

非均匀大气中准稳态自聚焦效应对靶面光束质量的影响

李倩, 李桃, 胡婧, 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 围绕减小碎片靶面上光斑尺寸从而提高靶面光强的问题,采用解析方法研究了部分相干脉冲光(PCLP)在非均匀大气中的准稳态自聚焦效应对空间靶面光束质量的影响。推导出了PCLP从地面上行大气传输至空间轨道的束宽、曲率半径和实际焦距的解析表达式。研究表明,准稳态自聚焦效应会导致焦移,从而导致靶面光斑尺寸增大。指出采用准稳态和稳态修正焦距方法可以有效抑制准稳态自聚焦效应,从而减小碎片靶面光斑尺寸。推导出了PCLP的准稳态和稳态修正焦距的解析表达式,并给出了其适用条件。研究发现,采用准稳态修正方法能获得比稳态修正方法更小的靶面光斑尺寸,但稳态修正方法更易实现。

关键词 大气光学; 准稳态自聚焦效应; 激光大气传输; 部分相干脉冲光; 靶面光斑尺寸

中图分类号 O437.5 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS221775

1 引言

空间碎片造成航天器损毁的风险日益增大,数量庞大的空间碎片受到了各国政府和学者的高度重视,并已发展了多种对付和清除空间碎片的方法。地基激光是清除低轨区域内厘米级碎片的有效方法。美国“ORION”计划中详细分析了地基激光空间碎片清除方法^[1]。欧洲多国机构发起了CleanSpace计划,分析了地基激光空间碎片清除的可能性^[2]。我国多个科研团队也对激光清除空间碎片展开了研究^[3]。地基激光空间碎片清除中不可避免地会遇到高功率激光大气传输问题,且激光功率已远超过大气非线性自聚焦效应的临界功率^[4]。非线性介质中的自聚焦效应会严重影响激光传输特性和光束质量,强脉冲激光大气自聚焦成丝在许多重要领域中具有实际应用价值,如激光雷达、大气遥感和大气污染物探测等^[5-12]。2014年,Rubenchik等^[4]研究了大气非线性自聚焦效应对激光空间碎片清除的影响,并指出采用初始激光束预散焦方法可以补偿自聚焦效应带来的不利影响。2016年,Vaseva等^[13]提出了“薄窗模型”近似方法以研究激光上行大气传输中非线性自聚焦效应,并指出采用相位掩模或自适应光学方法也可以补偿大气自聚焦效应带来的不利影响。近年来,本文课题组^[14-15]研究了高功率激光上行大气传输特性(包括光束空间相干性和模

式等对大气自聚焦效应的影响),并提出了非线性相移二次近似的解析研究方法^[16]。然而,这些研究仅针对大气中稳态自聚焦^[14-16],而未涉及准稳态自聚焦。

脉冲激光比连续激光更适合用于空间碎片清除^[17]。当脉冲宽度大于介质对场的响应时间(如激光脉冲宽度为 10^{-8} s,介质响应时间为 $10^{-10} \sim 10^{-12}$ s)时,会发生准稳态自聚焦效应^[18]。脉冲激光在非线性介质中的准稳态自聚焦理论具有重要实际应用意义,对此已进行了许多研究,但这些研究仅涉及完全相干脉冲激光准稳态自聚焦效应^[18-20]。另一方面,部分相干脉冲光(PCLP)在许多应用领域中具有优势。最近,本文课题组研究了PCLP在非线性Kerr介质中传输的准稳态自聚焦理论。研究表明,部分相干脉冲光比完全相干脉冲光在避免材料发生光学损伤方面更具优势^[21]。

本文解析地研究了非均匀大气中准稳态自聚焦效应对空间靶面光束质量的影响,主要围绕如何减小碎片靶面上光斑尺寸从而提高靶面光强来展开研究。为了提高PCLP在碎片靶面上的光束质量,提出并讨论了准稳态和稳态修正焦距方法。此外,对主要结论给出了合理的物理解释。

2 传输模型及公式

激光在Kerr介质中传输引起折射率变化称为光

收稿日期: 2022-09-30; 修回日期: 2022-11-22; 录用日期: 2022-11-29; 网络首发日期: 2023-01-04

基金项目: 国家自然科学基金(61775152)

