

风控热晕下椭圆激光光束质量的优化研究

邓凌, 李晓庆*, 穆轶, 季小玲

四川师范大学物理与电子工程学院, 四川 成都 610068

摘要 实际高能激光器(如半导体激光器、光谱合束系统)出射的激光存在椭圆分布的现象。高能激光在大气中传输时会遭遇非线性热晕效应,大气热晕效应对椭圆高斯光束传输特性的影响还未见报道。用解析和数值模拟方法研究了风控热晕下椭圆激光光束质量的优化问题,推导出了热畸变扭曲参数的解析公式,并证明了其正确性。研究表明:由于椭圆光束像散特性,大气热晕效应对其传输特性的影响与风向密切相关。当源平面处迎风方向的束宽越大(光斑面积相等)时,聚焦椭圆高斯光束受热晕效应的影响越弱,靶面光斑对称性越好,能量集中度越高,即靶面光束质量越好。因此,在实际工作中,聚焦椭圆高斯光束的短轴沿着大气的总体风向更有利于减弱热晕效应。并且,聚焦椭圆高斯光束达到稳态热晕的时间与源平面处沿风方向的束宽成正比。研究结论对高能激光大气传输的应用具有理论指导意义。

关键词 大气光学; 大气传输; 热晕效应; 椭圆高斯光束; 光束质量

中图分类号 O436.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0405001

1 引言

高能激光在大气中传输时会遭遇非线性热晕效应。热晕效应会使激光畸变和发散,从而严重限制了高能激光的能量传输效率^[1-4]。因此,人们对此进行了广泛的研究。在实验方面,Smith^[5]研究了激光束的稳态热散焦效应以及湍流热晕的综合效应^[6]。在理论解析方面,Gebhardt 等^[7]给出了激光束大气近场传输的稳态热晕光强解析公式,该公式可描述热晕的基本特征。文献[8]运用菲涅耳-基尔霍夫近似和格林函数法得到了热晕方程的积分表达式。数值模拟是研究热晕效应非常有效的一种方法^[9-16]。文献[12]使用广义热畸变参数,较好地定标了自适应光学系统对聚焦光束热晕效应的相位补偿效果。Vorob'Ev 等^[13]研究了环状光束在移动介质中传输时的热晕效应。最近,文献[14]报道了涡旋光束在大气中传输时的稳态热晕效应,指出在光束近场传播中,采用多层相位屏法与采用一阶扰动法获得的结果基本相同。本课题组用数值模拟方

法研究了热晕效应对艾里光束^[15]、平顶光束^[16]及厄米高斯光束^[11]等传输的影响,发现对于不同光强分布激光的传输,热晕效应的影响不同,且差异显著。

实际高能激光器出射的激光束存在椭圆分布。例如,半导体激光器快慢轴的非对称性导致出射的激光束存在椭圆分布^[17];在光谱合束系统中,由于激光热效应致光栅畸变和各子束存在线宽,出射的激光束存在椭圆分布^[18-19]。关于椭圆高斯光束在自由空间和湍流等线性介质中的传输研究已有报道^[20-24]。吴逢铁课题组分析了椭圆高斯光束经轴棱锥后的近轴光场分布特性^[20]。Zheng^[21]研究了椭圆高斯光束通过带孔傍轴光学系统的传输特性。另一方面,椭圆高斯光束在非线性介质中的传输特性研究也有少量报道^[25-30]。陈国柱等^[26]利用椭圆高斯光束产生了 266 nm 紫外连续激光,并且指出椭圆高斯光束可以有效改善走离效应,提高倍频转化效率。Cornolti 等^[29]发现椭圆高斯光束在 Kerr 介质中的自陷阈值随着椭圆率的增加而增加。本课题

收稿日期: 2021-05-13; 修回日期: 2021-06-18; 录用日期: 2021-06-30

基金项目: 国家自然科学基金(61775152, 61505130)

通信作者: *lixiaoqing912@sicnu.edu.cn

组研究了聚焦像散椭圆高斯光束在 Kerr 非线性介质中的传输特性,发现利用光束像散可以调控光束焦点个数^[30]。然而,大气非线性热晕效应对椭圆高斯光束传输特性的影响鲜有报道。

本文推导了椭圆高斯光束在大气热晕中的光强以及热畸变扭曲参数的解析公式。利用自编的激光大气四维仿真程序,详细讨论了具有不同像散程度的聚焦椭圆高斯光束的大气热晕效应的强弱以及热晕效应对其光束质量和时间尺度的影响情况,并给出了合理的物理解释。

2 稳态热晕下椭圆高斯光束的光强及其扭曲参数解析式

在直角坐标系 (x, y, z) 下椭圆高斯光束的光场

$$\frac{I(x, y, z)}{I(x, y, 0)e^{-\alpha z}} = \exp \left[-\frac{2n_T \alpha}{n_0 \rho_0 c_p v} \int_0^z \int_0^{z'} \left(\frac{\partial I}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\infty}^x I dx' + \frac{1}{2I} \frac{\partial I}{\partial y} \int_{-\infty}^x \frac{\partial I}{\partial y} dx' \right) dz' dz'' \right], \quad (2)$$

式中: $I(x, y, z)$ 为传输距离 z 处的畸变光强; $I(x, y, 0)$ 和 I 为源平面处的光强; α, n_T 和 c_p 分别是大气吸收系数、热光系数和等压比热容; ρ_0 和 n_0 是未受干扰的大气密度和折射率。我们将源平面处

强度定义^[29]为

$$E(x, y, 0) = \sqrt{\frac{P}{\pi ab \omega_0^2}} \times \exp \left[-\frac{x^2}{2(a\omega_0)^2} - \frac{y^2}{2(b\omega_0)^2} \right], \quad (1)$$

式中: P 是激光的发射功率; a, b 和 ω_0 是调节光束束宽的参数。本文的像散参数定义为 y 方向束宽与 x 方向束宽之比,即 ω_y/ω_x 。特别地,源平面的光束像散参数为 $\beta_0 = b/a$ 。 β_0 越偏离 1, 光束像散程度越大; 当 $\beta_0 = 1$ 时, (1) 式简化为圆高斯光束的场表达式。

在几何光学近似下,激光束在沿 x 正轴方向的风速为 v 的均匀风的作用下,传输距离 z 后的稳态热晕光强^[7]为

椭圆高斯光束的光强 $I(x, y, 0) = EE^*$ (* 表示取复共轭) 代入 (2) 式, 推导得到稳态热晕下椭圆高斯光束的靶面光强解析式为

$$I(x, y, z) = I(x, y, 0) \exp \left\{ -\alpha z - N \left\{ \frac{b^2}{a^3} \frac{2x}{\omega_0} \exp \left(-\frac{x^2}{a^2 \omega_0^2} - \frac{y^2}{b^2 \omega_0^2} \right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 - \frac{4y^2}{b^2 \omega_0^2} \right) \times \left[\operatorname{erf} \left(\frac{x}{a\omega_0} \right) + 1 \right] \exp \left(-\frac{y^2}{b^2 \omega_0^2} \right) \right\} \right\}, \quad (3)$$

