



球差对高功率激光上行大气传输光束质量的影响

黄梓樾 邓宇 季小玲

Influence of spherical aberration on beam quality of high-power laser beams propagating upwards in the atmosphere

Huang Zi-Yue Deng Yu Ji Xiao-Ling

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 234202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20211226

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211226>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

球差对高功率激光上行大气传输光束质量的影响

黄梓樾 邓宇 季小玲[†]

(四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2021年6月30日收到; 2021年7月21日收到修改稿)

地基激光空间碎片清除等激光烧蚀推进在太空中的应用中, 激光功率已远超过大气非线性自聚焦临界功率, 因此自聚焦效应是影响光束质量的重要因素. 此外, 由于高功率激光产生过程中的非线性效应, 光束常伴有球差. 本文采用数值模拟方法, 研究了球差对高功率激光上行大气传输光束质量的影响. 研究表明: 对于大尺寸(光束发射尺寸)光束, 利用正球差可提高靶面光强. 然而, 对于小尺寸光束, 则需利用负球差提高靶面光强. 并且, 大尺寸比小尺寸光束更适合地基激光空间碎片清除等应用. 在线性衍射效应和非线性自聚焦效应共同作用下, 存在一个最佳发射功率使得靶面光强最大化, 本文拟合出了大尺寸光束的最佳发射功率的公式. 另一方面, 由于衍射、自聚焦和球差均导致焦移, 这使得靶面光束质量变差. 本文推导出了大尺寸光束情况下透镜修正焦距公式, 这样可将实际焦点移至靶面, 从而提高靶面光束质量. 本文所得结论具有重要的理论和实际应用意义.

关键词: 球差, 非线性自聚焦效应, 高功率激光上行大气传输, 光束质量

PACS: 42.65.Jx, 42.65.-k, 42.60.Jf, 42.68.Ay

DOI: 10.7498/aps.70.20211226

1 引言

大量的空间碎片对宇航员和航天器造成了严重威胁^[1]. 地基激光空间碎片清除是减少低轨区域空间碎片的有效方法^[2,3]. 其实, 除了地基激光空间碎片清除, 激光烧蚀推进在太空中的应用还包括激光发射小型探测器至近地轨道等^[4]. 在这类应用中, 不可避免地会遇到高功率激光在非均匀大气中的传输, 并且激光功率已远超过大气非线性自聚焦临界功率, 因此自聚焦是影响激光光束质量的重要物理因素^[5]. Rubenchik等^[5]研究发现大气自聚焦效应会降低靶面激光强度, 并指出利用初始光束散焦可以补偿自聚焦效应带来的不利影响. Vaseva等^[6]提出可采用“薄窗模型”来研究高功率激光上行大气远程传输中的自聚焦效应. 近年来, 我们研究组也对此也开展了深入研究, 研究了群速度色散效应、光束空间相干性和激光模式等对激光上行大气

传输的非线性自聚焦效应和靶面光束质量的影响^[7-10], 并提出了非线性自聚焦相位调制函数的二次近似, 实现了解析求解高功率激光上行大气传输问题^[11].

另一方面, 由于高功率激光产生过程中的非线性效应, 光束常伴有球差, 球差是影响激光光束质量的重要物理因素^[12-14]. 吕百达研究组^[15]研究了球差对光谱开关的影响, 推导出有球差多色高斯光束被硬边光阑衍射后轴上光谱的解析公式. 张蓉竹研究组^[16]研究了球差对涡旋光束斜程湍流大气传输特性的影响, 发现球差对光束漂移特性的影响随着传输距离的增大而增强. 我们研究组^[17]用实验方法研究了球差光束在大气湍流中传输特性, 研究发现大气湍流会削弱球差效应对光束扩展的影响. 然而, 相关研究大都局限于球差对传输过程中线性效应的影响^[15-20].

激光器中热效应引起的各种像差(如球差、慧差、像散等)要严重影响出射激光的光束质量^[21].

[†] 通信作者. E-mail: jiXL100@163.com

然而, 利用球差也可以达到有利于实际应用的目的. 例如: 在激光加工、激光核聚变等应用领域中, 要求靶面被激光均匀辐照. 蒲继雄研究组 [22] 研究表明, 利用负球差可实现均匀光强分布. 另一方面, 随着空间光调制技术的发展, 利用精确相位调制技术, 可实现对光束的调控 [23]. 例如: 苏亚辉研究组 [23] 研究了飞秒激光加工中折射率失配引起的像差问题, 并利用空间光调制器产生与像差函数等值相反的相位信息补偿了球差的影响. 我们研究组 [17] 利用空间光调制器产生不同球差系数的球差光束, 实验研究了球差光束在大气湍流中的传输特性. 空间光调制器由电脑控制, 可以实现加载各种像差并控制像差大小, 它是一种实现光束像差调控的简易且有效的方法.

