

宽频带径向偏振光束的产生及传输特性

张 磊^{1,2} 蒲继雄^{1,2}

¹华侨大学信息科学与工程学院, 福建 厦门 361021

²福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

摘要 从理论和实验两方面研究宽频带径向偏振光束的产生及其传输特性。分析光束时间相干性和空间相干性对径向偏振光束的产生和传输的影响。数值模拟了宽频带径向偏振光束的传播。实验上,通过径向偏振转换器,得到径向偏振光束。通过调整入射光束的传输距离来改变光束空间相干性,研究了不同空间相干度下宽频带径向偏振的传输特性。同时还考察了光束偏振度的变化,给出了偏振度发生变化的条件,理论和实验符合较好。

关键词 物理光学; 光传输; 径向偏振; 部分相干

中图分类号 O436.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0726002

Generation and Propagation Characters of Broad Band Radially Polarized Beam

Zhang Lei^{1,2} Pu Jixiong^{1,2}

¹Department of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China

²Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract The method of generating broad band radially polarized beam and its propagation are researched. The relationship between generation, propagation characteristics and their coherence, i.e. temporal coherence and spatial coherence is analyzed. The propagation of broad band radially polarized beam is numerically simulated. Spatial coherence is changed by the method of modifying the distance of incident beam from xenon lamp. Polarization degree is also examined, and theoretical values agree well with experimental data.

Key words physical optics; optical propagation; radially polarized; partially coherent

OCIS codes 260.5430; 030.1640; 050.1970

1 引言

径向偏振光束是不同于线偏振和圆偏振的特殊偏振光束,其偏振方向为轴对称分布^[1]。强聚焦的径向偏振光束具有更小的聚焦光斑和更强的纵向分量等特性,在光存储、粒子操控和激光切割方面比传统光束更有优势,因此引起了广泛的关注和研究。

相干性是光束的重要性质,一直是研究的热点。一般来说,光谱线宽的大小决定了时间相干性的好坏,光源的尺度决定了空间相干性的好坏。已有的论文包括在标量情况下研究空间相干性对传输后光强分布的影响^[2-4],在矢量情况下通过光束相干偏振(BCP)矩阵研究空间相干性对光强和偏振度的影响^[5-7]。以上论文一般研究单色光的空间相干性对光斑的影响,缺少综合研究时间相干性和空间相干性对径向偏振光束的作用。本文以氙灯作为光源,数值模拟了宽光谱光源条件下径向偏振光的产生和传输,研究了宽光谱径向偏振光束传输后光强的变化,并分别讨论了时间相干性和空间相干性对径向偏振光束的影响,研究了光束偏振度的变化,在实验上实现了宽频带光径向偏振。

收稿日期: 2015-01-13; 收到修改稿日期: 2015-03-10

基金项目: 国家自然科学基金(61178015)

作者简介: 张 磊(1988—),男,硕士研究生,主要从事光传输等方面的研究。E-mail:sendtozhang@163.com

导师简介: 蒲继雄(1962—),男,博士,教授,主要从事光传输、光镊等方面的研究。E-mail:jixiong@hqu.edu.cn (通信联系人)

2 理论推导

高斯型光强径向偏振光的电场表达式为^[1]

$$\mathbf{E}_r(x_0, y_0) = E_0 \left[\frac{x}{w_0} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \mathbf{e}_x + \frac{y}{w_0} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \mathbf{e}_y \right], \quad (1)$$

式中 $r^2 = x_0^2 + y_0^2$, E_0 是常数, w_0 是初始束腰宽度, \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别代表 x 偏振和 y 偏振方向的单位电矢量。

对于单色光, 仅需要考虑其空间相干性。如果空间相干度分布仅与 $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 有关, 则符合谢尔源定义, 其中 \mathbf{r} 为位置矢量。本文采用经典的高斯谢尔模型, 并利用交叉谱密度矩阵, 此时每个矩阵元的空间相干度呈高斯型分布^[8-9]。将(1)式代入高斯谢尔模型可得空间部分相干径向偏振光束相应矩阵元的交叉谱密度为

$$W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \frac{E_0^2 r_1 r_2}{w_0^2} \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w_0^2}\right) \exp\left[\frac{-(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{d_{ij}^2}\right], \quad (2)$$

