

激光与光电子学进展

完美偏振奇异光场的模拟生成

叶东*, 李宗辰, 张颐, 李俊瑶, 马艺宁

江苏警官学院刑事科学技术系, 江苏 南京 210031

摘要 近年来,完美涡旋光束被提出并得到了研究。结合完美涡旋光束和偏振奇异以生成完美偏振奇异光场。将 2 束正交圆偏振的拓扑荷数不同的完美拉盖尔-高斯光束叠加,得到完美偏振奇异光场,实验结果表明:完美偏振奇异光场的半径比传统的偏振奇异光场半径小得多。此外,研究了不同情形的正交圆偏振的完美拉盖尔-高斯光束与传统拉盖尔-高斯光束的叠加,其叠加光场的偏振态表现各异,并且出现了“准高阶偏振奇异”的现象。完美奇异点的模拟生成拓宽了奇异光学的理论研究范畴。

关键词 奇异光学; 激光光学; 偏振奇异; 完美拉盖尔-高斯光束

中图分类号 O436 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/LOP213008

Simulated Generation of Perfect Polarization Singularity Light Fields

Ye Dong*, Li Zongchen, Zhang Yi, Li Junyao, Ma Yining

Department of Criminal Science and Technology, Jiangsu Police Institute, Nanjing 210031, Jiangsu, China

Abstract Recently, perfect vortex beams have been proposed and studied. Therefore, in this paper, we combine perfect vortex beams and polarization singularities to generate perfect polarization singularity light fields by superimposing two orthogonal circularly polarized perfect Laguerre-Gaussian beams with different topological charges. The results show that the radius of the perfect singular field is much smaller than that of the conventional singular field. We also study the superposition of orthogonal circularly polarized perfect Laguerre-Gaussian and conventional Laguerre-Gaussian beams for different cases. Consequently, we obtain that the polarization states of the superimposed light fields are different, and the phenomenon of “quasi-high-order polarization singularities” appears. Moreover, the simulation of perfect singularities has broadened the theoretical study of singular optics.

Key words singular optics; laser optics; polarization singularity; perfect Laguerre-Gaussian beam

1 引言

自 1992 年 Allen 等^[1]提出光的轨道角动量以来,光学涡旋就吸引了研究者的关注,并被应用于光镊、光通信、生物医学工程、光学成像等领域^[2-9]。常见的涡旋光束,如拉盖尔-高斯光束(Laguerre-Gaussian beam, LGB),已经显示出光束的半径与拓扑荷有关,这将限制涡旋光束的应用范围。为了克服这一缺点, Ostrovsky 等^[10]于 2013 年提出了完美光学涡旋,其半径与拓扑电荷无关。最近,研究者也对完美涡旋光束的生成进行了研究^[11-13]。

光学涡旋在矢量光场领域有很广阔的应用前景,它衍生了对偏振奇异点的研究^[14]。偏振奇异点是指非均匀偏振椭圆场中的圆偏振点(C点)或矢量场中的强度为 0 的点(V点)。偏振奇异点在生成、检测和应用方面已经得到了研究^[15-16]。随着新型光束的不断涌现,用于生成偏振奇异点的可选择的光束越来越多,然而目前的研究尚未将偏振奇异点和完美涡旋光束联系在一起。

针对这一问题,本文采用完美光学涡旋来模拟生成完美偏振奇异点,研究基于完美拉盖尔-高斯光束(Perfect Laguerre-Gaussian beam, PLGB)生成的完美

收稿日期: 2021-11-22; 修回日期: 2022-01-17; 录用日期: 2022-01-26; 网络首发日期: 2022-02-05

基金项目: 江苏省自然科学基金(BK20190809)、江苏省公安厅公安理论及软科学项目(2020LX005)、江苏省高等学校自然科学研究面上项目(19KJD510002, 21KJD510005, 21KJD620002)、江苏警官学院高层次引进人才科研启动项目(JSPI19GKZL404)、公安技术“十四五”江苏省重点学科项目

通信作者: *dongye1213@163.com

偏振奇异点。研究表明,完美偏振奇异光场半径要比传统偏振奇异光场半径小得多。此外,本文研究了正交圆偏振的 LGB 和 PLGB 叠加的其他情况,发现了“准高阶偏振奇异”的现象。

