

各向异性的非相干矢量光束的传播特性*

陈园园 王 奇 施解龙

(上海大学理学院物理系,上海宝山区 200436)

摘 要 利用坡印亭矢量,研究了相干性为各向异性的非相干矢量光束在自由空间的传输特性,得到了光束横截面上能量分布及演化,导出了角偏振光束中心出现能量峰值的条件,详细分析了相干性对偶极子光束能量旁瓣的影响,并发现各向异性的偶极子光束具有三种不同的演化形式,得到了具体判据.

关键词 各向异性的非相干性;矢量光束;坡印亭矢量

中图分类号 O43 **文献标识码** A

0 引言

在矢量电磁场传播特性的研究中,通常是利用由矢量 Helmholtz 方程得到的 Bessel 函数来描述光场.理想的 Bessel 光束具有无限大能量,因此我们可加以 Gauss 型调制,使其能量有限,这就是 Bessel-Gauss 光束^[1,2].线性偏振或标量的 Bessel-Gauss 光束可以看作是多个 Gauss 光束的相干叠加,且各光束的相位变化相同,在传播过程中由于干涉效应,光束总体的包络保持不变,因此这种光束通常被称为无衍射光束^[3-5].在实验上,它可以由 CCGSE 半导体激光器获得^[6,7].而对于矢量的 Bessel-Gauss 光束,由于光束各点偏振态的不同,光束的性质会有很大的变化.

S. R. Seshadri 对矢量 Bessel-Gauss 光束进行了较为深入的研究.他从分析完全相干的矢量 Bessel-Gauss 光束入手,得到了矢量光束横截面上的能量分布规律^[8],进而利用坡印亭矢量研究了各向同性的非相干矢量光束的能量分布演化特征^[9].另外,他又直接利用交叉光谱密度函数的傅里叶变换积分求得了各向异性非相干矢量光束宽度演化的解析表达式^[10],取得了重要进展,但这种分析方法的计算过程十分繁琐冗长.

具有高度准直性的 Bessel-Gauss 光束在诸多方面均有应用,但完全相干的光束只是理想情况,实际存在的光束一般都是非相干且各向异性,为更准确的分析 Bessel-Gauss 光束的传播特性,以提高其应用潜力,本文尝试利用 S. R. Seshadri 研究各向同性非相干光束的坡印亭矢量法来分析相干性为各向异

性的非相干矢量光束基模(角向偏振光束)和一阶模(偶极子光束)的传播演化特性,利用简单的计算过程得到了 S. R. Seshadri 在文献[10]中的部分结果.本文的工作重点在于详细分析了各向异性的非相干性对光束横截面能量分布和光束形状演化的影响,非相干性使角向偏振光束中心处的能量由无到有,在一定条件下会出现能量的极大值,对此我们进行了详细的讨论.偶极子光束随着非相干性的增强,光束能量旁瓣的位置会发生变化,由远离主瓣到逐渐靠拢,最终合并为单峰结构.最后,利用均方宽度描述了光束在传播过程中形状的演化,发现非相干性的各向异性导致光束具有三种不同类型的演化行为,我们给出了具体的判断依据.

1 各向异性非相干角向偏振光束

设矢量 Bessel-Gauss 光束在自由空间(μ_0, ϵ_0)中传播,角频率为 ω ,空间频率为 $k = \omega/c$,其基模光束的电势场可表示为^[8]

$$F_0 = (\rho, \phi; z=0) = N \exp(-\rho^2/w_0^2) \quad (1)$$

式中 N 是归一化常数, w_0 是入射光束的宽度即光腰.根据 Fresnel 变换,可知基模光束的电场只有沿 ϕ 方向的分量,因此这种光束常被称为角向偏振光束.下面我们来研究各向异性的非相干角向偏振光束的衍射行为.