近年来, 我们研究组 [24] 研究了球差对激光下行大气传输非线性自聚焦效应的影响, 研究发现: 当高功率激光从空间轨道经大气下行传输至地面, 利用负球差可使得地面上光斑尺寸小于衍射极限. 然而, 大气非线性折射率随海拔高度增加而减小, 因此非线性自聚焦效应对高功率激光上行与下行传输特性的影响有显著不同, 从而球差对激光上行与下行大气传输非线性自聚焦效应以及靶面光束质量的影响也不相同. 本文围绕如何提高靶面光束质量问题, 研究了球差对高功率激光上行传输的最佳发射功率的影响, 并指出了高功率激光上行与下行大气传输特性的差异. 另一方面, 为了将球差高功率激光实际焦点移至靶面, 本文还研究了透镜修正焦距, 以达到提高靶面光强和改善靶面光束质量的目的. 此外, 本文对主要结论给出了合理的物理解释.

2 理论模型

设高功率激光束从地面垂直上行传输至空间轨道. 高功率激光在大气中传输的非线性自聚焦效应和衍射效应可用非线性薛定谔方程描述 [5], 即:

$$2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 A + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

其中 A 为光场分布; ∇_{\perp}^2 为拉普拉斯算子; 波数 $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$, λ 为波长; n_0 和 n_2 分别为大气线性折射率和非线性折射率.

$z = 0$ 处 (地面), 球差高斯激光束的初始光场可表示为 [24]

$$A(r, z = 0) = \sqrt{\frac{2P}{\pi w_0^2}} \exp\left[-\frac{(1+i\beta)}{w_0^2} r^2\right] \exp\left(-\frac{ikC_4}{w_0^4} r^4\right), \quad (2)$$

P 为发射功率; w_0 为初始束宽; $\beta = kw_0^2/(2F)$, F 为 $z = 0$ 处透镜的焦距; kC_4 为球差系数.

线性情况下, 基于激光传输的 ABCD 定律可知: 聚焦高斯光束在自由空间中传输 (仅考虑激光衍射效应) 会发生焦移, 其束腰位置 F' 和半径 w'_{\min} 分别为 [25]

$$F' = \frac{F}{1 + (w_{\min}/w_0)^2}, \quad (3)$$

$$w'_{\min} = \frac{w_{\min}}{\sqrt{1 + (w_{\min}/w_0)^2}}, \quad (4)$$

其中 $w_{\min} = \lambda F/\pi w_0$. 当 $\beta \gg 1$ (即 $w_0 \gg w_{\min}$) 时, 由 (3) 式和 (4) 式可分别得到 $F' = F$ 和 $w'_{\min} = w_{\min}$, 即: 光束无焦移, 且几何焦面上光斑尺寸为 $w_{\min} = \lambda F/\pi w_0$. 另一方面, β 为最小值 1 (即 $w_0 = w_{\min}$) 时, 由 (3) 式和 (4) 式可分别得到 $F' = F/2$ 和 $w'_{\min} = w_{\min}/\sqrt{2}$. 显然, 发射光束尺寸大小决定着发射透镜焦距长短. 当 $\beta \gg 1$ (即 $w_0 \gg w_{\min}$) 时, 发射光束被称为大尺寸光束, 例如: 对于轨道高度 $L = 1000$ km, 波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 情况下, 当 $w_0 = 1.414$ m, $F = 1000$ km 时, 有 $\beta = 5.9275$ (视为 $\beta \gg 1$), $F' = 972$ km (焦斑非常接近靶面). 当 β 值接近 1 (即 $\beta \sim 1$, $w_0 \sim w_{\min}$) 时, 发射光束被称为小尺寸光束, 例如: 当 $w_0 = 0.821$ m, $F = 1942$ km 时, 有 $\beta = 1.03$ (视为 $\beta \sim 1$), $F' = 1000.015$ km (焦斑非常接近靶面).

非线性情况下, 大气非线性折射率 n_2 是高度 z 的函数, 即 $n_2(z) = n_{20} \exp[-(z/h)]$ [5], 其中 $h = 6$ km, $n_{20} = 4.2 \times 10^{-19}$ cm²/W 为地面大气非线性折射率. n_2 随着高度 z 的增大而减小, 当离地面足够远时, n_2 值非常小, 例如: $z = 30$ km 时, $n_2 = 2.83 \times 10^{-21}$ cm²/W. 在本文中, 高功率激光上行大气传输模型为: 地面至 30 km, 同时考虑自聚焦和衍射效应; 30 km 至空间轨道, 仅考虑衍射效应. 对于球差激光束, 非线性薛定谔方程无解析解, 本文采用多层相位屏法和离散快速傅里叶变换, 编制了球差高斯光束从地面垂直上行传输至空间轨道的程序, 数值求解了非线性薛定谔方程. 除特别说明, 本文数值计算例参数如下: $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 轨道

高度 $L = 1000 \text{ km}$ (空间碎片最聚集的地方^[26]), 且采用高斯光束大气自聚焦临界功率 $P_{\text{crGs}} = \lambda^2 / (2\pi n_0 n_{20}) = 4.3 \text{ GW}$ 为功率 P 的归一化因子.

