

相干点源照明时消球差光学系统的像场结构^{*}

郭汉明 陈家璧 庄松林[†]

(上海理工大学光学与电子信息工程学院,上海 200093)

(2006 年 6 月 26 日收到,2006 年 8 月 30 日收到修改稿)

利用矢量傅里叶变换和稳相法获得了相干点源位于光轴上任意位置时,消球差光学系统像场结构的积分表达式,详细研究了使用线偏振光照明时像平面上大物方孔径角对像场结构的影响.模拟计算表明,在像空间垂直于光轴的平面上,如果物方孔径角较大,磁场分布绕光轴旋转 90°后不再与电场分布相同,电场能量密度、磁能量密度和玻印亭矢量分布的等高线始终近似为椭圆,并且物方孔径角是导致玻印亭矢量分布失去圆对称性的主要因素.同时当使用小像方孔径角时,电场能量密度分布形状的长轴方向垂直于物空间电场的振动方向,随着像方孔径角逐渐增大,电场能量密度分布形状的长轴方向将逐渐变为与物空间电场的振动方向相同.这些结论完全不同于以前理论所预测的结果.

关键词:成像系统,像场结构,矢量傅里叶变换,稳相法

PACC:4225F A230D 0760P

1. 引 言

基于标量衍射的成像理论^[1-3]能够有效地应用于小数值孔径光学系统的像场特性分析.然而在各种偏振光照明^[4]及大孔径光学系统中,电场矢量的偏振特性及大孔径角对光学系统像场结构分布具有显著的影响,基于标量衍射的成像理论不再适用.Foley 等人^[5]指出在大数值孔径光学系统中,焦点附近波前间距(wave-front spacing)明显大于入射光的波长,而且在焦点附近的几个波长范围内快速振荡变化,这就要求对诸如高密度光盘等应用进行更深入的优化设计.又如在量子信息处理中,为了有效地控制纳米量子系统,入射场必须紧聚焦且在振幅、相位及偏振特性上具有良好的匹配特性^[6].这一切使得利用矢量衍射理论精确地分析像空间电磁场的分布结构不仅具有重要的理论意义,还具有重要的实用价值.

在基于矢量衍射的成像理论中,最经典的理论是由 Wolf 等人^[7,8]利用平面波的角谱理论和稳相法建立的由位于光轴无穷远处相干点源照明时,消球

差光学系统的成像理论,这个理论模型已经得到了广泛的应用,成为众多应用分析的基础.利用 Wolf 理论,张艳丽等人^[9]在理论上详细研究了入射矢量偏振及聚焦透镜数值孔径对光链性能的影响.Youngworth 等人^[10]则详细分析了柱形矢量光束的聚焦特性,而 Dom 和 Quabis 等人^[6,11]则进一步研究了径向偏振光照明时光学系统的焦面场分布,并且进行了实验验证.为了考虑显微镜系统中载波片以及浸没物镜等情况,Wolf 理论已经被进一步扩展应用于像方为分层均匀介质的情况^[12-14].最近,Li^[15,16]利用 Kirchhoff 理论和 Rayleigh 理论获得了由位于光轴无穷远处相干点源照明时,消球差光学系统在光轴上的成像积分公式.虽然基于矢量衍射的成像理论得到了广泛的研究及应用,但是,这些理论^[7,8,10,12-16]均假定相干点源位于光轴无穷远处.如果相干点源位于光轴上的任意位置,即物方孔径角不一定非常小时,像场分布结构必然会有所改变.正如 Haeberlé 等人^[17]在研究显微镜的点扩展函数(PSF)时指出,照明面 PSF 和探测器面 PSF 并不是一致的,它们在某些条件下的差别非常大.物方孔径角不一定非常小的一个典型应用就是在 80 nm 光刻物

^{*} 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2005CB724304),上海市重点学科建设项目(批准号:05051)国家自然科学基金(批准号:60478045),上海市科学技术发展基金(批准号:04dz05110)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20040252004)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: slzhuangx@yahoo.com.cn

镜中^[18],这里像方数值孔径在真空中为 0.6—0.85,横向缩小倍率为 4,即像方半孔径角为 37°—58°,物方半孔径角为 9°—12°.因此,研究相干点源位于光轴上任意位置时的光学系统像场结构是有理论和现实意义的.在 1998 年,Stamnes 等人^[19]虽然假定相干点源位于距入瞳有限远的位置,但是他们的主要工作是利用光线追迹及衍射理论研究消球差光学系统成像的计算技术,没有提供简洁的像场分布公式.

本文利用矢量傅里叶变换和稳相法建立了相干点源位于光轴上任意位置时,消球差光学系统像场结构模型,并且利用该模型详细研究了大物方孔径角对像场分布结构的影响,指出了经典的 Wolf 理论预测的部分重要结论的局限性,这也就说明作为众多应用^[5,6,9,11]及理论^[10,12—14]基础的 Wolf 理论只适用于点源位于光轴无穷远的情况.