2 数值仿真

2.1 完美光学涡旋理论

在柱坐标系 (r, θ, z) 中, LGB 的电场可表示为^[1]

$$U_{\text{LGB}}(r, \theta, z) = A_0 \frac{\omega_0}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2} r}{w(z)} \right]^{|l|} L_p^{|l|} \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \times \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)} + i(2p + |l| + 1) \arctan \frac{z}{R(z)} - il\theta \right], \quad (1)$$

式中: A_0 为振幅常量,通常设定为 1; ω_0 为束腰半径; $w(z)$ 为光束宽度,与 ω_0 的关系为 $w^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + (z/L_D)^2 \right]$, 其中 $L_D = k\omega_0^2/2$, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长; $L_p^{|l|}$ 为拉盖尔多项式, p 和 l 分别为径向和角向阶数; $R(z)$ 为瑞利长度 (Rayleigh length), 其表达式为 $R(z) = z \left[1 + (L_D/z)^2 \right]$ 。

式(1)在初始平面,即 $z=0$ 时,可以简化为

$$U_{\text{LGB}}(r, \theta, 0) = \left(\frac{\sqrt{2} r}{\omega_0} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_0^2} \right) \exp(-il\theta). \quad (2)$$

PLGB 在初始平面 $(r, \theta, 0)$ 可以表示为^[9]

$$U_{\text{PLGB}}(r, \theta, 0) \approx \left(\frac{\sqrt{2} r}{\omega_m} \right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{\omega_m^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{\omega_m^2} \right) \exp(-il\theta), \quad (3)$$

式中: ω_m 为修正光束宽度,其与 ω_0 的关系为

$$\omega_m = \omega_0 \sqrt{2\sqrt{2p + |l| + 1}}. \quad (4)$$

设定 $\omega_0 = 1 \text{ mm}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 对于不同值的 p 和 l , LGB 和 PLGB 的电场分布如图 1 所示。其中,图 1(a)~(d) 为 LGB 的电场分布情况,图 1(e)~(h) 为 PLGB 的电场分布情况。从图中可以看出,除了 $p=0, l=0$, 即基态高斯光束的情况,其余情况下两者均表现为“甜甜圈”分布。当两者的 p 和 l 取值相同时, PLGB 的半径比 LGB 小得多。从图 1(a)~(d) 可以看出,对于 LGB,随着 p 或者 $|l|$ 的值变大,整个电场的半径也随之变大。然而作为对比,从图 1(e)~(h) 可以看出,随着 p 或者 $|l|$ 的值变大, PLGB 的电场半径几乎不发生变化,这正是 PLGB 的特性。

2.2 完美偏振奇异点的数值仿真

叠加 2 束正交圆偏振的拓扑荷数不同的光束是生成偏振奇异光场的常见方法,在初始平面,其光场可以表示为^[17]

