

一种获得平顶激光光强分布的方法*

蒲继雄

(华侨大学电气系, 泉州, 362011)

摘要: 从 Huygens-Fresnel 衍射积分出发, 计算高斯光束经过初级球差透镜聚焦之后的衍射光场。数值结果表明, 当透镜的球差系数为负时, 在聚焦光场的两个位置, 得到了平顶激光光强分布。还讨论了透镜的菲涅耳数对平顶激光光强分布及其出现位置的影响。结果表明, 透镜的菲涅耳数愈小, 出现平顶激光光强分布的位置愈往聚焦透镜移动。并且, 当透镜的菲涅耳数较小时, 平顶激光光强分布的顶部呈现光强调制。计算结果表明, 负球差透镜可作为获得平顶激光光强分布的简单方法。

关键词: 高斯光束 球差 平顶激光光强分布

An approach for achieving flattened laser intensity profile

Pu Jixiong

(Department of Electric Technique, Huaqiao University, Quanzhou, 362011)

Abstract: Focusing of Gaussian beam by an apertured lens with spherical aberration is calculated, based on Huygens-Fresnel diffraction integral. The numerical results show that, when the coefficient of the spherical aberration is negative, one can obtain flattened laser intensity profile in two positions along the focused field. The effect of the limited aperture of the lens on the flattened laser intensity profile is investigated. It is shown that when Fresnel number of the lens become small, the positions where flattened laser intensity profile occur shift towards the focusing lens, and the lens with negative spherical aberration may be a simple approach for achieving flattened laser irradiance.

Key words: Gaussian beam spherical aberration flattened laser intensity profile

引 言

基横模激光器输出的激光光束是光强分布为高斯分布的高斯光束。即光束中心点的光强最大, 而离中心点的距离愈远的地方, 光强愈小。然而, 在许多应用场合, 例如激光加工、惯性约束聚变等应用领域, 要求激光光束的光强分布是平顶的^[1~6]。因此, 如何把高斯光束转变成平顶激光光束是一个热门的研究课题^[1~8]。Ih 和 Klingsporn 等人提出用吸收滤光片得到平顶激光光束^[1~3]。之后, 人们采用微透镜列阵、衍射光学等方法也得到平顶的激光光束^[4~8]。我们从 Huygens-Fresnel 衍射积分公式出发, 得到高斯光束经过球差透镜聚焦之后聚焦光场的光强分布的表示式。应用数值计算方法, 对聚焦光场的光强分布进行计算。我们着重研究透镜的菲涅耳数对平顶激光光强分布及其出现位置。

1 理论推导

如图 1 所示, 波长为 λ (波数 $k = 2\pi/\lambda$) 的高斯光束被一球差透镜聚焦^[9~13]。假定高斯光

* 惯性约束聚变青年基金资助。

束的束腰恰好在透镜的位置。这个位置定为 $z = 0$ 平面。在透镜前的光场为:

$$E_0(\rho) = A_0 \exp(-\rho^2/w^2) \quad (1)$$

式中, A_0 为振幅常数因子, ρ 为径向坐标, w 为高斯光束的束腰。

假定透镜的焦距为 f ; 透镜的球差 Φ_R 为

$$\Phi_R = \delta_1 \rho^4 \quad (2)$$

为了简单起见, 我们令 $S_2 = \delta_1 \lambda$ (3)

假设透镜的半径为 a , 引入无量纲变量 t 为

$$t = \rho/a \quad (4)$$

这样, 我们把 (2) 式重新写成

$$\Phi_R = \delta_1 \lambda a^4 t^4 = S_2 a^4 t^4 \quad (2')$$

重新定义一个新的球差系数 S_1 为* $S_1 = S_2 w^4$ (5)

球差系数则可写为 $\Phi_R = S_1 (a^4/w^4) t^4$ (6)

