

前沿领域综述

轴对称矢量光束聚焦特性研究现状及其应用*

赵维谦 唐芳 邱丽荣† 刘大礼

(北京理工大学光电成像技术与系统重点实验室, 北京 100081)

(2012年6月20日收到; 2012年10月15日收到修改稿)

轴对称矢量光束是一种空间非均匀偏振光束, 中心光强为零, 经物镜聚焦后能在焦点附近产生空间场分量. 在高变迹系数光学系统成像情况下, 与线偏光、圆偏光相比, 径向偏振光与光瞳滤波技术及图像复原技术结合, 能获得较小焦斑, 提高横向分辨率. 介绍了轴对称矢量光束的特性, 基于电偶极子辐射模型和矢量衍射理论研究了轴对称矢量光束经高数值孔径物镜聚焦后的特性, 系统介绍了基于轴对称矢量光束实现光斑紧聚焦的几种方法, 并简述了轴对称矢量光束在差动共焦超分辨成像领域的研究设想.

关键词: 差动共焦显微技术, 紧聚焦, 光瞳滤波, 轴对称矢量光束

PACS: 42.79.Ag, 42.79.-e, 42.25.Ja, 42.79.Ci

DOI: 10.7498/aps.62.054201

1 引言

光的偏振性是光的重要特性之一, 常见的偏振光有线偏光, 圆偏光及椭圆偏振光, 这些偏振光属于空间均匀光束. 随着对光的偏振特性研究的深入, 一种新型的偏振光——轴对称矢量光束成为研究的热点, 大量科研工作者对轴对称矢量光束的特性、产生方式及聚焦特性进行了深入研究^[1-32]. 研究发现, 与空间均匀光束相比, 轴对称矢量光束有很多显著特性, 使得其在电子加速、离子俘获、生物光镊、光学存储、高分辨率显微技术及工业激光加工领域中具有重要应用.

本文介绍了轴对称矢量光束的特性, 从理论上分析了轴对称矢量光束高数值孔径物镜聚焦特性, 系统介绍了轴对称矢量光束聚焦特性的应用研究现状, 并对其进行了展望.

2 轴对称矢量光束的特性

轴对称矢量光束是一种特殊的矢量偏振光束, 其振幅和偏振态在光束横截面上的分布呈现轴对

称性, 是 Maxwell 方程组在柱坐标系下的特征解. 由于原点处偏振方向的不确定性导致其在原点处的强度存在奇点, 轴对称矢量光束在原点处光强为零, 是一种空心光束.

如图 1 所示, 轴对称矢量光束横截面上电场分布沿径向有一定夹角 Φ_0 , 径向偏振光和方位角偏振光是它的两种特殊形式, 分别对应于 $\Phi_0 = 0$ 和 $\Phi_0 = \pi/2$ 的情况. 径向偏振光的特点是在光束横截面任意点的电矢量振动方向都沿径向, 而方位角偏振光都沿切向.

与线偏振光、圆偏振光等空间均匀光束相比, 轴对称矢量偏振光经物镜聚焦后具有不同特性. 图 2 给出了入射不同偏振态准直光束的光线追迹模型. 线偏光经物镜聚焦时在焦平面产生径向的电场分量, 而径向偏振光可以产生沿轴的纵向的电场分量, 物镜数值孔径越大, p_r , p_z 越强, 光的偏振特性不可忽视. 方位角偏振光经透镜聚焦后, 其强度依然保持中空分布. 如果在入射波前加入具有一定结构参数的二元光学元件, 可以在焦点附近产生可控的光场分布, 如超越衍射极限的焦斑, 沿光轴产生“光链”、“光泡”及平顶光束等.

* 国家自然科学基金 (批准号: 91123014, 60927012) 和国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2011YQ040136) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qiugrass@126.com