假设非相干角向偏振光束由 Gauss-Schell 模型的平面光源发出,光束的相干性为各向异性,表现在 x, y 方向上的相干长度各不相同, $\sigma_{gx} \neq \sigma_{gy}$. 光束横截面上的空间相干度可定义为^[11]

$$g(x_1, y_1; x_2, y_2) = \exp \left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{\sigma_{gx}^2} - \frac{(y_1 - y_2)^2}{\sigma_{gy}^2} \right] \quad (2)$$

用以表示光束空间两点间归一化的相干程度,对于完全相干光, $\sigma_{gx} \rightarrow \infty, \sigma_{gy} \rightarrow \infty$, 有 $g(x_1, y_1; x_2, y_2) =$

*国家自然科学基金(编号:60177020)和上海市教委重点学科资助项目

Email: chenyuanyuan_shu@sohu.com

收稿日期: 2003-04-14

1. 根据文献[9]给出的公式,将式(1)、(2)代入,可得各向异性非相干矢量光束的坡印亭矢量为

$$S_z(x, y, z) = 2cN^2 \left[\frac{1}{w_x^3 w_y} \left(\frac{2z^2}{k^2 \sigma_{gx}^2} + x^2 \frac{w_{fc}^2}{w_x^2} \right) + \frac{1}{w_x w_y^3} \left(\frac{2z^2}{k^2 \sigma_{gy}^2} + y^2 \frac{w_{fc}^2}{w_y^2} \right) \right] \exp \left(-\frac{2x^2}{w_x^2} - \frac{2y^2}{w_y^2} \right) \quad (3)$$

式中 $w_x^2 = w_0^2 + \frac{4z^2}{k^2} \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{2}{\sigma_{gx}^2} \right)$, $w_y^2 = w_0^2 + \frac{4z^2}{k^2} \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{2}{\sigma_{gy}^2} \right)$, $w_{fc}^2 = w_0^2 + \frac{4z^2}{k^2} \frac{1}{\sigma_{gy}^2}$.

式(3)给出了光束能量在横截面上的分布情况,能量分布与光束的相干度有关,且总体能量只沿 z 轴传播. 下面分三种情况讨论: 1) $\sigma_{gx} = \sigma_{gy} \rightarrow \infty$ 时,光束为完全相干光,光束宽度的演化完全与高斯光束同. 但值得注意的是, $S_z(0, 0, z) = 0$, 即不管传播多远,光束轴向中心始终是一空洞,没有能量,这是角向偏振相干光束的重要特点. 实验上,人们利用 CCGSE 激光器已成功的观测到相干角向偏振光束的传播,主要特征与理论结果一致^[6]. 2) $\sigma_{gx} = \sigma_{gy}$ 时,式(3)可蜕化为文献[9]所得的结果,对应于各向同性的非相干光. 3) $\sigma_{gx} \neq \sigma_{gy}$ 时,在入射面上,各向异性的非相干光束中心轴线上没有能量,但随着传输距离的增加,中心处的能量逐渐增大,如图 1 所示,图中 $N = 3 \times 10^{-7}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w_0 = 1 \text{ mm}$, $\sigma_{gx} = 1.0 \text{ mm}$, $\sigma_{gy} = 0.5 \text{ mm}$. 由于非相干性的各向异性, S_z 在 x, y 方向上的演化不同,相干性越差,能量分布的变化越快, $\sigma_{gx} > \sigma_{gy}$, 则 y 方向上的能流分布的变化比 x 方向上的迅速. 图 2 为图 1 所示光束传播到 $z = 2 \text{ m}$ 时的三维示意图,十分明显,光束中心处的能量已不为零,且非相干性的各向异性导致光束在 x, y 方向上的演化各异,失去了圆对称性. 随着光束非相干性的增强,即 σ_{gx}, σ_{gy} 变小,光束中心的能量逐渐增大,甚至成为光束横截面上能量的最大值,如图 3 所示.