3 靶面光强

不同球差系数 kC_4 下, 靶面光强 $I(r, z = L)$ 分布如图 1 所示. 图 1 中, 小尺寸光束功率低于大尺寸光束的主要原因是小尺寸光束成丝崩塌的功率阈值低. 对于大尺寸光束 (见图 1(a) 和图 1(b)), 自由空间中 (真空中), $|kC_4|$ 相同的正、负球差光束的靶面光强分布相同, 且球差使得靶面峰值光强下降, 无球差时峰值光强最大 (见图 1(a)). 然而, 大气中, 由于大气自聚焦效应, 正球差对应的靶面峰值光强可以大于无球差时的光强 (见图 1(b)). 其物理原因是: 自聚焦效应使实际焦点 (束宽最小值的位置) 向地面移动, 使得靶面峰值光强下降^[5]. 但是, 正球差的散焦作用使实际焦点远离地面, 导致靶面光斑减小, 从而靶面峰值光强增大. 这结论与大尺寸光束从空间轨道经大气下行传输至地面的结论不同 (下行传输时, 无球差光束的靶面峰值光强最大)^[24]. 其物理原因是: 自聚焦效应对激光上行

与下行传输的影响效果不同. 激光从地面上行大气传输至空间轨道, 自聚焦为不利因素, 它使得光束实际焦点向地面移动, 从而降低空间靶面光强. 然而, 激光从空间轨道下行大气传输至地面, 自聚焦为有利因素, 它使得光束在近地面范围被压缩, 从而导致靶面 (地面) 光斑尺寸减小和光强增大. 另一方面, 对于小尺寸光束 (见图 1(c) 和图 1(d)), 无论在自由空间还是大气中, 相较于无球差和正球差光束, 负球差光束的靶面峰值光强最大. 这与小尺寸光束从空间轨道经大气下行传输至地面得到的结论一致^[24]. 其原因是上、下行传输两者都是靶面不是几何焦点, 例如: 图 1(c) 和图 1(d) 中, 几何焦点在 $F = 1942 \text{ km}$ 处 (远场), 而靶面在 $L = 1000 \text{ km}$ 处, 即激光上行与下行传输的不同的光束远场特性还未表现出来.

4 最佳发射功率

众所周知, 线性情况下, 激光发射功率越高, 则靶面光强越大. 但是, 由于非线性自聚焦作用, 情况就不同了. 不同球差系数 kC_4 下, 靶面轴上光强 $I(r = 0, z = L)$ 随相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化

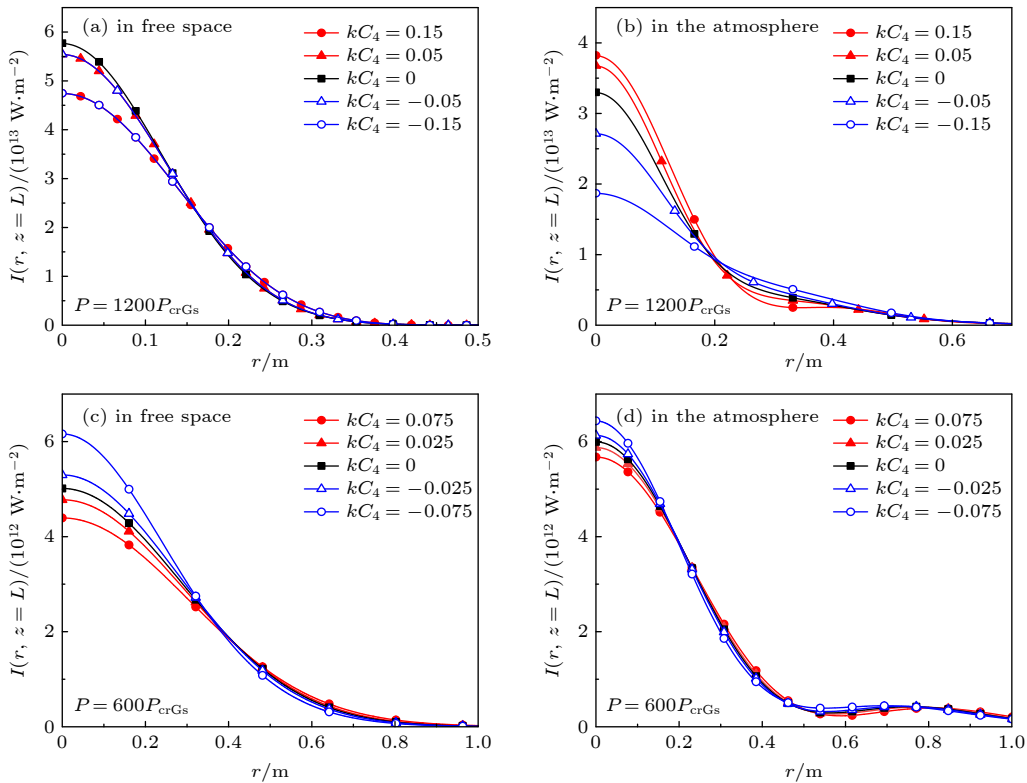


图 1 靶面光强 $I(r, z = L)$ 分布 (a), (b) 大尺寸光束, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$; (c), (d) 小尺寸光束, $w_0 = 0.821 \text{ m}$, $\beta = 1.03$
 Fig. 1. Intensity distributions on the target $I(r, z = L)$: (a), (b) For a large beam size, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$; (c), (d) for a small beam size, $w_0 = 0.821 \text{ m}$, $\beta = 1.03$.

