的曲线表示相位等值线.可见在相位奇异线AB上相位等值线都重叠在了

一起,所以在靠近相位奇异线AB区域的相位呈各向异性分布,即沿着AB线方向相位变化非常微弱,而在垂直AB线方向相位变化十分剧烈,特别在跨越AB线的上下两侧时相位更是发生了跳跃性突变,如AB线上方相位在 2.49 rad 左右,而下方在 -2.64 rad 左右,上下两个相邻像素间相位跨度为 5.13 rad 左右,同样测得相位奇异线CD上下两侧的相位跨度为 1.78 rad 左右.相位奇异线两侧相位

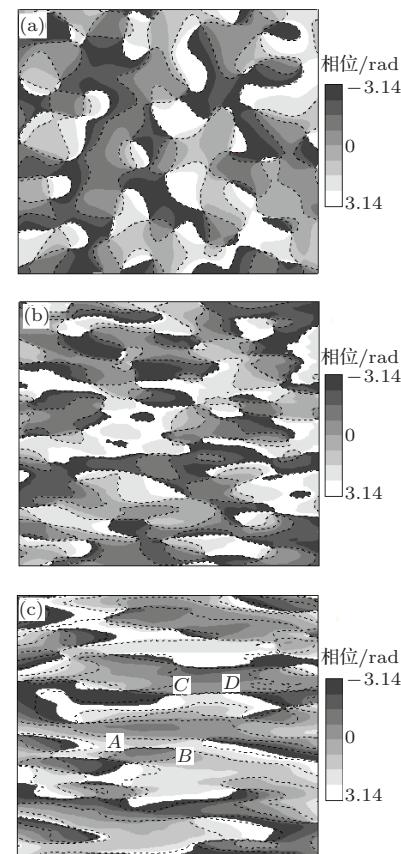


图3 散斑场复振幅实部零值线和虚部零值线以及相位的分布 (a) 散射角为 0° ; (b) 散射角为 64° ; (c) 散射角为 84°

Fig. 3. Spatial distribution of the zero-contour lines of real part and imaginary part of complex amplitude and the phase of speckle field. Scattering angle is (a) 0° , (b) 64° , and (c) 84° .

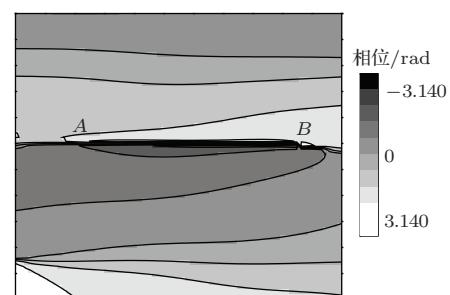


图4 散射角为 84° 时相位奇异线AB附近的相位分布

Fig. 4. Phase distribution near the phase singular line AB when scattering angle is 84° .

跨度的大小取决于该线上光波实部零值线和虚部零值线的重合程度, AB 线上两者重合的较好所以相位跨度大, CD 线上两条零值线靠的非常近, 并没有完全重合, 所以相位跨度较小。另外, 由图 4 还可以看出在奇异线上只有两个端点处分布着涡旋状相位, 而其他点处均没有这种现象, 所以并不是所有的相位奇异都能产生相位涡旋, 相位涡旋只存在于相位奇异点及相位奇异线的两个端点处。

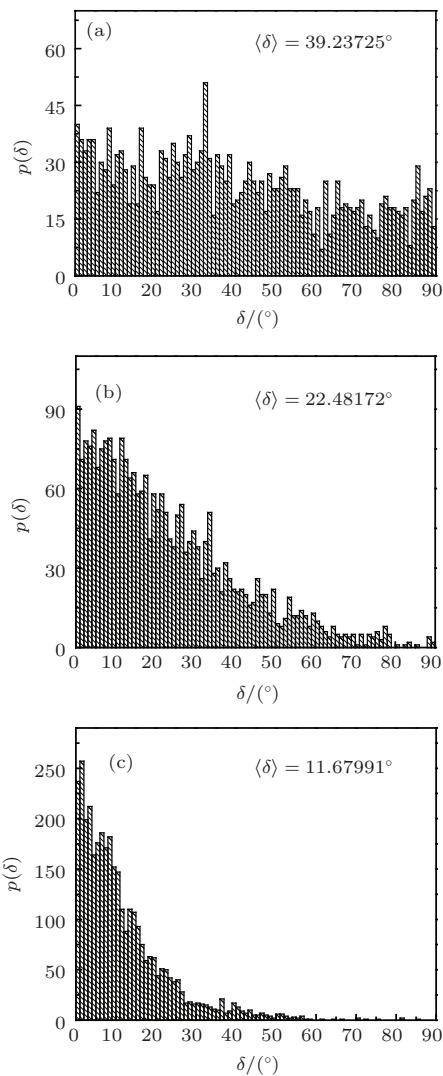


图 5 散斑相位奇异处光波实部零值线和虚部零值线夹角的统计分布 (a) 散射角为 0° ; (b) 散射角为 64° ; (c) 散射角为 84°

Fig. 5. Statistical distribution of angle between two zero-contour lines of real part and imaginary part of the speckle complex amplitude at the singular point. Scattering angle is (a) 0° , (b) 64° , and (c) 84° .

