

高能拍瓦激光系统中大口径离轴抛物面聚焦特性研究

岳 峰 朱健强 赵东峰

(中国科学院上海光学精密机械研究, 上海 201800)

摘要 为进行快点火实验,需对高能拍瓦激光聚焦系统中的核心元件即大口径离轴抛物面,进行深入量化研究,以便对其结构选型和精密调整提供准确的理论依据。利用基于严格的矢量衍射理论的数值计算方法,并结合像差分析得到了大孔径、大离轴量的抛物面镜(OAP)的物理光学成像特性。首先用理想平行光入射,得出 OAP 的三维平动公差与其焦深密切相关,OAP 绕旋转对称轴的转动可归结为平动问题,其公差与焦深也有简单关系;入射光轴失准时,像散占主导作用,并可由一结构因子来定性描述其对像斑的影响。其次当入射光有一定的发散角时,除引起最佳像面位置变化外,还会由于 OAP 不对称性而引起的彗差使得像斑的峰值光强大大降低,并论述了 OAP 的结构参数对此的影响。

关键词 激光光学;高功率激光聚焦;离轴抛物面镜;矢量衍射;快点火

中图分类号 O435.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0914001

Study on Focusing Characteristic of Large Aperture Off-Axis Paraboloidal Mirror in the High-Energy Petawatt Laser System

Yue Feng Zhu Jianqiang Zhao Dongfeng

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract To realize the fast ignition experiments, deep and quantitative research needs to be taken on the large aperture off-axis paraboloidal mirror (OAP) which is the core component in the high-energy petawatt laser focusing system, in order to provide an accurate basic theory for the OAP structure model selection and precision adjustments. This paper uses a numerical calculation method based on the rigorous vector diffraction theory combining with wavefront aberration analysis, by which the physical optical imaging characteristics of a large aperture and far off-axis OAP are obtained. First, using parallel light incidence, a conclusion can be obtained that the tolerances of OAP translation and revolving around its symmetric axis are closely related with its focal depth. When the optical axis misalignment occurs, astigmatism will play a leading role in the influence on the optical spot which can be described qualitatively by a structural factor. Then, when the incident light has a divergence angle, the best image plane location will change and coma is produced to decrease the power density of the optical spot owing to the asymmetry of OAP. The discussion of the influence affected synchronously by the structural parameters of OAP is also presented.

Key words laser optics; high power laser focusing; off-axis paraboloidal mirror; vector diffraction; fast ignition

OCIS codes 260.1960; 080.1010; 080.4228; 120.5700

1 引 言

在激光惯性约束核聚变研究中,快点火技术是极具实现可控聚变可能的点火方案^[1~3]。用于快点火的激光脉冲的功率一般都达拍瓦量级(大于 10^{15} W),这使得传统的透射型透镜聚焦透镜

由于非线性效应而引发的自聚焦、巨大色散和色差等因素而无法满足要求,需采用反射型聚焦系统,同时为了实现中心无遮拦聚焦,故采用离轴抛物面镜(OAP),它有以下优点:1)无色散、色差,消除了光学非线性效应对超短脉冲激光宽度的影响;2)入射光严

收稿日期: 2012-03-14; **收到修改稿日期**: 2012-04-08

基金项目: 国家 863 计划(2010AA8044008)资助课题。

作者简介: 岳 峰(1986—),男,硕士研究生,主要从事高功率激光聚焦方面的研究。E-mail: yuefeng702@163.com

导师简介: 朱健强(1964—),男,研究员,博士生导师,主要从事激光驱动器方面的研究。

E-mail: jqzhu@mail.shnc.ac.cn

格平行与光轴时,反射光可无球差的聚焦于焦点。

大口径、大离轴量的 OAP 对调整精度要求极高,在短焦距时对于角度的调整精度甚至达到微弧度量级,因此对 OAP 的聚焦特性需要进行深入量化研究。OAP 的几何成像特性可通过准确光线追迹得到,如文献[4]用光线追迹的方法获取了 OAP 在将平行光聚焦在球靶上时的三维旋转角的相对灵敏度,及用几何焦散面的方法处理了 OAP 失调时对光强的扰动影响,但此方法无法处理衍射作用占强时的情况;文献[5]用光线追迹处理了光轴失准和入射光束的发散角对像面上的点列图的影响,但无法深入量化研究。对于 OAP 的物理光学成像特性,由于离轴量通常很大,传统的赛德尔像差分析方法将不适用。文献[5]用高斯光束经透镜聚焦的方法来近似处理经 OAP 聚焦的情况,无法处理偏角较大的情况且不严格。本文将采用文献[6,7]介绍的 Stratton-Chu 矢量衍射方程并结合像差分析来得到 OAP 的物理光学成像特性:1)用理想平行光的入射来得到 OAP 的结构参数对光轴角度失准、

OAP 位置移动的容忍度及焦斑性质的影响;2)处理入射光为高斯光束的情况,即光束发散角对光斑的影响,以便为 OAP 的结构选型和精密调整机构提供准确的理论依据。

2 衍射计算公式

如图 1 所示,在 K 坐标系中,以 OAP 焦点为原点,以抛物面的旋转对称轴为 z 轴, y 轴垂直纸面向外,OAP 方程可写为

$$z = \frac{x^2 + y^2}{4f} - f = sf - f, \left(s = \frac{x^2 + y^2}{4f^2} \right) \quad (1)$$

$$\sum : (x - h)^2 + y^2 \leq \left(\frac{\Phi}{2} \right)^2, \quad (2)$$

式中 f 为抛物面焦半径,(2) 式中的 \sum 表示离轴部分, Φ 是 OAP 的口径, h 是中心高。 AF 是 $\angle CFB$ 角平分线,为中间光线, DF 是入射光束的中心光线。设入射光场是平面波,以 $Z = 0$ 作为零相位参考面,光束在的 α 平面处的复振幅为

$$\mathbf{E}_{ia} = (\epsilon_{0x}\mathbf{e}_x + \epsilon_{0y}\mathbf{e}_y)\exp(-ikz) \quad \mathbf{H}_{ia} = \frac{1}{\eta}(\epsilon_{0x}\mathbf{e}_x - \epsilon_{0y}\mathbf{e}_y)\exp(-ikz), \quad (3)$$