$$E(r, \theta, 0) = e_L E_L(r, \theta, 0) + e_R E_R(r, \theta, 0), \quad (5)$$

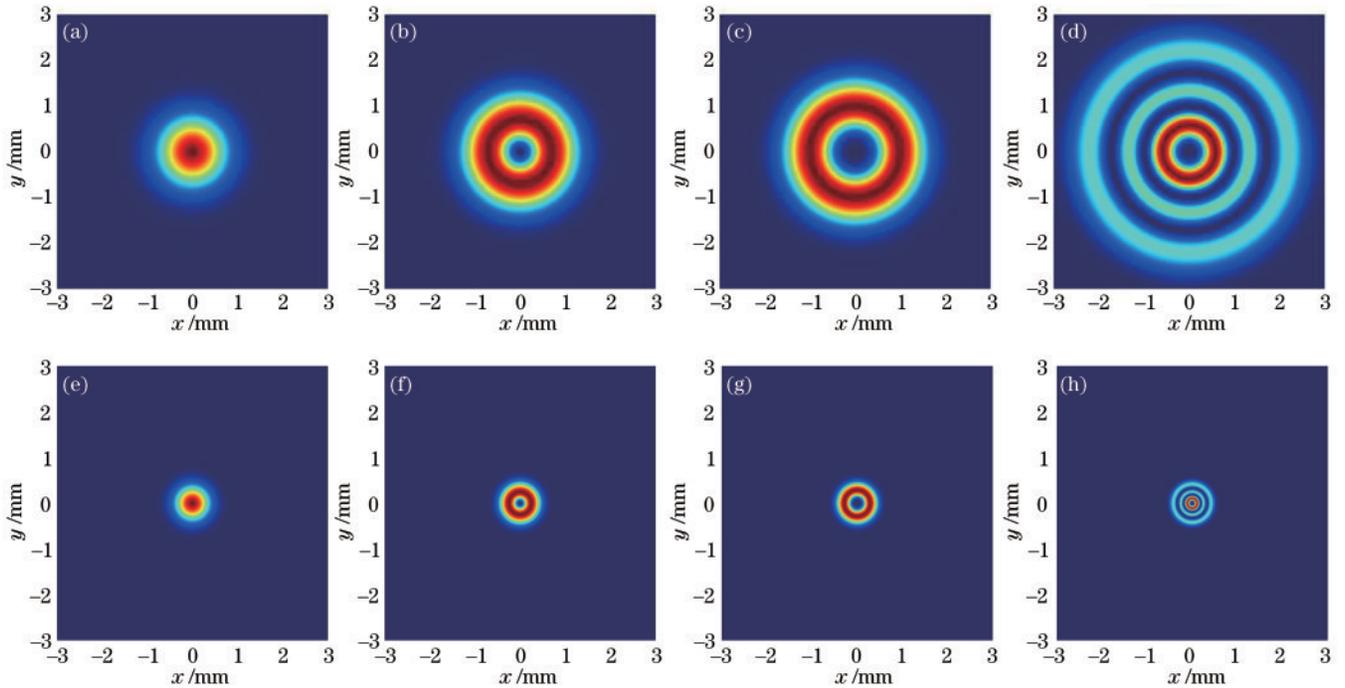


图 1 LGB 电场分布(a)~(d)和 PLGB 电场分布(e)~(h)。(a) $p=0, l=0$; (b) $p=0, l=-1$; (c) $p=0, l=-2$;

(d) $p=2, l=-2$; (e) $p=0, l=0$; (f) $p=0, l=-1$; (g) $p=0, l=-2$; (h)

Fig. 1 Electric field distributions of LGB(a)~(d) and PLGB (e)~(h). (a) $p=0, l=0$; (b) $p=0, l=-1$; (c) $p=0, l=-2$;

(d) $p=2, l=-2$; (e) $p=0, l=0$; (f) $p=0, l=-1$; (g) $p=0, l=-2$; (h) $p=2, l=-2$

式中： e_L 和 e_R 分别表示左旋圆偏振和右旋圆偏振基底。为了得到完美偏振奇异光场，需要分别将 E_L 和 E_R 设定为拓扑荷数不同的 PLGB。例如，将 E_L 设定为 $p=0, l=0$ 的 PLGB，将 E_R 设定为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB，所得到的完美偏振奇异光场如图 2(a) 所示。从图中可以看出，这是一个典型的“柠檬”(Lemon)结构的偏振奇异光场，其拓扑荷数为 $+1/2$ ；图中虚线圆圈为偏振椭圆不同旋向的分界线，圆圈内为左旋偏振，圆圈外为右旋偏振。如果交换 E_L 和 E_R 的光束，那么将会得到“星”(Star)结构的偏振奇异光场，其拓扑荷数为 $-1/2$ ，如图 2(b) 所示；此时虚线圆圈内为右旋偏振，圆圈外为左旋偏振。

将上述情况中的 PLGB 全部替换成 LGB，所得到

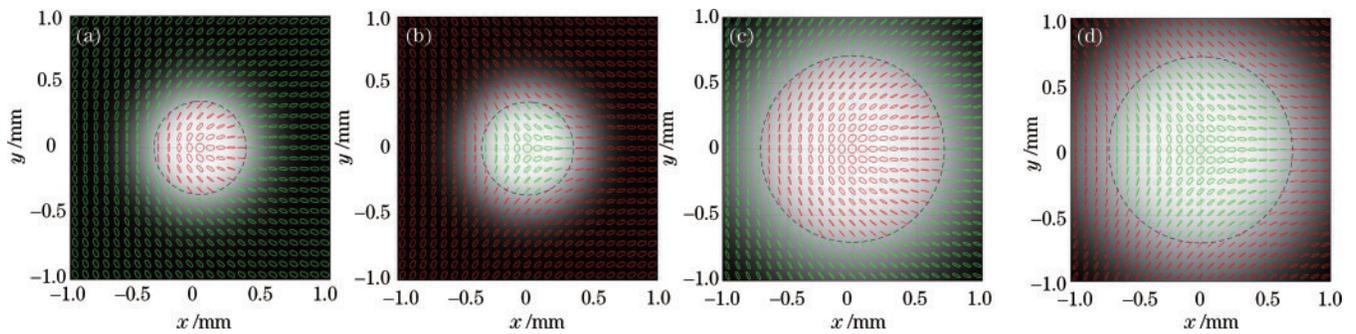


图 2 光束类别相同时生成的偏振奇异光场。(a)、(b) 分别为基于 PLGB 生成的“柠檬”结构、“星”结构的偏振奇异光场；(c)、(d) 分别为基于 LGB 模拟生成的“柠檬”结构、“星”结构的偏振奇异光场