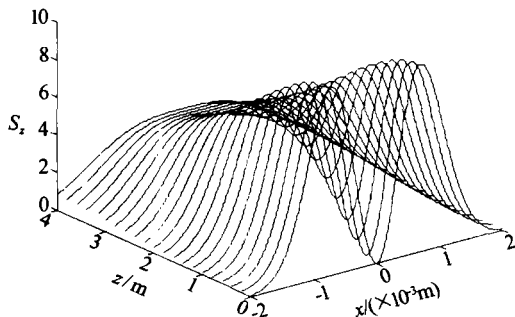


图 1 $y=0$ 平面的非相干角向偏振光束能流沿 z 轴的传输演化

Fig. 1 The evolvement of Poynting vector in the plane $y=0$ for the incoherent azimuthally beam along z axis

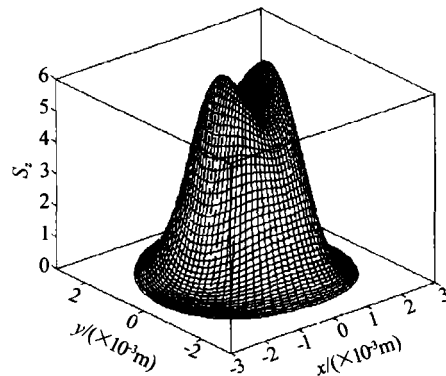


图 2 $z=2 \text{ m}$ 处各向异性非相干角向偏振光束横截面上能流分布的三维示意图

Fig. 2 Transverse distribution of the normalized Poynting vector for the anisotropic incoherent zimuthally beam in the plane $z=2 \text{ m}$

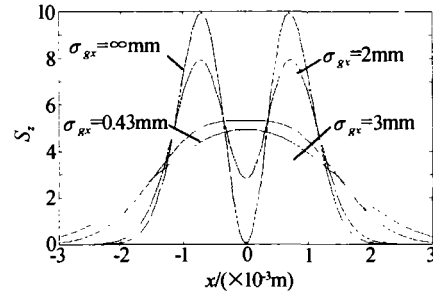


图 3 $\sigma_{gy} = 1 \text{ mm}$, 不同 σ_{gx} 在 $y=0, z=2 \text{ m}$ 处光束横截面上能流沿 x 方向的分布

Fig. 3 Distribution along x axis of the normalized Poynting vector for the incoherent beam of $\sigma_{gy} = 1 \text{ mm}$ in the plane $y=0, z=2 \text{ m}$ for the different coherent length in x direction σ_{gx}

那么,在什么条件下,非相干光束的中心可以由能量低谷变成能量峰值? 在此,我们试给出判据. 在光束横截面上,坡印亭矢量 S_z 的分布是关于 x, y 的二元函数,但由于光束各向异性的非相干性, S_z 在 x, y 方向上的演化规律不同,因此需分别讨论光束在 $y=0$ 和 $x=0$ 平面上坡印亭矢量的变化. 光束在 $y=0$ 平面上出现沿 x 方向分布的能流峰值,即要求 $x=0, y=0$ 处的坡印亭矢量关于 x 的一阶导数等于零、二阶导数小于零,即

$$\left. \frac{\partial S_z}{\partial x} \right|_{\substack{x=0 \\ y=0}} = 0 \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial^2 S_z}{\partial x^2} \right|_{\substack{x=0 \\ y=0}} = \frac{4cN^2}{w_x^3 w_y} \left(\frac{w_{fc}^2}{w_x^2} - \frac{4z^2}{w_x^2 k^2 \sigma_{gx}^2} - \frac{4z^2}{w_y^2 k^2 \sigma_{gy}^2} \right) < 0 \quad (5)$$

经计算得

$$z > z_{0x} = kw_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma_{gx}^2 \sigma_{gy}^2 + \sigma_{gx}^2 w_0^2 - \sigma_{gy}^2 w_0^2 + w_0^2 \gamma}{8(4w_0^4 + \sigma_{gy}^2 w_0^2 - \sigma_{gx}^2 w_0^2 - \sigma_{gx}^2 \sigma_{gy}^2)}} \quad (6)$$

式中 $\gamma = \sqrt{\sigma_{gx}^4 + 14\sigma_{gx}^2 \sigma_{gy}^2 + \sigma_{gy}^4}$. 当传播距离 $z = z_{0x}$ 时, $y=0$ 光束平面在 $(0, 0)$ 处开始出现能流峰值. 且光束的相干性越差, z_{0x} 值越小. 经计算可知,当 $N = 3 \times 10^{-7}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $w_0 = 1 \text{ mm}$, $\sigma_{gx} = 1.0 \text{ mm}$,