如图 2 所示. 其实, 靶面轴上光强即为靶面峰值光强. 由图可知, $I(r=0, z=L)$ 随 P/P_{crGs} 变化存在一个极大值 I_{max} . 这意味着存在一个最佳发射功率 P_{opt} 使靶面光强最大化. 出现最佳发射功率 P_{opt} 的物理原因分析如下: 当激光发射功率不高时, 光束衍射效应占主导地位, 靶面光强随着入射功率的提高而增大. 但是, 随着激光发射功率的提高, 非线性自聚焦效应逐渐占主导地位, 导致光束焦移加剧 (实际焦点向地面移动), 靶面光强减弱, 并且非线性自聚焦效应随着激光发射功率的提高而增强. 这样, 在衍射效应和自聚焦效应的共同作用下, 出现最佳发射功率使得靶面光强达到最大.

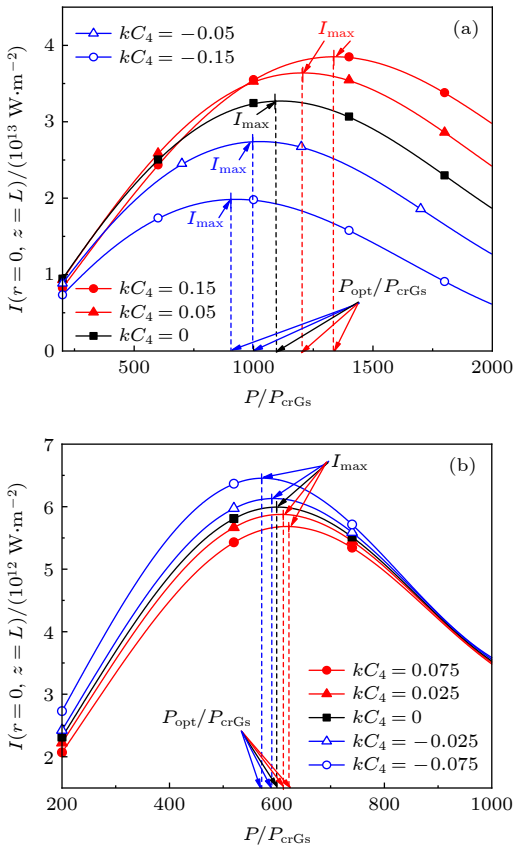


图 2 靶面峰值光强 $I(r=0, z=L)$ 随相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化 (a) 大尺寸光束, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$; (b) 小尺寸光束: $w_0 = 0.821 \text{ m}$, $\beta = 1.03$

Fig. 2. Peak intensity on the target $I(r=0, z=L)$ versus the relative beam power P/P_{crGs} : (a) For a large beam size, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$; (b) for a small beam size, $w_0 = 0.821 \text{ m}$, $\beta = 1.03$.

图 2(a) 表明: 对于大尺寸光束, 当 kC_4 增大时, 则 P_{opt} 和 I_{max} 均增大. 图 2(b) 表明, 对于小尺寸光束, 当 kC_4 增大时, 则 P_{opt} 增大, 而 I_{max} 减小. 其物理原因是: 随着球差系数增大, 光束扩展增大

(相当于衍射加剧), 因此需增大激光发射功率 (即增强自聚焦效应) 才能使靶面光强在衍射效应和自聚焦效应的共同作用下达到最大. 此外, 对于小尺寸光束, I_{max} 随着 P_{opt} 增大而减小, 其原因是靶面 (非几何焦面) 上光斑扩大导致 I_{max} 减小.

对于地基激光空间碎片清除应用, 提高靶面激光强度是非常重要的. 比较图 2(a) 与图 2(b) 可以看出: 相比小尺寸光束, 大尺寸光束的靶面最大光强 I_{max} 更大. 因此, 大尺寸光束更适合地基激光空间碎片清除. 特别地, 对于大尺寸光束, 还可利用正球差进一步提高靶面光强. 另一方面, 对于小尺寸光束, 可利用负球差提高靶面光强.

值得指出的是: 与高功率激光上行大气传输不同, 高功率激光下行大气传输时并不存在最佳发射功率. 其物理原因是大气自聚焦效应仅在近地面 (远场) 范围 (如 0—30 km) 才发生, 自聚焦效应仅起到在近地面范围压缩光斑的作用.