由 Stratton-Chu 矢量衍射公式^[6,7],可得焦点 F 附近一点 Q 的光场分布为

$$\begin{aligned} E_X &= \frac{i}{\lambda} \iint_{\text{OAP}} \left\{ \epsilon_{0x} \left[\frac{1}{f(1+s)} - \frac{x^2}{2f^3(1+s)^2} \right] + \epsilon_{0y} \left[\frac{-xy}{2f^3(1+s)^2} \right] \right\} \exp(ik\phi) dx dy \\ E_Y &= \frac{i}{\lambda} \iint_{\text{OAP}} \left\{ \epsilon_{0x} \left[\frac{-xy}{2f^3(1+s)^2} \right] + \epsilon_{0y} \left[\frac{1}{f(1+s)} - \frac{y^2}{2f^3(1+s)^2} \right] \right\} \exp(ik\phi) dx dy \\ E_Z &= \frac{i}{\lambda} \iint_{\text{OAP}} (x\epsilon_{0x} + y\epsilon_{0y}) \frac{1}{f^2(1+s)^2} \exp(ik\phi) dx dy, \end{aligned} \quad (4)$$

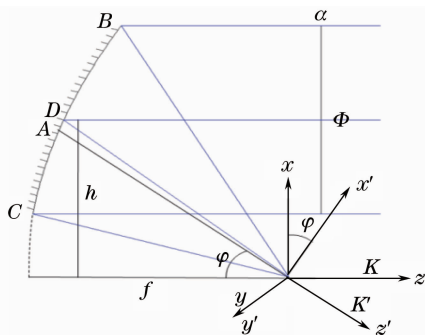


图 1 离轴抛物面几何剖面图

Fig. 1 Geometry of off-axis paraboloid reflection

式中 $\phi = -r_Q \cos \alpha = -\frac{\mathbf{r}_Q \cdot \mathbf{r}_S}{|\mathbf{r}_S|} = \mathbf{r}_Q \cdot \mathbf{r}, \mathbf{r} = (p, q, m)$ 是 \overrightarrow{SF} 上的单位向量, (x, y, z) 是 OAP 表面上点 S 在 K 中的坐标,如图 2 所示。

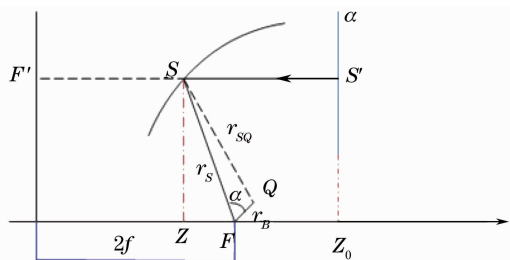


图 2 积分公式中相关量示意图

Fig. 2 Relevant parameters in the integral formula

实际计算时将采取图 1 所示的 K' 坐标系,即将 K 坐标系绕 y 轴顺时针旋转 ϕ 角所得, z' 轴与中间光线重合,这样就充分利用 OAP 的关于 AF 的对称性,便于网格划分数值计算,削弱纵模场^[7];在 K' 坐标系中, Q 点坐标为 (x'_Q, y'_Q, z'_Q) , 则

$$\exp(ik\phi) = \exp[ik(x'_Q p + y'_Q q + z'_Q m)] = \exp\left[i2\pi\left(\frac{p}{\lambda}x'_Q + \frac{q}{\lambda}y'_Q + \frac{m}{\lambda}z'_Q\right)\right], \quad (5)$$

用 (p, q, m) 表示 (x, y, z) 得

$$x = \frac{2f(-p\cos\varphi + m\sin\varphi)}{1 + p\sin\varphi + m\cos\varphi}, \quad y = \frac{-2fq}{1 + p\sin\varphi + m\cos\varphi}, \quad z = \frac{2f(-p\sin\varphi - m\cos\varphi)}{1 + p\sin\varphi + m\cos\varphi},$$

$$J = \frac{\partial(x, y)}{\partial(p, q)} = \frac{4f^2[(p + \sin\varphi)^2 + (m + \cos\varphi)^2 - (p\cos\varphi - m\sin\varphi)^2]}{m(1 + p\sin\varphi + m\cos\varphi)^4}, \quad (6)$$

将(5)式和(6)式代入(4)式,并令 $z'_Q = c$ (接收屏所在平面的方程)可得

$$E_i(Q) = \iint_{\text{OAP}} F_i(p, q) J \exp\left(i2\pi \frac{\sqrt{1-p^2-q^2}c}{\lambda}\right) \exp\left[i2\pi\left(\frac{p}{\lambda}X'_Q + \frac{q}{\lambda}Y'_Q\right)\right] dpdq \quad (i = X, Y, Z) \quad (7)$$

式中 $F_i(p, q)$ 是(4)式积分号内的表达式用 p, q 表示的结果。可见接收屏上的各点光场分量 E_i 可用二维快速傅里叶变换数值求解,接收屏平行于 K' 的 $x'y'$ 平面,而 c 则表征了离焦量。