通信作者: *jixl100@163.com

Kerr 效应,其非线性折射率变化大小 Δn 与光强 I 成正比,即 $\Delta n = n_2 I$,其中 n_2 为非线性折射系数。总折射率为 $n = n_0 + \Delta n$,其中 n_0 为线性折射率。当 $n_2 > 0$,Kerr 介质呈正透镜效应,称为自聚焦。根据介质对入射激光的非线性响应时间可分为稳态自聚焦、准稳态自聚焦和瞬态自聚焦^[18]。当短脉冲激光脉冲宽度大于介质对光场的响应时间时,可采用准稳态自聚焦理论描述激光传输特性^[18,21]。

PCLP 在非线性介质中的 ABCD 定律^[21]可表示为

$$\frac{1}{q_2(t')} = \frac{C + D/q_1(t')}{A + B/q_1(t')}, \quad (1)$$

式中: A, B, C, D 为非线性介质中光学系统变换矩阵元素; $q_1(t'), q_2(t')$ 分别为非线性介质中入射和出射面上的复参数; t' 为脉冲时间。PCLP 光在非线性介质中的复参数 $q(t')$ 的定义^[21]为

$$\frac{1}{q(t')} = \frac{1}{R(t')} - \frac{i\lambda M^2(t')}{\pi w^2(t')}, \quad (2)$$

式中: λ 为 PCLP 的波长; $R(t'), w(t')$ 和 $M^2(t') = \sqrt{(1 + \alpha^{-2})[1 - \eta(t')]}$ 分别为 PCLP 在非线性介质中的曲率半径、束宽和 M^2 因子。 $\alpha = \sigma_0/w_0 = \sigma(t)/w(t)$ 为 PCLP 的空间相干度,且 α 不随传输距离改变,其中 $t = t' + z/v$ 为实际时间, $v = c/n_0$ 为 PCLP 光在线性介质中的群速度, c 为光速。 σ_0, w_0 分别为 PCLP 的初始空间相干长度和初始束宽, $\sigma(t)$ 为 PCLP 在非线性介质中的空间相干长度。 $\eta(t') = P(t')/P_{cr}$ 为 PCLP 光束诱导介质折射率变化引起的非线性作用与衍射作用之比^[14],其中 P_{cr} 为 PCLP 自聚焦的临界功率, $P(t') = P_0 \exp(-2t'^2/T_0)$ 为脉冲初始功率(P_0 为脉冲峰值光功率, T_0 为初始脉冲宽度)。

大气非线性折射率是高度 z 的函数(非均匀大气),即 $n_2(z) = n_{20} \exp(-z/h)$ ^[4],其中 $h = 6 \text{ km}$, $n_{20} = 5.6 \times 10^{-23} \text{ cm}^2/\text{W}$ 为海平面处非线性折射率。B 积分表示由非线性效应引起的非线性相移^[22],由自聚焦效应引起的光束调制可用 B 积分定量表示^[23]。忽略 B 积分的常数因子,高功率激光上行大气传输 B 积分可表示为 $\int_0^L n_{20} \exp(-z/h) dz \approx n_{20} h$ ^[24],其中 L 为空间碎片高度。由 B 积分的结果可知,高功率激光束从地面到空间碎片的传输可以等效为两段,即在非线性均匀大气中的传输距离 h (高度 h 中是非线性折射率为 n_{20} 的均匀大气)和在自由空间中的传输距离 $L - h$ 。

为了简单起见,设聚焦 PCLP(束腰入射)从地面垂直上行大气传输至空间轨道。PCLP 在非线性均匀大气中传输 ($z \leq h$),其传输变换矩阵为 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} =$

$\begin{bmatrix} 1 - z/F & z \\ -1/F & 1 \end{bmatrix}$,其中 F 为透镜焦距。将 ABCD 矩阵元素和式(2)代入式(1)中,通过复杂运算可得 PCLP 在非线性均匀大气中传输 ($z \leq h$) 的束宽 $w_1(z, t)$ 和曲率半径 $R_1(z, t)$ 满足的方程式为

$$\frac{1}{w_1^2(z, t)} = \frac{F[R_1(z, t) - z]}{w_0^2[(F - z)R_1(z, t)]}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{R_1(z, t)} = \frac{\lambda^2 F M^4(t') z - \pi^2 w_0^2 w_1^2(z, t)}{\pi^2 w_0^2 [(F - z)w_1^2(z, t)]}. \quad (4)$$