我们已证明大尺寸光束更有利于地基激光空间碎片清除 (见图 2), 因此本文以下部分仅对大尺寸情况下球差光束进行讨论. 对于不同初始束宽 w_0 、球差系数 kC_4 , 利用数值计算, 可找出其最佳发射功率 P_{opt} (见图 3 中黑点). 从图 3 可以看出: 随着初始束宽 w_0 和球差系数 kC_4 的增加, 最佳发射功率 P_{opt} 增加. 基于数值计算结果, 得到了最佳功率 P_{opt} 的拟合公式, 即

$$P_{\text{opt}}/P_{\text{crGs}} = (252w_0^2 + 710kC_4)(w_0 + kC_4) + 404. \quad (5)$$

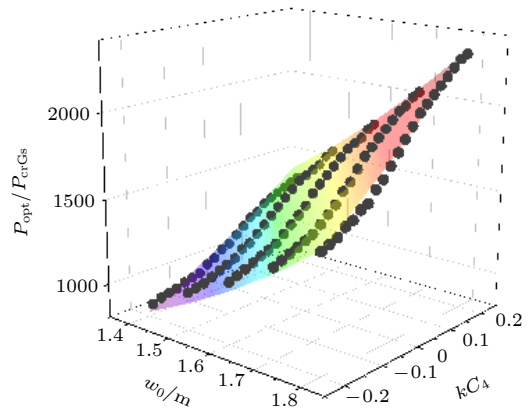


图 3 (5) 式的验证. 相对最佳发射功率 $P_{\text{opt}}/P_{\text{crGs}}$ 随初始束宽 w_0 和球差系数 kC_4 的变化. 黑点: 数值模拟计算结果, 曲面: (5) 式计算结果

Fig. 3. Confirmation of the formula of Eq. (5). Relative optimal beam power $P_{\text{opt}}/P_{\text{crGs}}$ versus the initial beam radius w_0 and the spherical aberration coefficient kC_4 . Black dots: results by using numerical simulation method; surfaces: results by using Eq. (5).

(5) 式中各个系数是在 w_0 单位取米时得到的. 拟合 (5) 式的适用条件是: $L = 1000$ km, $\lambda = 1.06$ μm , 大尺寸球差光束 (如: 1.4 m $< w_0 < 1.8$ m, $-0.2 < kC_4 < 0.2$).

根据 (5) 式, 做出最佳发射功率 P_{opt} 随初始束宽 w_0 和球差系数 kC_4 的变化曲面 (见图 3 中曲面). 从图 3 可以看到: 拟合曲面与黑点吻合得十分好. 拟合程度可由 Adjusted R -squared (R_{Adj}^2) 参数给出, R_{Adj}^2 越接近数值 1, 说明拟合程度越高. (5) 式的 $R_{\text{Adj}}^2 = 0.9927$ (接近数值 1), 这说明 (5) 式是可靠的.

5 焦移以及修正焦距

众所周知, 衍射效应和球差均造成焦移. 高功率激光在大气中的非线性自聚焦效应也会造成焦移^[9]. 本文以束宽最小值位置定义为实际焦斑位置, 它与几何焦平面不重合称为焦移.

B 积分可以表示非线性作用引起的相位调制^[27].

省略 B 积分中常数项, 有 $\int_0^L n_{20} \exp\left(-\frac{z}{h}\right) dz \approx n_{20}h$, 因此激光从地面经非均匀大气到空间轨道的传输可等效分为两段: 首先在均匀大气中非线性传输距离 $h = 6$ km (非线性折射率为 n_{20}), 然后再在自由空间中线性传输距离 $L-h$. 若不考虑球差, 高斯光束通过均匀大气非线性传输, 在 $z = h$ 处束宽 w_1 和曲率半径 R_1 的表达式分别为^[28]

$$w_1^2 = \left(1 - \frac{P}{P_{\text{crGs}}}\right) \frac{h^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^2} + \left(1 - \frac{h}{F}\right)^2 w_0^2, \quad (6)$$

$$\frac{w_1^2}{R_1} = \left(1 - \frac{P}{P_{\text{crGs}}}\right) \frac{h \lambda^2}{\pi^2 w_0^2} - \left(1 - \frac{h}{F}\right)^2 w_0^2 / F. \quad (7)$$

光束继续通过自由空间线性传输, 其束宽 w_2 表达式为^[28]

$$w_2^2 = w_1^2 + \frac{2w_1^2}{R_1} (z - h) + \left(\frac{\lambda^2}{\pi^2 w_1^2} + \frac{w_1^2}{R_1^2}\right) (z - h)^2. \quad (8)$$

值得注意的是, (6) 式—(8) 式满足的条件是光束为高斯轮廓. 但是, 由于大气自聚焦效应和球差效应, 光束不再是高斯轮廓, 束宽表达式 (8) 式需要修正. 基于数值模拟结果, 对 (8) 式进行了修正, 得到了修正后的束宽 w 表达式为

$$w^2 = w_1^2 + \frac{2Tw_1^2}{R_1} (z - h) + \left(\frac{A\lambda^2}{\pi^2 w_1^2} + \frac{w_1^2}{R_1^2}\right) (z - h)^2, \quad (9)$$

其中, $A = 1 - u(P/P_{\text{crGs}}) + v(P/P_{\text{crGs}})^2 + s(kC_4)$, $T = [a(w_0 + b)^2 + (cw_0 + d)P/P_{\text{crGs}} + e]kC_4 + 1$, 各个系数值如表 1 所列.