由图 3 还可以看出, 随着散射角度的增大, 相位奇异处光波实部零值线和虚部零值线的夹角有减小的趋势。这种趋势可以通过两条零值线夹角的统计分布来体现, 若仅仅从几何角度讨论夹角变

化, 则夹角的取值范围为 $[0, 90^\circ]$ 。

图 5 给出了散射角 θ 为 0° , 64° 和 84° 时两条零值线夹角 δ 的统计分布 $p(\delta)$ 和平均值 $\langle \delta \rangle$, 三幅图中夹角的统计个数分别为 2158 个、2589 个和 3436 个。由图 5 可见: 散射角为 0° 时, 夹角 δ 在取值范围内的统计分布最均匀, 在 $\delta = 0^\circ$ — 90° 的分布中 $p(\delta)$ 略有减小, δ 的平均值为 39.24° , 是所有散射角散斑中的最大值; 当散射角为 64° 时夹角 δ 已经明显向小角度区域集中, 从而导致其平均值也对应减小, 而且随着散射角的增大, $p(\delta)$ 越来越集中于小角度区域, 特别是当散射角为 84° 时, 夹角 δ 几乎都是位于小于 30° 的范围内, 而大于 60° 的夹角极少, 当然其平均值也逐渐减小为 11.68° 。

由于散斑颗粒的形状及统计分布都与光强等值线的形状有密切关系, 而相位奇异周围还包含有丰富的相位信息, 所以相位奇异处相位的分布与光强等值线的形状也是密切相关的, 这就使人们对相位奇异处光强等值线的形状十分感兴趣, Berry 和 Dennis [19] 推导出了相位奇异点周围闭合光强等值线的离心率 ε 的表达式:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}\omega} \left\{ \left[(\nabla A_r)^2 + (\nabla A_i)^2 \right]^2 - 4\omega^2 \right\}^{1/4} \times \left\{ (\nabla A_r)^2 + (\nabla A_i)^2 - \sqrt{\left[(\nabla A_r)^2 + (\nabla A_i)^2 \right]^2 - 4\omega^2} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

其中

$$\omega = |\nabla A_r \times \nabla A_i|, \quad (6)$$

并给出高斯散斑相位奇异处光强等值线离心率服从指数概率密度函数的分布规律, 还求出其平均值 $\langle \varepsilon \rangle = 0.8697$ 。图 6 为本文提取出的散射角为 0° 时散斑场相位奇异附近等光强曲线的分布, 其中虚线分别表示实部零值线和虚部零值线, 实线为等光强曲线。相应离心率的统计分布如图 7(a) 所示, 可见, ε 基本按照指数概率密度函数的规律分布, 本文计算的 $\langle \varepsilon \rangle = 0.88235$, 非常接近 Berry 理论给出的结果。随着散射角的增大, 实部零值线和虚部零值线夹角 δ 的统计发生了很大的变化, 而 δ 直接影响到交点周围等光强曲线的形状。所以离心率 ε 的统计分布和平均值都应该会发生变化。图 7(b) 和图 7(c) 分别给出了散射角 θ 为 64° 和 84° 时离心率的统计分布和平均值, 统计的个数和图 5 一样。可见随着散射角的增大, ε 的分布范围逐渐向 ε 增大的方向集中, 散射角为 64° 时 ε 的分布区域主要

集中在0.8—1之间,而散射角为 84° 时 ε 主要分布在0.96—1之间,其平均值也分别增大为0.95997和0.99323。

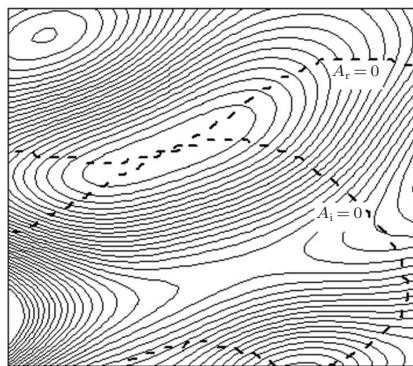


图6 相位涡旋周围等光强曲线

Fig. 6. Intensity contours around the phase singularity.