式中: 椭圆高斯光束的扭曲参数为

$$N = -\frac{\sqrt{\pi} 2n_T z P}{n_0 \rho_0 c_p v \beta_0^{3/2} S_0^{3/2}} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha z} \right), \quad (4)$$

式中: S_0 为源平面处的光斑面积 ($S_0 = \pi ab \omega_0^2$); $\operatorname{erf}(\cdot)$ 为误差函数。由 (4) 式可知, 在相同功率 P 下, 光斑面积 S_0 越大, 扭曲参数 N 越小, 即热晕效应越弱。这是由于随着光斑面积的增大, 光束的功率密度减小, 大气折射率受到的扰动减小, 热晕效应变弱。特别地, 当 $\beta_0 = 1$ 时, (4) 式简化为圆高斯光束扭曲参数, 与文献[7]中一致。需指出的是, 为了保证源平面处的光束平均功率密度相同, 以下研究均是在相同光斑面积 S_0 条件下。

图 1 给出了在相同面积 S_0 下, 椭圆高斯光束的相对扭曲参数随 β_0 的变化。由图 1 知, 相对扭曲参数随着 β_0 的增大而减小, 即 β_0 越大, 椭圆高斯光束的热晕效应越弱。这是因为 β_0 越大, 光束迎风面越

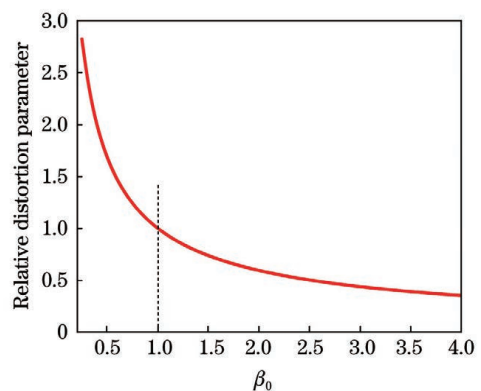


图 1 相对扭曲参数随 β_0 的变化

Fig. 1 Relative distortion parameter versus β_0

大, 沿风向的束宽越小, 横向风穿过光斑越快, 带走的热量越快, 光束折射率受到的扰动越小, 所以光束整体畸变越小, 即热晕效应越弱。

图 2 为由 (3) 式得到的椭圆高斯光束 (EGB) 分

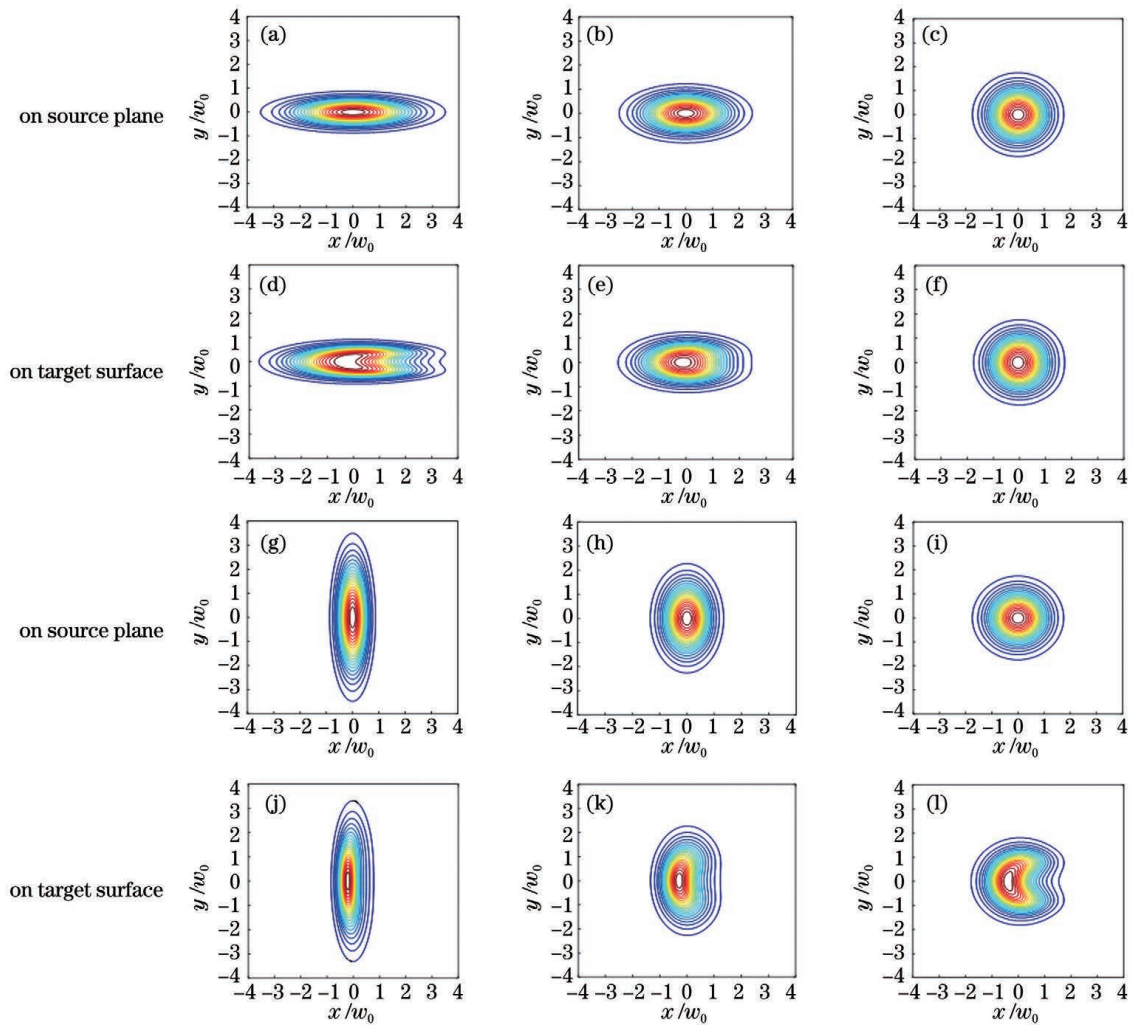


图 2 椭圆高斯光束的光强分布。(a) $\beta_0 = 0.25, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (b) $\beta_0 = 0.49, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (c) $\beta_0 = 1.00, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (d) $N = 0.3025, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (e) $N = 0.1102, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (f) $N = 0.0378, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (g) $\beta_0 = 4.00, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (h) $\beta_0 = 1.69, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (i) $\beta_0 = 1.00, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (j) $N = 0.0473, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$; (k) $N = 0.1721, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$; (l) $N = 0.3781, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$