2. 消球差光学系统像场结构的积分表达式

在本文中,假定光学系统 L 的成像是消球差的,并且满足正弦条件.相干点源位于光轴上的任意位置,点源电磁场的时间量为 $\exp(j\omega t)$,偏振态为线偏振或圆偏振,光学系统的出瞳孔径尺寸大于波长,并且物空间和像空间的折射率均为 1.几何模型如图 1 所示.其中,点 O_o 表示点源,点 O_i 是点源 O_o 的高斯像点, d_o 和 d_i 分别表示物距和像距, F_1 和 F_2 分别表示物方焦点和像方焦点;曲面 Σ_o 是以点源 O_o 为球心,以物距 d_o 为半径的球面,定义为物球面,曲面 Σ_i 是以点 O_i 为球心,以像距 d_i 为半径的球面,定义为像球面; θ_o 表示点源 O_o 发出的入射光线 O_oA 与 z 轴(光轴)正方向的夹角, θ_i 表示入射光线 O_oA 的共轭光线 BO_i 与 z 轴负方向的夹角;点 A 是入射光线 O_oA 与物球面 Σ_o 的交点,点 B 是出射光线 BO_i 与像球面 Σ_i 的交点.在下面的分析中,物空间 A 的坐标采用以 O_o 为原点的笛卡儿坐标系 x_o, y_o, z_o ,像空间 B 的坐标采用以 O_i 为原点的笛卡儿坐标系 x_i, y_i, z_i ,这两套坐标系的 x 和 y 轴互相平行,共 z 轴.

在标量场衍射理论中,透镜的作用仅仅看作是引入一个二次相位变换因子.在矢量场衍射理论中,关键是要确定选择哪一个物方曲面和像方曲面,从而根据该物方曲面的电场矢量确定像方曲面的电场矢量.这一点是由正弦条件决定,这也就决定了正弦

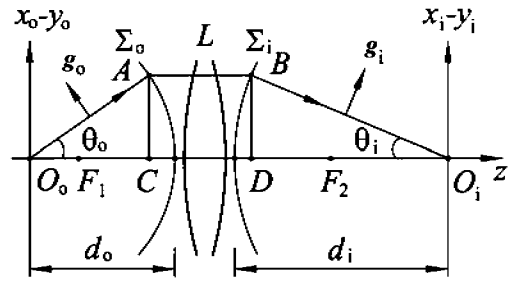


图 1 相干点源照明时消球差光学系统成像的几何模型

条件是本文研究基于矢量衍射的成像理论的一个首要条件.

2.1. 正弦条件下物方和像方电场的关系

假定点源 O_o 处物高为 ρ_o 的物体通过消球差光学系统成像后,在点源 O_o 的高斯像点 O_i 处的相应像高为 ρ_i ,则各参量满足正弦条件^[1]

$$\rho_o \sin \theta_o = \rho_i \sin \theta_i. \quad (1)$$

由于消球差光学系统满足正弦条件仅仅是针对小视场的情况,即 ρ_o 是很小的,因此 ρ_o 和 ρ_i 以及 d_o 和 d_i 的关系可以通过高斯光学的公式确定,从而可以得到下式:

$$d_o \sin \theta_o = d_i \sin \theta_i. \quad (2)$$

(2) 式表明 O_oA 与 Σ_o 的交点 A 到光轴的距离 AC 等于 BO_i 与 Σ_i 的交点 B 到光轴的距离 BD .设在 A 点垂直于 O_oA 和在 B 点垂直于 BO_i 的微面元面积分别为 dS_o 和 dS_i ,则利用能量守恒定律及微面元的几何关系(见图 1)可以得到物球面 Σ_o 上 A 点电场 $E_o(A)$ 的振幅和像球面 Σ_i 上 B 点电场 $E_i(B)$ 的振幅的关系为

$$|E_o(A)|^2 dS_o = |E_i(B)|^2 dS_i, \quad (3)$$

$$dS_o \cos \theta_o = dS_i \cos \theta_i. \quad (4)$$

电场 $E_o(A)$ 和 $E_i(B)$ 偏振方向的关系则可以通过光线追迹和几何关系确定,这将在 2.3 节中介绍.

2.2. 物球面上的电场

假定单位点源 O_o 处的电场表示为 $\delta(\mathbf{r})e_o(0)$,其中 $e_o(0)$ 和 $\delta(\mathbf{r})$ 分别表示单位电场矢量和 delta 函数, e_{ox} , e_{oy} 和 e_{oz} 是单位电场矢量 $e_o(0)$ 在笛卡儿坐标系中的三个分量,并且满足 $e_{ox}^2 + e_{oy}^2 + e_{oz}^2 = 1$.如果单位电场矢量 $e_o(0)$ 取实数,则点源 O_o 处的电场是线偏振的,如果 e_{ox}/e_{oy} 等于复数 $\pm j$,则点源 O_o