Fig. 2 Polarization singular light fields generated by the same beam type. (a), (b) are the Lemon structure and Star structure polarization singular light fields based on PLGB, respectively; (c), (d) are the Lemon structure and Star structure polarization singular light fields based on LGB, respectively

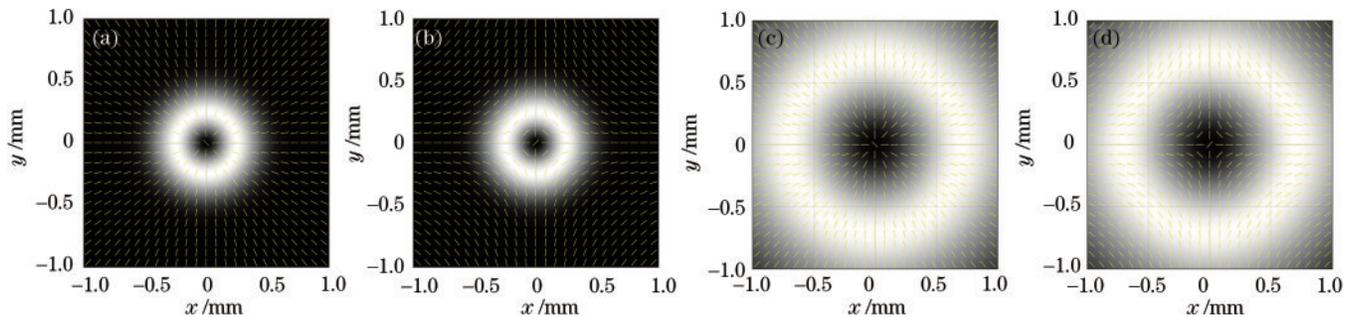


图 3 光束拓扑荷数相反时的偏振奇异光场。(a)、(b) 分别为基于 PLGB 生成的拓扑荷数为 $+1, -1$ 的 V 点；(c)、(d) 分别为基于 LGB 模拟生成的拓扑荷数为 $+1, -1$ 的 V 点

Fig. 3 Polarization singular light fields with different topological charges. (a), (b) are the V-points with topological charges of $+1$ and -1 based on PLGB, respectively; (c), (d) are the V-points with topological charges of $+1$ and -1 based on LGB, respectively

接下来考虑另一种情形：2 束正交圆偏振的光束分别为 LGB 和 PLGB。将 E_L 设定为 $p=0, l=0$ 的 LGB，将 E_R 设定为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB，所生成光场的偏振态分布如图 4(a) 所示。从图 4(a) 可以看出，此时光场为“柠檬”结构，整个光场呈左旋偏振。交换 E_L 和 E_R ，将会得到右旋偏振的“星”结构光场，如图 4(b) 所示。如果将 E_L 设定为 $p=0, l=-1$ 的 LGB，将 E_R 设定为 $p=0, l=0$ 的 PLGB，则会得到既

的偏振奇异光场如图 2(c)~(d) 所示。同图 2(a)~(b) 相比，虽然偏振奇异结构相同，但是基于 PLGB 模拟生成的偏振奇异光场的半径比传统偏振奇异光场的半径要小得多。

上述的“柠檬”或者“星”结构都是 C 点，其拓扑荷数为小数。偏振奇异光场还存在拓扑荷数为 ± 1 的情况，也就是 V 点。将 E_L 设定为 $p=0, l=1$ 的 PLGB，将 E_R 设定为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB，则可以得到如图 3(a) 所示的 V 点，其拓扑荷数为 $+1$ 。交换 E_L 和 E_R ，将会得到拓扑荷数为 -1 的 V 点，如图 3(b) 所示。相应地，如果采用 LGB 来生成 V 点，如图 3(c)~(d) 所示，则产生的偏振奇异光场的半径远大于完美偏振奇异光场。