式中 d_{ij} 是空间相干长度, i, j 代表 x 或 y 方向偏振, r 是 \mathbf{r} 的投影长度。

利用广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 光束传输一段距离后, 交叉谱密度表示为^[10-11]

$$W_{ij}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = \frac{1}{\lambda^2 z^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} W_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}[(x_\alpha^2 - x_\beta^2 + y_\alpha^2 - y_\beta^2) + (x_\alpha'^2 - x_\beta'^2 + y_\alpha'^2 - y_\beta'^2) - 2(x_\alpha x_\alpha' - x_\beta x_\beta' + y_\alpha y_\alpha' - y_\beta y_\beta')]\right] dx_\alpha dy_\alpha dx_\beta dy_\beta, \quad (3)$$

式中 z 是光束传输距离, $\boldsymbol{\rho}$ 是接收面的位置矢量, λ 是波长, x 和 y 为位置坐标, $k = 2\pi/\lambda$ 。将(2)式代入(3)式, 经过复杂的化简后得到的交叉密度矩阵元^[12]为

$$W_{rx}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = E_0^2 \frac{1}{\lambda^2 z^2 w_0^2} \frac{\pi^2}{a_{xx} b_{xx}} G_{xx} \exp\left[\frac{r_{\alpha'}^2}{4a_{xx}} \left(\frac{ik}{z}\right)^2\right] \times \exp\left[\frac{\left(\frac{1}{a_{xx}} \cdot \frac{1}{d_{xx}^2} \cdot \frac{ik}{z}\right) r_{\alpha'}^2}{4b_{xx}} + \frac{\left(-\frac{ik}{z}\right) r_{\beta'}^2}{4b_{xx}} + \frac{\left(\frac{1}{a_{xx}} \cdot \frac{1}{d_{xx}^2} \cdot \frac{ik}{z}\right) \cdot \left(-\frac{ik}{z}\right)}{2b_{xx}} r_1 r_2\right], \quad (4)$$

式中

$$a_{xx} = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{d_{xx}^2} + \frac{ik}{2z}, \quad b_{xx} = \frac{1}{w^2} + \frac{1}{d_{xx}^2} - \frac{ik}{2z} - \frac{1}{a_{xx} d_{xx}^4},$$

$$G_{xx} = \frac{1}{2a_{xx} b_{xx} d_{xx}^2} \left\{ 1 + \frac{1}{2b_{xx}} \left[\frac{1}{a_{xx}} \cdot \frac{1}{d_{xx}^2} \cdot \frac{ik}{z} x_1 + \left(-\frac{ik}{z}\right) x_2 \right]^2 \right\} + \frac{1}{2a_{xx} 2b_{xx}} \left(\frac{ikx_1}{z}\right) \left[\frac{1}{a_{xx}} \cdot \frac{1}{d_{xx}^2} \cdot \frac{ik}{z} x_1 + \left(-\frac{ik}{z}\right) x_2 \right].$$

同理有

$$W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = E_0^2 \frac{1}{\lambda^2 z^2 w_0^2} \frac{\pi^2}{a_{yy} b_{yy}} G_{yy} \exp\left[\frac{r_{\alpha'}^2}{4a_{yy}} \left(\frac{ik}{z}\right)^2\right] \exp\left[\frac{S_{yy1} r_{\alpha'}^2}{4b_{yy}} + \frac{S_{yy2} r_{\beta'}^2}{4b_{yy}} + \frac{S_{yy1} S_{yy2}}{2b_{yy}} r_1 r_2\right], \quad (5)$$

式中 $S_{yy1} = \frac{1}{a_{yy} d_{yy}^2} \cdot \frac{ik}{z}$, $S_{yy2} = -\frac{ik}{z}$ 。综合(4)式和(5)式, 令 $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2 = \boldsymbol{\rho}$, 可得到传输一段距离后单色部分相干径向偏振的光强表达式为

$$I(\boldsymbol{\rho}, \lambda) = W_{rx}(\boldsymbol{\rho}, \lambda) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}, \lambda). \quad (6)$$