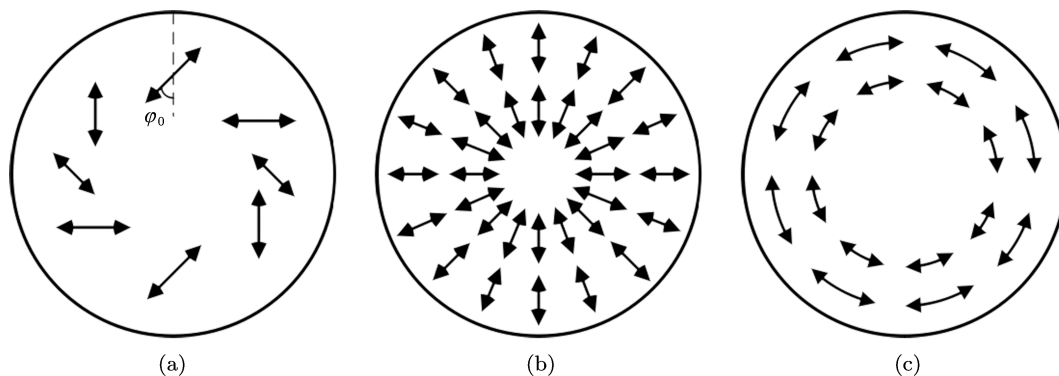


图1 轴对称矢量光束的偏振方向 (a) 轴对称矢量光束; (b) 径向偏振; (c) 方位角偏振

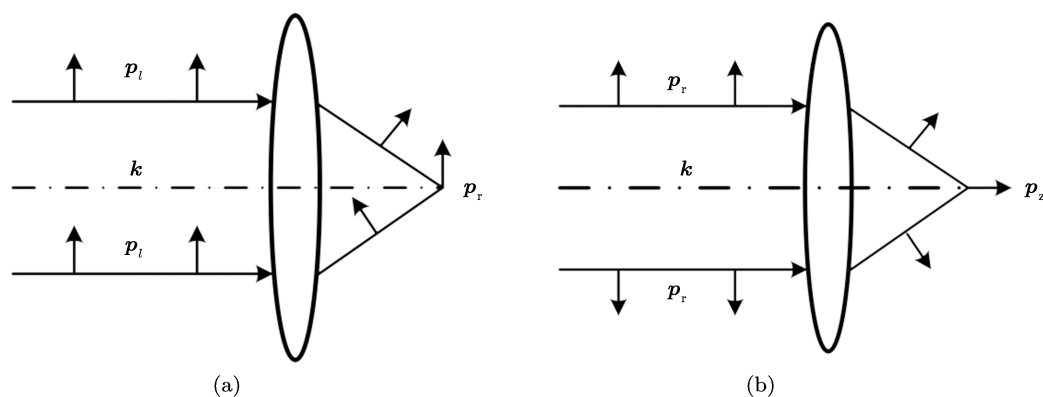


图2 入射准直光束光线追迹模型 (a) 线偏光; (b) 径向偏振光

3 轴对称矢量光束聚焦特性研究进展

3.1 电偶极子辐射模型

高数值孔径物镜成像情况下, 线偏光聚焦后容易导致焦斑的非对称变形, 方位角偏振光产生强的磁场分量, 而径向偏振光能产生较强的纵向电场分量, 从而产生超越衍射极限的光斑, 其紧聚焦原理可以利用电偶极子辐射模型示意图更直观解释其紧聚焦的优势^[15].

图3给出了电偶极子辐射模型直观图. 假设一个垂直的电偶极子位于一个消球差(等光程差)大数值孔径物镜的焦点位置, 电偶极子沿着物镜的光轴方向振动, 其电场方向 E 与光传播方向垂直, 物镜将电偶极子辐射到物镜的上半空间. 从图中我们可以看出, 物镜光瞳面的偏振方式将沿着径向. 根据光路可逆原理, 如果光路从光瞳面径向偏振光出发, 在下半空间焦面上会重现电偶极子辐射传输分量. 由此可知, 从聚焦焦斑质量上来看, 与其他偏

振模式光相比, 径向偏振光能够得到最为理想的聚焦焦斑.

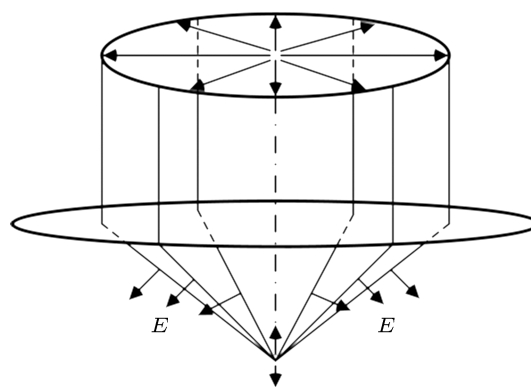


图3 电偶极子辐射模型

3.2 理论研究

轴对称矢量光束的高数值孔径聚焦特性可以利用 Richards-Wolf 矢量衍射理论进行分析^[13-15], 其成像几何示意图如图4所示.

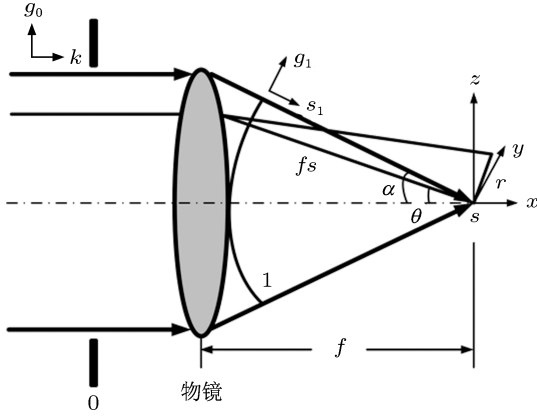


图4 轴对称矢量光束聚焦

假设入射光为轴对称矢量光束, 由 Richards-Wolf 矢量衍射理论, 在焦点附近的电场分布 $e^{(s)}$ 为在焦距为 f 的球面波前上矢量振幅的矢量积分,

$$e^{(s)} = \frac{-ik}{2\pi} \iint_{\Omega} a_1(\theta, \varphi) e^{ik(s \cdot r)} d\Omega, \quad (1)$$

式中, $a_1(\theta, \varphi)$ 表示为物空间电场强度分布, 可表示为

$$a_1(\theta, \varphi) = f \cos^{-1} \theta l_0(\theta) [e_{\rho}^{(0)} g_1 + e_{\phi}^{(0)} (g_1 \times s_1)], \quad (2)$$

式中, $l_0(\theta)$ 表示入射光场强度分布, $e_{\rho}^{(0)}$, $e_{\phi}^{(0)}$ 表示入射光场径向和方位角方向分量, s_1 和 g_1 位于包含光轴和折射光线的平面中, s_1 表示光束经过透镜后光束传播方向, g_1 方向与之垂直

$$g_1 = \cos \theta (\cos \varphi i + \sin \varphi j) + \sin \theta k, \quad (3)$$

$$s_1 \cdot r = z_s \cos \theta + \rho_s \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s). \quad (4)$$