处的电场是圆偏振的. 如文献[20]中附录 A 所述, 根据电磁场的横向场(这里为 x 和 y 方向的场)傅里叶变换及均匀介质中电磁场散度为零的条件(用于确定纵向(z 方向)场)均匀介质中任意位置任意偏振电磁波的矢量傅里叶变换对可以表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{k^2}{4\pi^2} \iint_{\infty} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{s}) \exp\{-jk[s_x x + s_y y + s_z z]\} ds_x ds_y, \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{s}) = \iint_{\infty} [xE_x + yE_y - zs_z^{-1}(s_x E_x + s_y E_y)] \times \exp[jk(s_x x + s_y y)] dx dy, \quad (6)$$

式中, $\mathbf{s} = xs_x + ys_y + zs_z$ 表示光线的单位波矢方向, k 是介质中的波数, $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{s})$ 称为电磁波在坐标原点平面处的矢量平面波谱. 那么对于物球面 Σ_o 上的点 A , 采用笛卡儿坐标系 x_o, y_o , 利用稳相法^[17]可以证明(5)式的积分值可以用其极限值代替, 即点 A 的电场可以表示为

$$\mathbf{E}_o(A) = -(\lambda d_o)^{-1} s_{oz} \tilde{\mathbf{E}}_o(\mathbf{s}_o) \exp[-j(kd_o - \pi/2)], \quad (7)$$

式中, $\mathbf{s}_o = xs_{ox} + ys_{oy} + zs_{oz}$ 表示入射光线 $O_o A$ 的单位波矢方向, $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{s}_o)$ 称为电场在 x_o, y_o 平面处的矢量平面波谱, λ 为介质中的光波波长. 因此, 将单位点源 O_o 处的电场 $\delta(\mathbf{r})\mathbf{e}_o(0)$ 代入(6)式, 并且将其结果代入(7)式, 可以得到物球面 Σ_o 上 A 点的电场:

$$\mathbf{E}_o(A) = -C\mathbf{e}_A \exp[-j(kd_o - \pi/2)], \quad (8)$$

$$\mathbf{e}_A = s_{oz} [xe_{ox} + ye_{oy} - zs_{oz}^{-1}(s_{ox}e_{ox} + s_{oy}e_{oy})], \quad (9)$$

式中, $C = (\lambda d_o)^{-1}$, $s_{ox} = x/d_o$, $s_{oy} = y/d_o$ 和 $s_{oz} = z_o/d_o$ 是 \mathbf{s}_o 的笛卡儿坐标分量.(8)式说明, 由点源激发的光场是球面波, 即在本文中, 入射光场是球面波. Wolf 等^[7,8]研究了相干点源位于光轴无穷远处时, 消球差光学系统在焦点附近的成像情况. 为了使本文的研究结果同 Wolf 理论^[8]相比较, 在(8)式中, 当物距 $d_o \rightarrow \infty$ 时, 令 $C = (\lambda d_o)^{-1} = 1$, 则(8)式就代表了相干点源位于光轴无穷远处时的情况.

2.3. 像球面上的电场及 x_i, y_i 平面处的矢量平面波谱

对于消球差光学系统, 当像球面 Σ_i 上的点 B 不太靠近出瞳边缘时, B 点的电矢量可以精确的表示为^[7]

$$\mathbf{E}_i(B) = d_i^{-1} \mathbf{a}(s_{ix}, s_{iy}) \exp(jkd_i), \quad (10)$$

式中, $\mathbf{a}(s_{ix}, s_{iy})$ 为通过 B 点且垂直于出射光线 BO_i

的矢量, $\mathbf{s}_i = xs_{ix} + ys_{iy} + zs_{iz}$ 表示出射光线 BO_i 的单位波矢方向, $s_{ix} = -x/d_i$, $s_{iy} = -y/d_i$ 和 $s_{iz} = -z_i/d_i$ 是 \mathbf{s}_i 的笛卡儿坐标分量. 如 2.1 节所述, B 点的电场 $\mathbf{E}_i(B)$ 的大小可以由公式(3)(4)确定, 偏振方向则可以通过光线追迹和几何关系确定. 首先在 Σ_i 上引入球坐标系 (d_i, θ_i, φ) , 这里 φ 为直线 DB 与 x 轴正方向的夹角, D 点为直线 DB 在光轴上的垂足, 如图 1 所示, 则

$$\begin{aligned} x &= d_i \sin \theta_i \cos \varphi, \\ y &= d_i \sin \theta_i \sin \varphi, \\ z_i &= -d_i \cos \theta_i, \\ z_o &= d_o \cos \theta_o, \end{aligned}$$

因此存在

$$\begin{aligned} s_{ox} &= (d_i/d_o) \sin \theta_i \cos \varphi, \\ s_{oy} &= (d_i/d_o) \sin \theta_i \sin \varphi, \\ s_{oz} &= \cos \theta_o, \\ s_{ix} &= -\sin \theta_i \cos \varphi, \\ s_{iy} &= -\sin \theta_i \sin \varphi, \\ s_{iz} &= \cos \theta_i, \end{aligned}$$