Fig. 2 Intensity distributions of elliptical Gaussian beam. (a) $\beta_0 = 0.25, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (b) $\beta_0 = 0.49, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (c) $\beta_0 = 1.00, z = 0, P = 25 \text{ kW}$; (d) $N = 0.3025, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (e) $N = 0.1102, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (f) $N = 0.0378, z = 2 \text{ km}, P = 25 \text{ kW}$; (g) $\beta_0 = 4.00, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (h) $\beta_0 = 1.69, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (i) $\beta_0 = 1.00, z = 0, P = 250 \text{ kW}$; (j) $N = 0.0473, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$; (k) $N = 0.1721, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$; (l) $N = 0.3781, z = 2 \text{ km}, P = 250 \text{ kW}$

别在源平面和靶面上的光强图。计算参数为： $n_0 = 1.000313, \rho_0 = 1.3025 \text{ kg/m}^3, c_p = 1.006 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}, \alpha = 6.5 \times 10^{-5} / \text{m}, S_0 = 400\pi \text{ cm}^2, \omega_0 = 20 \text{ cm}, v = 5 \text{ m/s}$ 。如图 2(a)~(f) 所示, $\beta_0 \leq 1$, 风向沿着光束的长轴。 β_0 越大, 光束迎风面越大, 沿风向的束宽越小[图 2(a)~(c)], 月牙形光斑越不明显[图 2(d)~(f)], 发生的畸变越小, 即光束受热晕的影响越小。如图 2(g)~(l) 所示, $\beta_0 \geq 1$, 风向沿着光束的短轴。 β_0 越小, 光束迎风面越小, 沿风向的束宽越大[图 2(g)~(i)], 月牙形光斑越明显[图 2(j)~(l)],

发生的畸变越大, 即光束受热晕的影响越大。以上结论与 (4) 式所得结论一致。

图 3(a) 给出了椭圆高斯光束靶面沿 x 方向的归一化光强。可以看出, 由于热晕效应的影响, β_0 越小, 光束的峰值光强下降越厉害, 并且峰值光强位置越远离光轴。对 (3) 式求导, 即 $dI(x, y, z)/dx = 0$, 我们推导得到了峰值光强位移 $\Delta x/\omega_0$ 的近似解:

$$\frac{\Delta x}{\omega_0} \approx -N \frac{1 + 2\beta_0^2}{2\sqrt{\beta_0}} \quad (5)$$

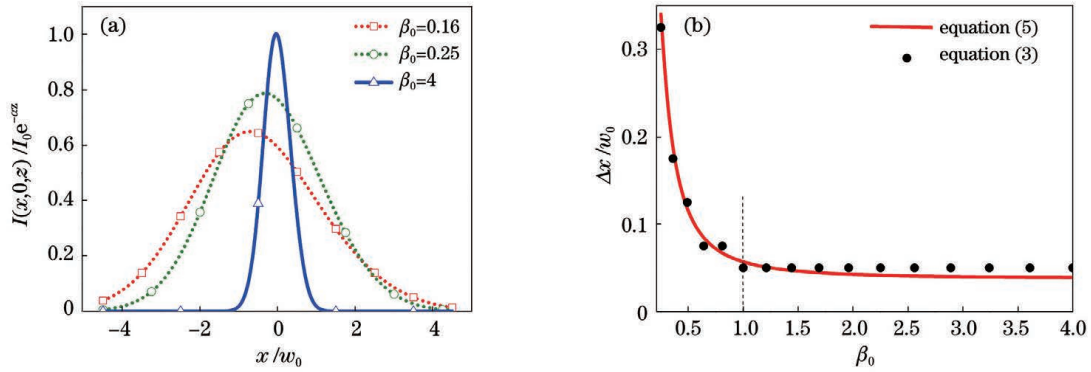


图 3 靶面归一化光强分布以及峰值光强的位移。(a) 沿风向的归一化光强分布;(b)峰值光强的位移随 β_0 的变化, $P=25$ kW

Fig. 3 Normalized intensity profiles at target and displacement of peak intensity. (a) Normalized intensity profiles in wind direction; (b) displacement of peak intensity versus β_0 at $P=25$ kW

当 $\beta_0=1$ 时, (5) 式简化为文献[7]中的公式。图 3(b)为 x 轴上峰值光强的位移随 β_0 的变化。可以看出, β_0 越大, 峰值光强的位移越小, 热晕效应越弱, 这与图 3(a) 所得结论一致, 即该光强位移的近似解是适用的。

值得指出的是, 以上解析方法仅适用于准直激光束达到稳态热晕并且热晕效应较小的情况, 而数值模拟方法无此局限性。

3 聚焦椭圆高斯光束热晕效应的模拟仿真

傍轴近似下麦克斯韦波动方程表示^[10]为

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 E + k^2 \left(\frac{n^2}{n_0} - 1 \right) E, \quad (6)$$

式中: $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; n 是扰动后的折射率; $k=2\pi/\lambda$ 是波数(λ 是波长)。在等压近似并且忽略热传导的条件下, 流体力学方程表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = -\frac{(\gamma-1)\alpha}{c_s^2} I, \quad (7)$$

式中: ρ , c_s 和 γ 分别是扰动密度、声速以及比热容; 光强强度 I 定义为 $I = |E^2| \exp(-\alpha z)$; \mathbf{v} 为风速矢量。基于(6)、(7)式, 利用多层相位屏法和快速傅里叶变换法编制了椭圆高斯光束在大气中传输的四维仿真模拟程序。本节中源平面处放置一个焦距为 f 的聚焦透镜, 计算参数为: $z=f=3$ km, $P=10$ kW, $v=4$ m/s, $\lambda=1.064$ μm , $\alpha=6.5 \times 10^{-5}$ /m, $\gamma=1.4$, $S_0=25\pi$ cm^2 , $w_0=5$ cm。计算精度为 512×512 。值得指出的是, 以下计算中焦平面即为靶面, 并且除特别说明以外均为稳态热晕效应条件下的结果。

3.1 不同位置处的光强分布

由于椭圆高斯光束的像散特性, 风向对热晕效

应的强弱有着显著的影响。图 4 为在相同发射功率 P 及光束面积 S_0 下, 椭圆高斯光束在不同传输距离处的光强分布。椭圆光束在 x 和 y 方向的束宽不同, 因此衍射能力的强弱不同。在自由空间中, 与源平面相比, 靶面上的光斑呈现出长短轴互换[图 4(a1)~(a4)]的现象, 而圆高斯光束始终保持对称分布[图 4(c1)~(c4)]。