联立求解式(3)和式(4),可得 $w_1(z, t)$ 和 $R_1(z, t)$ 的解析表达式,具体结果为

$$w_1^2(z, t) = w_0^2 [S_1(z) + V_1(z, t)], \quad (5)$$

$$R_1(z, t) = \frac{S_1^2(z) + V_1(z, t)}{-S_1(z)/F + V_1(z, t)/z}, \quad (6)$$

式中: $S_1(z) = 1 - z/F$; $V_1(z, t) = z^2/Z_R^2(t')$,其中 $Z_R(t') = k w_0^2 / 2 \gamma^2$ 为 PCLP 在大气非线性介质中的瑞利尺寸, $\gamma(t') = (1 + \alpha^{-2})[1 - \eta(t')]$ 。当 $\eta(t') = 0$ 时, $Z_{R0} = k w_0^2 / [2(1 + \alpha^{-2})^{\frac{1}{2}}]$ 为 PCLP 在真空中的瑞利尺寸。

下面给出 PCLP 在第二段 ($h < z \leq L$) 真空中的传输公式。PCLP 在真空中传输变换矩阵为 $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & z - h \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ 。将 ABCD 矩阵元素和 PCLP 在真空中的 q 参数代入其在线性介质中传输的 ABCD 定律^[14],分离实部和虚部,可得 PCLP 在真空中传输 ($h < z \leq L$) 的束宽 $w_2(z, t)$ 和曲率半径 $R_2(z, t)$ 满足的方程式为

$$\frac{1}{w_2^2(z, t)} = \frac{R_h(t)[R_2(z, t) + h - z]}{w_h^2(t) R_2(z, t)[R_h(t) - h + z]}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{R_2(z, t)} = \frac{\pi^2 w_h^2(t) w_2^2(z, t) + (z - h) \lambda^2 M_{lin}^4}{\pi^2 w_h^2(t) w_2^2(z, t)[R_h(t) - h + z]}, \quad (8)$$

式中: $w_h(t)$ 和 $R_h(t)$ 分别是 PCLP 在 $z = h$ 平面上的束宽和曲率半径[分别在式(5)和式(6)中令 $z = h$ 可得]。联立求解式(7)和式(8),可得 $w_2(z, t)$ 和 $R_2(z, t)$ 的解析表达式,即

$$w_2^2(z, t) = w_h^2(t) [S_2^2(z, t) + V_2(z, t)], \quad (9)$$

$$R_2(z, t) = \frac{S_2^2(z, t) + V_2(z, t)}{S_2(z, t)[1/R_h(t)] + V_2(z, t)/(z - h)}, \quad (10)$$

式中: $S_2(z) = 1 + (z - h)/R_h(t)$; $V_2(z, t) = [(z - h)^2 w_0^4] / [Z_{R0}^2 w_h^4(t)]$ 。令式(9)中 $z = L$,可得 PCLP 在碎片靶面上束宽的解析式为

$$\omega^2(z=L, t) = \frac{4 \left[(L-h)^2 (1+\alpha^{-2}) + L^2 \gamma(t') V_h(t') \right]}{k^2 \omega_0^2 \left[(1-h/L)^2 + V_h(t') \right]}, \quad (11)$$

式中: $V_h(t') = h^2/Z_R^2(t')$ 。当 $T_0 \rightarrow \infty$ 时, 式(9)~(11)简化为部分相干高斯谢尔模型(GSM)光束在稳态自聚焦情况下的结果。

除特别说明, 本研究数值计算参数取为 $\omega_0 = 1.414 \text{ m}$, $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$, $T_0 = 50 \text{ ns}$, $\alpha = 0.7$ 、相对光束功率为 $P_r = P_0/P_{\text{crGS}} = 1500$ 、高斯光束在地面上的自