3 理想平行光入射

高斯光束腰位于 OAP 面时入射光束的发散角可忽略,可按平行光来处理。

3.1 三维平动

假定接收屏不动, OAP 在 K 坐标系中的无旋转的偏离原位置,设其平移向量为 $\mathbf{r} = (dx, dy, dz)$, 将 \mathbf{r} 变换到 K' 坐标系下表为 $\mathbf{r}' = (dx', dy', dz')$, 则

$$dx = \cos\varphi dx' - \sin\varphi dz', \quad dy = dy',$$

$$dz = \sin\varphi dx' + \cos\varphi dz'. \quad (8)$$

当 $dz' = 0$ 时,则焦点新位置仍位于原接收屏上,入射平行光仍能无像差地聚焦到焦点,光场只是中心位置发生了偏移,偏移量为 (dx', dy') , 焦斑形态并无变化。下面来考虑 $dz' \neq 0$ 时的情况,假定 $dx' = dy' = 0$, (7) 式中 (此时 $c = 0$) 将引入额外的

$\exp\left(i2\pi \frac{m}{\lambda} dz'\right)$ 相位因子,因为光束经 OAP 后仍是球面波,可将该因子看成是反射后光束的波像差,中间光线是其光轴,显然该额外因子是由成像的参考位置延光轴的偏离理想位置引起的,仿照一般成像

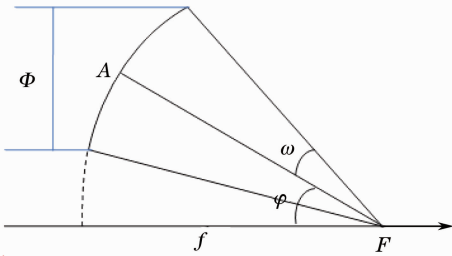


图3 OAP剖面图

Fig. 3 Profile of OAP

系统用瑞利判据来确定像差公差,即波差的峰谷值要小于 $\lambda/4$, 则如图3所示

$$dz'(1 - m_{\min}) \leq \lambda/4,$$

$$m_{\min} = \cos\omega \approx 1 - \Phi^2/4f^2. \quad (9)$$

由(9)式可知 dz' 公差 Δ_z 为 OAP 的焦深,即 $\pm 2\lambda F^2$, 其中 $F = f/\Phi$ 这与一般光学系统很相似。

利用(8)式,且不考虑 x 与 z 方向的联动情况,则这两方向的平移公差为 $\Delta_x = \pm \frac{2\lambda F^2}{\sin\varphi}$ 、 $\Delta_z =$

$\pm \frac{2\lambda F^2}{\cos\varphi}$ 。可见 OAP 的平移容限随波长和 F 的增大而增大,且只是 x, z 方向的平动会影响原接收屏的焦斑形态,但是当 f 变大时,其爱里斑直径会变大,从而降低峰值光强; x 方向的平移容忍度随着离轴量的增大而变小, z 方向则相反,对于快点火的 OAP 结构设计,要合理分配这两个方向的调整公差。下面以实验中所用 OAP 为例,其结构参数为 $F = 4.5$ ($f = 900$ mm, $\Phi = 200$ mm)、 $h = 168$ mm, 令 $\lambda = 1.053$ μm , 则其焦深为约为 43 μm , 图4是(7)式的数值计算结果绘图,在 $dz' \approx \pm 44$ μm 时,峰值光强为降为理想聚焦的 0.8 , 可见用焦深来得到平移公差是很准确的,此结构的 x, z 方向的平移公差分别约为 238 μm 和 45 μm 。

对于 OAP 的绕 z 轴旋转,可以将其归结为 OAP 平动的问题,如图5(a)所示,旋转后的 OAP 只是旋转对称轴 PF 产生了平移效果,原平行入射光仍能无像差聚焦,只是焦点位置发生了变化,设焦点平移向量为 $\overrightarrow{FF'} = (dx, dy)$, 忽略接收平面微小偏转对光斑形态的影响, $\overrightarrow{FF'}$ 在 K' 坐标系中的表式为 $(dx' = \cos\varphi dx, dy' = dy, dz' = -\sin\varphi dx)$, 故原屏上的焦斑中心在 x' 与 y' 轴方向分别移动了 $\cos\varphi dx$ 和 dy , 在 z' 轴方向有 $-\sin\varphi dx$ 的离焦;当 OAP 绕 z 轴旋转 γ 角时,如图5(b)所示, $\overrightarrow{FF'} = 2h \sin \frac{\gamma}{2} \left(\sin \frac{\gamma}{2}, -\cos \frac{\gamma}{2} \right)$, 根据上式可得焦点在

K' 坐标系中的平移量为

$$\begin{cases} dx' = 2h \sin^2 \frac{\gamma}{2} \cos \varphi \approx \frac{h \cos \varphi}{2} \gamma^2, \\ dy' = -2h \sin \frac{\gamma}{2} \cos \frac{\gamma}{2} \approx h\gamma, \\ dz' = -2h \sin^2 \frac{\gamma}{2} \sin \varphi \approx -\frac{h \sin \varphi}{2} \gamma^2. \end{cases} \quad (10)$$

像斑主要是在 y 轴方向发生偏移,利用(10)式可得 γ 角的公差 Δ_γ 与 z' 轴上的离焦公差 $\Delta_{z'}$ 之前的关系为 $\Delta_\gamma = \pm \sqrt{\frac{2|\Delta_{z'}|}{h \sin \varphi}} = \pm \sqrt{\frac{4\lambda F^2}{h \sin \varphi}}$, 可见 $|\Delta_\gamma|$ 随着 OAP 的离轴量的增大而减小。