在大气中, 虽然 $\beta_0=0.25$ 和 $\beta_0=4.00$ 的光束在源平面处的像散程度相同, 但是风分别沿着光束的长轴和短轴方向吹, 即沿风向的束宽大小不一样, 导致两者的热晕效应强弱不同。在近场传输的 $z=1$ km 处, $\beta_0=0.25$ 的光斑畸变严重, 甚至出现两个峰值[图 4(b1)~(b4)], 而 $\beta_0=4.00$ 的光斑畸变不明显[图 4(f1)~(f4)], 这与解析公式(3)式所得结论一致。在 $z=3$ km 处(靶面), 与 $\beta_0=4.00$ 比较, $\beta_0=0.25$ 的光束在 x 方向被压缩得更厉害, y 方向束宽的扩展更大, 能量集中度显著下降, 受热晕的影响更大[对比图 4(b1)~(b4)和图 4(f1)~(f4)]。值得一提的是, $\beta_0=4.00$ 的光斑相比圆高斯光束, y 方向束宽的扩展也较小, 光斑较小[图 4(d1)~(d4)和图 4(f1)~(f4)]。从光强对称性和能量集中度来看, 对于聚焦传输的椭圆高斯光束, 风沿着短轴方向吹可获得比沿长轴方向吹更好的光束质量, 甚至好于圆高斯光束。因此, 在实际工作中, 为了减小热晕效应的影响, 可将出射光束的短轴方向尽量调整为沿着大气的总体风向。

3.2 光束质量

热晕效应对具有不同像散程度的椭圆高斯光束的大气传输的影响不同, 为了描述光斑的散焦、畸变程度等, 引入以下光束质量评价参数。

光束重心可以用来描述光斑的偏移程度:

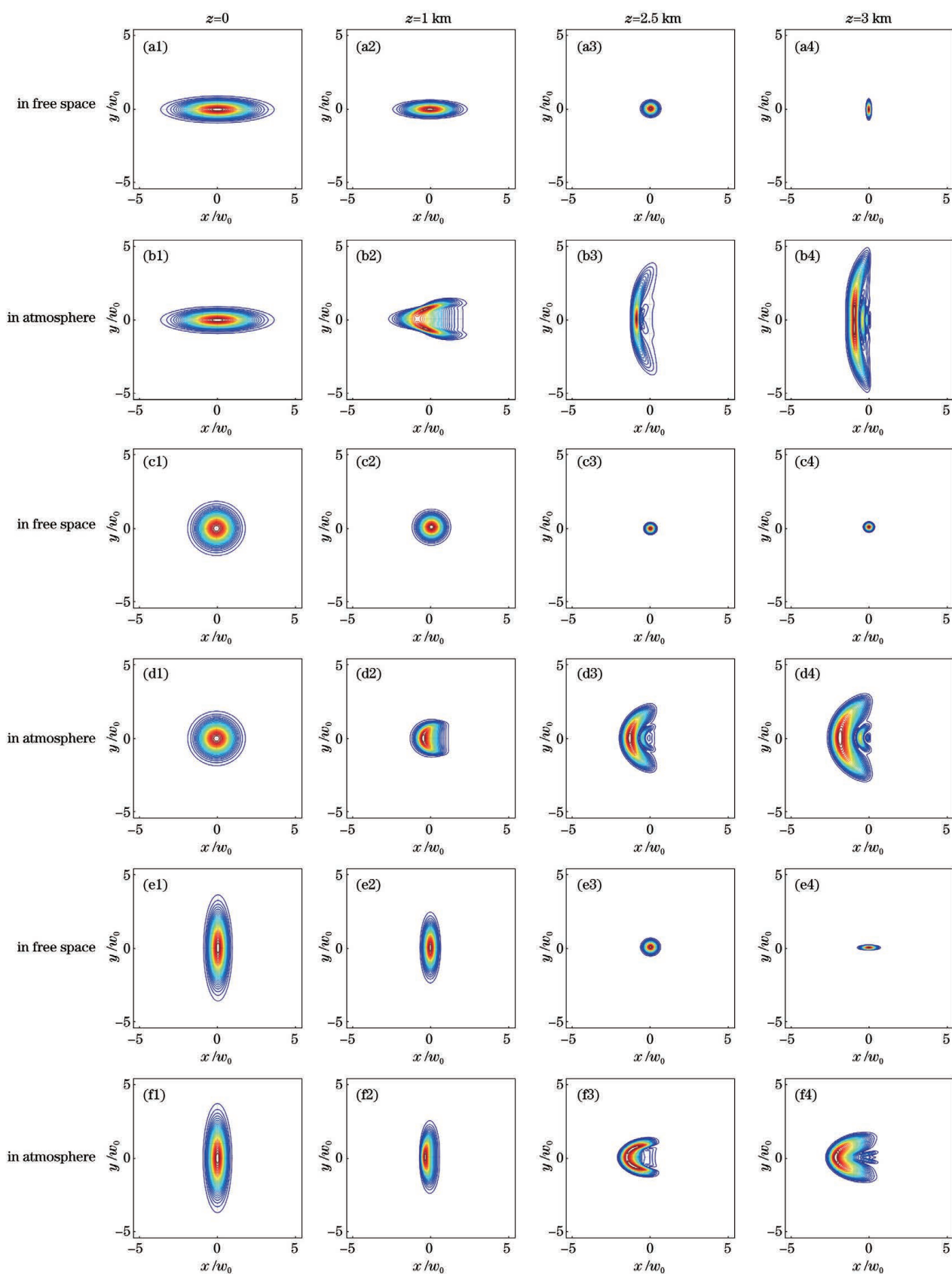


图 4 聚焦椭圆高斯光束在不同传输距离处的光斑图。(a1)~(b4) $\beta_0=0.25$;(c1)~(d4) $\beta_0=1.00$;(e1)~(f4) $\beta_0=4.00$

Fig. 4 Spots of focused elliptical Gaussian beam at different propagation distances. (a1)–(b4) $\beta_0=0.25$;
(c1)–(d4) $\beta_0=1.00$; (e1)–(f4) $\beta_0=4.00$

$$\bar{j} = \frac{\iint j I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad (8)$$

式中: $j = x$ or y 。 $|\bar{j}|$ 越大表明光斑漂移越大。

二阶矩束宽和环围束宽可以用来描述光斑大小, 表达式分别为

$$w_j^2 = \frac{4 \iint (j - \bar{j})^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint I(x, y, z) dx dy}, \quad (9)$$

$$\int_0^{w_j} I(r) r dr = \eta \int_0^{+\infty} I(r) r dr, \quad (10)$$

式中: r 表示离光束重心的距离; $I(r)$ 为光强; η 为束宽为 w_j 的光斑的功率占总功率的百分比, 本文

中 $\eta = 86.5\%$ 。

3.3 像散特性

在大气中, 由于衍射效应和热晕效应的作用, 椭圆光束的像散特性将发生改变。像散参数 w_y/w_x 可以描述光束的对称性, 其值越接近 1, 光束光强分布越对称。图 5 给出了椭圆光束像散参数 w_y/w_x 随传输距离的变化情况。在自由空间中, 由图 5(a) 可知, 随着 z 的增加, 椭圆光束的光斑先是逐渐变得对称后又回到不对称, 最后靶面上的长短轴互换。特别地, 在 $z \approx 2.5$ km 处, 源平面上不同像散参数的光束曲线会聚在同一点, 即 $w_y/w_x = 1$, 光斑对称分布, 该结论与图 4(a3)、(b3)、(c3)、(d3)、(e3)、(f3) 一致。