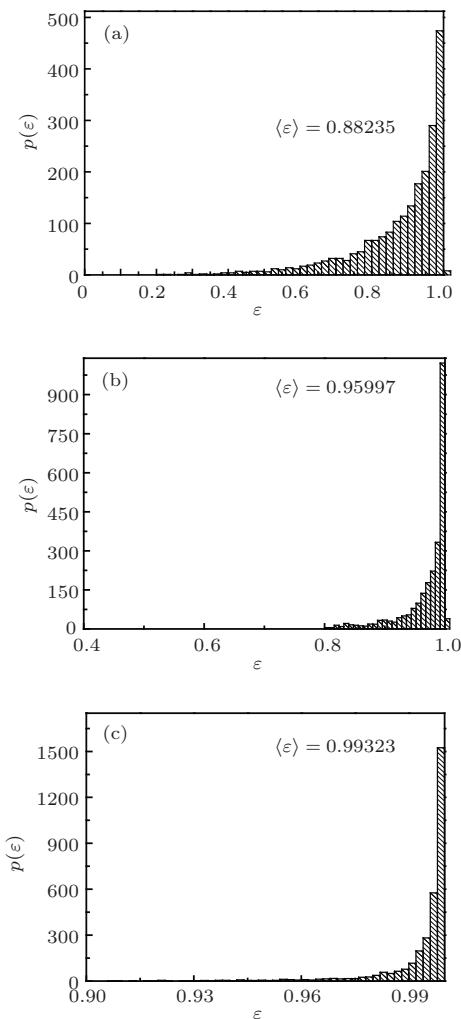


图7 散斑相位奇异附近光强等值线离心率的统计 (a) 散射角为 0° ; (b) 散射角为 64° ; (c) 散射角为 84°

Fig. 7. Statistics of the eccentricity of intensity contours near the speckle phase singularity. Scattering angle is (a) 0° , (b) 64° , and (c) 84° .

我们知道,通常情况下相位奇异临近处光强等值线离心率的取值范围为 $0 < \varepsilon < 1$,这表示曲线都是椭圆形。然而非常有趣的是,在大散射角处我们却发现了离心率等于1甚至大于1的情况,即光强等值线由椭圆演变成抛物线或双曲线。如在上述散射角 $\theta = 64^\circ$ 和 84° 时所统计的离心率中, $\varepsilon \geq 1$ 的分别有13个和39个。经过进一步观察发现 $\varepsilon \geq 1$ 的情况都是出现在光场复振幅的两条零值线重合的区域,即相位奇异线上。

图8给出了光强等值线大于1时光场相关参量的分布,图中用黑点标记的是一个 $\varepsilon = 2.08457$ 的相位奇异点。其中图8(a)为光波复振幅实部零值线和虚部零值线的分布,明显可以看出该点正位于两条零值线的重合段内,即相位奇异线内;图8(b)为该点周围光强的等值线分布,由于在相位奇异线上光强都为零,所以光强只能是从奇异线向其上下两侧逐渐增大,所以光强等值线在该点附近不能形成闭合的椭圆状,而是呈双曲线状(若 $\varepsilon = 1$ 则是抛物线状)。

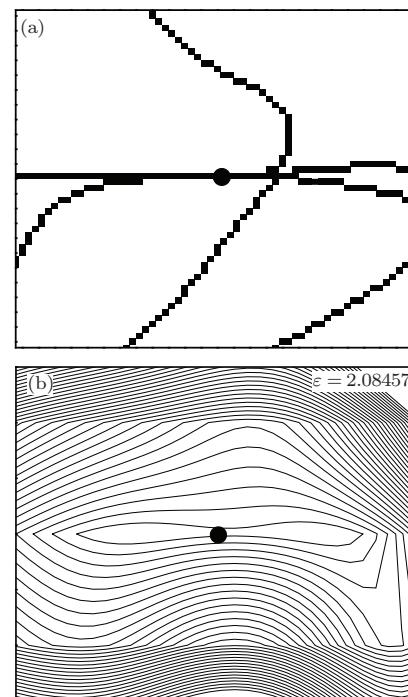


图8 光强等值线离心率大于1的空间分布 (a) 光波复振幅零值线; (b) 光强等值线

Fig. 8. Spatial distribution when the intensity contour eccentricity is greater than 1: (a) zero-contour lines of the complex amplitude; (b) intensity contours.