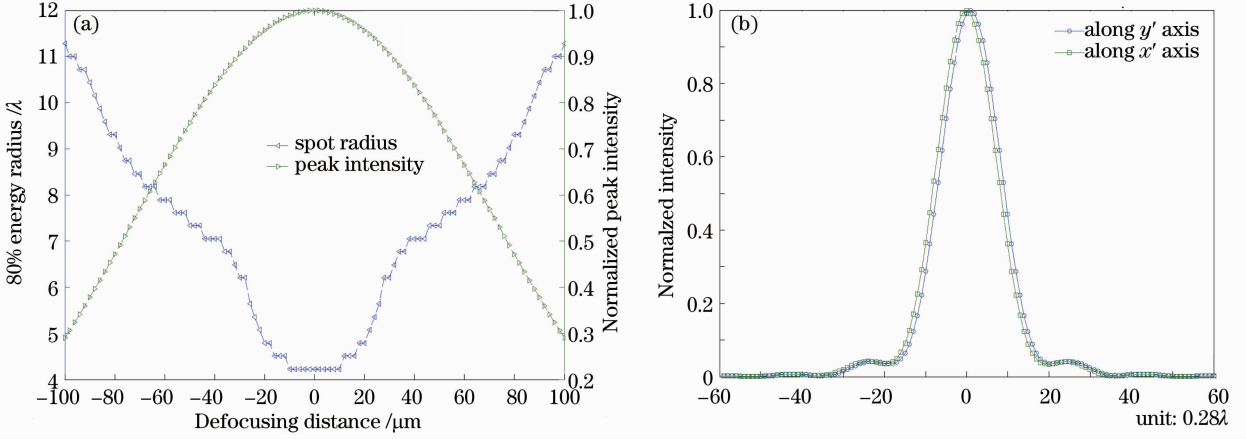


图 4 (a) 光斑的峰值光强和半径随 dz' 变化的情况; (b) $dz' = 44 \mu\text{m}$ 时的光强剖面图
Fig. 4 (a) Peak intensity and spot radius versus dz' ; (b) profile of intensity $dz' = 44 \mu\text{m}$

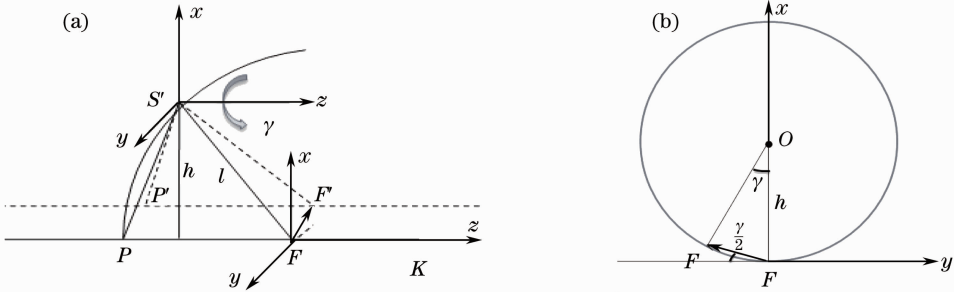


图 5 (a) OAP 绕 z 轴旋转示意图; (b) 焦点旋转轨迹在 xy 平面的投影

Fig. 5 (a) Rotation of OAP around z axis; (b) projection of focus rotating trajectory on the xy plane

3.2 光轴失准偏角的影响

当 OAP 绕 x 轴或 y 轴偏离旋转时,原平行入射光将不平行于 OAP 的旋转对称轴,不再能无球

差的聚焦于一点,此时可用入射光轴的失准来等效处理,如图 6 所示。在 K 坐标系中,此时入射平面波的方程可写为

$$\mathbf{E} \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}) = \mathbf{E} \exp[-ik(-x \sin \beta + y \cos \beta \sin \alpha + z \cos \beta \cos \alpha)], \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (11)$$

则(4)式积分号内的

$$\exp(ik\phi) = \exp[ik(r_{\text{SQ}} + x \sin \beta - y \cos \beta \sin \alpha - z \cos \beta \cos \beta)], \quad (12)$$

式中 $r_{\text{SQ}} - z \cos \beta \cos \alpha = -(z + z_0 - z_0) \cos \alpha \cos \beta + r_{\text{SQ}} \equiv r_{\text{SS}'} + r_{\text{SQ}} + (\cos \alpha \cos \beta - 1)r_{\text{SS}'}$, 式中略去了常位相。 $r_{\text{SS}'} + r_{\text{SQ}}$ 是使得积分(4)式仍可用快速傅里叶变换数值求解,是无像差聚焦时的相位因子。而余下的是光轴失准而引起的附近相位因子 $\exp(ik\phi')$, 则

$$\begin{aligned} \phi' &= x \sin \beta - y \cos \beta \sin \alpha + (\cos \alpha \cos \beta - 1)r_{\text{SS}'} \equiv x \sin \beta - y \cos \beta \sin \alpha + (1 - \cos \alpha \cos \beta) \frac{x^2 + y^2}{4f} \approx \\ & x\beta - y\left(\alpha - \frac{\alpha\beta^2}{2}\right) + \frac{x^2 + y^2}{8f}\left(\alpha^2 + \beta^2 - \frac{\alpha^2\beta^2}{2}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

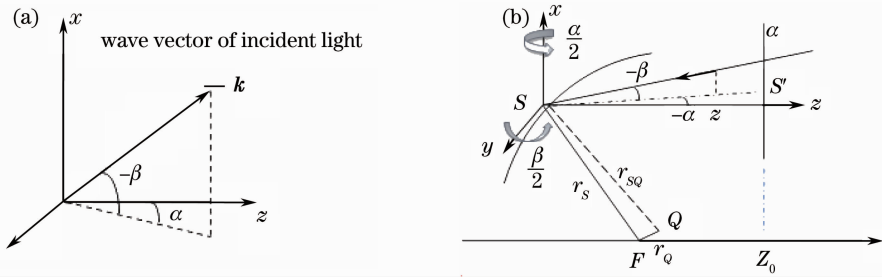

 图6 OAP绕 x, y 轴旋转示意图

 Fig. 6 Rotation around the x, y axis

此时不能将 ϕ' 看成是波像差,因OAP表面并非光束波面。若想得到反射光束偏离球面波的波差的解析形式是很困难的,一般可通过光线追迹观察点列图能获得较定性的结果^[6],即在失准角和孔径不是很大的情况下,象散是影响焦斑的主要原因,彗差是大孔径和大的失准角时影响较严重。