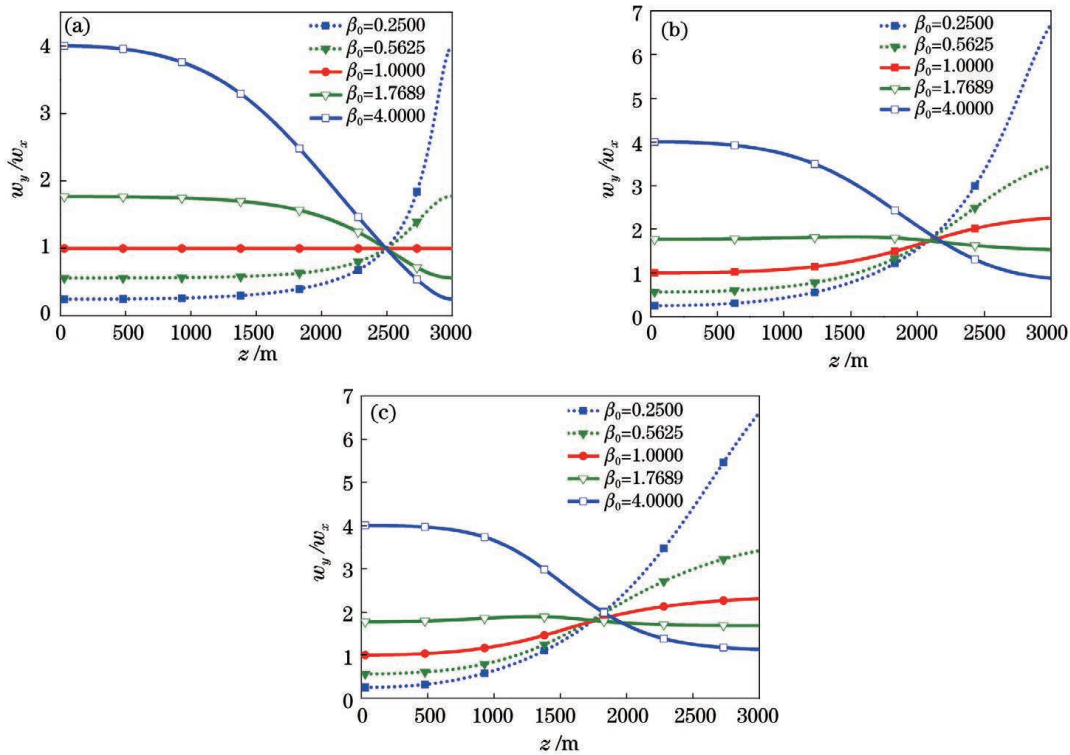


图 5 光束对称性随传输距离的变化。(a) 在自由空间; (b) 在大气中, $v = 10$ m/s; (c) 在大气中, $v = 4$ m/s
Fig. 5 Beam symmetry versus propagation distance. (a) In free space; (b) in atmosphere, $v = 10$ m/s; (c) in atmosphere, $v = 4$ m/s

利用 ABCD 定律, 可得到聚焦椭圆高斯光束在自由空间传输时 x 和 y 方向的束宽^[30]:

$$w_x^2 = (aw_0)^2 \left[\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z\lambda}{2\pi a^2 w_0^2}\right)^2 \right], \quad (11)$$

$$w_y^2 = (bw_0)^2 \left[\left(1 - \frac{z}{f}\right)^2 + \left(\frac{z\lambda}{2\pi b^2 w_0^2}\right)^2 \right]. \quad (12)$$

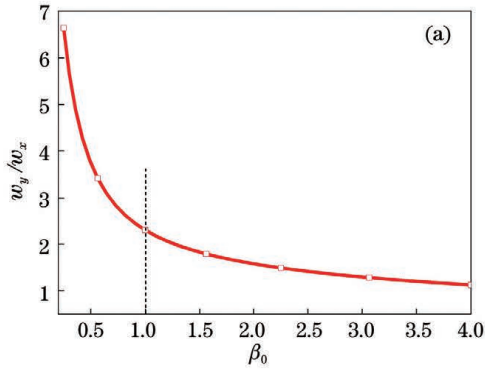
令 $w_x = w_y$, 推导得到自由空间中聚焦椭圆高斯光束呈完全对称的位置:

$$z_{w_y/w_x=1} = \frac{2fS_0}{2S_0 + \lambda f}. \quad (13)$$

由 (13) 式可知, 只要源平面光斑面积相同, 不同像散程度的椭圆光束经聚焦透镜后会在同一传输距离处变成圆高斯光束。在大气中, 由于不同 β_0 的椭圆光束受热晕效应的影响不同, 这样的公共交点不再存在[图 5(b)、(c)]。但是, 图 5(b)、(c) 中存在一聚点, 即不同 β_0 的椭圆光束的像散参数 w_y/w_x 互相靠近。通常风速越大, 激光束受大气热晕效应的影响越小。相比风速 $v = 4$ m/s [图 5(c)], 当风速 $v = 10$ m/s [图 5(b)] 时该聚点会更靠近靶面。

即风速越大,热晕效应越小,该聚点越靠近靶面。同理,在瞬态热晕效应下,时间越短,该聚点越靠近靶面。

图 6 所示为靶面像散参数 w_y/w_x 随 β_0 和风速 v 的变化情况。由图 6(a)可知, w_y/w_x 随 β_0 的增大逐渐接近 1,光束对称性变好。即有明显热晕时,风沿着椭圆光束的短轴方向吹可以得到比风沿长轴



方向吹更对称的靶面光强分布[与图 4(a4)、(b4)、(c4)、(d4)、(e4)、(f4)结果一致]。由图 6(b)可以看出,在不同风速下, $\beta_0 = 4.0000$ 的椭圆光束光斑对称性都是优于 $\beta_0 = 0.2500$ 的。特别地,当 $v > 25 \text{ m/s}$ 时, $\beta_0 = 1$ (圆高斯光束)的光斑最接近于 1。这是因为此时风速很大,热晕效应很弱,光束接近自由空间的状态。

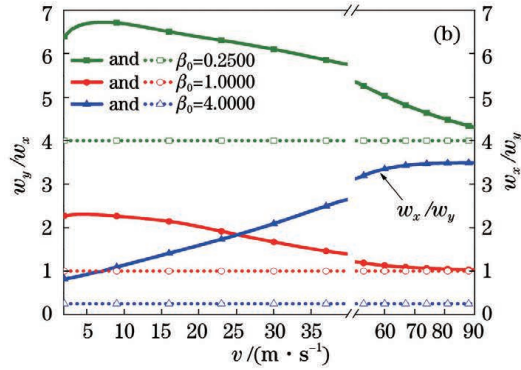


图 6 靶面像散参数随不同参数的变化。(a) β_0 ; (b) v (实线表示光束在大气中传输,虚线表示光束在自由空间中传输,仅标注的实线对应 w_x/w_y ,其余对应 w_y/w_x)