表 1 (9) 式中各系数的值
Table 1. Values of coefficients in Eq. (9).

系数	值	系数	值
u	$5.6 \times 10^{-5} \exp(-6.121w_0)$	b	-2.46
v	$2.351 \times 10^{-5} \exp(-2.326w_0)$	c	1.022×10^{-4}
s	$26 - 35.3w_0 - 0.00167P/P_{\text{crGs}}$	d	1.9×10^{-4}
a	-0.2	e	-0.12

值得指出的是: 表 1 中各个系数是在 w_0 单位取米时得到的. (9) 式的验证如图 4 所示, 可以看出: 不同参数情况下, 图中实线 (9) 式计算结果与圆点 (数值模拟计算结果) 都吻合很好, 从而验证了 (9) 式的正确性.

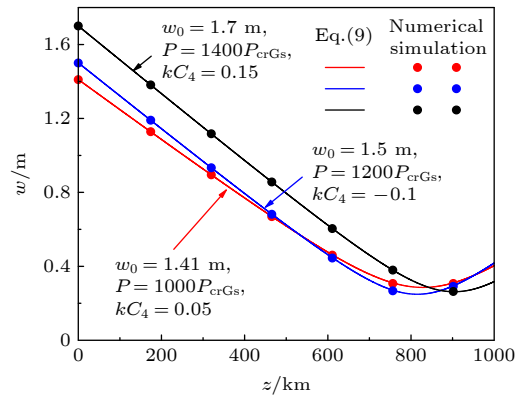


图 4 (9) 式的验证. 束宽 w 随距离 z 的变化

Fig. 4. Confirmation of the formula of Eq. (9). Beam width w versus the propagation distance z .

对 (9) 式求导数, 并令 $dw^2/dz = 0$, 可以得到光束实际焦点的位置 z_{min} (即最小束宽的位置):

$$z_{\text{min}} = \frac{Tw_0^2 \pi^2 [w_0^2 / F - h \lambda^2 (1 - P / P_{\text{cr}}) / w_0^2 \pi^2]}{A \lambda^2 + \pi^2 [w_0^2 / F - h \lambda^2 (1 - P / P_{\text{cr}}) / w_0^2 \pi^2]^2}. \quad (10)$$

一般情况下, $z_{\text{min}} \neq L$, 即实际焦点不在靶面上, 发生了焦移. 为了将实际焦点移至靶面, 采用修正发射透镜焦距的方法. 基于 (10) 式, 令 $z_{\text{min}} = L$, 可以得到修正焦距 F_{mod} 应满足:

$$F_{\text{mod}} = 2L\pi^2 w_0^4 / \left[T\pi^2 w_0^4 + 2hL(1 - P/P_{\text{cr}})\lambda^2 + w_0^2 \sqrt{T^2 \pi^4 w_0^4 - 4AL^2 \pi^2 \lambda^2} \right], \quad (11)$$

其中 $T^2 \pi^4 w_0^4 > 4AL^2 \pi^2 \lambda^2$. (11) 式的适用条件是:

$\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 大尺寸球差光束 (例如: $1.4 \text{ m} < w_0 < 1.8 \text{ m}$, $-0.2 < kC_4 < 0.2$).

修正焦距 F_{mod} 随球差系数 kC_4 和相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化如图 5 所示. 由图 5 可知: 随着

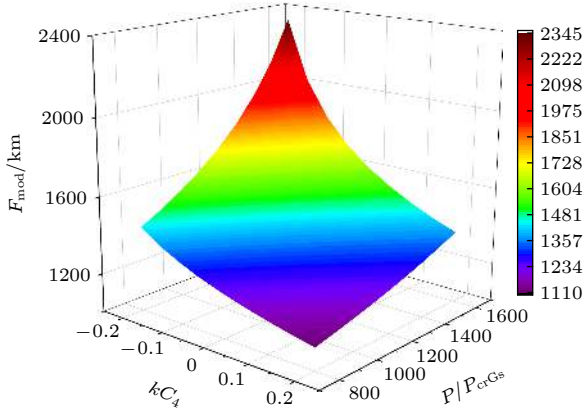


图 5 透镜修正焦距 F_{mod} 随球差系数 kC_4 和相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$
 Fig. 5. Modified focal length F_{mod} versus the spherical aberration coefficient kC_4 and the relative beam power P/P_{crGs} , $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$.