$\sigma_{gy} = 0.5 \text{ mm}$ 时, $z_{0x} = 3.73 \text{ m}$. 如图 1 所示, $z = z_{0x}$ 时, x 方向的能流凹陷消失, 向峰值过渡. 分析式 (6) 可知, 根号下分子部分一定大于零, 若式 (6) 有意义, 则要求分母部分也一定要大于零, 即 $4w_0^4 + \sigma_{gx}^2 w_0^2 - \sigma_{gx}^2 w_0^2 - \sigma_{gx}^2 \sigma_{gy}^2 > 0$, 经化简得

$$\kappa = \frac{w_0^2}{\sigma_{gx}^2} > \frac{\sigma_{gy}^2 + w_0^2}{\sigma_{gy}^2 + 4w_0^2} \quad (7)$$

文献[9]中曾提到非相干的角向偏振光束中心会出现能量峰值, 但未进行分析. 经计算给出了峰值出现的位置, 并且知道并非所有的非相干的角向偏振光束都会出现峰值, 光束必须满足式(7). 当 $\sigma_{gy} = 0$ 时, $\kappa > 1/4$, 随着 σ_{gx} 的增大, κ 也逐渐增大, 当 $\sigma_{gy} \rightarrow \infty$ 时, $\kappa > 1$. 由此, 我们知道 $w_0 > 1/2\sigma_{gx}$ 时, 光束的中心处有可能出现峰值, 而当 $w_0 > \sigma_{gx}$ 时, 光束的中心处一定会出现峰值. 若 $\sigma_{gx} \gg w_0$ 且 $\sigma_{gy} \gg w_0$ 时, 光束为完全相干光, 此时 z_{0x} 为虚数, 即相干光束中心处永远不会出现能量峰值, 这与前面的讨论一致. 而当 $\sigma_{gx} \leq w_0, \sigma_{gy} \leq w_0$ 时, 有 $z_{0x} \approx 0$, 对应完全非相干光情况, 相当于光束一经出射, 中心处就会形成能量峰值.

通过以上讨论, 可知光束中心能流峰值的出现与光束的非相干度有很大关系, 可将式(6)变形为

$$\sigma_{gx}^2 < \frac{4(\sigma_{gy}^2 k^2 w_0^6 z^2 + 4\sigma_{gx}^2 w_0^4 z^4 + 16w_0^4 z^4)}{(k^2 w_0^4 + 4z^2)(\sigma_{gy}^2 k^2 w_0^4 + 4\sigma_{gx}^2 z^2 + 4w_0^2 z^2)} \quad (8)$$

在 σ_{gy} 给定情况下, 光束传播到某一点 z 处, 只要上式成立, x 方向上的光束能流分布便会在 $x = 0$ 处出现强度极大值, 且 σ_{gx} 越小, 出现强度极值越明显. 这时由于光束的相干性很差, 衍射加剧, 宽度增加, 使得峰值强度减弱. 见图 3 所示, 当 $\sigma_{gx} = 0.43 \text{ mm}$ 时, 光束中心处开始有极值出现.

对 $x = 0$ 光束平面中心出现能流极值的讨论与此类似, 恕不累述.

2 各向异性非相干偶极子光束

矢量 Bessel-Gauss 光束的一阶模式场分布具有电偶极辐射的特点, 故被称为偶极子光束. 其入射面上的电势场分布为

$$F_0(\rho, \phi; z=0) = N \cos(\phi) \rho \exp(-\rho^2/w_0^2) \quad (9)$$

类似与角向偏振光束的讨论, 由式(9), 可得各向异性非相干矢量一阶光束的坡印亭矢量为

$$S_z(x, y, z) = \frac{1}{2} c N^2 \frac{w_0^2}{w_x w_y} (Q_0 + Q_1 x^2 + Q_2 y^2 + Q_3 x^4 + Q_4 x^2 y^2) \exp\left(-\frac{2x^2}{w_x^2} - \frac{2y^2}{w_y^2}\right) \quad (10)$$