Fig. 6 Astigmatic parameter at target surface versus different parameters. (a) β_0 ; (b) v (solid line indicates that beam is transmitted in atmosphere, while dashed line indicates that beam is transmitted in free space. Only marked solid curve corresponds to w_x/w_y , and other curves correspond to w_y/w_x)

3.4 焦移和重心漂移

热晕效应会致使光束出现不同程度的发散,因而光束聚焦位置将发生变化,即焦移量改变。图 7 所示为束宽 $w_{86.5\%}$ 随传输距离的变化情况。从图 7 可知,无论是在自由空间还是在大气中,束宽 $w_{86.5\%}$

先减小后增大,存在一个最小值,该最小值位置即为实际焦点位置。在自由空间中,椭圆高斯光束的焦点位置几乎都在靶面 $z = 3 \text{ km}$ 附近[图 7(a)],而大气热晕使焦点位置前移 [图 7(b)]。

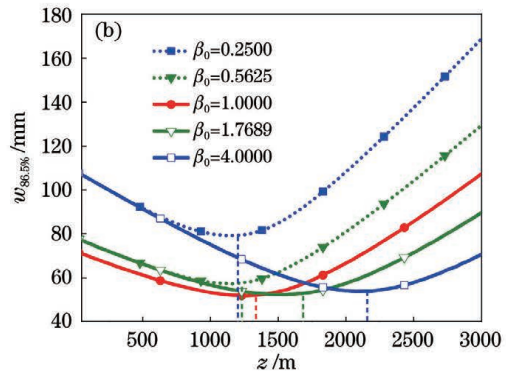
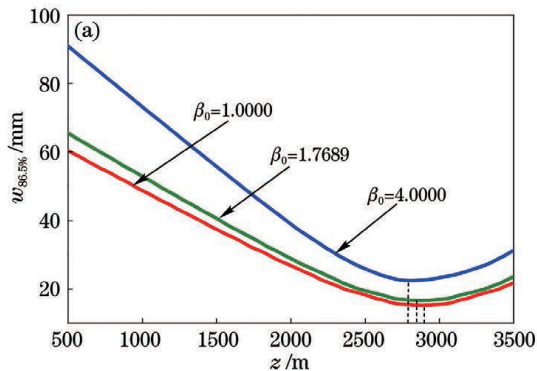


图 7 $w_{86.5\%}$ 随传输距离的变化。(a)在自由空间中;(b)在大气中

Fig. 7 $w_{86.5\%}$ versus propagation distance. (a) In free space; (b) in atmosphere

焦移 Δz_F 定义为实际焦点位置与靶面之间的距离。图 8 给出了焦移 Δz_F 随 β_0 的变化情况。由图 8 可知,在自由空间中,不同像散程度的椭圆高斯光束焦移为 $115 \text{ m} \leq \Delta z_F \leq 180 \text{ m}$,并且像散程度越大,焦移则越大,即圆高斯光束的焦移最小。但是,在大气中,焦移 Δz_F 随着 β_0 的增大而减小。这是因为随着

β_0 的增大,热晕效应变弱,所以光束的焦移减小。

图 9 是靶面光束重心 \bar{x} 随 β_0 的变化情况。可以看出,随着 β_0 的增大,光束沿风向的偏移先增大后略有减小。这是因为:当 β_0 较小时,椭圆高斯光束在 y 方向的衍射效应较强,会使靶面 y 方向的束宽扩展。风控热晕效应会使光束光斑在沿风方向上

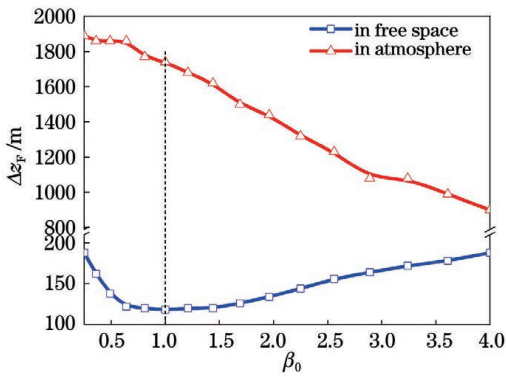


图 8 焦移随 β_0 的变化

Fig. 8 Focal shift versus β_0

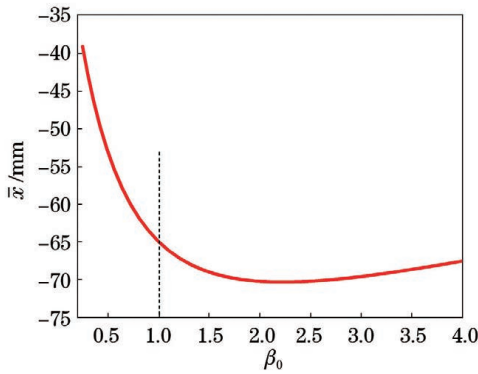


图 9 靶面光束重心随 β_0 的变化

Fig. 9 Centroid position at target surface versus β_0

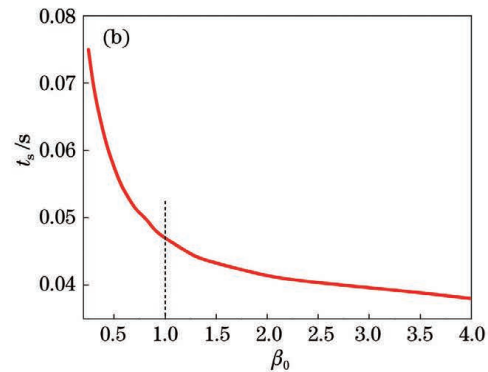
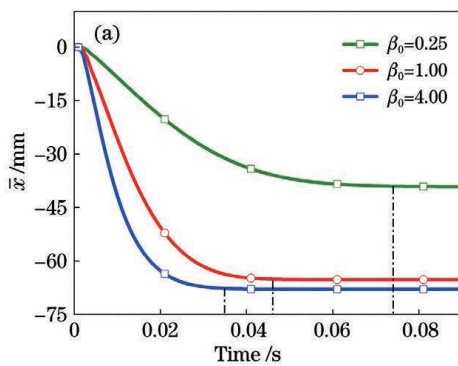


图 10 热晕效应的稳态时间。(a)靶面光束重心随时间的变化;(b)稳态时间 t_s 随 β_0 的变化

Fig. 10 Steady-state time of thermal blooming. (a) Centroid position at target surface versus time; (b) steady-state time t_s versus β_0