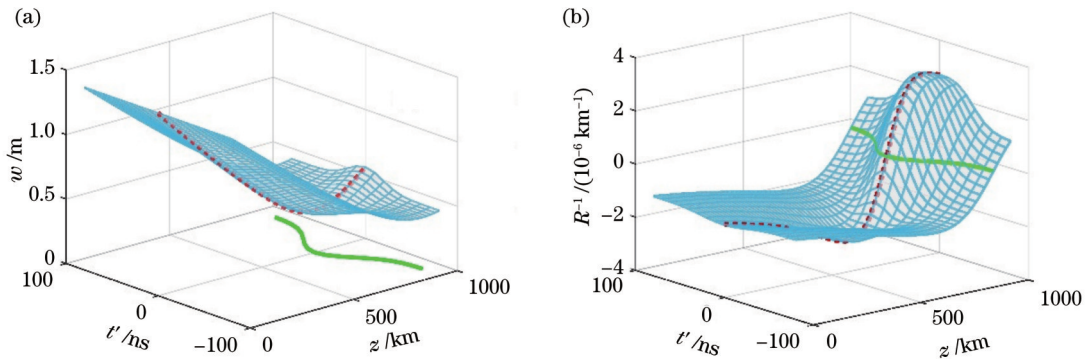


图1 束宽 w 和曲率半径 R 随时间 t' 和传输距离 z 的变化。(a) 束宽 w ; (b) 曲率半径 R

Fig. 1 Beam width w and curvature radius R varying with time t' and propagation distance z . (a) Beam width w ; (b) curvature radius R

3 准稳态与稳态修正焦距

光的衍射效应和自聚焦效应均会导致焦移。同时, 衍射和自聚焦效应越强, 焦移越厉害。根据 $d\omega(z, t)/dz = 0$, 可确定束宽 w 最小值的位置, 即得到实际焦距 $f(t)$ 的解析表达式。对式(9)中的 z 进行一阶求导并令其为零, 可得 $f(t)$ 的解析表达式为

$$f(t) = \frac{1/F + \left[h/Z_{R0}^2 - V_h(t')/h \right]}{1/Z_{R0}^2 + \left[1/F - V_h(t')/h \right]^2}. \quad (12)$$

针对激光清除空间碎片, 透镜焦距 F 至少为碎片高度(如: 1000 km), 而 $h = 6 \text{ km}$, 故 $h \ll F$ 。为了得到简洁的表达式(12), 采用了近似条件 $1 - h/F \approx 1$ 。焦移量为靶面($z = L$)到实际焦点间的距离, 即焦移量为 $\Delta = L - f(t)$ 。不同空间相干度 α 下, PCLP 的焦移量 Δ 随时间 t' 的变化如图2所示。由图2可知, 脉冲峰值功率对应的 Δ 最大, 其物理原因是脉冲峰值功率对应的自聚焦最强, 从而造成的焦移也最大。此外, 图2表明, Δ 随着 α 的增大而减小, 其物理原因是 α 增大, 则光衍射效应减弱, 从而引起焦移量减小。

焦移会导致碎片靶面上光强下降, 不利于空间碎片清除。针对准稳态自聚焦情况, 拟采用准稳态和稳态修正焦距方式, 将实际焦点移近碎片靶面, 从而提高 PCLP 在碎片靶面上的光束质量。对于 PCLP 光束,

聚焦临界功率为 $P_{\text{crGS}} = \lambda^2/(2\pi n_0 n_{20}) = 4.3 \text{ GW}$ 和 $F = L = 1000 \text{ km}$ (空间碎片集中的高度^[17])。

PCLP 束宽 w 和曲率半径 R 随时间 t' 和传输距离 z 的变化如图1所示, 其中虚线是脉冲峰值功率下的对应值。由图1(a)可知, PCLP 在传输过程中 w 存在最小值, w 最小值的位置称为实际焦点位置, 显然该最小值不在碎片靶面上, 即发生了焦移。图1(a)中实线为最小束宽在 $t' - z$ 平面的投影, 图1(b)中实线对应于 $R^{-1} = 0$, 这两者是一致的, 且均对应于实际焦点位置, 即实线代表 PCLP 的实际焦距 $f(t)$ (地面到实际焦点之间的距离)随时间 t' 的变化曲线。