实验中采用氙灯作光源, 其频谱较宽。取其有效宽度后, 由公式 $\Delta t \approx 1/\Delta\nu$ 可知, 其相干时间的数量级为 10^{-15} s。这表明时间相干性非常差, 因此对不同频率采用非相干叠加, 对各频率光强作积分。积分后的光强可认为是径向偏振白光光强的分布。

光束经过传输后, 其空间相干性会随着传输距离增大而增强。由范西特-泽尼克定理可知^[13], 不同波长的空间相干度随传输的变化不相等。范西特-泽尼克定理描述了非相干光源传输后的空间相干度的变化, 据此, 当相干度曲线首次 $\mu=0$ 时作为其空间相干长度, 可以求得

$$d = \frac{1.22L\lambda}{\rho}, \quad (7)$$

式中 L 是光束传输距离, ρ 是光源的线宽。从(7)式可以算出对应波长的空间相干长度 d , 可以看出, 空间相干长度与波长 λ 是比例系数为 L/ρ 的线性关系, (7)式表示的空间相干长度代入高斯谢尔模型可以求得空间相干度。可以发现, 空间相干性将随传输距离增加而变好。

根据光谱仪测出的光谱特性,不同高斯分布光谱的叠加可以很好拟合出实验测得的光谱图。每个高斯分布的中心波长 λ_0 与束腰宽度 w_{λ_0} 不同。代入(6)式,最终光强公式表示为

$$I = \sum \int_0^{+\infty} a_i \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{w_i^2}\right] I(\rho, z, \lambda) d\lambda, \quad (8)$$

式中 a_i 是权重, λ_i 和 w_i 是高斯函数对应系数。

3 实验分析

实验采用的装置示意图如图 1 所示。

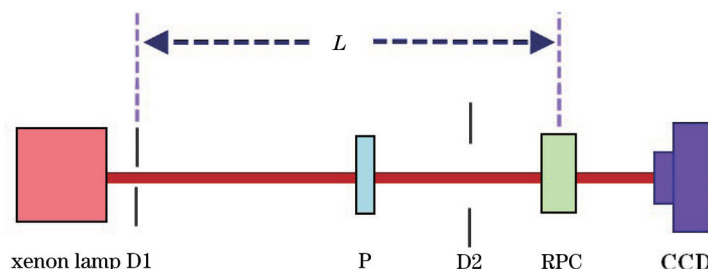


图 1 氙灯光源产生白光径向偏振实验装置图

Fig.1 Experimental setup to generate radially polarized beam with xenon lamp

实验采用氙灯光源, D1 和 D2 为光阑, RPC 为径向偏振仪, 能把入射的线偏振光转化为径向偏振光。取 D1 直径为 0.2 mm, 令其紧靠氙灯, 通过 D1 的光显然是范西特-泽尼克定理的描述非相干光源。D2 的作用是滤掉杂散光, D2 直径取得较大, 可以忽略其对空间相干性的影响。P 是偏振片, 其目的是保持入射到 RPC 上的光为线偏振光。调整 L 大小可以调整光束的空间相干度。经过 RPC 得到径向偏振光后, 通过 CCD 拍得的不同距离处的光斑束研究宽频带部分相干径向偏振光束在传输中的变化。

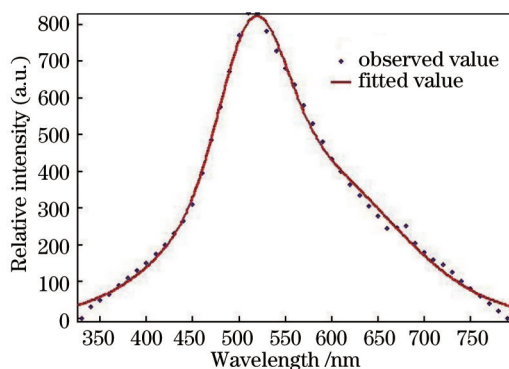


图 2 径向偏振光源源面光谱图

Fig.2 Spectrogram of the source of the radially polarized beam

径向偏振光源源面光谱如图 2 所示, 横轴是波长, 纵轴是各波长的相对强度。该光谱通过光纤光谱仪放置在紧靠 RPC 的后方测得, 放在径向偏振仪后方的原因是消除 RPC 对不同波长的光束效率不同而产生的影响。红色实线是光谱的拟合图, 该拟合曲线由下式二阶拟合而成:

$$f(x) = a_1 \exp\left\{-\left[\frac{x - \lambda_1}{w_1}\right]^2\right\} + a_2 \exp\left\{-\left[\frac{x - \lambda_2}{w_2}\right]^2\right\}. \quad (9)$$