其中 $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

另外, 如图 1 所示, 在入射面(入射光线和折射光线张成的平面)内定义垂直于 $O_o A$ 的单位矢量 \mathbf{g}_o 和垂直于 BO_i 的单位矢量 \mathbf{g}_i , 它们分别位于物空间和像空间内. 用 \mathbf{e}_o 和 \mathbf{e}_i 分别表示 $\mathbf{E}_o(A)$ 和 $\mathbf{E}_i(B)$ 的单位矢量(\mathbf{e}_i 也代表了矢量 $\mathbf{a}(x_{ix}, s_{iy})$ 的单位矢量). 通过消球差光学系统时, 入射面内的电矢量分量随着光线方向的转动而转动, 垂直于入射面的分量使得电矢量和入射面的夹角保持不变. 那么 \mathbf{e}_i 可以表示为

$$\mathbf{e}_i = (\mathbf{g}_o \cdot \mathbf{e}_o) \mathbf{g}_i + [(\mathbf{g}_o \times \mathbf{s}_o) \cdot \mathbf{e}_o] \mathbf{I}(\mathbf{g}_i \times \mathbf{s}_i) \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_o &= |\mathbf{e}_A|^{-1} \mathbf{e}_A, \\ \mathbf{g}_o &= \sin^{-1} \theta_o (\mathbf{s}_i \times \mathbf{z}) \times \mathbf{s}_o, \\ \mathbf{g}_i &= \sin^{-1} \theta_i (\mathbf{s}_i \times \mathbf{z}) \times \mathbf{s}_i. \end{aligned}$$

因此经过矢量运算后可以得到电场 $\mathbf{E}_i(B)$ 的单位矢量:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_i &= |\mathbf{e}_A|^{-1} \{ \mathbf{x} \cos \theta_o [(\cos \theta_o \cos^2 \varphi \cos \theta_i + \sin^2 \varphi) e_{ox} \\ &+ (\cos \theta_o \cos \theta_i - 1) \sin \varphi \cos \varphi e_{oy}] \\ &+ \mathbf{y} \cos \theta_o [(\cos \theta_o \cos \theta_i - 1) \sin \varphi \cos \varphi e_{ox} \\ &+ (\cos \theta_o \sin^2 \varphi \cos \theta_i + \cos^2 \varphi) e_{oy}] \\ &+ \mathbf{z} \cos^2 \theta_o \sin \theta_i (\cos \varphi e_{ox} + \sin \varphi e_{oy}) \} \end{aligned}$$

$$+ (d_i/d_o)^2 \sin^2 \theta_i (\cos \varphi e_{ox} + \sin \varphi e_{oy}) \\ \times (x \cos \theta_i \cos \varphi + y \cos \theta_i \sin \varphi + z \sin \theta_i), \quad (12)$$

其中 $\cos \theta_o = [1 - (d_i \sin \theta_i / d_o)^2]^{1/2}$. 此时, 将公式(8)(10)代入公式(3)和(4)得到矢量 $\mathbf{a}(s_{ix}, s_{iy})$ 的振幅 $|\mathbf{a}(s_{ix}, s_{iy})|$, 然后根据公式(10)和(12), 可以得到 B 点的电场:

$$E_i(B) = e_i C |e_A| \cos^{-1/2} \theta_o \cos \theta_i \exp(jkd_i). \quad (13)$$

由于 B 点的电场也可以通过矢量傅里叶变换公式——(5)式表示, 所以对于点 B , 采用笛卡尔坐标系 $x_i O_i y_i$, 利用矢量傅里叶变换公式——(5)式和稳相法可以得到 B 点的电场为

$$E_i(B) = -(\lambda d_i)^{-1} s_{iz} \tilde{E}_i(s_i) \exp[jkd_i + \pi/2], \quad (14)$$

式中 $\tilde{E}(s_i)$ 称为电磁波在 $x_i y_i$ 平面处的矢量平面波谱. 这时, 将公式(12)和(13)代入(14), 可以得到电场在 $x_i y_i$ 平面处的矢量平面波谱为

$$\tilde{E}_i(s_i) = -C \lambda d_i \cos^{-1/2} \theta_i \exp(-j\pi/2) \\ \times \{ \mathbf{x} \cos^2 \theta_i [(\cos \theta_o \cos^2 \varphi \cos \theta_i + \sin^2 \varphi) e_{ox} \\ + (\cos \theta_o \cos \theta_i - 1) \sin \varphi \cos \varphi e_{oy}] \\ + \mathbf{y} \cos^2 \theta_i [(\cos \theta_o \cos \theta_i - 1) \sin \varphi \cos \varphi e_{ox} \\ + (\cos \theta_o \sin^2 \varphi \cos \theta_i + \cos^2 \varphi) e_{oy}] \\ + \mathbf{z} \cos^2 \theta_o \sin \theta_i (\cos \varphi e_{ox} + \sin \varphi e_{oy}) \\ + (d_i/d_o)^2 \cos^{-1/2} \theta_o \sin^2 \theta_i (\cos \varphi e_{ox} + \sin \varphi e_{oy}) \\ \times (x \cos \theta_i \cos \varphi + y \cos \theta_i \sin \varphi + z \sin \theta_i) \}. \quad (15)$$