把球差因子 $\exp(ik\Phi_R)$ 和 (1) 式代入文献[14]的 (2.18) 式, 即得到聚焦光场

$$U(u', v') = -\frac{2\pi i a^2 A_0}{\mathcal{Y}} \left(1 - \frac{u'}{2N_a}\right) \int_0^1 J_0(v't) \exp\left[-\left(\frac{a}{w}\right)^2 t^2 + ikS_1 \left(\frac{a}{w}\right)^4 t^4 - \frac{i u' t^2}{2}\right] t dt \quad (7)$$

式中, $N_a = a^2/(\mathcal{Y}\lambda)$ (8)

称为透镜的菲涅耳数; J_0 为零阶贝塞尔函数; 无量纲光学参数 u' 和 v' 为

$$u' = 2\pi N_a [(z-f)/z]; \quad v' = 2\pi N_a (\rho/a)(f/z) \quad (9)$$

因此, 光场的光强为

$$I(u', v') = |U(u', v')|^2 = I_0 [1 - u'/(2\pi N_a)]^2 [C^2(u', v') + S^2(u', v')] \quad (10)$$

式中, $I_0 = (\pi N_a A_0)^2$ (11)

$$\left. \begin{aligned} C(u', v') &= 2 \int_0^1 J_0(v't) \exp(-Nat^2/N_w) \cos[kS_1(N_a/N_w)^2 t^4 - u't^2/2] t dt \\ S(u', v') &= 2 \int_0^1 J_0(v't) \exp(-Nat^2/N_w) \sin[kS_1(N_a/N_w)^2 t^4 - u't^2/2] t dt \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式中, $N_w = w^2/(\mathcal{Y}\lambda)$ 为高斯光束的菲涅耳数。

对 (10) 式和 (12) 式进行数值计算, 进而讨论透镜的菲涅耳数对光场的光强分布的影响。在数值计算中, 光强被无球差情况下几何焦点的光强归一化。

2 数值计算结果

为了说明聚焦透镜的菲涅耳数对聚焦光场的影响, 先计算了不同的菲涅耳数情况下聚焦光场的轴上点光强分布 (见图 2)。在计算中, 透镜的菲涅耳数取为 $N_a = 10, 4, 2$ 和 1 ; 其它参数为: $N_w = 1, kS_1 = \pm 0.3, 0$ 。由图 2a 可见, 当透镜无球差时, 轴上光强最大点 (称为最佳聚焦点) 不在几何焦点; 而是在透镜和几何焦点之间, 这就是所谓的“焦移”现象^[14]。当 $kS_1 = 0.3$ 时, 最佳聚焦点往几何焦点位移; 而当透镜具有负球差时 ($kS_1 = -0.3$), 最佳聚焦点往透镜方

* 我们定义的球差系数的符号与文献[13]相反。

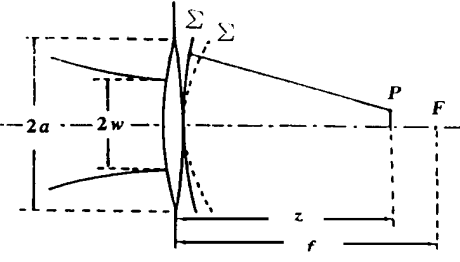


Fig. 1 Geometry for focusing Gaussian beams by an annular lens with spherical aberration. Σ is the wavefront behind the lens; Σ^* is the spherical reference sphere centered at $z = f$

向移动,并且在这种情况下,最佳聚焦点的光强比无球差时还大。由图2可见,当透镜的菲涅耳数减小时,对应于 $kS_1 = \pm 0.3, 0$ 情况下的最佳聚焦点往透镜方向移动;并且对应于 $kS_1 = \pm 0.3, 0$ 的三条曲线趋于一致。这表明,当透镜的菲涅耳数减小时,球差对聚焦光场的影响减小。