式中

$$Q_0 = \frac{w_0^2}{w_x^2} + \frac{48z^4}{k^4 w_x^4 \sigma_{gx}^4} + \frac{16z^4}{k^4 w_x^2 w_y^2 \sigma_{gx}^2 \sigma_{gy}^2},$$

$$Q_1 = -\frac{4}{w_x^2} + \frac{16z^2}{k^2 w_0^2 w_x^4} + \frac{80z^2}{k^2 w_x^4 \sigma_{gx}^2} + \frac{8z^2}{k^2 w_x^4 \sigma_{gy}^2} - \frac{384z^4}{k^4 w_x^6 \sigma_{gx}^4} - \frac{64z^4}{k^4 w_x^4 w_y^2 \sigma_{gy}^4},$$

$$Q_2 = \frac{8z^2 w_{fc}^2}{k^2 w_x^2 w_y^4 \sigma_{gx}^2}, Q_3 = \frac{4w_{fc}^4}{w_x^8}, Q_4 = \frac{4w_{fc}^4}{w_x^4 w_y^4}.$$

式(10)给出任意 z 处, 各向异性非相干偶极子光束横截面上的能流分布. 在传播过程中, 由于衍射的作用, 光束展宽, 能量峰值下降. 如图 4 所示, 图中 $\lambda = 632.8 \text{ nm}, w_0 = 1 \text{ mm}, N = 2 \times 10^{-4}, \sigma_{gx} = 2 \text{ mm}, \sigma_{gy} = 1 \text{ mm}$. 对比图 1、2 和 4, 可以看出, 偶极子光束的能量分布与前述角向偏振光束完全不同, 在光束中心处始终有能量传输, 并保持能量峰值; 光束能量在 x, y 方向上的分布不相同, 但各自具对称性. 在 x 方向上能量主瓣的两侧各出现一个旁瓣. 这是由于偶极子光束的场分布类似于偶极辐射场, 具有方向性, 在 $x = 0 (\phi = \pi/2)$ 的平面上场强分布最弱, 而在 $y = 0 (\phi = 0 \text{ 或 } \pi)$ 的平面上的场强分布最强, 且光束中心处场强最大, 在中心两侧并有极值点.

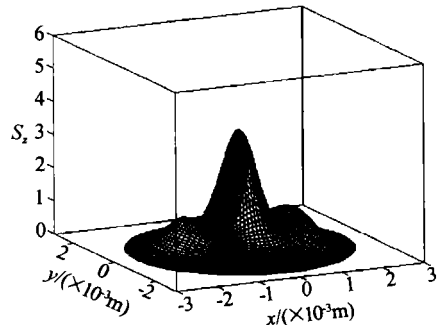


图 4 $z = 2 \text{ m}$ 时, 偶极子光束的三维示意图
Fig. 4 The distribution of Poynting vector in the plane $z = 2 \text{ m}$ for the dipolar beam

下面主要讨论光束在 $y = 0$ 平面上能流分布的演化规律. 图 5 为其坡印亭分量的演化示意图, 参数同图 4. 由图可见, 在传播过程中, 随着光束中心能量峰值的下降, 对称分布的两旁瓣峰值也持续下降, 且旁瓣峰值的位置 x_0 发生变化. 利用式(10)给出的强度分布, 经计算, 可以得到 x_0 的变化规律. 如图 5(b) 所示, $|x_0|$ 随 z 不断增大, 远离主瓣, 这是衍射效应的必然结果. 另外, 光束的相干度对旁瓣位置的变化影响也很大, 对于 $y = 0$ 的考察平面, 相干性主要由 σ_{gx} 决定, 图 5~7 中给出不同相干长度 σ_{gx} 情况下, 光束能量旁瓣峰值的位置变化情况.