在 $x_i y_i$ 平面处, 磁场的矢量波频谱 $\tilde{H}_i(s_i)$ 与电场的矢量波频谱 $\tilde{E}_i(s_i)$ 的关系为

$$\tilde{H}_i(s_i) = s_i \times \tilde{E}_i(s_i). \quad (16)$$

将(15)式代入(16)式, 可以得到磁场在 $x_i y_i$ 平面处的矢量波频谱为

$$\tilde{H}_i(s_i) = -C \lambda d_i \cos^{-1/2} \theta_i \exp(-j\pi/2) \\ \times \{ -\mathbf{x} \cos^2 \theta_i [(\cos \theta_o - \cos \theta_i) \sin \varphi \cos \varphi e_{ox} \\ + (\cos \theta_o \sin^2 \varphi + \cos \theta_i \cos^2 \varphi) e_{oy}] \\ + \mathbf{y} \cos^2 \theta_i [(\cos \theta_o \cos^2 \varphi + \cos \theta_i \sin^2 \varphi) e_{ox} \\ + (\cos \theta_o - \cos \theta_i) \sin \theta_i \cos \varphi e_{oy}] \\ + \mathbf{z} \cos^2 \theta_o \sin \theta_i (\sin \varphi e_{ox} - \cos \varphi e_{oy}) \\ - (d_i/d_o)^2 \cos^{-1/2} \theta_o \sin^2 \theta_i (\cos \varphi e_{ox} + \sin \varphi e_{oy}) \\ \times (x \sin \varphi - y \cos \varphi) \}. \quad (17)$$

2.4. 像空间光场分布

对于像空间中任意 P 点, 其空间坐标以 O_i 点为坐标原点, 采用极坐标系 (r_p, α, β) , 这里极轴 $\alpha = 0$ 为 $+z$ 轴方向, 极角 $\beta = 0$ 为 $+x$ 轴方向, 即 $x = r_p \sin \alpha \cos \beta$, $y = r_p \sin \alpha \sin \beta$, $z = r_p \cos \alpha$. 现在我们就可以通过电磁场在 $x_i y_i$ 平面处的矢量波频谱(公式(15)和(17))确定像空间中任意一点的场分布. 需要说明的是, 在公式(15)和(17)的推导过程中利用了稳相法, 而稳相法的一个假设条件^[7]就是当出射光线 BO_i 的单位波矢方向 s_i 位于出瞳内时, 电场 $E_i(B)$ 不受出瞳扰动, 而当 s_i 位于出瞳外时, 则电场 $E_i(B)$ 为 0. 因此, 利用矢量平面波谱逆变换公式(5), 关系 $ds_{ix} ds_{iy} = \sin \theta_i \cos \theta_i d\theta_i d\varphi$ 式以及贝塞尔函数公式可以得到像空间中任意 P 点的光场表达式为

$$\mathbf{E}(r) = (xE_{x1} + yE_{y1} + zE_{z1}) \\ + (xE_{x2} + yE_{y2} + zE_{z2}), \quad (18)$$

$$\mathbf{H}(r) = (xH_{x1} + yH_{y1} + zH_{z1}) \\ + (xH_{x2} + yH_{y2}), \quad (19)$$

其中

$$E_{x1} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [A_0 + A_2 \cos 2\beta] e_{ox} \\ + A_2 \sin 2\beta e_{oy}, \quad (20)$$

$$E_{y1} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [A_2 \sin 2\beta e_{ox} \\ + (A_0 - A_2 \cos 2\beta) e_{oy}], \quad (21)$$

$$E_{z1} = 2\pi\lambda^{-1} d_i C A_1 (\cos \beta e_{ox} + \sin \beta e_{oy}), \quad (22)$$

$$E_{x2} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [B_0 - B_2 \cos 2\beta] e_{ox} \\ - B_2 \sin 2\beta e_{oy}, \quad (23)$$

$$E_{y2} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [-B_2 \sin 2\beta e_{ox} \\ + (B_0 + B_2 \cos 2\beta) e_{oy}], \quad (24)$$

$$E_{z2} = 2\pi\lambda^{-1} d_i C B_1 (\cos \beta e_{ox} + \sin \beta e_{oy}), \quad (25)$$

$$H_{x1} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [C_2 \sin 2\beta e_{ox} \\ - (C_0 + C_2 \cos 2\beta) e_{oy}], \quad (26)$$

$$H_{y1} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [(C_0 - C_2 \cos 2\beta) e_{ox} \\ - C_2 \sin 2\beta e_{oy}], \quad (27)$$

$$H_{z1} = 2\pi\lambda^{-1} d_i C C_1 (\sin \beta e_{ox} - \cos \beta e_{oy}), \quad (28)$$

$$H_{x2} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [D_2 \sin 2\beta e_{ox} \\ - (D_0 + D_2 \cos 2\beta) e_{oy}], \quad (29)$$

$$H_{y2} = -j\pi\lambda^{-1} d_i C [(D_0 - D_2 \cos 2\beta) e_{ox} \\ - D_2 \sin 2\beta e_{oy}], \quad (30)$$