有左旋偏振又有右旋偏振的“星”结构，如图 4(c) 所示。相似地，交换此时 E_L 和 E_R ，将会得到既有左旋偏振又有右旋偏振的“柠檬”结构。

最后研究 E_L 为 $p=0, l=1$ 的 LGB， E_R 为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB 所生成光场的偏振态分布，如图 5(a) 所示。由于 2 个正交圆偏振光束在振幅分布上存在差异，所生成光场不再是线偏振，但光束交换前后，光场的拓扑结构是一致的。此外，此时整个光场的中心

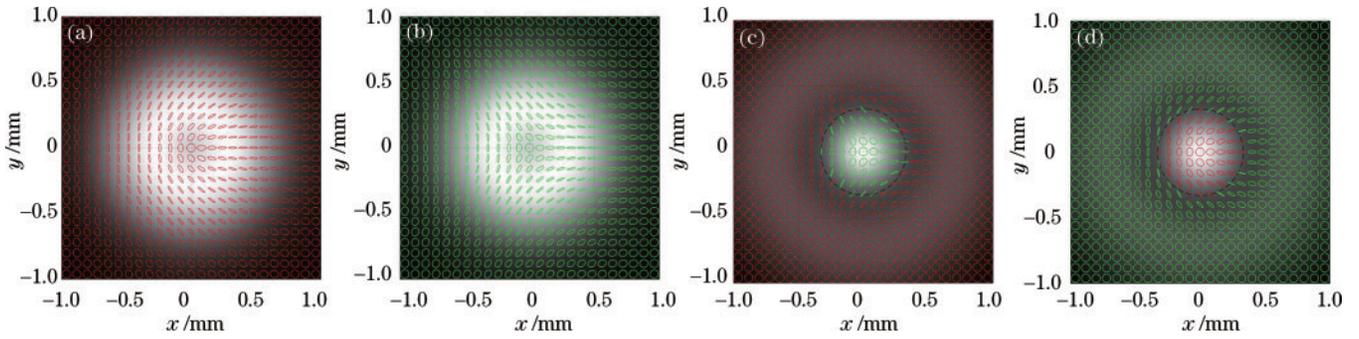


图 4 初始平面拓扑荷数为 $+1/2$ 或 $-1/2$ 时的偏振奇异光场偏振态分布。(a)左旋偏振的“柠檬”结构;(b)右旋偏振的“星”结构;(c)左旋偏振、右旋偏振均有的“星”结构;(d)左旋偏振、右旋偏振均有的“柠檬”结构

Fig. 4 Polarization state distributions of polarized singular light fields with topological charge being $+1/2$ or $-1/2$ on the initial plane. (a) Lemon structure of left-handed polarization; (b) Star structure of right-handed polarization; (c) Star structure with both left-handed and right-handed polarizations; (d) Lemon structure with both left-handed and right-handed polarizations

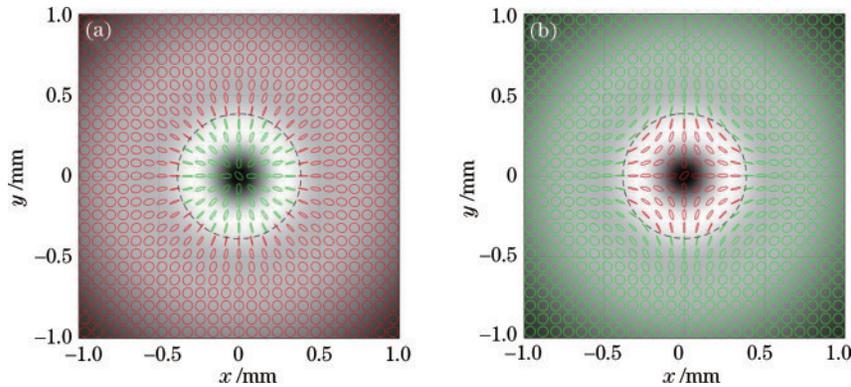


图 5 初始平面拓扑荷数为 $+1$ 或 -1 时的偏振奇异光场偏振态分布。(a) E_L 为 $p=0, l=1$ 的 LGB, E_R 为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB; (b) E_L 为 $p=0, l=-1$ 的 PLGB, E_R 为 $p=0, l=1$ 的 LGB

Fig. 5 Polarization state distributions of polarized singular light fields with topological charge being $+1$ or -1 on the initial plane. (a) E_L is LGB with $p=0, l=1$ and E_R is PLGB with $p=0, l=-1$; (b) E_L is PLGB with $p=0, l=-1$ and E_R is LGB with $p=0, l=1$