对于径向偏振光照明, 即 $e_{\phi}^{(0)} = 0$, 经化简得到在圆柱坐标系下焦点附近电场强度分布为

$$e_{\rho}^{(s)}(\rho_s, z_s) = A \int_0^{\alpha} \cos^{1/2} \theta \sin(2\theta) l_0(\theta) \times J_1(k\rho_s \sin \theta) e^{ikz_s \cos \theta} d\theta, \quad (5)$$

$$e_z^{(s)}(\rho_s, z_s) = 2iA \int_0^{\alpha} \cos^{1/2} \theta \sin^2 \theta l_0(\theta) \times J_0(k\rho_s \sin \theta) e^{ikz_s \cos \theta} d\theta. \quad (6)$$

对于方位角偏振光照明, 即 $e_{\rho}^{(0)} = 0$, 经化简得到在圆柱坐标系下焦点附近电场强度分布为

$$e_{\phi}^{(s)}(\rho_s, z_s) = 2A \int_0^{\alpha} \cos^{1/2} \theta \sin \theta l_0(\theta) \times J_1(k\rho_s \sin \theta) e^{ikz_s \cos \theta} d\theta. \quad (7)$$

图5给出了径向偏振光和方位角偏振光经高数值孔径物镜聚焦后焦平面归一化光强分布, 从图中可以看出, 径向偏振光聚焦后在焦点处产生较强的纵向场分量和引起光束变宽的径向场分量, 而方位角偏振光聚焦后仅存在方位角分量, 沿光轴方向的光强为零。

3.3 轴对称矢量光束聚焦特性应用研究

由于径向偏振光束紧聚焦后能产生纵向场分量, 在高数值孔径物镜成像情况下, 纵向场分量在整个电场分布中起主导作用, 决定着焦斑大小. 就如何利用径向偏振光的紧聚焦特性实现超分辨这一热点和难点问题, 国内外学者展开了大量的研究^[14-28]. 入射光束以及成像系统的特性是决定焦斑大小的重要因素, 其中包括入射光束的波长、光的偏振模式、成像系统的数值孔径以及变迹系数等方面. 一般而言, 在不使用光瞳滤波器情况下, 使用线偏光或圆偏光照明得到的焦斑要小于径向偏振光照明情况. 为了获得更小的光斑, 基于轴对称矢量光束的特性, 在高数值孔径等光程透镜中引入环形光瞳^[19-21]、加入多区二元光学元件^[22-27]和直接采用抛物线型反射镜或平面衍射透镜^[28]可以进一步实现超分辨.

3.3.1 环形光瞳

当使用环形光瞳, 只有与光轴成较大夹角的光束才对焦平面光场分布有贡献. 将大数值孔径物镜与环形光瞳相结合, 经环形光瞳出射的径向偏振光的电场矢量基本上与光轴平行, 所有的光线可以完全发生干涉. 此时, 利用径向偏振光得到的焦斑大小与利用标量理论计算得到的焦斑大小相差不大.

Dorn 等^[20]将大数值孔径物镜与环形光瞳相结合, 当输入光为方位角偏振光和径向偏振光时, 聚焦电场分布分别如图6和图7所示. 由图可知, 在两种照明情况下, 与不加环形光瞳相比, 旁瓣更为明显, 这意味着旁瓣强度的相对贡献量的增加是以中心最大值的减小为代价.

如图7(b)所示, 对径向偏振光输入, 加环形光瞳后, 焦斑大小减小到 $0.16\lambda^2$ (理论计算值为 $0.17\lambda^2$), 小于相同条件下理论计算用线偏光获得的焦斑大小 $0.26\lambda^2$, 小于用圆偏光获得的焦斑大小 $0.22\lambda^2$. 若聚焦焦斑仅有纵向场分量, 理论计算可以获得更小的焦斑, 大小为 $0.14\lambda^2$.