其中

$$A_0 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin \theta_i (1 + \cos \theta_o \cos \theta_i) J_0(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (31)$$

$$A_1 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{3}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin^2 \theta_i J_1(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (32)$$

$$A_2 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin \theta_i (1 - \cos \theta_o \cos \theta_i) J_2(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (33)$$

$$B_0 = (d_i/d_o)^2 \int_0^\Phi \cos^{-\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{3}{2}} \theta_i \sin^3 \theta_i J_0(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (34)$$

$$B_1 = (d_i/d_o)^2 \int_0^\Phi \cos^{-\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin^4 \theta_i J_1(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (35)$$

$$B_2 = (d_i/d_o)^2 \int_0^\Phi \cos^{-\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{3}{2}} \theta_i \sin^3 \theta_i J_2(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (36)$$

$$C_0 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin \theta_i (\cos \theta_o + \cos \theta_i) J_0(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (37)$$

$$C_1 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin^2 \theta_i J_1(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (38)$$

$$C_2 = \int_0^\Phi \cos^{\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin \theta_i (\cos \theta_o - \cos \theta_i) J_2(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (39)$$

$$D_0 = (d_i/d_o)^2 \int_0^\Phi \cos^{-\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin^3 \theta_i J_0(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (40)$$

$$D_2 = (d_i/d_o)^2 \int_0^\Phi \cos^{-\frac{1}{2}} \theta_o \cos^{\frac{1}{2}} \theta_i \sin^3 \theta_i J_2(\cdot) \exp(\cdot) \lambda d\theta_i, \quad (41)$$

式中 Φ 为像方孔径角, $J_n(\cdot)$ ($n = 0, 1, 2$) 表示 $J_n(kr_p \sin \alpha \sin \theta)$, $\exp(\cdot)$ 表示 $\exp(-jkr_p \cos \alpha \cos \theta)$. 公式(18)–(41)就表示了相干点源位于光轴上任意位置时,消球差光学系统的成像公式.当 $\alpha = \pi/2$ 时,公式(18)–(41)就是相干点源位于光轴上任意位置时,消球差光学系统的点扩展函数.这里,将公式(18)和(19)等式右边中的第一个圆括号中的项称为主要电场和磁场,第二个圆括号中的项称为附加电场和磁场.容易看出,当物距 $d_o \rightarrow \infty$ 时,并且令 $C = (\lambda d_o)^{-1} = 1$,即相干点源位于轴上无穷远处,或者说物方孔径角非常小,此时 $\cos \theta_o = 1$,附加电场和磁场等于零,公式(18)–(41)就与文献[8]中的像场分布公式(2–30)–(2–32)完全相同.

3. 模拟计算和讨论

在本文的模拟计算中,假定与像方最大孔径对应的出射光线与像球面的交点到光轴的距离为 2 mm,波长 $\lambda = 632.8$ nm.

3.1. 物方孔径角对像空间电场和磁场分布的影响

正如上面所说,只有当物方孔径角非常小时,本

文得到的像场分布公式(18)–(41)才与文献[8]中的公式(2–30)–(2–32)完全相同.如果物方孔径角不是非常小,则会出现附加电场和磁场.而且,物方孔径角越大,这个附加电场和磁场对像场结构的影响就越大.同时因为 $\cos \theta_o \neq 1$,公式(18)和(19)中的主要电场和磁场与文献[8]中的像场分布公式(2–30)和(2–32)也不同.

在文献[8]中,Richards 和 Wolf 认为,在垂直于光轴的任何一个平面上,只要将磁场分布绕光轴旋转 90° ,磁场分布和电场分布就会完全相同.然而,当物方孔径角不是非常小时,此时 $\cos \theta_o \neq 1$,从(31)–(41)可以看出,参数 $A_0 \neq C_0$, $A_1 \neq C_1$, $A_2 \neq C_2$,那么即使将磁场分布绕光轴旋转 90° ,磁场分布和电场分布也不会相同.

3.2. 物方孔径角对像平面上电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量分布的影响

引入如下电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量的定义:

$$W_e = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* / 2, W_m = \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* / 2,$$

$$W = W_e + W_m, \mathbf{S} = (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) / 4.$$

在文献[8]中,Richards 和 Wolf 详细分析了 x 方

向线偏振相干点源位于光轴上无穷远时,像空间的电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量的分布及其随着像方孔径角的变化关系,并且得到了如下重要结论:1)总能量密度和玻印亭矢量在垂直于光轴的平面上分布的等高线是旋转对称的,始终是圆;2)磁场能量密度在垂直于光轴的平面上的分布绕光轴旋转 90° 后,磁场能量密度和电场能量密度的分布完全相同;3)当像方孔径角趋于零时,电场能量密度和磁场能量密度在垂直于光轴的平面上的分布是旋转对称,即为艾里斑.当相干点源位于光轴上无穷远时,这些结论是完全正确的.但是,当相干点源位于光轴上有限远时,即物方孔径角不是足够小时,这些结论是否正确呢?