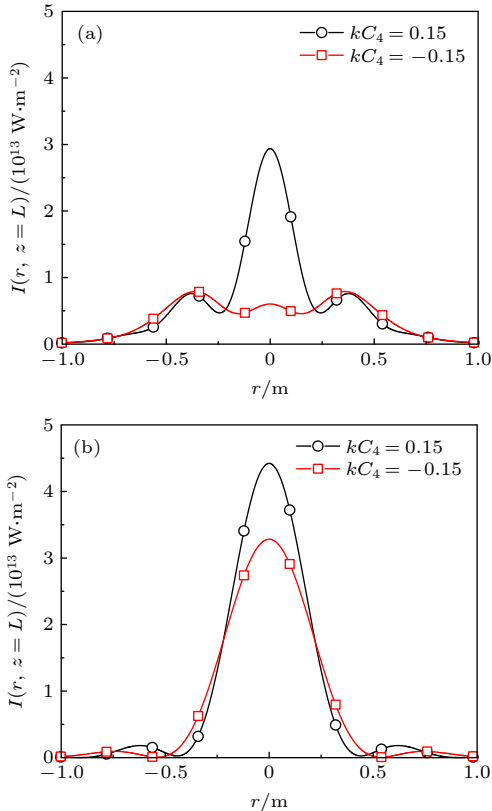


图 6 靶面光强分布, $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$, $P = 2000P_{\text{crGs}}$ (a) 修正焦距前; (b) 修正焦距后

Fig. 6. Intensity distributions on the target. $w_0 = 1.414 \text{ m}$, $\beta = 5.9275$, $P = 2000P_{\text{crGs}}$: (a) For the unmodified focal length case; (b) for the modified focal length case.

kC_4 的减小或 P/P_{crGs} 的增大, F_{mod} 增大. 其物理原因是: 随着球差系数减小, 光束聚集增强, 则实际焦点越接近地面; 另一方面, 激光发射功率越高, 则自聚焦效应越强, 实际焦点向地面移动^[9]. 因此需要增大透镜修正焦距 F_{mod} , 才能将其实际焦点移至靶面.

焦距修正前后靶面光强分布对比如图 6 所示. 由图 6 可知: 修正后, 靶面光强增大, 光斑尺寸减小, 且光束轮廓接近高斯分布. 这意味着, 采用本文提出的透镜修正焦距 F_{mod} 能够补偿大气自聚焦效应和球差效应带来的不利影响, 从而改善靶面光束质量.

6 结 论

本文采用数值模拟方法, 研究了球差对高功率激光上行大气传输光束质量的影响, 研究表明: 在衍射效应和非线性自聚焦效应的共同作用下, 存在一个最佳发射功率 P_{opt} 使得靶面光强达到最大. 值得指出的是: 与高功率激光上行大气传输不同, 高功率激光下行大气传输时并不存在最佳发射功率. 本文进一步研究表明: 正、负球差对大尺寸与小尺寸的高功率激光靶面光束质量的影响是不同的. 对于大尺寸光束, 随着球差系数 kC_4 增大, 则 P_{opt} 增大, 且靶面最大光强 I_{max} 增大. 对于小尺寸光束, 随着 kC_4 减小, 则 P_{opt} 减小, 而 I_{max} 增大. 大尺寸光束更适合地基激光空间碎片清除, 且还可利用正球差进一步提高靶面光强. 然而, 对于小尺寸光束, 则需利用负球差提高靶面光强. 此外, 基于数值计算结果, 本文还得到了大尺寸光束 P_{opt} 的拟合公式. 另一方面, 由于衍射、自聚焦和球差均导致焦移, 这会使得靶面光斑变大, 靶面光束质量下降. 当靶面位置固定时, 可采用修正透镜焦距的方法可将实际焦点移至靶面, 从而提高靶面光束质量. 针对大尺寸光束, 本文拟合出了球差高功率激光上行大气传输的束宽公式, 并推导出了修正焦距公式. 本文所得结论具有重要的理论和实际应用意义.

参考文献

[1] Kessler D J, Cour-Palais B G 1978 *J. Geophys. Res.* **83** 2637
 [2] Esmiller B, Jacqueland C, Eckel H A, Wnuk E 2014 *Appl. Opt.* **53** I45