根据图 2, 积分区间定为 330~780nm, 拟合阶数 $i = 2$, 拟合数据取 $a_1 = 407.6$, $\lambda_1 = 515$ nm, $w_1 = 49.1$ nm, $a_2 = 447.7$, $\lambda_2 = 557.5$ nm, $w_2 = 144.9$ nm。

图 3 是对径向偏振光束的检验, 各个方向的检验均符合径向偏振光的特征, 表明此时已经形成了轴对称的偏振特性。这说明频谱宽度对径向偏振光的形成没有影响, 实验上能产生宽频带径向偏振光束, 进一步说明时间相干大小不影响径向偏振光的形成。当 CCD 置于紧靠径向偏振仪的后方光源, 此时光束空间相干性很差; 当通过 D1 的光传输一段距离后到达径向偏振仪, 此时光束获取了一定的空间相干性。实验中在这两种情况下, 均能形成径向偏振光束。这个检验表明, 相干性大小不影响径向偏振光的形成, 具有任意时间相

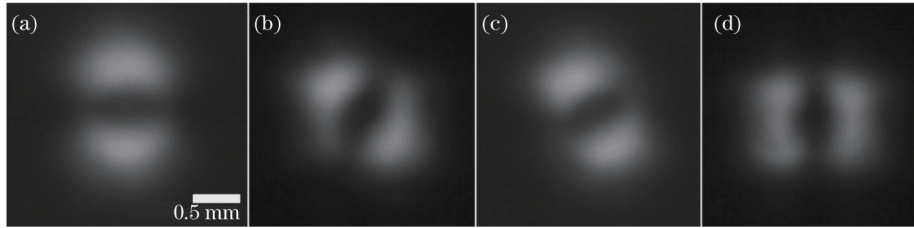


图3 径向偏振白光偏振性的检验,与竖直方向夹角分别为(a) 0° , (b) 30° , (c) 60° 和(d) 90°

Fig.3 Inspection of polarization of radial polarized light with (a) 0° , (b) 30° , (c) 60° and (d) 90° deviation from the vertical direction respectively
干性和空间相干性的光束都可以形成径向偏振光束。径向偏振光束属于偏振奇点的光束,其奇点形成来自于各点偏振变化后的相干。结果说明,空间相干性和时间相干性都不影响这类相干。

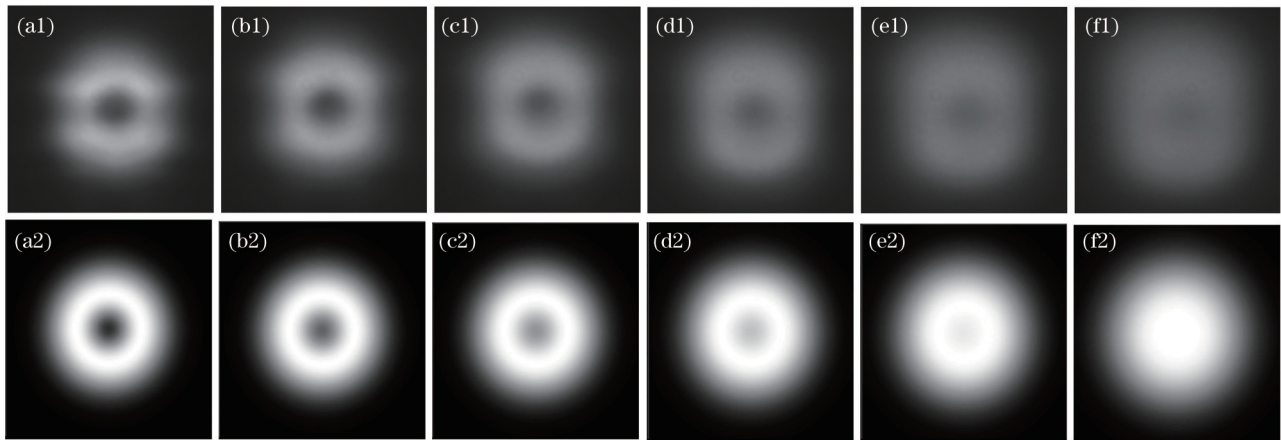


图4 氙灯光束传输 1.5 m 后入射径向偏振仪。以径向偏振仪作为 $z=0$ m (a1)~(f1) 传输 0.2~0.7 m 的光强分布和 (a2)~(f2) 理论模拟结果