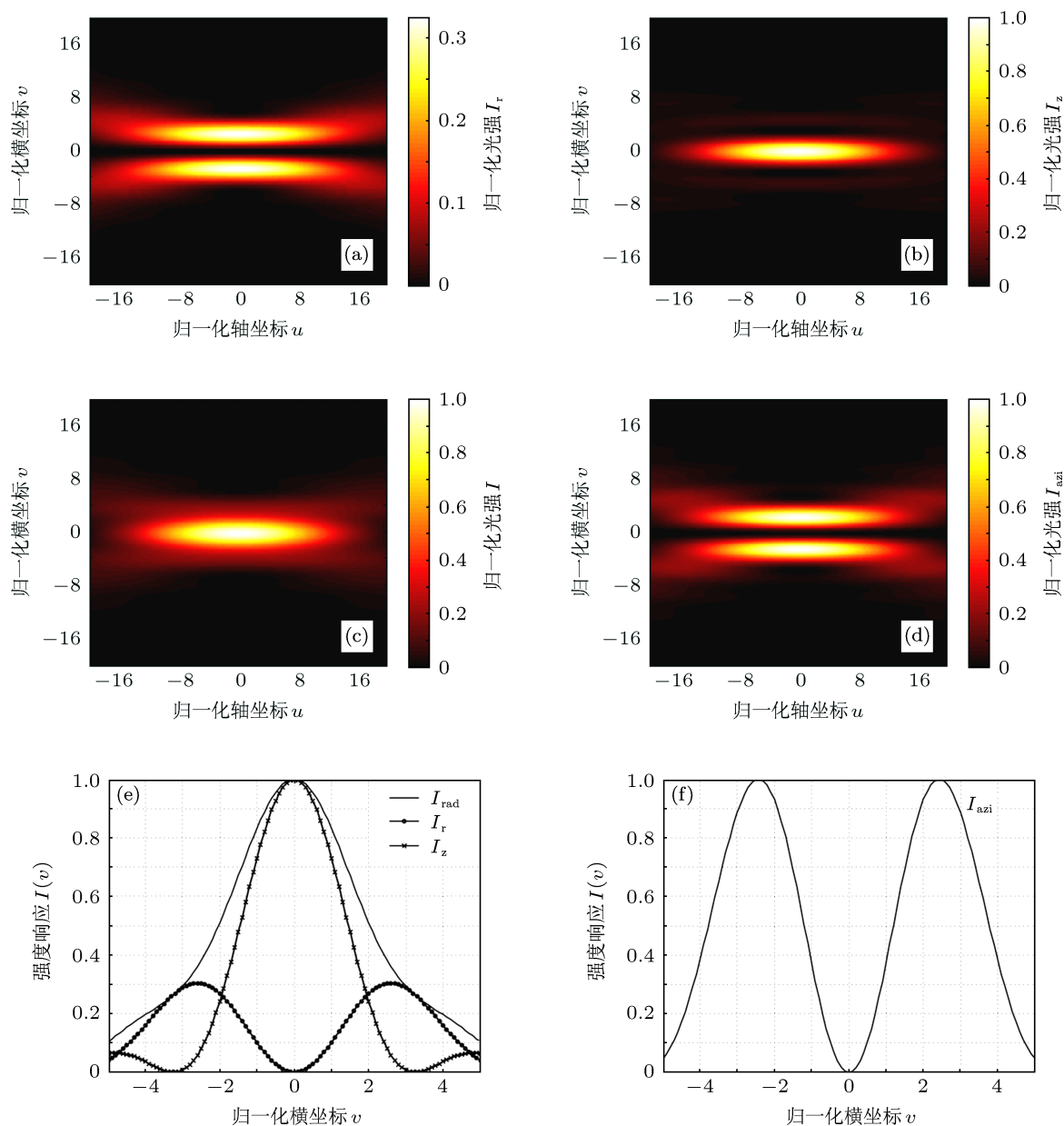


图5 轴对称矢量光束经高数值孔径物镜聚焦后焦点附近归一化光强分布 (a)–(c) 径向偏振光聚焦后径向场分量、纵向场分量及总光场分布; (d) 方位角偏振光聚焦后总光场分布; (e) 径向偏振光入射; (f) 方位角偏振光入射

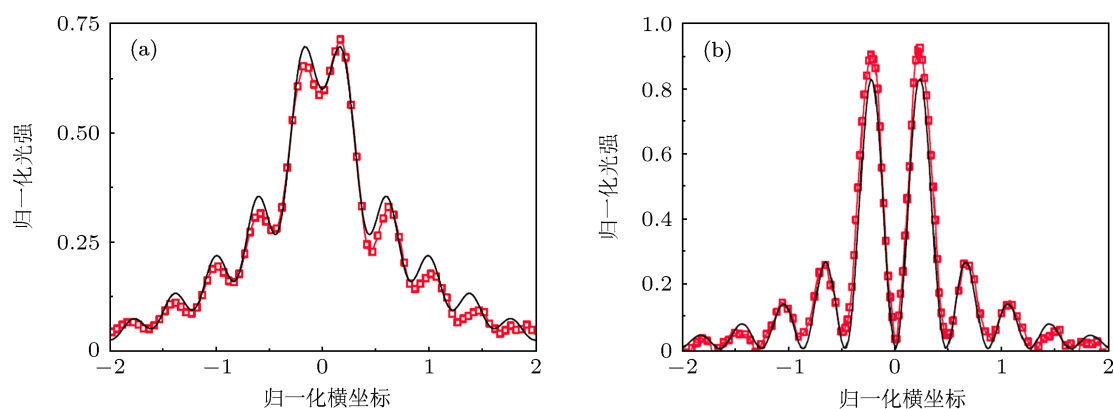


图6 方位角偏振光聚焦的电场分布 (a) 加环形光瞳前; (b) 加环形光瞳后 (NA = 0.9)

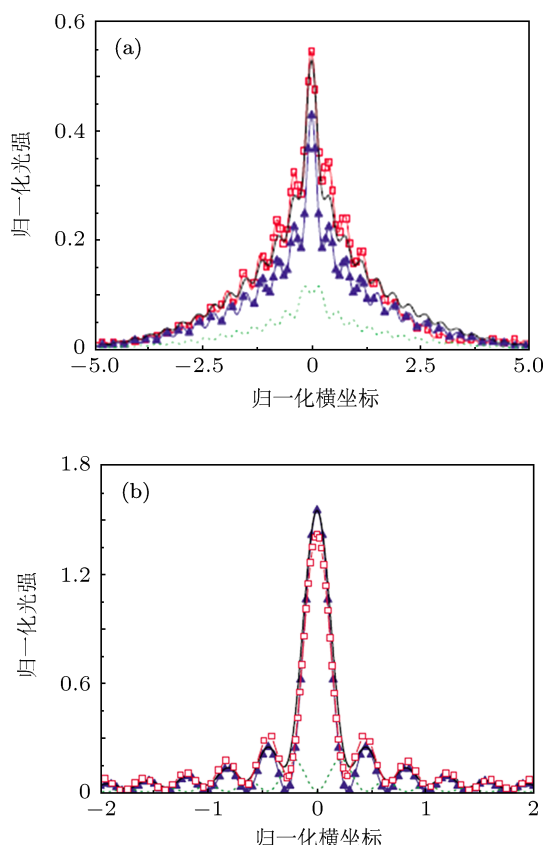


图7 径向偏振光聚焦的电场分布 (a) 加环形光瞳前; (b) 加环形光瞳后 (NA = 0.9)