- [3] Phipps C R, Albrecht G, Friedman H, Gavel D, George E V, Murray J, Ho C, Priedhorsky W, Michaelis M M, Reilly J P 1996 *Laser Part. Beams* **14** 1
- [4] Phipps C R 2018 *Laser Ablation Propulsion and Its Applications in Space* (Switzerland: Springer Cham) pp217–246
- [5] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K 2014 *Light Sci. Appl.* **3** e159
- [6] Vaseva I A, Fedoruk M P, Rubenchik A M, Turitsyn S K 2016 *Sci. Rep.* **6** 30697
- [7] Zhang Y Q, Ji X L, Zhang H, Li X Q, Wang T, Wang H, Deng Y 2018 *Opt. Express* **26** 14617
- [8] Deng Y, Ji X L, Li X Q, Wang H, Huang Z Y, Zhang H 2021 *IEEE Photonics J.* **13** 6500110
- [9] Wang H, Ji X L, Deng Y, Li X Q, Wang T, Yu H, Li Q 2019 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **235** 244
- [10] Fan X L, Ji X L, Wang H, Deng Y, Zhang H 2020 *J. Opt. Soc. Am. A*: **38** 168
- [11] Deng Y, Wang H, Ji X L, Li X Q, Yu H, Chen L F 2020 *Opt. Express* **28** 27927
- [12] Klein, Claude A 1990 *Opt. Eng.* **29** 343
- [13] Dabby F W, Whinnery J R 1968 *Appl. Phys. Lett.* **13** 284
- [14] Ji X L, Tao X Y, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 952 (in Chinese) [季小玲, 陶向阳, 吕百达 2004 物理学报 **53** 952]
- [15] Zhao G P, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2974 (in Chinese) [赵光普, 吕百达 2004 物理学报 **53** 2974]
- [16] Yong K L, Yan J W, Tang S F, Zhang Z R 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 014201 (in Chinese) [雍康乐, 闫家伟, 唐善发, 张蓉竹 2020 物理学报 **69** 014201]
- [17] Li X Q, Wang T, Ji X L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134209 (in Chinese) [李晓庆, 王涛, 季小玲 2014 物理学报 **63** 134209]
- [18] Yoshida A, Asakura T 1996 *Opt. Commun.* **123** 694
- [19] Pu J X 1998 *J. Mod. Opt.* **45** 239
- [20] Lü B D, Ji X L, Luo S R 2001 *J. Mod. Opt.* **48** 1171
- [21] Zhang X, Su L K, Cai Q 2010 *Acta Optic. Sin.* **30** 802 (in Chinese) [张翔, 苏礼坤, 蔡青 2010 光学学报 **30** 802]
- [22] Pu J X 1998 *Acta Photonica Sin.* **27** 234 (in Chinese) [蒲继雄 1998 光子学报 **27** 234]
- [23] Su Y H, Wang C W, Hang M M, Wang J L, Fu X C, Dai W, Liu C 2014 *Acta Optic. Sin.* **34** s122005 (in Chinese) [苏亚辉, 汪超炜, 韩蒙蒙, 汪金礼, 傅旭川, 代维, 刘畅 2014 光学学报 **34** s122005]
- [24] Deng H L, Ji X L, Li X Q, Wang X Q 2015 *Opt. Lett.* **40** 3881
- [25] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 233902
- [26] Phipps C R, Baker K L, Libby S B, Liedahl D A, Olivier S S, Pleasance L D, Rubenchik A M, Trebes J E, George E V, Marcovici B, Reilly J P, Valley M T 2012 *Adv. Space Res.* **49** 1283
- [27] Chekalin S V, Kandidov V P 2013 *Phys. Uspekhi* **56** 123
- [28] Pare C, Belanger P A 1992 *Opt. Quantum Electron.* **24** S1051

Influence of spherical aberration on beam quality of high-power laser beams propagating upwards in the atmosphere*

Huang Zi-Yue Deng Yu Ji Xiao-Ling[†]

(*Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China*)

(Received 30 June 2021; revised manuscript received 21 July 2021)

Abstract

For laser ablation propulsion's applications in space (e.g., space-debris removal, etc.), the laser power is well above the critical power for self-focusing in the atmosphere. Therefore, the self-focusing effect on the beam quality is very significant. In addition, a high-power laser beam is usually accompanied with spherical aberration due to nonlinear effects in its generation process. In this paper, the influence of spherical aberration on the beam quality of high-power laser beams propagating upwards in the atmosphere is studied by using numerical simulation. It is shown that for the large beam size case, the target intensity may be improved by applying the positive spherical aberration. However, for the small beam size case, the target intensity may be improved by using the negative spherical aberration. Furthermore, a laser beam with a large size is more suitable for laser ablation propulsion's applications in space than that with a small size. Owing to the linear diffraction effect and the nonlinear self-focusing effect, there exists optimal beam power to maximize the target intensity. The formula of the optimal beam power is fitted for the large beam size case in this paper. On the other hand, the focal shift appears due to diffraction, self-focusing and spherical aberration, which results in a degradation of the beam quality on the target. For the large beam size case, to move the actual focus to the target and improve the beam quality on the target, the formula of the modified focal length is also derived in this paper. The results obtained in this paper are of important theoretical significance and practical value.

Keywords: spherical aberration, nonlinear self-focusing effect, high-power laser beam propagation upwards in the atmosphere, beam quality

PACS: 42.65.Jx, 42.65.-k, 42.60.Jf, 42.68.Ay

DOI: [10.7498/aps.70.20211226](https://doi.org/10.7498/aps.70.20211226)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61775152).

[†] Corresponding author. E-mail: jiXL100@163.com