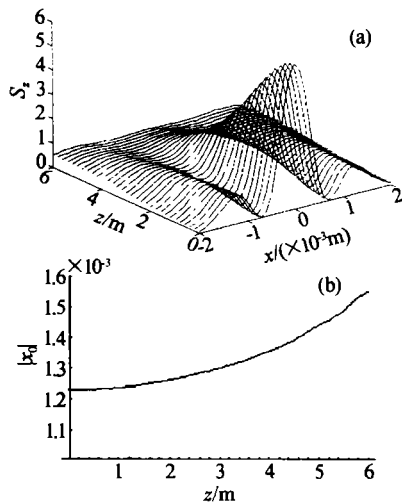


图 5 (a) $\sigma_{gx} = 2$ mm, 偶极子光束 $y=0$ 的平面沿 z 轴的传输演化; (b) 偶极子光束旁瓣的峰值位置沿 z 轴的变化
Fig. 5 (a) The distribution of Poynting vector along z axis for dipolar beam of $\sigma_{gx} = 2$ mm in the plane $y=0$; (b) The position variation along z axis of the sidelobe's intensity peak for the dipolar beam

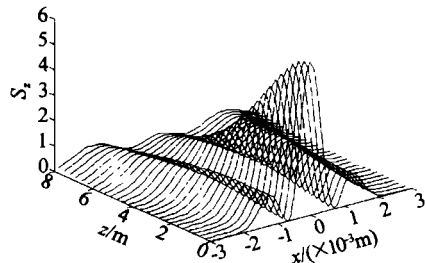


图 6 $\sigma_{gx} \rightarrow \infty$ 相干光束 $y=0$ 平面沿 z 轴的传输演化
Fig. 6 The distribution of Poynting vector along z axis for coherent dipolar beam in the plane $y=0$

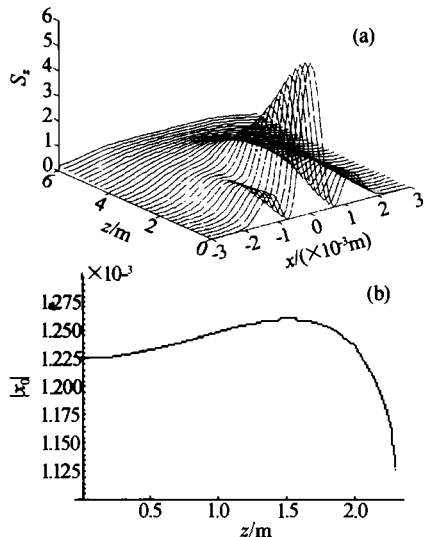


图 7 (a) $\sigma_{gx} = 1$ mm 时, $y=0$ 光束平面沿 z 轴的传输演化; (b) $\sigma_{gx} = 1$ mm 时, 光束旁瓣的峰值位置沿 z 轴的变化
Fig. 7 (a) The distribution of Poynting vector along z axis for the dipolar beam of $\sigma_{gx} = 1$ mm in the plane $y=0$; (b) The position variation along z axis of the sidelobe for the dipolar beam of $\sigma_{gx} = 1$ mm

由图 6 可见, 完全相干光的旁瓣在传播过程中逐渐向外侧移动, 虽然峰值有所降低, 但变化缓慢.

对于非相干光束, 情况则不同, 光束的旁瓣很快消失, 且随着光束相干性的减弱, 旁瓣存在的距离越来越短, 当旁瓣出现的位置在向外侧移动到某点时, 便转而反向移动, 即向光束中心移动, 最终会形成光束能量沿方向单调减小的连续分布, 即旁瓣消失, 形成单峰结构. 如图 7 所示.

偶极子光束横截面上能量的分布是非圆对称的, 我们可以利用均方宽度来描述光束的形状演化. 光束的均方宽度定义为坡印亭矢量在光束截面 x, y 方向上分布的二阶矩^[10]

$$(\sigma_u^2)_z = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy u^2 S_z(x, y, z)}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy S_z(x, y, z)} \quad (u = x, y) \quad (11)$$

将式(10)代入式(11)中, 可以得到各向异性的非相干偶极子光束在传播过程中均方宽度的演化为

$$(\sigma_x^2)_z = \frac{5}{8} w_0^2 + \frac{z^2}{k^2} \left(\frac{9}{2w_0^2} + \frac{2}{\sigma_{gx}^2} \right) \quad (12)$$

$$(\sigma_y^2)_z = \frac{3}{8} w_0^2 + \frac{z^2}{k^2} \left(\frac{3}{2w_0^2} + \frac{2}{\sigma_{gy}^2} \right) \quad (13)$$