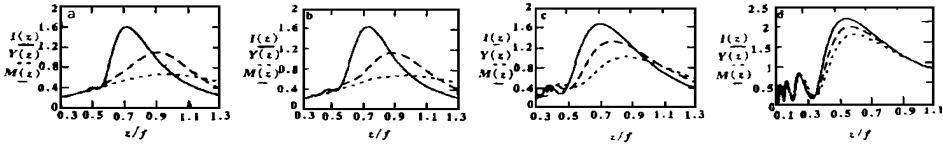


Fig. 2 The axial focused intensity distribution for different Fresnel number of the lens a- $N_a = 10$ b- $N_a = 4$ c- $N_a = 2$ d- $N_a = 1$. Other parameters are given as $N_w = 1, kS_1 = \pm 0.3, 0$ $I(z)$ (solid line) is the axial focused intensity distribution for $kS_1 = -0.3$ $Y(z)$ (dotted line) is the axial focused intensity distribution for $kS_1 = 0.3$ $M(z)$ (broken line) is the axial focused intensity distribution for $kS_1 = 0$

众所周知,当高斯光束经过无像差无孔径限制的透镜聚焦,其光强分布仍保持高斯分布。但是,可以推断,当高斯光束经过像差透镜聚焦,其光强分布将会发生变化。图3给出当 $kS_1 = -0.3, N_w = 1, N_a = 10$ 时,在 $z/f = 0.577$ 和 0.519 处,得到平顶的高斯光束光强分布。

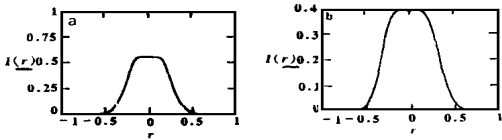


Fig. 3 Transverse intensity profiles at focused field at a- $z/f = 0.577$ and b- $z/f = 0.519$. Other parameters are listed as: $kS_1 = -0.3, N_w = 1, N_a = 10$

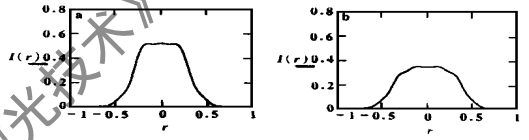


Fig. 4 Transverse intensity profiles at focused field at a- $z/f = 0.57$ and b- $z/f = 0.506$. $N_a = 4$, other parameters are the same as in Fig. 3

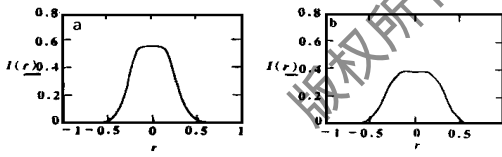


Fig. 5 Transverse intensity profiles at focused field at a- $z/f = 0.505$ and b- $z/f = 0.418$. $N_a = 2$, other parameters are the same as in Fig. 3

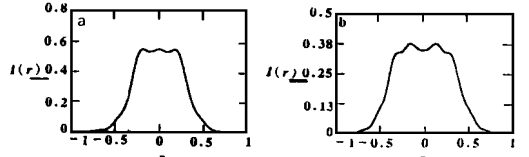


Fig. 6 Transverse intensity profiles at focused field at a- $z/f = 0.458$ and b- $z/f = 0.367$. $N_a = 15$, other parameters are the same as in Fig. 3

图4~图7分别给出了菲涅耳数为 $N_a = 4, 2, 1.5$ 和 1 时,聚焦光场出现平顶激光光强分布。由图4~图7可见,当 N_a 较大时,平顶激光光强分布的顶部较平。这是因为 $N_a \gg N_w$,衍射效应可忽略。

当 N_a 减小时,衍射效应逐渐明显,因此,在平顶激光光强分布的顶部出现

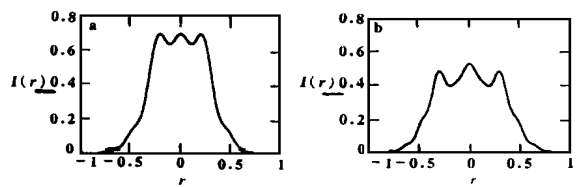


Fig. 7 Transverse intensity profiles at focused field at a- $z/f = 0.38$ and b- $z/f = 0.28$. $N_a = 1$, other parameters are the same as in Fig. 3