当光轴只在子午面内失准小偏角且OAP孔径不是很大时,子午光束波差可得到一近似解析形式。如图7所示,像斑位置与焦点很接近,此时可选焦点为参考点,OAP面上的子午光束的相位为 $k\left(-x\sin\beta + \frac{x^2}{4f}\cos\beta\right)$,反射光线与参考球交 S' 点,则光程 $r_{SS'} = R\cos\beta - \sqrt{R_0^2 - R^2\sin^2\beta}$,其中 $R = SF, R_0 = AF$ 。将 $kr_{SS'}$ 与光束在OAP上的相位相加,可得参考球上的相位分布,由此可得子午光束的波差近似式为

$$x\beta + \frac{x^2}{4f}\beta^2, \quad (14)$$

式中略去了 x 的高阶偶次项,弧矢面光束有类似性质,由此可见当像斑位置距焦点很近时,像斑质量完全由象散决定,式子中的 $x\beta$ 项表明像斑位置的横向位移量与是偏角成正比。(14)式给出的是光线偏离焦点很小量时的近似情况,在离轴量较大时是不适用的,此时会引进明显的彗差和高阶的象散项,但该近似式仍可给出OAP的结构参数对光轴失偏容忍度的影响,若在子午面内运用瑞利判据,则由(14)式能得出

$$|\beta| \leq \sqrt{\frac{\lambda f}{2\Phi h}} = \sqrt{\frac{\lambda F}{2h}}, \quad (15)$$

在离轴量和孔径较大时,该式的结果会与实际结果有较大出入,但仍能反映OAP的结构参数对光轴失偏公差的影响趋势。

由(13)式可知光轴在子午面内失准和弧矢面内

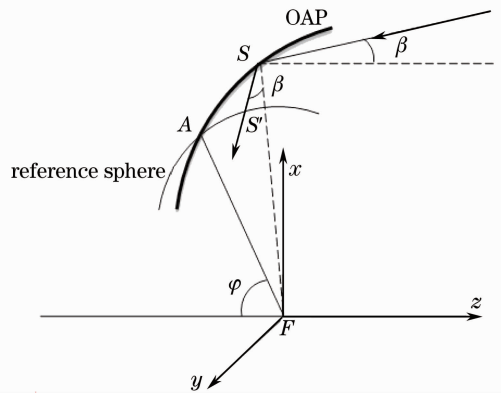


图7 子午面像差示意图

Fig. 7 Meridian aberration

失准引起的附加相位因子很相似,下面将只针对子午面内的失准加以计算分析。假定入射光束总功率一定(即OAP孔径一定), $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ 时,利用(7)式和(13)式对不同焦距和中心高时的光轴失准中心光强变化情况 $[I_0(\beta)$ 曲线]进行数值计算。图8(a)中的不同焦距对应的峰值光强已经各自进行了归一化,由图知随着焦距的变小,曲线急剧变的陡峭,即焦距越短对失准角越敏感,图中陡峭的曲线对应的无失准的峰值光强也越大,由于艾里斑半径与 F 成正比,故峰值光强与焦距有 $I_0 \propto 1/f^2$ 的近似关系,因此实际中要有对失准容限与峰值功率的折中考虑,对OAP焦距进行合理选择。对于波长也有类似的性质,这与(15)式相符合。由图8(b)知,光斑半径与失准角呈近线性关系,焦距越短,半径对失准角越敏感。图9中的光强都是对 $h = 168 \text{ mm}, \beta = 0$ 时的峰值光强进行的归一化,选择的三个中心高分别与图8中的三种情况对应,即 $f/h \approx 5.4, 3.0, 1.2$,可见当孔径不变, f/h 相同时, $I_0(\beta)$ 曲线的形状是比较相似的,此外 h 变大时,峰值光强有变小的趋势。

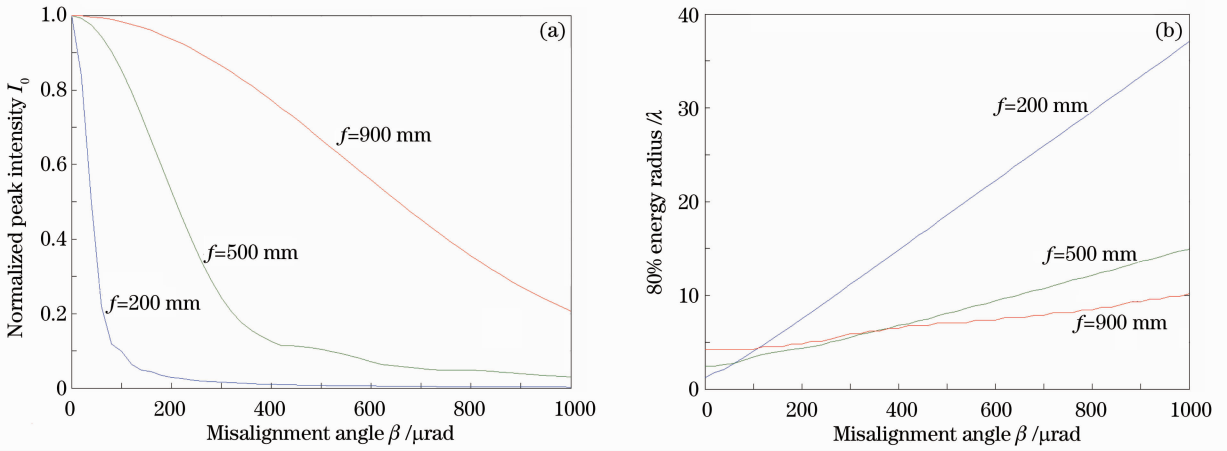


图 8 (a)不同焦距时的 $I_0(\beta)$ 曲线 (b)光斑半径随失准角的变化情况 ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $h=168 \text{ mm}$, $\Phi=200 \text{ mm}$)