3.3.2 二元光学元件

在物镜前加入二元光学元件也是一种有效压缩光斑的方法,通过对入射的径向偏振光进行相位调制改变其入射波前,使得聚焦后的纵向场分量增强,从而达到减小光斑的效果. Sun 等^[22]利用一个同心三环位相板将入射光调制为“内向—外向—内向”偏振模式的光束,将入射光束聚焦为一个超小的光斑. Wang 等^[26]利用一个同心五环二元光学相位元件与高数值孔径物镜结合,将径向偏振光聚焦后,在焦点附近获得极高纯度的纵向场分量,得到的焦斑大小小于衍射极限值.

Wang 等^[26]采用径向偏振 Bessel-Gaussian 光束入射到同心五区二元光学元件,并放置于成像物镜前,如图 8 所示.

二元光学元件分为五区,每区对应的归一化半径为: $r_1 = 0.091$, $r_2 = 0.391$, $r_3 = 0.592$, $r_4 = 0.768$, $r_5 = 1$; 每区边缘与光轴夹角为 $\theta_1 = 4.96^\circ$, $\theta_2 = 21.79^\circ$, $\theta_3 = 34.25^\circ$, $\theta_4 = 46.87^\circ$, $\alpha = 71.81^\circ$.

传输函数 $l_0(\theta) = l(\theta)T(\theta)$,

$$l(\theta) = \exp \left[-\beta^2 \left(\frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right) J_1 \left(2\gamma \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \right) \right], \quad (8)$$

$$T(\theta) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \theta < \theta_1, \theta_2 \leq \theta < \theta_3, \theta_4 \leq \theta < \alpha, \\ -1, & \theta_1 \leq \theta < \theta_2, \theta_3 \leq \theta < \theta_4, \end{cases} \quad (9)$$

其中 $l(\theta)$ 为入射径向偏振 Bessel-Gaussian 光束振幅分布, $\beta = 1$, $\gamma = 1$, $T(\theta)$ 为透过率函数, $\alpha = \text{asin}(\text{NA}/n)$, NA 为数值孔径, $n = 1$ 为自由空间折射率.

径向偏振光在加入二元光学元件 (BOE) 后在聚焦场横截面的径向场分量,纵向场分量和总电场强度分布如图 9 所示. 纵向场分量的电场强度分布曲线的半高宽为 0.4λ , 小于相同条件下不使用二元光学元件时纵向场分量的电场强度分布曲线的半高宽 0.49λ , 聚焦光斑的半高宽为 0.43λ , 焦斑大小为 $0.15\lambda^2$, 小于不使用二元光学元件时获得的焦斑大小,其半高宽为 0.68λ , 光斑大小下降了 58%.

径向偏振光聚焦后的光场的空间分布如图 10 所示,聚焦后沿光轴方向形成类似针状纵向场分布,径向场分量沿光轴方向光场为 0,总光强沿着光轴方向的焦深变长,约为 4λ .

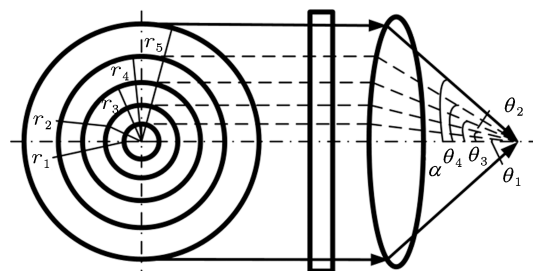


图8 径向偏振光与五区二元光学元件经物镜会聚

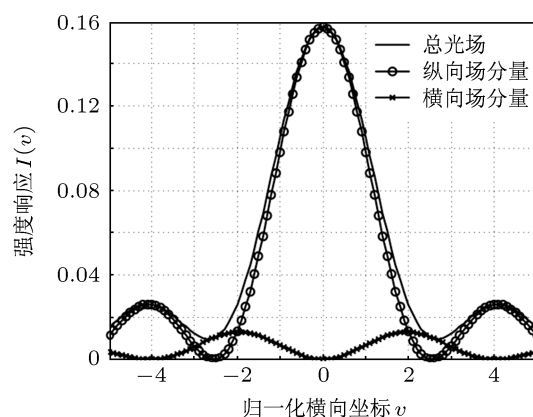


图9 径向偏振光加入 BOE 后在焦面上各分量及总光强分布

3.3.3 抛物线型反射镜或平面衍射透镜

通过增大光学系统的变迹系数也是一种有效

的实现超分辨的方法. Nir Davidson 等 [28] 采用抛物线型反射镜 (PM) 和平面衍射透镜 (FDL) 取代等光程显微物镜 (AL), 聚焦径向偏振光, 由于 PM 和 FDL 具有较大的变迹系数, 无论是在直接聚焦情况下, 还是在加入环形光瞳情况下, 都表现出比 AL 更好的特性, 聚焦的光斑大小都小于相同情况下 AL

的情况.