强度调制。 N_a 越小, 强度调制幅度越大。当 N_a 改变时, 出现平顶激光光强分布的位置也发生变化。图 8 为出现平顶激光光强分布的位置及位置之差与 N_a 的关系。由图 8 可见, 当 N_a 减小时, 平顶激光出现的位置往透镜方向位移; 并且, 对于给定的一个 N_a , 出现平顶激光的两个位置之差随着 N_a 的减小而增大。

3 结 论

当高斯光束经过负球差透镜时, 在聚焦光场的两个位置出现平顶激光光强分布。当透镜的菲涅耳数减小时, 出现平顶激光分布两个位置往聚焦透镜方向位移; 出现平顶激光光强分布的两个位置之差也随着透镜菲涅耳数的减小而增大。此外, 透镜的菲涅耳数很小时, 平顶激光光束的顶部呈现光强强度调制; 透镜的菲涅耳数愈小, 光强强度调制幅度愈大。上述数值结果表明, 负球差透镜可作为获得平顶激光的一种简单的方法。

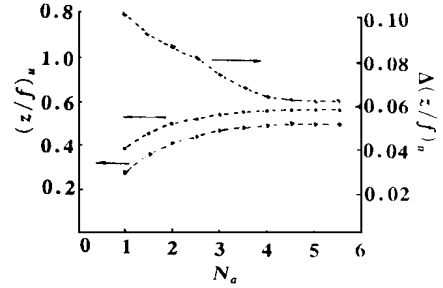


Fig. 8 The positions $(z/f)_u$ at which flattened laser irradiance occur and the difference $\Delta(z/f)_u$ between these two positions related to Fresnel number of the focusing lens

参 考 文 献

1. Ih C S. Appl Opt, 1972; 11(3): 694~ 695
2. Klingsporn P E. Appl Opt, 1976; 15(10): 2355~ 2357
3. Dew S K, Parsons R R. Appl Opt, 1992; 31(18): 3416~ 3419
4. Deng X, Liang X, Chen Z *et al.* Appl Opt, 1986; 25(3): 377~ 381
5. Stevenson R M, Norman M J, Bett T H *et al.* Opt Lett, 1994; 19(6): 363~ 365
6. Dixit S N, Feit M D, Perry M D *et al.* Opt Lett, 1996; 21(21): 1715~ 1717
7. Xie C, Gupta R, Metcalf H. Opt Lett, 1993; 18(2): 173~ 175
8. Veldkamp W B. Rev Scient Instrum, 1982; 53(3): 294~ 297
9. Pu J X. Focusing Gaussian beam by an annular lens with spherical aberration. J Mod Opt (to be published)
10. Yoshida A, Asakura T. Opt Commun, 1996; 123(4/6): 694~ 704
11. Herreno R M, Mejias P M, Hodgson N. IEEE J Q E, 1995; 31(12): 2173~ 2176
12. Pu J X, Zhang H H. Intensity distribution of Gaussian beams focused by a lens with spherical aberration. Opt Commun (accepted for publication)
13. Jiang D Y, Stamnes J J. Pure Appl Opt, 1997; 6: 85~ 96
14. Li Y. Optik, 1983; 64(3): 207~ 218

作者简介: 蒲继雄, 男, 1962 年 1 月出生。副教授。目前主要从事光束传输、非线性光学的研究与教学工作。

收稿日期: 1998-02-09 收到修改稿日期: 1998-03-13

• 产品简讯 •

LED 灯

美国加州的 Hewlett-Packard 公司推出设计用于全色视频室外指示和单色信息指示、5mm 红色、琥珀色、绿色和蓝色 LED 灯, 光束为椭圆发光型 ($35^\circ \sim 70^\circ$)。每支灯用耐高温和高温的光学级环氧树脂制作。该种 LED 灯适用于平行和垂直定位, 也可用于无支座条件。红色和琥珀色适用于着色和未着色环境。

卢中尧 曹三松 供稿