Fig. 8 (a) $I_0(\beta)$ for various focal lengths; (b) spot radius vs misalignment angle ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $h=168 \text{ mm}$, $\Phi=200 \text{ mm}$)

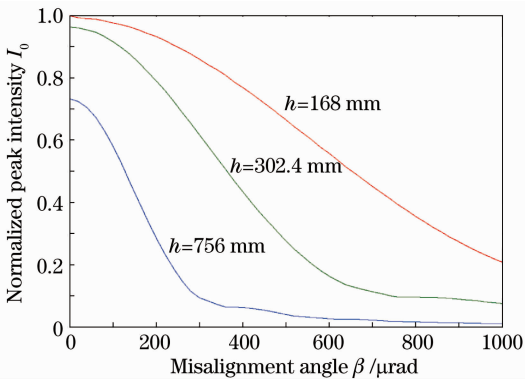


图 9 不同中心高的 $I_0(\beta)$ 曲线 ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $f=900 \text{ mm}$, $\Phi=200 \text{ mm}$)

Fig. 9 (a) $I_0(\beta)$ for various center heights ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $f=900 \text{ mm}$, $\Phi=200 \text{ mm}$)

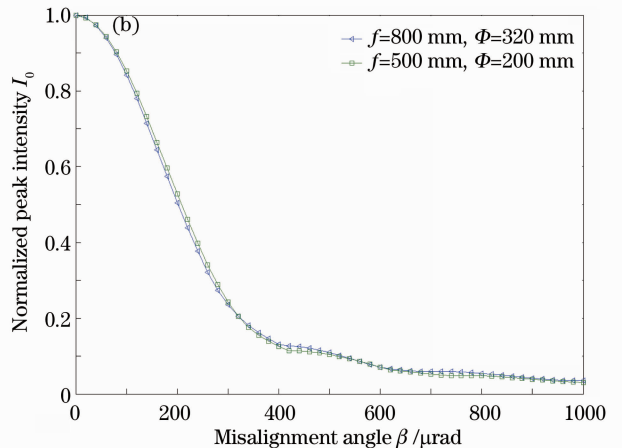
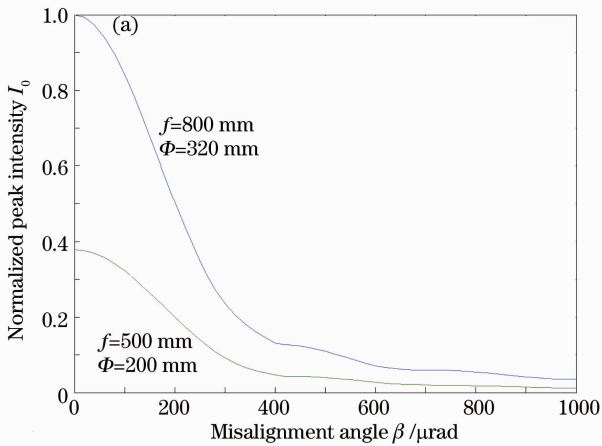


图 10 相同 F , 不同孔径时 $I_0(\beta)$ 曲线 ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $h=168 \text{ mm}$)

Fig. 10 $I_0(\beta)$ with the same F and different aperture ($\lambda=1.053 \mu\text{m}$, $h=168 \text{ mm}$)

由(15)式近似结果知,失准角公差由波长、 F 和中心高决定.图10显示了 F (即 $f/D=2.5$)相同时的 $I_0(\beta)$ 曲线,左图中是对 $\Phi=320$ 的最大光强进行的归一化,易知大孔径情况下使得光强变大,但峰值光强随光轴失准角的变化曲线基本不随孔径变化,右图显示的是两种情况各自进行归一化,两种孔径的曲线几乎完全重合,可见焦距和孔径对曲线形状的影响是包括在 F 这个参量里面的.综上所述,波长一定时, $I_0(\beta)$ 曲线的形状可由(15)式中的参数 $\frac{f}{\Phi h} = \frac{F}{h}$ 来定性描述,其中当 h 一定时,相同的 F 对应的曲线形状几乎完全相同,此时 Φ 会影响峰值光强的大小;当 Φ 一定时,相同的 f/h 对应的曲线形状整体比较相似, f 较小的曲线更陡峭,无失准的峰值光强也更大。

4 高斯光入射

考虑束腰离 OAP 较远时的情况,即远场光束发散角的影响。如图 11 所示,远场高斯光可看成是半角为 θ 的球面波,由高斯光性质知此时 OAP 上 S 点入射光场可写为

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_{in}^2}\right) \exp\left(-ikz - i\frac{kr^2}{2R}\right),$$

则(7)式中除了场强会有高斯分布外,会附加一个 $\exp\left(-i\frac{kr^2}{2R}\right)$ 相位因子,仍可进行快速傅里叶数值计算。假定 OAP 的孔径大小与入射焦斑大小匹配,即 $\omega_{in} = \Phi/2$,设束腰位置的 z 轴坐标为 z_g ,则 $R = z_g - z \approx \frac{\Phi}{2\theta}$,故附加相位因子可写为

$$\exp\left(-ik\frac{r^2\theta}{2\omega_{in}}\right) = \exp\left(-ik\frac{r^2\theta}{\Phi}\right). \quad (16)$$