图 11 给出了不同聚焦角度下 PM, FDL 和 AL 的变迹系数的变化, 从图中可以看出, 随着聚焦角度的增大, PM, FDL 和 AL 的变迹系数增大, 在相同聚焦角度情况下, 变迹系数 $P_{\text{FDL}}(\theta) > P_{\text{PM}}(\theta) > P_{\text{AL}}(\theta)$.

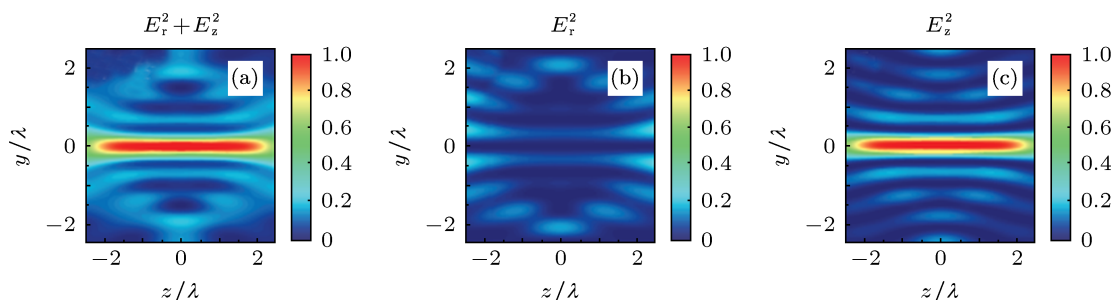


图 10 径向偏振光加入 BOE 后光场空间分布

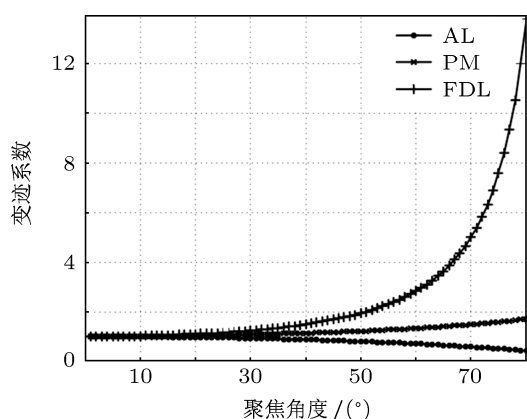


图 11 AL, PM 和 FDL 在不同聚焦角度下变迹系数的变化

图 12 给出了在 $\text{NA} = 0.98$ 时, 在不使用环形光瞳和使用环形光瞳情况下, 分别利用 AL, PM 和 FDL 聚焦光斑在焦平面归一化光强、纵向场分量和横向场分量的分布. 在不使用环形光瞳情况下, 使用 AL 的焦斑半高宽是使用 PM、未优化 FDL 和理想 FDL 的 1.59, 2.12 和 2.38 倍, 对应的焦斑大小分别为 $0.210\lambda^2$, $0.157\lambda^2$ 和 $0.140\lambda^2$, 纵向场分量的半高宽分别是三种情况下的 1.19, 1.38, 1.47 倍. 当使用环形比为 90%(中心遮挡区半径与光瞳外半径之比)的环形光瞳, 使用 AL 的总焦斑 (仅有纵向场焦斑) 大小是使用 PM、未优化 FDL 和理想 FDL 的 1.12(1.07), 1.16(1.10) 和 1.16(1.10) 倍.

以上研究表明, 将径向偏振光与光瞳滤波技术

相结合, 可以很好实现光斑紧聚焦, 显著改善大数值孔径成像系统的横向分辨力. 将 AL 换为具有较大变迹系数的 PM 或 FDL, 可以得到相同条件下比 AL 更好的超分辨成像效果.

4 径向偏振差动共焦成像方法与技术

共焦显微术由于具有独特的纵向层析成像能力, 以及便于与超分辨技术相结合的优势, 使得其在高分辨光学显微探测领域中独树一帜, 在纳米级测试与检测中发挥着极其重要的作用 [33–47]. 为了改善差动共焦显微系统横向分辨率, 我们提出了基于光瞳滤波及图像复原技术的差动共焦显微成像方法及技术 [36–42], 利用光瞳滤波技术改善入射波前的相位及振幅, 利用基于最大似然估计法的单幅图像超分辨复原技术, 重建测量图像的高频信息, 改善共焦显微镜的横向分辨力, 使得差动共焦显微成像系统横向分辨率优于 $0.1 \mu\text{m}$.

为了进一步改善其横向分辨率, 我们基于径向偏振光高数值孔径紧聚焦性质, 并结合光瞳滤波技术, 提出一种超分辨激光偏振差动共焦成像方法与装置 [48]. 该方法通过径向偏振光与光瞳滤波技术相结合, 改善横向分辨力; 通过轴向偏置的双探测器系统差动相减探测技术, 改善轴向分辨力, 继而显著改善系统空间分辨力和层析成像能力. 其成像原理如图 13 所示.