点不再是 C 点。交换此时的 E_L 和 E_R , 得到如图 5(b) 所示的拓扑结构。

3 分析与讨论

在图 5(a) 中, 左旋光束与右旋光束的拓扑荷数的差为 2, 其生成光场对应的斯托克斯相位场 (Stokes phase field)^[18] 如图 6(a) 所示。在斯托克斯相位场的中心存在一个相位奇点。通常来讲, 如果一个光场的

斯托克斯相位场中存在相位奇点, 那么在该光场的相应位置应该存在 1 个偏振奇点。然而在图 5(a) 中, 相应位置并非圆偏振, 而是椭圆偏振。之前的研究^[19] 表明, 生成光场的偏振态分布不仅与其对应斯托克斯相位场的拓扑结构有关, 还与整个偏振椭圆场的偏振率有关, 也就是与 2 个正交叠加的圆偏振光束的振幅分布有关。图 5(a) 的偏振椭圆场的椭圆率如图 6(b) 所示, 其中数值的正负代表了偏振椭圆的旋向。从图中

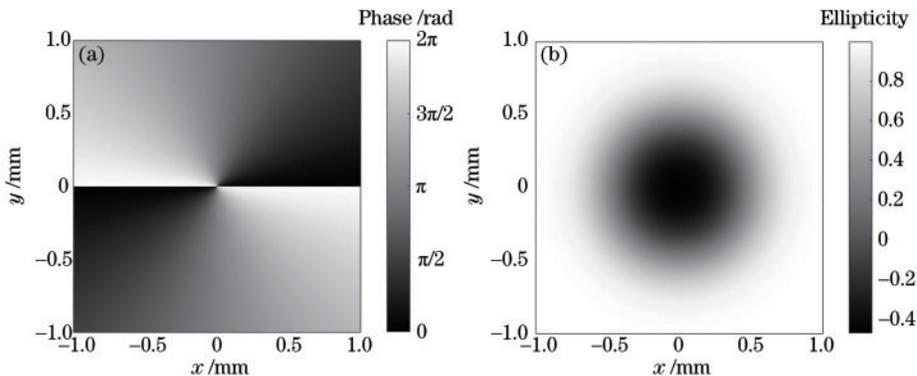


图 6 准高阶偏振奇异光场的斯托克斯相位与椭圆率。(a)斯托克斯相位场;(b)椭圆率分布

Fig. 6 Stokes phase and ellipticity of the quasi high-order polarization singularity light field. (a) Stokes phase field; (b) distribution of ellipticity

可以看出,中间部分椭圆率的绝对值的最大值接近 0.5,而圆偏振对应的椭圆率是 ± 1 。将图 5 的拓扑结构命名为“准高阶偏振奇异”, E_L 和 E_R 的振幅分布差异导致了这一现象。

为了与图 5(a)的情况形成对比,将 E_L 设定为 $p=0, l=0$ 的 LGB,将 E_R 设定为 $p=0, l=-2$ 的 PLGB,此时所生成光场的偏振态分布如图 7(a)所示。此时光场中间为 C 点,而这也正是拓扑荷数为 1 的高阶偏振奇异:其与 V 点相比拓扑荷数相同,但是 V 点为线

偏振,而图 7(a)为椭圆偏振场。此时光场对应的斯托克斯相位场如图 7(b)所示,其与图 6(a)是一致的。光场的椭圆率如图 7(c)所示,中间部分的椭圆率为 1,正与 C 点对应。

此外,简单分析完美偏振奇异光场的传播特性。对于图 2(a)与图 3(a)中的情形,利用快速傅里叶变换的方法分析光场在自由空间传播一定距离的过程中,与传播方向相垂直的横截面内的偏振态分布,如图 8 所示,图中 z 为距初始平面的传播距离。从图中可以看