图2是当采用 x 方向线偏振相干点源,物方孔径角等于 50° ,像方孔径角分别等于 5° (如图2(a))和 60° (如图2(b))时,电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线图.图2(a)表明,电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线均近似为椭圆,椭圆的长轴方向均垂直于物空间电场的振动方向,且形状基本相同.这就说明,总能量密度和玻印亭矢量在垂直于光轴的平面上分布的等高线不一定是旋转对称的;当像方孔径角趋于零时,电场能量密度和磁场能量密度在垂直于光轴的平面上的分布也不一定是旋转对称.

图2(b)表明,当像方孔径角增大时,电场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线分布仍然近似为椭圆,但是电场能量密度的椭圆的长轴方向相对于小像方孔径角时发生了改变,它与物空间电场的振动方向相同,而磁场能量密度和玻印亭矢量的椭圆的长轴方向仍然垂直于物空间电场的振动方向.图2(b)还清楚地说明,即使磁场能量密度在垂直于光轴的平面上的分布绕光轴旋转 90° 后,磁场能量密度和电场能量密度的分布仍然不相同.因此,当物方孔径角较大时,前面提及的Richards和Wolf得到的三个结论就不成立了.

对于线偏振照明,本文还进行了其他参数的模拟计算.结果表明,只要物方孔径角较大,磁场能量密度和玻印亭矢量分布的等高线在垂直于光轴的平面上始终近似为椭圆,其椭圆的长轴方向均垂直于物空间电场的振动方向,并且物方孔径角是导致玻印亭矢量分布失去圆对称性的主要因素;同时像空间的电场能量密度在垂直于光轴的平面上分布的

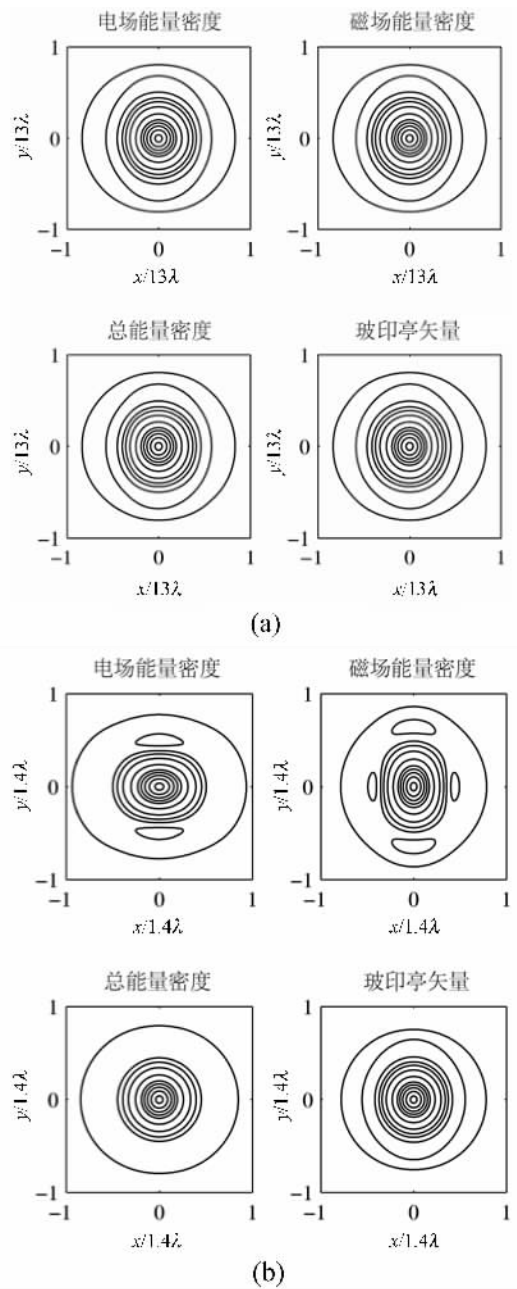


图2 当采用 x 方向线偏振相干点源,物方孔径角等于 50° 时,电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线图 (a)像方孔径角等于 5° (b)像方孔径角等于 60°

等高线也近似为椭圆,且当像方孔径角较小时,椭圆的长轴方向垂直于物空间电场的振动方向,当像方孔径角较大时,椭圆的长轴方向与物空间电场的振动方向相同.

本文还模拟计算了当采用右旋圆偏振相干点源(即 $e_{ox} = 1/\sqrt{2}$, $e_{oy} = j/\sqrt{2}$),物方孔径角等于 50° ,像方孔径角分别等于 5° 和 60° 时,电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分

布情况. 结果表明电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线是旋转对称的, 始终是圆. 通过任意改变物方孔径角和像方孔径角, 这一结论仍然成立. 因此, 为了在物方孔径角较大的情况下仍然获得圆形光斑, 就必须采用圆偏振光照明.