4 结 论

自行编制了四维仿真程序,通过解析和数值模拟方法研究了风控热晕下椭圆激光光束质量的优化问题。推导出了椭圆高斯光束在大气中传输的稳态光强公式及其扭曲参数的解析公式,并且证明了其正确性。研究表明:源平面光束的像散参数 β_0 越大,迎风方向的束宽越大,沿风方向的束宽越小,椭

聚焦(x 方向),迎风方向的束宽扩展(y 方向)。因此,椭圆光束在 y 方向发生严重的扩束,从而在靶面形成“近直线”的光斑[图 4(b4)],此时光斑的重心位置偏移较小。随着 β_0 的增大, y 方向的光束扩展变小,光斑形成典型的“月牙”光斑[图 4(d4)],故重心位置的偏移有所增大。但是,随着 β_0 继续增大, y 方向上月牙形光斑的两端会往轴心弯曲,光束对称性增大,则光束重心的偏移略微减小。

3.5 热晕效应的时间尺度

当风带走的热量和大气吸收的热量相等时,热晕效应达到稳态。这里研究的均为热晕效应达到稳态时的情况。图 10(a)为靶面光束重心 \bar{x} 随时间的变化,描述了靶面光束重心在瞬态和稳态热晕效应下的情况。由图 10(a)可知,光束重心随着时间的增加不断远离光轴。当时间足够长时,热晕效应达到稳态,光束重心位置几乎不再变化。图 10(b)表明,椭圆光束达到稳态热晕的时间 t_s 随 β_0 的增大而缩短。圆高斯光束达到稳态热晕的时间正比于源平面束宽与风速的比值。由于在相同发射功率和光束面积的情况下,椭圆光束在源平面束宽为 $w_{x_0} = \sqrt{S_0 / (\pi\beta_0)}$ 和 $w_{y_0} = \sqrt{S_0\beta_0 / \pi}$ 。因此,椭圆光束达到稳态的时间由沿风方向的束宽 w_{x_0} 和风速决定,即稳态的时间正比于 $2w_{x_0} / v$ 。

圆高斯光束受热晕效应的影响越弱。在自由空间中,椭圆高斯光束在靶面上的长短轴互换。特别地,源平面处具有相同光斑面积但像散参数不同的聚焦椭圆高斯光束在某一传输距离下均变成圆对称分布,并给出了该传输距离公式。但是,大气热晕效应会破坏该特点。由于椭圆光束的像散特性,大气热晕效应对其传输的影响与风向密切相关。在实际工作中,为了减小热晕效应的影响,应将椭圆光束的短

轴尽量调整为沿着大气的总体风向。在大气中,源平面光束的像散参数 β_0 越大,椭圆高斯光束靶面上的对称性越好,能量集中度越高且焦移越小。椭圆光束达到稳态热晕的时间也随 β_0 的增大而缩短,与源平面上沿风方向的束宽成正比。所得结论对高能激光大气传输的应用有一定的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Gebhardt F G. Twenty-five years of thermal blooming: an overview [J]. Proceedings of SPIE, 1990, 1221: 2-25.
- [2] Smith D C. High-power laser propagation: thermal blooming [J]. Proceedings of the IEEE, 1977, 65 (12): 1679-1714.
- [3] Banakh V A, Falits A V. Efficiency of combined beam focusing under thermal blooming [J]. Atmospheric and Oceanic Optics, 2014, 27(3): 211-217.
- [4] Wang Y J, Fan C Y, Wei H L. Laser beam propagation and applications through the atmosphere and sea water [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015: 157.
王英俭, 范承玉, 魏合理. 激光在大气和海水中传输及应用 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 157.
- [5] Smith D C. Thermal defocusing of CO₂ laser radiation in gases [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1969, 5(12): 600-607.
- [6] Rohde R S, Buser R G. Index of refraction turbulence effects on thermal blooming in laboratory experiments [J]. Applied Optics, 1979, 18(5): 698-704.
- [7] Gebhardt F G, Smith D C. Self-induced thermal distortion in the near field for a laser beam in a moving medium [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1971, 7(2): 63-73.
- [8] Yong K L, Yan J W, Huang S M, et al. Thermal blooming effect of pulse vortex laser beam propagating through the atmosphere [J]. Proceedings of SPIE, 2019, 1084: 108400G.
- [9] Spencer M F. Wave-optics investigation of turbulence thermal blooming interaction: II. using time-dependent simulations [J]. Optical Engineering, 2020, 59(8): 081805.
- [10] Fleck J A, Morris J R, Feit M D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere [J]. Applied Physics, 1976, 10(2): 129-160.
- [11] Ding Z L, Li X Q, Cao J Y, et al. Influence of thermal blooming on the beam quality of an array of Hermite-Gaussian beams propagating in the atmosphere [J]. Applied Optics, 2020, 59 (34): 10944.
- [12] Zhang P F, Fan C Y, Qiao C H, et al. Analysis of scaling laws for phase compensation of focused beam under thermal blooming conditions [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(2): 0213002.
张鹏飞, 范承玉, 乔春红, 等. 聚焦光束热晕效应相位补偿定标规律研究 [J]. 中国激光, 2012, 39(2): 0213002.
- [13] Vorob'Ev V V, Murav'Ev N I, Sorokin Y M, et al. Thermal self-interaction of annular laser beams in a moving medium [J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1977, 7(11): 1333-1336.
- [14] Zhao L, Wang J, Guo M J, et al. Steady-state thermal blooming effect of vortex beam propagation through the atmosphere [J]. Optics & Laser Technology, 2021, 139: 106982.
- [15] Ji X L, Eyyuboglu H T, Ji G M, et al. Propagation of an Airy beam through the atmosphere [J]. Optics Express, 2013, 21(2): 2154-2164.
- [16] Li X Q, Cao J Y, Ding Z L, et al. Thermal blooming effect of flat-topped laser beam array propagating through atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126020.
李晓庆, 曹建勇, 丁洲林, 等. 列阵平顶光束大气传输的热晕效应 [J]. 光学学报, 2019, 39 (1): 0126020.
- [17] Xin G Z, Chen D Q, Cai Y, et al. Beam shaping method to improve power density of semiconductor laser diodes [J]. Infrared and Laser Engineering, 2019, 48(8): 0805010.
辛光泽, 陈东启, 蔡毅, 等. 提高半导体激光二极管功率密度的光束整形方法 [J]. 红外与激光工程, 2019, 48(8): 0805010.
- [18] Honea E, Afzal R S, Savage-Leuchs M, et al. Advances in fiber laser spectral beam combining for power scaling [J]. Proceedings of SPIE, 2016, 9730: 97300Y.
- [19] Zheng Y, Yang Y F, Wang J H, et al. Effective dispersion compensation of variable-linewidth fiber amplifier by single-multilayer dielectric grating [J]. Journal of Optics, 2016, 18(6): 065610.
- [20] Li D, Mei X H, Wu F T. Generation of non-diffracting Bessel-Gauss like beam by elliptical Gauss beam [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2014, 26(5): 90-93.
李冬, 梅小华, 吴逢铁. 椭圆高斯光束产生近似无衍射 Bessel-Gauss 光 [J]. 强激光与粒子束, 2014, 26 (5): 90-93.
- [21] Zheng C W. Propagation of elliptical Gaussian beam passing through apertured paraxial optical systems