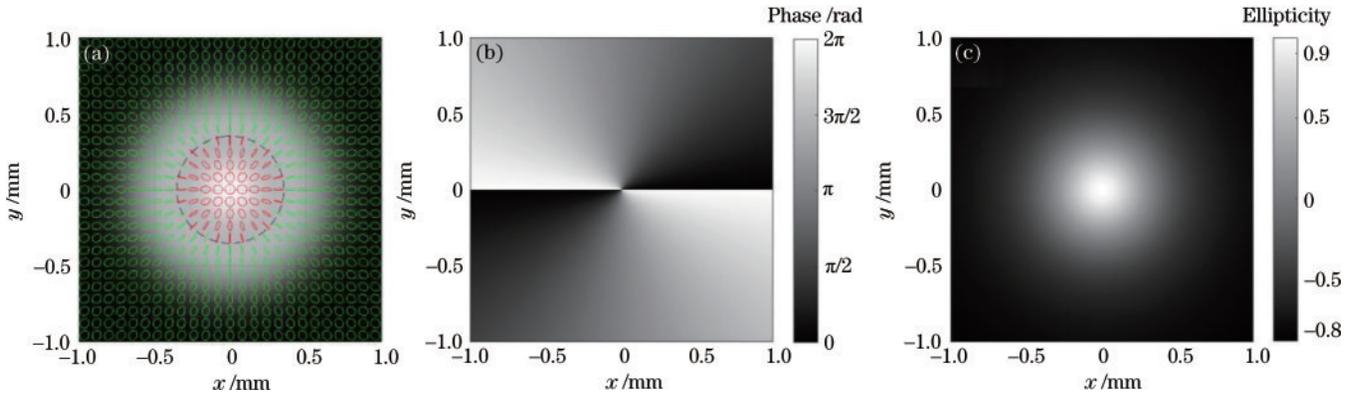


图 7 E_L 为 $p=0, l=0$ 的 PLGB, E_R 为 $p=0, l=-2$ 的 PLGB 生成的高阶偏振奇异光场。(a)光场的偏振态;(b)光场的斯托克斯相位场;(c)光场的椭圆率

Fig. 7 High-order polarization singularity light field when E_L is the PLGB with $p=0, l=0$, and E_R is the PLGB with $p=0, l=-2$. (a) Polarization states of the light field; (b) Stokes phase field of the light field; (c) ellipticity of the light field

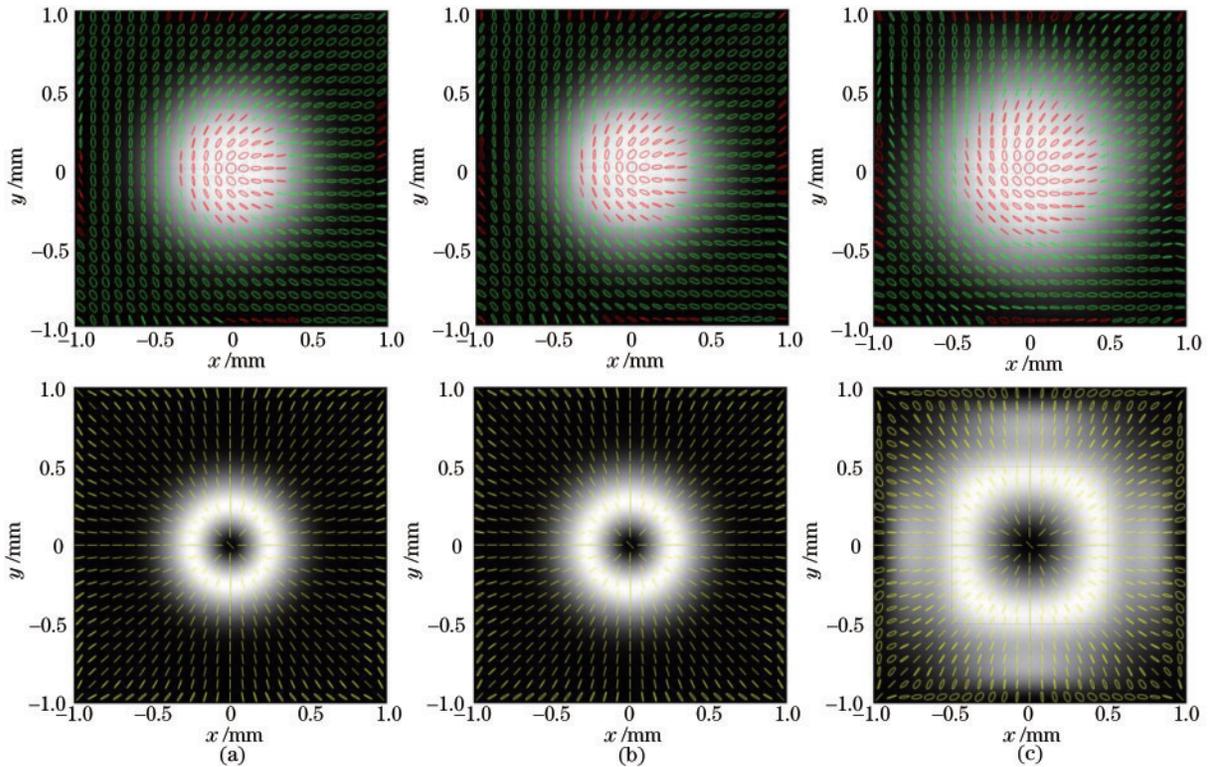


图 8 自由传播时完美偏振奇异光场在不同距离的偏振态分布(第一行为 C 点,第二行为 V 点)。(a)传播距离 $z=100$ mm;(b)传播距离 $z=300$ mm;(c)传播距离 $z=1000$ mm