4. 结 论

建立了相干点源位于光轴上任意位置时, 消球差光学系统像场结构分布模型. 基于该模型, 通过模拟计算详细研究了使用线偏振光照明时像平面上大物方孔径角对像场结构的影响. 模拟计算表明, 在像空间垂直于光轴的平面上, 如果物方孔径角较大, 磁场分布绕光轴旋转 90° 后不再与电场分布相同, 电场能量密度、磁能量密度和玻印亭矢量分布的等高线

始终近似为椭圆, 并且物方孔径角是导致玻印亭矢量分布失去圆对称性的主要因素. 同时当使用小像方孔径角时, 电场能量密度分布形状的长轴方向垂直于物空间电场的振动方向; 随着像方孔径角逐渐增大, 电场能量密度分布形状的长轴方向将逐渐变为与物空间电场的振动方向相同. 这些结论完全不同于经典的 Wolf 等理论所预测的结论. 通过对圆偏振光照明情况的模拟, 发现电场能量密度、磁场能量密度、总能量密度和玻印亭矢量在像平面上分布的等高线是旋转对称的, 始终是圆, 大物方孔径角不会破坏这种旋转对称性. 因此 Wolf 理论只适用于点源位于光轴无穷远的情况, 而本文所建立的理论模型则能够有效地用于准确地研究点源位于光轴上任意位置时光学系统的像场结构, 这对进一步优化光刻物镜等应用有着重要意义.

- [1] Born M, Wolf E 1999 *Principles of optics* (Cambridge : Cambridge University Press , 7th ed)
- [2] McGuire J P , Jr. , Chipman R A 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1614
- [3] Yasuyuki U 2002 *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 781
- [4] Oron R , Bilt S , Davidson N , Friesem A A , Bomzon Z , Hasman E 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3322
- [5] Foley J T , Wolf E 2005 *Opt. Lett.* **30** 1312
- [6] Dorn R , Quabis S , Leuchs G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233901
- [7] Wolf E 1959 *Proc. R. Soc. London , Ser. A* **253** 349
- [8] Richards B , Wolf E 1959 *Proc. R. Soc. London , Ser. A* **253** 358
- [9] Zhang Y L , Zhao Y Q , Zhan Q W , Li Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1253 (in Chinese) [张艳丽、赵逸琼、詹其文、李永平 2006 物理学报 **55** 1253]
- [10] Youngworth K S , Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 77
- [11] Quabis S , Dorn R , Eberler M , Glöckl O , Leuchs G 2001 *Appl.*

Phys. **B 72** 109

- [12] Török P , Varga P 1997 *Appl. Opt.* **36** 2305
- [13] Haeberlé O 2003 *Opt. Commun.* **216** 55
- [14] Haeberlé O 2004 *Opt. Commun.* **235** 1
- [15] Li Y J 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 68
- [16] Li Y J 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 77
- [17] Haeberlé O , Ammar M , Furukawa H , Tenjimbayashi K , Török P 2003 *Opt. Express* **11** 2964
- [18] van de Mast F , Pirati A 2003 " ASML ArF leadership continues with TWINSCAN AT :1200B , a 0. 85-NA production tool for 80-nm processing , " *Images | ASML 's customer magazine* summer edition p5—7 <http://www.asml.com/doclib/productandservices/images/summer2003/asml-sum03-images.pdf>.
- [19] Stamnes J J , Heier H 1998 *Appl. Opt.* **37** 3612
- [20] Varga P , Török P 1998 *Opt. Commun.* **152** 108

Structure of image fields in an aplanatic optical system with coherent point source illumination^{*}

Guo Han-Ming Chen Jia-Bi Zhuang Song-Lin[†]

(College of Optics and Electronic Information Engineering , University of Shanghai for Science and Technology , Shanghai 200093 , China)

(Received 26 June 2006 ; revised manuscript received 30 August 2006)

Abstract

Using the vector Fourier transform and stationary phase method , an integral representation of the structure of image field in an aplanatic system with polarized point source located at arbitrary position on the optical axis is obtained. Effects of wide aperture angle in object space on the structure of image field are examined numerically for the case of linearly polarized illumination. Simulation calculations show that , in a plane perpendicular to the optical axis , if the object space aperture angle is wide , the distribution of magnetic field will not be identical to that of electric field after they are rotated 90° around the optical axis with respect to each other , the contours of distribution of the electric and magnetic energy densities and the Poynting vector are approximately elliptical , and the object space aperture angle is the dominant factor that makes the distribution of Poynting vector lose circular symmetry. At the same time , the major axis of the contour of distribution of the electric energy density is perpendicular to the direction of the electric vector in the object space when using small image aperture angle , and will turn gradually to the same direction as the electric vector in the object space with the increase of image aperture angle. These conclusions are completely different from the predications of the previous theory.

Keywords : imaging systems , structure of the image field , vector Fourier transforms , stationary phase method

PACC : 4225F , 4230D , 0760P

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2005CB724304) , Shanghai Leading Academic Discipline Project (Grant No. T0501) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60478045) , the Shanghai Foundation for Development of Science and Technology (Grant No. 04dz05110) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20040252004) .

[†] Corresponding author. E-mail : slzhuangx@yahoo.com.cn