Fig.4 Beams with the distance of 1.5 m from xenon lamp projects on RPC. Intensity distributions (a1)~(f1) with transmission distance of 0.2~0.7 m from RPC and (a2)~(f2) by theoretical simulation

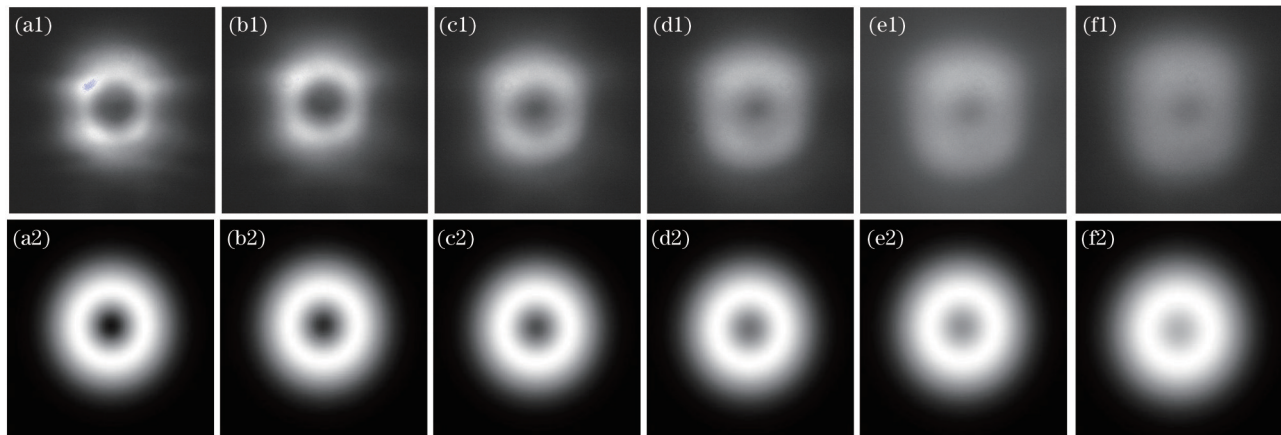


图5 氙灯光束传输 2.5 m 后入射径向偏振仪。以径向偏振仪作为 $z=0$ m (a1)~(f1) 传输 0.2~0.7 m 的光强分布和 (a2)~(f2) 理论模拟结果

Fig.5 Beams with the distance of 2.5 m from xenon lamp projects on RPC. Intensity distributions (a1)~(f1) with transmission distance of 0.2~0.7 m from RPC and (a2)~(f2) by theoretical simulation

图4和图5为以径向偏振仪作为初始点,光强分布和偏振在传输后与空间相干性大小的关系。图4的传输距离为 1.5 m,由范西特-泽尼克定理推算出图4光束空间相干长度分布为 3.2~6.5 mm。图5比图4传输距离增加 1 m,其各个波长的空间相干长度增长了约 1.7 倍,分布为 5.4~11 mm。图4光束的空间相干性低于图5光束的空间相干性。图4和图5随着传输距离的增加,由于部分相干的诱导作用,空心奇点逐渐消失,对比图4和图5可以发现,当光束传输相同的距离,其空间相干性越低,诱导作用越强,这与研究部分相干单色光传输后的特征类似^[14-15],光斑光强分布最后会逐渐变为光强为高斯分布的各个频率的光强叠加。上述现象

表明光束空间相干性会影响径向偏振光束这类奇点光束的传输。光斑随着光束传输一直保持为圆形,表明对于矢量光束当在 $z=0$ m 处各方向初始相干度相同,传输对空间相干度的改变在各个方向也相等,光束传输过程中空间相干度均保持 $\mu_{xx} = \mu_{yy}$ 。