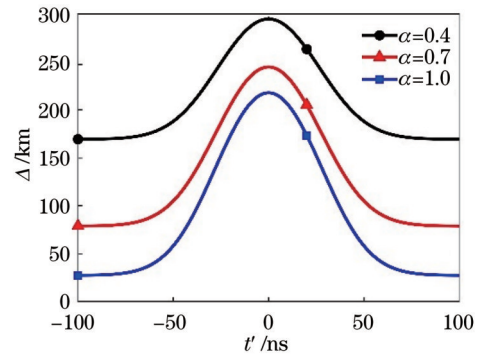


图2 不同空间相干度 α 下焦移量 Δ 随时间 t' 的变化

Fig. 2 Focal shift Δ varying with time t' for different global coherence degrees α

令式(12)中的 $f(t) = L$, 求解该方程可得到修正后透镜焦距 $F_{\text{mod}}(t)$ 的解析式为

$$F_{\text{mod}}(t) = \frac{1/2L - \sqrt{1/4L^2 - 1/Z_{R0}^2 + V_h(t')/h}}{1/Z_{R0}^2 + V_h^2(t')/h^2 + V_h(t')/hL}. \quad (13)$$

当 $T_0 \rightarrow \infty$ 时, 式(13)可简化为稳态自聚焦情况下的修正焦距公式(该修正焦距为一常数, 与时间无关)。式(13)中有平方根, 故该式成立条件为 $Z_{R0} > 2L(\sigma_0 > \sigma_{\text{ocr}} = 4\omega_0 L / \sqrt{k^2 \omega_0^2 - 16L^2})$, 不论是准稳态还是稳态修正都应满足该条件。为了清楚起见, 特说明所涉及的焦距包括透镜焦距(F, F_{mod})和实际焦距 [$f(t)$]。 F

与 F_{mod} 分别对应修正前后透镜的焦距, $R^{-1} = 0$ 与 $d\omega(z, t)/dz = 0$ 均对应实际焦点位置[即可得到实际焦距 $f(t)$]。

实际焦距 $f(t)$ 随着时间 t' 、功率 P_r 和空间相干度 α 而改变, 故修正透镜焦距 $F_{\text{mod}}(t)$ 也随时间 t' 、功率 P_r 和空间相干度 α 改变。不同功率 P_r 和空间相干度 α 的 PCLP 修正焦距 F_{mod} 随时间 t' 的变化如图 3 所示, 虚线

和实线分别对应于采用稳态和准稳态修正焦距的结果。由图 3(a)可知, F_{mod} 随着 P_r 的增大而增大, 其物理原因是: 自聚焦效应随着 P_r 的增大而增大, 实际焦点随着 P_r 的增大在不断远离碎片目标, 进而引起 F_{mod} 随着 P_r 的增大而增大。由图 3(b)可知, F_{mod} 随着 α 的增大而减小, 其物理原因是: 衍射效应随着 α 的增大而减弱, 实际焦点随着 α 的增大不断靠近碎片靶面, 进而引起 F_{mod} 随着 α 的增大而减小。

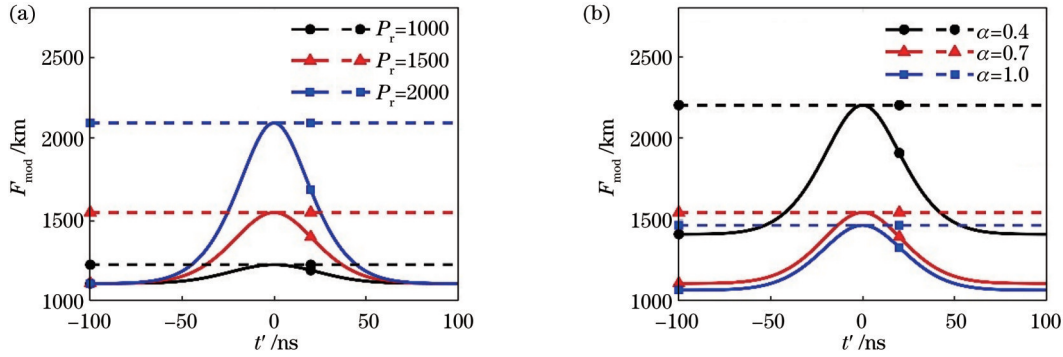


图 3 不同功率和不同空间相干度下修正焦距 F_{mod} 随时间 t' 的变化。(a) 功率; (b) 空间相干度

Fig. 3 Modified focal length F_{mod} varying with time t' under different beam powers and global coherence degrees. (a) Beam power; (b) global coherence degree