由式(12)、(13)可以看出, 偶极子光束初始的形状为近似椭圆形, x 方向上的长度大于 y 方向的长度. 光束均方宽度的变化主要由相干长度决定, 相干长度越小, 光束展宽越大, 且由于光束相干性的各向异性, 在传播中, 形状会发生变化. 分别对式(12)、(13)关于 z 求一阶导数, 根据光束二维均方宽度的增大规律, 可将光束的演化分为三类:

第一类, 均匀扩展型. 当 $2/\sigma_{gy}^2 = 2/\sigma_{gx}^2 + 3/w_0^2$, 即 $\sigma_{gy} = \sqrt{2}\sigma_{gx}w_0/\sqrt{3\sigma_{gx}^2 + 2w_0^2}$ 时, 光束 x, y 方向上宽度的增加速度相同, 光束的形状均匀增大, x, y 方向上的宽度差保持不变, 为 $(\sqrt{10} - \sqrt{6})w_0/4 \approx 0.1782w_0$. 如图 8 所示, 图中 $\sigma_{gx} = 2$ mm, $\sigma_{gy} = 0.756$ mm.

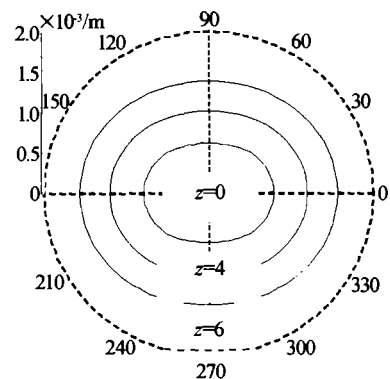


图 8 光束在 $z=0, 4, 6$ m 时光束形状的演化
Fig. 8 The shape evolution of the incoherent dipolar beam at $z=0, 4, 6$ m

第二类, 长短轴互易型. $\sigma_{gy} < \sqrt{2}\sigma_{gx}w_0/\sqrt{3\sigma_{gx}^2 + 2w_0^2}$ 时, 光束在 y 方向上的增宽速度将大于

x 方向的速度,当光束传播到某点 $z_0 = k\sigma_{gx}\sigma_{gy}w_0^2 / (2\sqrt{2\sigma_{gx}^2w_0^2 - 2\sigma_{gy}^2w_0^2 - 3\sigma_{gx}^2\sigma_{gy}^2})$ 时, x 、 y 方向上的宽度相等,光束的横截面的形状变为圆形,此后再变为椭圆形,但 y 方向上的宽度大于 x 方向的宽度,即椭圆形的长短轴发生了互易. 如图 9 所示, $\sigma_{gx} = 2$ mm, $\sigma_{gy} = 0.6$ mm, 当 $z_0 = 3.46$ m 时,光束横截面变为圆形.

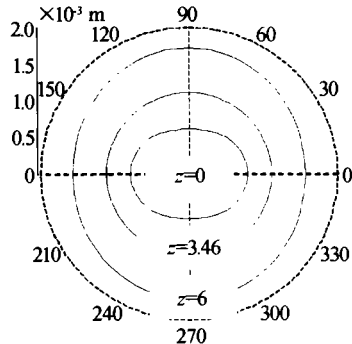


图 9 光束在 $z=0, 3.46, 6$ m 时光束形状的演化
Fig. 9 The shape evolution of the incoherent dipolar beam at $z=0, 3.46, 6$ m

第三类, 哑铃型. 当 $\sigma_{gy} > \sqrt{2}\sigma_{gx}w_0 / \sqrt{3\sigma_{gx}^2 + 2w_0^2}$ 时, 光束在 x 方向上的增宽速度大于 y 方向的速度, 所以光束的横截面的形状一直保持为近似的椭圆形, x 方向上的宽度大于 y 方向的宽度, 宽度差越来越大. 且由于 $x=0$ 方向上的增宽速度最慢, 光束在这一方向上已开始内凹. 如图 10 所示, 图中 $\sigma_{gx} = 2$ mm, $\sigma_{gy} = 4$ mm.