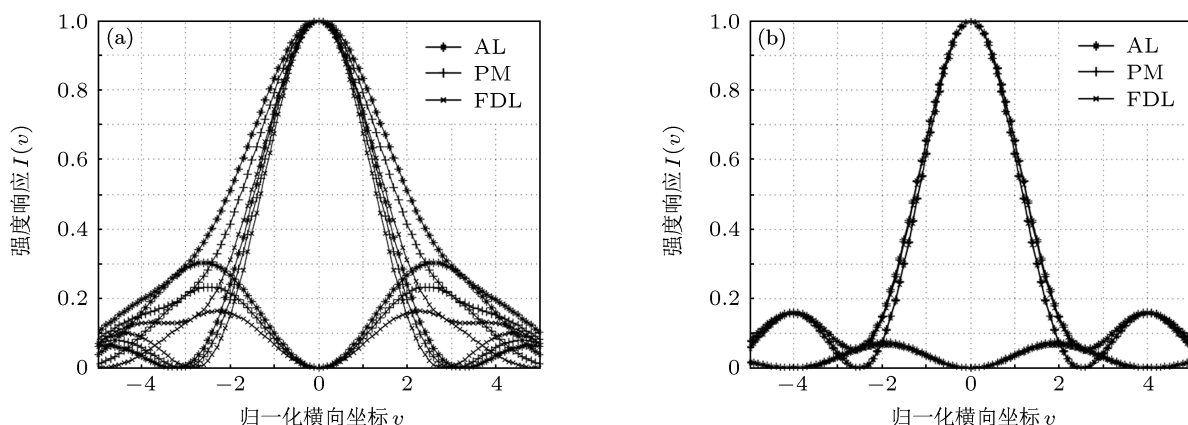


图 12 NA = 0.98 时, 分别计算 AL, PM 和 FDL 情况下归一化总光强、纵向场分量和横向场分量分布 (a) 不使用环形光瞳; (b) 使用环形光瞳

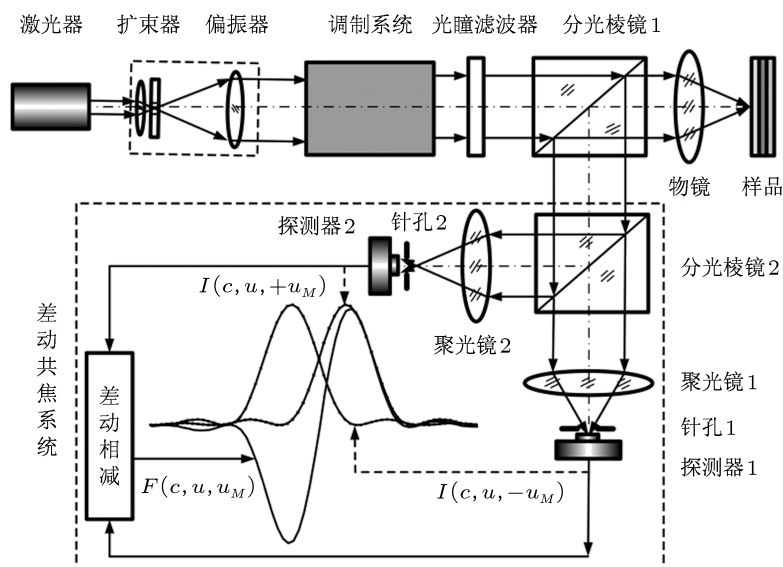


图 13 超分辨径向偏振差动共焦成像方法原理

5 结 论

对轴对称矢量光束的研究方兴未艾, 目前, 对轴对称矢量光束的应用研究大多停留在理论及实验阶段, 在如何产生高功率、高纯度及高稳定的高阶轴对称矢量光束, 提高轴对称矢量光束的光能利

用率, 并结合光瞳滤波以及图像复原技术提高共焦显微系统横向分辨率, 并将其推向工程化及仪器化等方面还是难点问题, 相信通过广大科研工作者的共同努力, 对轴对称矢量光束在理论及应用研究方面将会更为广泛与深入.

- [1] Mark Bashkansky, Doewon Park, Fredrik K Fatemi 2010 *Optics Express* **18** 212
- [2] Tidwell S C, Ford D H, Kimura Wa D 1990 *Applied Optics* **29** 2234
- [3] Yuichi Kozawa, Shunichi Sato 2005 *Optics Letters* **30** 3063
- [4] Wang X L, Ding J P, Ni W J 2007 *Optics Letters* **32** 3549

- [5] Iziev V G, Chang R S, Nesterov A V 2006 *Applied Optics* **45** 8393
- [6] Ren H W, Lin Y H, Wu S T 2006 *Applied Physics Letters* **89** 05114-1
- [7] Stalder M 1996 *Optics Letters* **21** 1948
- [8] Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner 2002 *Optics Letters* **27** 285