- [J]. *Optik*, 2014, 125(1): 264-267.
- [22] Cai Y J, He S L. Average intensity and spreading of an elliptical Gaussian beam propagating in a turbulent atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(5): 568-570.
- [23] Wang H Y, Li X Y. Spectral shifts and spectral switches of elliptical Gaussian beam propagating through turbulent atmosphere[J]. *Optics & Laser Technology*, 2009, 41(2): 107-111.
- [24] Zhang J B, Xie J T, Ye F, et al. Effects of the turbulent atmosphere and the oceanic turbulence on the propagation of a rotating elliptical Gaussian beam[J]. *Applied Physics B*, 2018, 124(8): 1-11.
- [25] Singh T, Saini N S, Kaul S S. Dynamics of self-focusing and self-phase modulation of elliptic Gaussian laser beam in a Kerr-medium[J]. *Pramana*, 2000, 55(3): 423-431.
- [26] Chen G Z, Shen Y, Liu Q, et al. Generation of 266 nm continuous-wave with elliptical Gaussian beams [J]. *Acta Physica Sinica*, 2014, 63 (5): 054204.
- 陈国柱, 沈咏, 刘曲, 等. 利用椭圆高斯光束产生 266 nm 紫外连续激光[J]. *物理学报*, 2014, 63(5): 054204.
- [27] Kumar H, Aggarwal M, Richa, et al. Self-focusing of an elliptic-Gaussian laser beam in relativistic ponderomotive plasma using a ramp density profile [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, 35(7): 1635-1641.
- [28] Walia K, Tripathi D. Self-focusing of elliptical laser beam in cold quantum plasma[J]. *Optik*, 2019, 186: 46-51.
- [29] Cornolti F, Lucchesi M, Zambon B. Elliptic Gaussian beam self-focusing in nonlinear media[J]. *Optics Communications*, 1990, 75(2): 129-135.
- [30] Hu J, Wang H, Ji X L. Propagation characteristics of focused astigmatic Gaussian beams in Kerr nonlinear media [J]. *Acta Physica Sinica*, 2021: 074205.
- 胡婧, 王欢, 季小玲. Kerr 非线性介质中聚焦像散高斯光束的传输特性[J]. *物理学报*, 2021, 70(7): 074205.

Beam Quality Optimization of Elliptical Laser Under Wind-Dominated Thermal Blooming

Deng Ling, Li Xiaoqing*, Mu Yi, Ji Xiaoling

College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, Sichuan 610068, China

Abstract

Objective In practice, the beam produced by a high-energy laser is more nearly elliptical in its cross section, such as a semiconductor laser and a spectral beam combining system. When a high-energy laser propagates in the atmosphere, a fraction of the laser power is absorbed by the atmosphere along the propagation path. The absorbed power first heats the air and alters the refraction index of the path, and then causes laser distortion and divergence. This self-induced effect is called thermal blooming. Moreover, the energy transmission efficiency of a high-energy laser is severely limited by the thermal blooming effect. Thermal blooming depends on the distribution of the laser beam and the state of the atmosphere. Until now, the effect of thermal blooming on an elliptical Gaussian beam (EGB) propagating in the atmosphere has not been reported. In this paper, the beam quality optimization of an EGB under wind-dominated thermal blooming is studied analytically and numerically. The results obtained in this paper are useful for the applications of high-energy lasers propagating in the atmosphere.

Methods Thermal blooming of a laser beam propagating through atmosphere can be described by the paraxial wave equation and the hydrodynamic equation. When the diffraction effect is neglected under the geometric optics approach, the intensity expression for steady-state thermal blooming and the distortion parameter of an EGB propagating in the atmosphere are respectively derived, and their correctness is proved. Besides, numerical simulation is very useful to study thermal blooming. We design 4D computer code of the time-dependent atmospheric propagation of a focused EGB by using the multi-phase screen method and the finite difference method. A grid size of 512×512 is used. The numerical calculation results remain almost constant when the number of grid size increases. The transient-state thermal blooming and steady-state thermal blooming are investigated in this paper.

Results and Discussions In this paper, the intensity expressions for steady-state thermal blooming and the distortion parameter of an EGB propagating in the atmosphere are derived, respectively. It is proved that the distortion parameter (Eq. (4)) we obtained is valid. In the atmosphere, as the beam width in the windward direction of the source plane is large (the same spot area), the distortion parameter is small and the thermal blooming effect on the EGB is weak (Figs. 1 and 2). The relative peak intensity of an EGB and its displacement at the target are discussed. As the beam width in the windward direction of the source plane is large, the relative peak intensity at the target is large, and its displacement is small (Fig. 3). The 4D computer code of the time-dependent atmospheric propagation of a focused EGB is designed. It is found that in free space, the long and short axes of an EGB are interchanged at the target. In particular, in free space, the focused EGBs with the same spot areas return to the symmetric Gaussian beam at a certain propagation distance, whose formula is derived (Eq. (13)). However, in the atmosphere, different EGBs do not become symmetrical at a certain propagation distance because of thermal blooming (Fig. 5). Due to the astigmatism of an EGB, the influence of atmospheric thermal blooming on its propagation depends on the wind direction. The thermal blooming can be weakened by making the short axis of a focused EGB along the general wind direction. As the beam width in the windward direction of the source plane is large (the same spot area), the thermal blooming effect on a focused EGB is weak, which results in a better symmetrical spot (Fig. 6) and a small focal shift (Fig. 8). The time required to achieve the steady-state thermal blooming for a focused EGB is proportional to the beam width along the wind direction in the source plane (Fig. 10).

Conclusions In this paper, the beam quality optimization of an elliptical Gaussian beam under wind-dominated thermal blooming is studied analytically and numerically. The expression of distortion parameter of an elliptical Gaussian beam propagating in the atmosphere is derived, and its correctness is proved. Due to the astigmatism of an elliptical Gaussian beam, the influence of atmospheric thermal blooming on its propagation depends on the wind direction. Thermal blooming can be weakened by making the short axis of a focused EGB along the general wind direction. In the atmosphere, as the beam width in the windward direction of the source plane is large (the same spot area), the thermal blooming effect on the EGB is weak, which results in a better symmetrical spot and energy focus ability at the target, i. e. better beam quality at the target. The time required to achieve steady-state thermal blooming for a focused elliptical Gaussian beam is proportional to the beam width along the wind direction in the source plane.

Key words atmospheric optics; atmospheric propagation; thermal blooming effect; elliptical Gaussian beam; beam quality