4 结 论

综上所述,相对于近轴散斑场而言,在大散射角散斑场中出现的相位奇异线不仅导致了诸如光

波实部零值线和虚部零值线的夹角以及光强等值线的离心率等参量的统计分布发生了非常明显的变化, 而且还导致了椭圆和双曲线状的光强等值线的产生。除此之外, 在跨越相位奇异线的两侧相位分布存在着大小不一的跳跃性突变。这些有趣的特征对我们研究随机光场的大角散射规律有一定的参考意义。又因为大散射角散斑是由高频散射光波形成的, 而高频光波则产生于散射表面的细节成分, 所以大散射角散斑的研究对于物体表面细节的分辨将会有一定的意义。

参考文献

- [1] Goodman J W 1965 *Proc. IEEE* **53** 1688
- [2] Dainty J C 1984 *Laser Speckle and Related Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag) pp18, 29
- [3] Coulet P, Gil L, Rocca F 1989 *Opt. Commun.* **73** 403
- [4] Ren J R, Zhu T, Duan Y S 2008 *Commun. Theor. Phys.* **50** 345
- [5] Xu Y, Miroshnichenko A E, Desyatnikov A S 2012 *Opt. Lett.* **37** 4985
- [6] Soskin M S, Vasnetsov M V 2001 *Prog. Opt.* **42** 219
- [7] Yang Y S, Zhang R F 2014 *SIAM J. Math. Anal.* **46** 484
- [8] Plyanskii P V 2004 *Proc. SPIE* **5477** 31
- [9] Neshev D N, Dreischuh A, Maleshkov G, Samoc M, Kivshar Y S 2010 *Opt. Express* **18** 18368
- [10] Foley J T, Wolf E J 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 2510
- [11] Wang W, Yokozeki T, Ishijima R, Wada A, Miyamoto Y, Takeda M, Hanson S G 2006 *Opt. Express* **14** 120
- [12] Terhalle B, Richter T, Desyatnikov A S, Neshev D N, Krolikowski W, Kaiser F, Denz C, Kivshar Y S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 013903
- [13] Desyatnikov A S, Kivshar Y S 2005 *Prog. Opt.* **47** 291
- [14] Freund I 1994 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 1644
- [15] Berry M V 1978 *J. Phys. A* **11** 27
- [16] Baranova N B, Zel'dovich B Y, Mamaev A V, Pilipetskii N F, Shkukov V V 1981 *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33** 206
- [17] Freund I, Shvartsman N, Freilikher V 1993 *Opt. Commun.* **101** 247
- [18] Shvartsman N, Freund I 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1008
- [19] Berry M V, Dennis M R 2000 *Proc. R. Soc. Lond. A* **456** 2059
- [20] Wang W, Hanson S G, Miyamoto Y, Takeda M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 103902
- [21] Wang W, Duan Z, Hanson S G, Miyamoto Y, Takeda M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073902
- [22] Dennis M R 2007 *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **145** 191
- [23] Zhang S, Genack A Z 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 203901
- [24] Egorov R I, Soskin M S, Kessler D A, Freund I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103901
- [25] Song H S, Cheng C F, Liu M, Teng S Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 291 (in Chinese) [宋洪胜, 程传福, 刘曼, 滕树云, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 291]
- [26] Song H S, Cheng C F, Teng S Y, Liu M, Liu G Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7654 (in Chinese) [宋洪胜, 程传福, 滕树云, 刘曼, 刘桂媛, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 7654]
- [27] Song H S, Cheng C F, Liu Y Y, Liu G Y, Teng S Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074204

New features of the speckle phase singularity produced in large angle scattering*

Song Hong-Sheng^{1)†} Liu Gui-Yuan¹⁾ Zhang Ning-Yu¹⁾ Zhuang Qiao¹⁾ Cheng Chuan-Fu²⁾

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

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

(Received 11 November 2014; revised manuscript received 09 December 2014)

Abstract

Based on the interference patterns of the speckle field and the reference beam recorded by the charge-coupled device, and the digital Fourier transform technique, the complex amplitudes and phases of speckle field produced at different scattering angles are extracted. The phase distribution and the statistical properties at the singular point, such as the angle between two zero-contour lines of real part and imaginary part of the complex amplitude, the eccentricity of the intensity contours, etc. are studied. We find that there are some special properties of phase singularity when the scattering angle is large enough. With the increase of the scattering angle, great changes have taken place in the spatial distributions of the amplitude and the phase, and the probability of the angle between two zero-contour lines of real part and imaginary part is close to a smaller value, and the average eccentricity of the intensity contours around the phase singularity gradually increase. Moreover, the most interesting thing is that the eccentricity is probably greater than 1 in large angle scattering. The phase singular line as a new kind of phase singularity is found at a large scattering angle; the phase mutation rules and the vortex distribution characteristics of the phase on both sides of the phase singular line are investigated, and the hyperbolic or parabolic shape intensity contour around the phase singular line is found.

Keywords: phase singularity, speckle, eccentricity, statistical property

PACS: 42.25.Fx, 42.30.Ms, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.64.084210

* Project supported by the Promotive Research Foundation for Excellent Young and Middle-aged Scientists of Shandong Province, China (Grant No. BS2013DX030) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374193, 11204161).

† Corresponding author. E-mail: hhsong@sdjzu.edu.cn