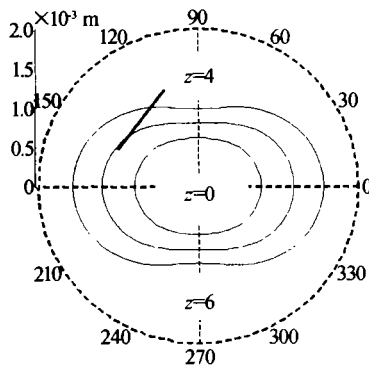


图 10 光束在 $z=0, 4, 6$ m 时光束形状的演化
Fig. 10 The shape evolution of the incoherent dipolar beam at $z=0, 4, 6$ m

3 结论

利用坡印亭矢量研究了各向异性的非相干角向偏振光束和偶极子光束的矢量场. 首先研究了光束横截面上能量分布的演化, 各向异性的非相干性会影响光束的能量分布. 在传播过程中角偏振光束的中心逐渐有能量传输, 并有可能出现能量峰值, 给出了峰值的出现条件. 而对于偶极子光束, 非相干性使光束能量主瓣两侧的旁瓣位置发生移动, 且旁瓣峰值逐渐减小, 最终演化为单峰结构. 非相干性的各向异性使偶极子光束在传播过程中, 有三种不同的演化形式, 我们进行了详细的讨论, 并得到了具体的判据.

参考文献

- 1 Bagini V, Frezza F, Santarsiero M, et al. Generalized Bessel-Gauss beams. *J Mod Opt*, 1996, **43**(6): 1155 ~ 1166
- 2 Gorri F, Guattari G. Bessel-Gauss beams. *Opt Commun*, 1987, **64**(6): 491 ~ 495
- 3 Durmin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-Free beams. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(15): 1499 ~ 1501
- 4 Durmin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The Scalar Theory. *J Opt Soc Am(A)*, 1987, **4**(4): 651 ~ 654
- 5 Bouchal Z, Olivik N. Non-diffractive vector Bessel beams. *J Mod Opt*, 1995, **42**(8): 1555 ~ 1566
- 6 Jordan R H, Hall D G, King O, et al. Lasing behavior of circular grating surfaceemitting semiconductor laser. *J Opt Soc Am(B)*, 1997, **14**(2): 449 ~ 453
- 7 Greene P L, Hall D G. Properties and diffraction of vector Bessel-Gauss beams. *J Opt Soc Am(A)*, 1998, **15**(12): 3020 ~ 3027
- 8 Seshadri S R. Electromagnetic Gaussian beam. *J Opt Soc Am(A)*, 1998, **15**(10): 2712 ~ 2719
- 9 Seshadri S R. Partially coherent Gaussian schell-model electromagnetic beams. *J Opt Soc Am(A)*, 1999, **16**(6): 1373 ~ 1380
- 10 Seshadri S R. Average characteristics of partially coherent electromagnetic beams. *J Opt Soc Am(A)*, 2000, **17**(4): 780 ~ 789
- 11 Mandel L, Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge U. Press, New York, 1995

Propagation Characteristics of Anisotropic Incoherent Vector Beams

Chen Yuanyuan, Wang Qi, Shi Jielong

Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, P. R. C

Received date: 2003-04-14

Abstract The propagation characteristics of anisotropic incoherent electromagnetic vector beams in free space are investigated by using Poynting vector method. The energy distribution in the beam cross-section is analyzed, and the condition under which the energy peak happens to be on the center of the azimuthally polarized beams is obtained. Also the influence of incoherence on dipolar beams is studied. There are two sidelobes beside the energy peak of beams, whose location move in the propagation. And the movements of the sidelobes are different to different incoherence. Finally, It is found that there are three different types of evolution of the beam profile during the propagation.

Keywords Anisotropic incoherence; Vector beams; Poynting vector

Chen Yuanyuan was born in 1977, in Xuzhou, Jiangsu province. She received the degree of B. S. in physics from Changchun Institute of Optics and fine Machine in 1999. Now she is a doctoral candidate in Physics Department of Shanghai University. Her main research is focused on incoherent optics solitons.