Fig. 8 Polarization states of perfect polarization singularities at different distances during free propagation(the upper row is C-points and the down row is V-points). (a) Propagation distance $z = 100$ mm; (b) propagation distance $z = 300$ mm; (c) propagation distance $z = 1000$ mm

到,无论是C点还是V点,完美偏振奇异光场在经过一定距离的自由传播之后,尺寸有所增大,但是增大的幅度很小。C点和V点的拓扑结构在传播过程中均得以保存,但是C点的偏振态会发生旋转。

4 结 论

利用PLGB模拟生成了完美偏振奇异光场。与传统的由LGB得到的偏振奇异光场相比,完美偏振奇异光场的半径要小得多。此外,模拟了正交圆偏振的LGB和PLGB叠加的情况,并提出了“准高阶偏振奇异”,丰富了奇异光学的理论研究,并将拓宽偏振奇异的应用场景。在以后的工作中,将进一步研究完美偏振奇异光场的动态特性。

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y X, et al. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers[J]. *Science*, 2013, 340(6140): 1545-1548.
- [3] Paterson L, MacDonald M P, Arlt J, et al. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles[J]. *Science*, 2001, 292(5518): 912-914.
- [4] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810-816.
- [5] Zhuang X W. Unraveling DNA condensation with optical tweezers[J]. *Science*, 2004, 305(5681): 188-190.
- [6] Tamburini F, Anzolin G, Umbriaco G, et al. Overcoming the Rayleigh criterion limit with optical vortices[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(16): 163903.
- [7] Xu Z H, Li X F, Liu X, et al. Vortex preserving statistical optical beams[J]. *Optics Express*, 2020, 28(6): 8475-8483.
- [8] 黄慧, 寿倩, 陈志超. 奇点光束模式叠加特性研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2020, 57(19): 192601.
- [9] Huang H, Shou Q, Chen Z C. Research on superposition characteristics of singularity beam mode[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2020, 57(19): 192601.
- [9] 马志远, 陈康, 张明明, 等. 拉盖尔-高斯幂指数相位涡旋光束传输特性[J]. *光学学报*, 2022, 42(5): 0526001.
- [9] Ma Z Y, Chen K, Zhang M M, et al. Propagation characteristics of Laguerre-Gaussian power-exponent-phase-vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(5): 0526001.
- [10] Ostrovsky A S, Rickenstorff-Parrao C, Arrizón V. Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(4): 534-536.
- [11] Mendoza-Hernández J, Hidalgo-Aguirre M, Ladino A I, et al. Perfect Laguerre-Gauss beams[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(18): 5197-5200.
- [12] Liu X, Monfared Y E, Pan R X, et al. Experimental realization of scalar and vector perfect Laguerre-Gaussian beams[J]. *Applied Physics Letters*, 2021, 119(2): 021105.
- [13] Yuan W M, Xu Y, Zheng K P, et al. Experimental generation of perfect optical vortices through strongly scattering media[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(17): 4156-4159.
- [14] Ruchi, Senthilkumaran P, Pal S K. Phase singularities to polarization singularities[J]. *International Journal of Optics*, 2020, 2020: 2812803.
- [15] Dennis M R, O'Holleran K, Padgett M J. Singular optics: optical vortices and polarization singularities[J]. *Progress in Optics*, 2009, 53: 293-363.
- [16] Wang Q, Tu C H, Li Y N, et al. Polarization singularities: progress, fundamental physics, and prospects[J]. *APL Photonics*, 2021, 6(4): 040901.
- [17] Beckley A M, Brown T G, Alonso M A. Full Poincaré beams[J]. *Optics Express*, 2010, 18(10): 10777-10785.
- [18] Freund I. Poincaré vortices[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(24): 1996-1998.
- [19] Ye D, Peng X Y, Zhou M C, et al. Ellipticity of polarized ellipses in vector beams with orthogonal circularly polarized bases[J]. *Optik*, 2018, 158: 762-766.