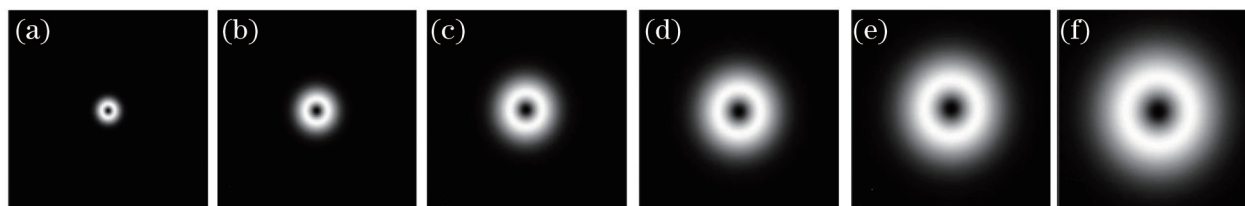


图6 源面空间相干长度为 10 m, 频谱宽度为 350~780 nm 的径向偏振光束的理论模拟, (a)~(f) 传输 10~60 m 的光强分布
Fig.6 Theoretical simulation of radially polarized beam with spatial coherence length of 10 m and spectrum of 350~780 nm.

(a)~(f) Transmission distance of 10~60 m

图6是用数值模拟的方法模拟宽频谱高空间相干度光束传输长距离后的光强分布。让光束保持极高的空间相干度,图6中各个波长的空间相干长度取均值为 1 m, 频谱分布保持实验测得的数据。当空间相干度保持为 1, 那么只有频谱宽度, 也就是时间相干性可能对径向偏振光束的奇点产生影响, 而图6(a)~(f)各个光斑光轴一直保持为偏振奇点。这表明光束的时间相干性不影响径向偏振光束的奇点。对于时间相干性很差的光束, 其各频率非相干叠加, 因此只要光束空间相干性足够好, 宽频带径向偏振光束传输任意距离后中心奇点仍存在。

光束偏振度与光束的相干性有密切关系, 由图4和图5可知, 由于光束空间部分相干的诱导作用, 径向偏振光的径向偏振特性会随着传输被破坏, 现在定性的考察径向偏振光束偏振度的变化, 在频率域偏振度的定义为^[16]

$$p = \sqrt{1 - \frac{4|W_r(\nu)|}{[W_{rx}(\nu) + W_{ry}(\nu)]^2}}, \quad (10)$$

式中 W_r 表示光束的谱密度矩阵。将(10)式进一步化简可得

$$p(r) = \begin{cases} \sqrt{1 - 4[(1 - \mu_{rx}^2)E_x(r)E_x^*(r)E_y(r)E_y^*(r)]}, & E_x(r) \neq 0 \text{ and } E_y(r) \neq 0 \\ 1, & \text{if else} \end{cases}, \quad (11)$$

式中 E_x 和 E_y 为有效振幅。由(11)式可知, 对每个特定频率来说, 光束偏振度与两个量密切相关, 即该点 x 偏振和 y 偏振分别的强度及 x 偏振和 y 偏振之间的单点相干度 μ_{rx} 。因此, 当 x 偏振和 y 偏振的强度一定, 则 μ_{rx} 越高, 光束在该点偏振度越高。确定光束在传输过程保持 x 偏振和 y 偏振的强度相等前提下, 可以推断, 当光源 x 偏振和 y 偏振之间的互相干度 μ_{xy} 和单点相干度 μ_{rx} 均等于 0, 随着光束传输, 光源各点传输一段距离到该点后, 该点单点相干度 μ_{rx} 并不会变化, 这导致该点的偏振度也不会变化; 而当光源 x 偏振和 y 偏振之间的互相干度 μ_{xy} 不为 0, 随着光束传输到该点后, 该点单点相干度 μ_{rx} 会变化, 因此该点偏振度也会变化, 且传输距离越长, 该效应越明显。

4 结 论

从理论和实验两方面研究了宽频带径向偏振光束产生和其传输特性, 证实了可以产生宽频带径向偏振光束, 发现光束的时间相干性和空间相干性均不影响径向偏振光束的产生。光束的时间相干性在光束传输过程中不影响光束的奇点, 而光束较差的空间相干性会导致奇点的逐渐消失。在偏振度方面, 结果表明光束偏振度随光束传输的变化与光源 x 偏振与 y 偏振的相干性 μ_{xy} 有密切关系。当非偏振光源的互相干度 $\mu_{xy} = 0$ 时, 则光束偏振度随着传输一直不变, 偏振度同光源相同, 保持为 0。当光源的互相干度 $\mu_{xy} \neq 0$ 时, 随着光束传输, 光束偏振度会发生变化, 传输距离越远, 变化越明显。