- [9] Moser T, Glur H, Romano V 2005 *Applied Physics B-Lasers and Optics* **80** 1
- [10] Machavariani G, Lumer Y, Moshe I 2008 *Optics Communications* **281** 732
- [11] Davis J A, Dylan E, Namara M 2000 *Applied Optics* **39** 1549
- [12] Wolf E 1959 *Proc. R. Soc. Lond. A* **253** 349
- [13] Richard B, Wolf E 1959 *Proc. R. Soc. Lond. A* **253** 358
- [14] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Optics Express* **7** 77
- [15] Zhan Q W 2009 *Advances in Optics and Photonics* **1** 1
- [16] Grosjean T, Courjon D 2007 *Opt. Comm.* **272** 314
- [17] Yew E Y S, Sheppard C J R 2007 *Opt. Lett.* **32** 3417
- [18] Lerman G M, Levy U 2008 *Optics Express* **16** 4567
- [19] Quabis S, Dorn R, Eberler M 2000 *Optics Comm.* **179** 1
- [20] Dorn R, Quabis S, Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901-1
- [21] Sheppard C J R, Amarjyoti Choudhury 2004 *Appl. Opt.* **43** 4322
- [22] Ching-Cherng Sun, Chin-Ku Liu 2003 *Opt. Lett.* **28** 99
- [23] Pereira S F, Van de Nes A S 2004 *Opt. Comm.* **234** 119
- [24] Yuichi Konawa, Shunichi sato 2006 *Opt. Lett.* **21** 820
- [25] Mar'ia Teresa Caballero, Cristina Ibáñez-López, Manuel Martinez-Corral 2006 *Opt. Engineering* **45** 098003-1
- [26] Haifeng Wang, Luping Shi 2008 *Nature Photonics* **2** 501
- [27] Kun Huang, Peng Shi, Xue-liang Kang 2010 *Opt. Lett.* **35** 965
- [28] Nir Davidson, Nandor Bokor 2004 *Opt. Lett.* **29** 1318
- [29] Machavariani G, Lumer Y, Moshe L 2006 *J. Opt. Soc. Am. B* **23** 1228
- [30] Deng D G, Guo Q, Wu L J 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 636
- [31] Dongmei Deng, Qi Guo 2007 *Opt. Lett.* **32** 2711
- [32] Yu Y J, Chen J N, Yan J L, Wang F F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 044205 (in Chinese) [于永江, 陈建农, 闫金良, 王菲菲 2011 物理学报 **60** 044205]
- [33] Tiziani J, Wegner M, Steudie D 2000 *Opt. Eng.* **39** 32
- [34] Zhao W Q, Tan J B, Qiu L R 2005 *Measurement Science and Technology* **16** 497
- [35] Wang T D, Mandella M J 2003 *Opt. Lett.* **28** 414
- [36] Zhao W Q, Tan J B, Qiu L 2004 *Opt. Express* **12** 5013
- [37] Zhao W Q, Tan J B, Qiu L 2005 *Optik-International Journal for Light and Electron Optics* **116** 111
- [38] Zhao W Q, Qiu L, Feng Z D 2006 *Optics Express* **14** 7024
- [39] Qiu L R, Zhao W Q, Feng Z D 2006 *Optical Engineering* **45** 113601-1
- [40] Qiu L R, Zhao W Q, Feng Z D 2007 *Optik-International Journal for Light and Electron Optics* **118** 67
- [41] Zhao W Q, Chen S S, Feng Z D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3363 (in Chinese) [赵维谦, 陈姗姗, 冯政德 2006 物理学报 **55** 3363]
- [42] Zhao W Q, Qiu L R, Chen S S 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 856
- [43] Zhang H T, Gong M L, Zhao D Z, Yan P, Cui R Z, Jia W F 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1486 (in Chinese) [张海涛, 巩马理, 赵达尊, 闫平, 崔瑞帆, 贾维溥 2001 物理学报 **50** 1486]
- [44] Yun M J, Wang Y, Kong W J, Wang M, Liu J H, Liang W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 0194 (in Chinese) [云茂金, 万勇, 孔伟金, 王美, 刘均海, 梁伟 2008 物理学报 **57** 0194]
- [45] Shang Z M, Ding Z H, Wang L, Liu Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 124204 (in Chinese) [尚在明, 丁志华, 王玲, 刘勇 2011 物理学报 **60** 124204]
- [46] Wang W, Zhou C H, Yu J J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024201 (in Chinese) [王伟, 周常河, 余俊杰 2011 物理学报 **60** 024201]
- [47] Zhi S T, Zhang H J, Zhang D X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 024207 (in Chinese) [支绍韬, 章海军, 张冬仙 2012 物理学报 **61** 024207]
- [48] Zhao W Q, Tang F, Qiu L R 2010 *Patent* 10173338.9 [2010-10-06]

Comprehensive Survey for the Frontier Disciplines

Research status and application on the focusing properties of cylindrical vector beams^{*}

Zhao Wei-Qian Tang Fang Qiu Li-Rong[†] Liu Da-Li

(Key Laboratory of Photo-electronic Imaging Technology and System, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 20 June 2012; revised manuscript received 15 October 2012)

Abstract

Cylindrical vector beams are spatially inhomogeneously polarized, whose intensity in the center is zero, and can produce special field components in the vicinity of focus when they are focused by an objective lens. In the case of optical system with high apodization factor, radial polarization can achieve tight focus by adapting pupil filtering and image restoration technology compared with linear and circular polarization. The properties of cylindrical vector beams are introduced. Based on electric dipole radiation model and vector diffraction theory, focal field properties for cylindrical vector beams focused by a high-NA objective lens are discussed. The method to achieve tight focus by cylindrical vector beams is presented. Furthermore, we consider it feasible for the super resolution laser polarized differential confocal microscopy by adapting the differential confocal microscopy, and put forward the prospective development.

Keywords: differential confocal microscopy, tight focus, pupil filtering, cylindrical vector beams

PACS: 42.79.Ag, 42.79.—e, 42.25.Ja, 42.79.Ci

DOI: 10.7498/aps.62.054201

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91123014, 60927012) and the major national scientific instrument and equipment development special (Grant No. 2011YQ040136).

[†] Corresponding author. E-mail: qiugrass@126.com