若将(16)式理解为发散高斯光束对平行光的波

前畸变,则波像是轴对称的,此时将 OAP 当一般成像系统看待,(16)式可理解为参考点的轴向移动引起的,由 $\Delta W = \frac{1}{2}u^2\Delta L$ 知(u 是像方孔径角),最佳像平面需在 K' 坐标系的 z' 方向偏离焦点 $\Delta L = \frac{L^2\theta}{\omega_{in}}$ 处,其中 L 是中间光线 AF 长度,如图 11 所示,该式也可通过将 OAP 看成焦距为 L 的透镜得到,即为物方孔径角为 θ 时的像距对焦点的偏移量。由于 OAP 关于 z 轴的非对称性,将像面移动后并不能完全消除(16)式中的波差,而会产生彗差,文献[5]通过光线追迹定性的展示了发散角引起的彗差,而我们可以通过(7)、(16)可对任意结构的 OAP 实施精确的数值计算。将(16)式改写为

$$\exp\left(-ik\frac{\rho^2\omega_{in}\theta}{2}\right) = \exp\left(-ik\frac{\rho^2\Phi\theta}{4}\right), \quad (17)$$

式中 $r = \rho\omega_{in}$ ($0 \leq \rho \leq 1$)。易知,附加相位与入射光斑大小和发散角的乘积成正比。

图 12(a)显示了不同入射半径时的峰值光强随发散角的变化情况,图中的每条曲线都进行了各自的归一化,可见峰值光强随着发散角的增大会迅速减小,且孔径越大,曲线越陡峭,OAP 对发散角越敏感。可见由于 OAP 的不对称性而导致的彗差,使焦斑峰值光强大大降低[见图 12(b)],下面我们引进一个参数来定量描述 OAP 的不对称性,如图 13 所示,点 A 处的切线与 AF 垂线的夹角 δ ,该角越大,则 OAP 关于中间光线 AF 就越不对称,引起的

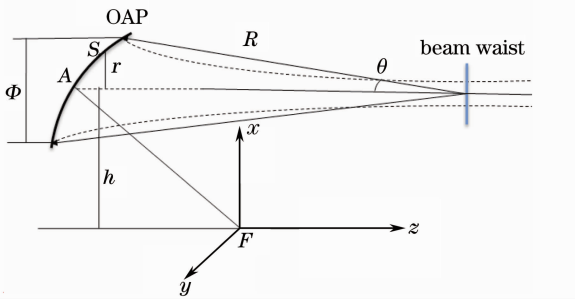


图 11 高斯光入射光路图

Fig. 11 Incidence of Gaussian beam

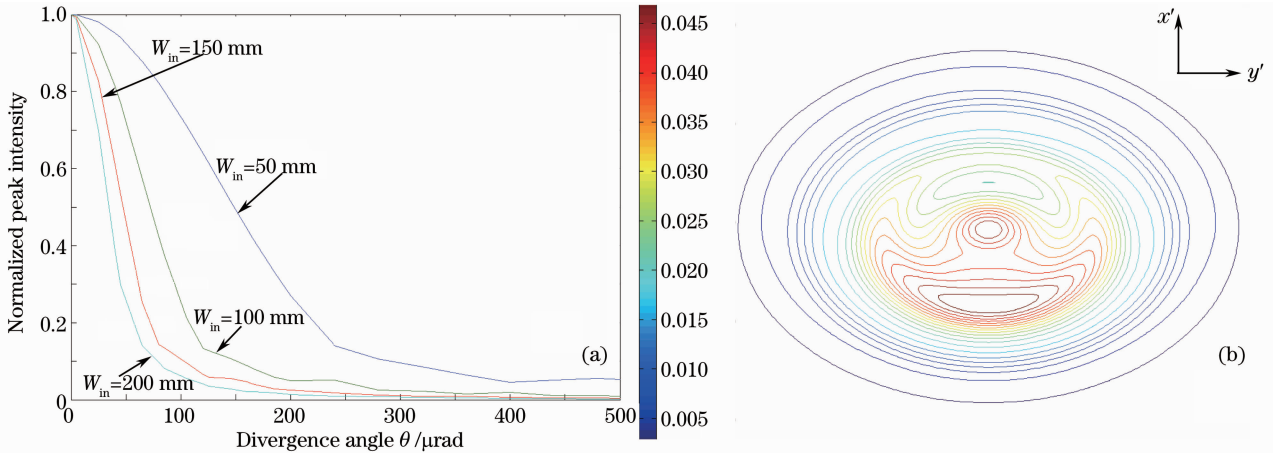


图 12 (a)不同入射光半径的 $I_0(\theta)$ 曲线($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, $f = 800 \text{ mm}$, $h = 300 \text{ mm}$);

(b) $\omega_{in} = 100 \text{ mm}$, $\theta = 200 \mu\text{rad}$ 时最佳像面上的归一化等强度线

Fig. 12 (a) $I_0(\theta)$ for various radius of incident beam ($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, $f = 800 \text{ mm}$, $h = 300 \text{ mm}$); (b) contour of normalized intensity on the best imaging plane $\omega_{in} = 100 \text{ mm}$, $\theta = 200 \mu\text{rad}$

彗差也就越大,利用简单的几何关系可得到 $\tan \delta = h/2f$,此处忽略了中间光线的高度与 OAP 中心高的微小差别,因此可以用 h/f 来表征 OAP 的不对称性。图 14 显示了不同 h/f 值时的 $I_0(\theta)$ 曲线,每条曲线都各自进行了归一化,易见该值越大即 OAP 越不对称, $I_0(\theta)$ 曲线越陡峭,而当 h/f 值相同,即使 OAP 参数结构有很大区别,其 $I_0(\theta)$ 曲线形状也很接近,可见用 h/f 值能很好的表征 OAP 对高斯光聚焦的特征。