参 考 文 献

- 1 Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam[J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(23): 233901.
- 2 Ke Xizheng, Han Meimiao, Wang Mingjun. Spreading and wander of partially coherent beam propagating along a horizontal-path in

- the atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(11): 1106003.
- 柯熙政, 韩美苗, 王明军. 部分相干光在大气湍流中水平传输路径上的展宽与漂移[J]. *光学学报*, 2014, 34(11): 1106003.
- 3 Huang Yongping, Duan Zhichun, He Yehuan, *et al.*. Change of turbulence distance for partially coherent flat-topped beams propagating through non-Kolmogorov turbulence[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(9): 0913002.
- 黄永平, 段志春, 贺也洹, 等. 部分相干平顶光束在非 Kolmogorov 大气湍流中湍流距离的变化[J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0913002.
- 4 Simon R, Mukunda N, Sudarshan E C G. Partially coherent beams and a generalized ABCD-law[J]. *Opt commun*, 1988, 65(5): 322-328.
- 5 Gori F. Matrix treatment for partially polarized, partially coherent beams[J]. *Opt lett*, 1998, 23(4): 241-243.
- 6 Gori F, Santarsiero M, Piquero G, *et al.*. Partially polarized Gaussian Schell-model beams[J]. *J Opt A-Pure Appl Opt*, 2001, 3(1): 1-9.
- 7 Gori F, Santarsiero M, Borghi R, *et al.*. Use of the Van Cittert-Zernike theorem for partially polarized sources[J]. *Opt lett*, 2000, 25(17): 1291-1293.
- 8 Friberg A T, Sudol R J. Propagation parameters of Gaussian Schell-model beams[J]. *Opt Commun*, 1982, 41(6): 383-387.
- 9 Tang Mingyue, Li Binzhong, Wang Yufeng, *et al.*. Influence of non-Kolmogorov turbulence on the Rayleigh range and turbulence distance of Gaussian-Schell beams[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(10): 1013002.
- 汤明玥, 李宾中, 王宇峰, 等. 非 Kolmogorov 湍流对高斯谢尔光束的瑞利区间和湍流距离的影响[J]. *中国激光*, 2014, 41(10): 1013002.
- 10 Cai Y J, Lin Q, Eyyuboglu H T, *et al.*. Average irradiance and polarization properties of a radially or azimuthally polarized beam in a turbulent atmosphere[J]. *Opt Express*, 2008, 16(11): 7665-7673.
- 11 Huo Yajie, Zhang Tingrong, Bao Jianqin. Propagation properties of Hermite-cosine-Gaussian beam through a negative refractive index materials slab[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2014, 51(4): 041401.
- 霍雅洁, 张廷蓉, 包建勤. 厄米-余弦-高斯光束通过负折射率平板材料的传输特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2014, 51(4): 041401.
- 12 Hu K L, Chen Z Y, Pu J X. Investigation on partially coherent vector beams and their propagation and focusing properties[J]. *JOSA A*, 2012, 29(11): 2300-2306.
- 13 McCutchen C W. Generalized source and the Van Cittert-Zernike theorem: A study of the spatial coherence required for interferometry[J]. *JOSA*, 1966, 56(6): 727-732
- 14 He Q S, Turunen J, Friberg A T. Propagation and imaging experiments with Gaussian Schell-model beams[J]. *Opt commun*, 1988, 67(4): 245-250.
- 15 Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication[J]. *JOSA A*, 2002, 19(9): 1794-1802
- 16 Liu Qi, Chu Jinkui, Wang Jing, *et al.*. Research and simulation analysis of atmospheric polarization properties under water cloud condition[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(3): 0301004.
- 刘 琦, 褚金奎, 王 兢, 等. 水云条件下大气偏振特性研究及其模拟分析[J]. *光学学报*, 2014, 34(3): 0301004.

栏目编辑: 史 敏