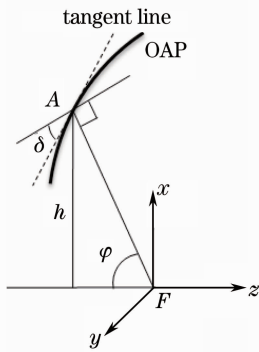


图 13 OAP 不对称性示意图
Fig. 13 Asymmetry of OAP

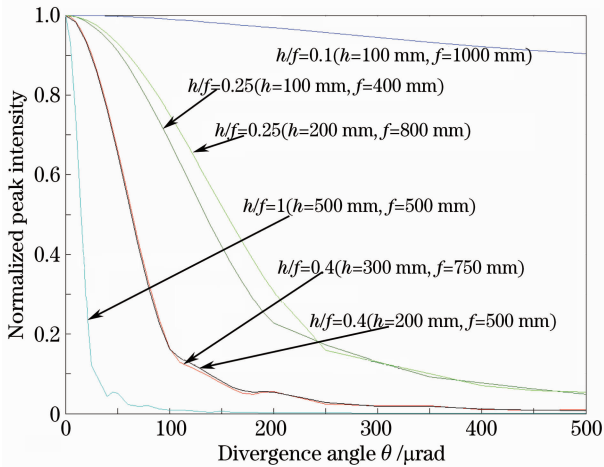


图 14 不同 h/f 值的 $I_0(\theta)$ 曲线 ($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, $w_{in} = 100 \text{ mm}$)

Fig. 14 $I_0(\theta)$ for various h/f ($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, $w_{in} = 100 \text{ mm}$)

5 结 论

利用基于严格的矢量衍射理论数值计算方法,并结合像差分析得到大孔径、大离轴量的 OAP 的物理光学成像特性。具体结论如下:

1) 对于理想平行光入射,利用瑞利判据可知

OAP 的三维平动公差与其焦深有密切关系,即 x 与 z 方向的平移公差为 $\Delta_x = \pm \frac{2\lambda F^2}{\sin \varphi}$, $\Delta_z = \pm \frac{2\lambda F^2}{\cos \varphi}$, y 方向只影响像斑中心位置;OAP 绕其旋转对称轴的转动可归结为平动问题,按同样判据得其旋转角公差为 $\Delta_\gamma = \pm \sqrt{\frac{4\lambda F^2}{h \sin \varphi}}$;

2) 对于 OAP 绕其他两方向的旋转问题可用入射平行光的光轴失准来等效处理,利用初级像差分析并结合数值计算,得出此时的像质下降主要是由象散引起,这与光线追迹的定性结果相符,同时得出峰值光强-失准角的关系曲线形状可由 $\frac{f}{\Phi h} = \frac{F}{h}$ 来定性描述,其中当 h 一定时,相同的 F 对应的曲线形状几乎完全相同,此时 Φ 只会影响峰值光强的大小;当 Φ 一定时,相同的 f/h 对应的曲线形状整体比较相似, f 较小的曲线更陡峭,无失准的峰值光强也更大;

3) 当入射光有一定的发散角 θ 或入射高斯光的束腰离 OAP 较远时,会引起最佳像面延中间光线有 $\Delta L = \frac{L^2 \theta}{w_{in}}$ 的离焦偏移,此时由于 OAP 关于 z' 轴的不对称性而引起的彗差使得像斑的峰值光强大大降低,入射光斑越大,峰值光强-发散角的关系曲线越陡峭,这与光线追迹的定性结果相符,同时通过简单的几何关系得出可用 h/f 来表征 OAP 的不对称性,数值计算显示该值越大即 OAP 越不对称, $I_0(\theta)$ 曲线越陡峭,而当 h/f 值相同,即使 OAP 参数结构有很大区别,其 $I_0(\theta)$ 曲线形状也很接近。由于实际点火实验中,OAP 的孔径 Φ 大小是由其他因素决定,故综上可知理想选型是 h/f 越小越好,且利于 OAP 的加工实现,但 h 的选择还要考虑中心无遮拦与喷溅,故不可太小, f 的选择要考虑大焦距时会使得中心峰值光强急剧下降,故也要折中考虑。

参 考 文 献

- 1 M. H. Key. Status of and prospects for the fast ignition inertial fusion concept[J]. *Phys. Plasmas*, 2007, **14**(5):055502
- 2 W. Theobald, A. A. Solodov, C. Stoeckl *et al.*. Initial cone-in-shell fast-ignition experiments on OMEGA[J]. *Phys. Plasmas*, 2011, **18**(5): 056305
- 3 J. D. Zuegel, S. Borneis, C. Barty *et al.*. Laser challenges for fast ignition[J]. *Fusion Science and Technology*, 2006, **49**: 453~482
- 4 J. E. Howard. Imaging properties of off-axis parabolic mirrors [J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(15): 2714~2722

5 Shi Hongbin, Cheng Zhaogu, Xu Guoliang *et al.*. Study on focusing characteristic by off-axis paraboloid mirror [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **27**(10): 880~886
石鸿斌, 程兆谷, 许国良 等. 激光束经离轴抛物面镜聚焦后光斑特性的研究[J]. *中国激光*, 2000, **27**(10): 880~886

6 P. Varga, P. Török. Focusing of electromagnetic waves by

paraboloid mirrors. I. Theory[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, **17**(11): 2081~2089

7 S.-W. Bahk, P. Rousseau, T. A. Planchon *et al.*. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm²) [J]. *Appl. Phys. B*, 2005, **80**(7): 823~832

栏目编辑: 李文誌