令式(9)中 $F = F_{\text{mod}}(t)$, 可得到采用准稳态修正焦距后靶面处束宽的解析式为

$$\omega_{\text{mod}}^2(z = L, t) = \frac{\omega_0^2 L F_{\text{mod}}(t) [1/V_h(t') + 1]}{Z_{R0}^2/V_h(t') + h\eta(t') F_{\text{mod}}(t)/V_h(t')} \quad (14)$$

当 $T_0 \rightarrow \infty$ 时, 式(14)可简化为采用稳态修正后碎片靶面处束宽的解析式。

令式(9)中 $F = F_{\text{mod}}(t)$, 可得到 PCLP 束宽 ω_{mod} 随传输距离 z 和时间 t' 的变化, 如图 4 所示。其中, 图 4(a)和 4(b)分别为采用稳态和准稳态修正焦距的结果, 图中虚线为脉冲峰值功率对应的 ω_{mod} 随 z 的变化曲线。可以发现: 采用稳态修正后, 仅与脉冲峰值功率对应的束腰(对应于束宽最小值)在碎片靶面上, 如图 4(a)所示; 采用准稳态修正后, 整个光脉冲的束腰都在碎片靶面上, 如图 4(b)所示。

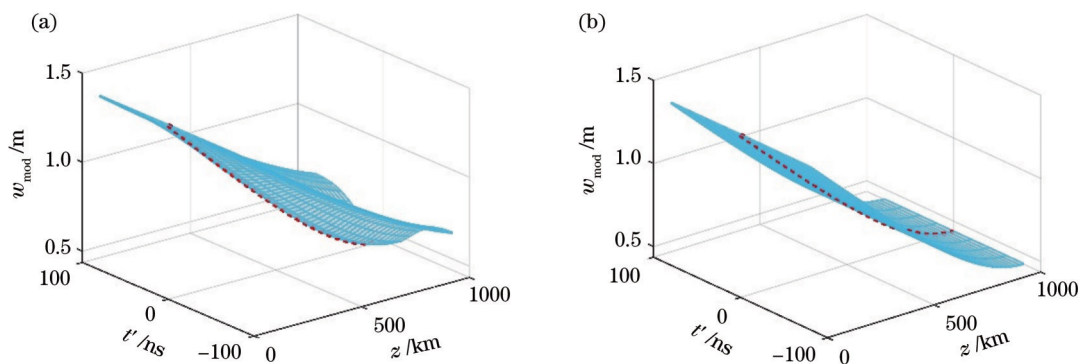


图 4 束宽 w_{mod} 随时间 t' 和传输距离 z 的变化。(a) 稳态修正; (b) 准稳态修正

Fig. 4 Beam width w_{mod} varying with time t' and propagation distance z . (a) Steady-state modification; (b) quasi-steady-state modification

PCLP 在靶面的束宽 $w(z = L)$ 随时间 t' 的变化如图 5 所示, 其中包括未修正、稳态修正和准稳态修正的结果。图 5 表明: 未修正时脉冲峰值功率对应的 $w(z = L)$ 最大; 稳态修正后脉冲峰值功率对应的 $w(z = L)$ 最小; 准稳态修正后 $w(z = L)$ 不随 t' 变化。

在激光脉冲的主峰区域内(如 $-20 \sim 20$ ns), 准稳态修正对应靶面束宽最小, 稳态修正次之, 未修正对应靶面束宽最大, 即采用准稳态修正能获得最小的靶面光斑尺寸, 这有利于空间碎片清除。

$F_{\text{mod}}(t)$ 为修正透镜焦距, 式(13)表明其是时间的

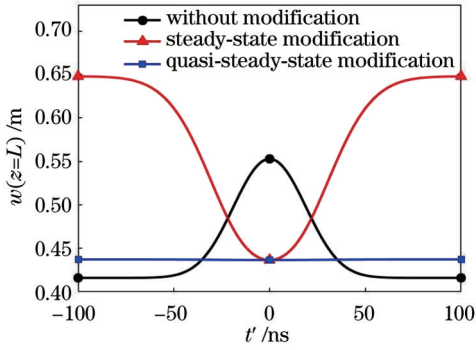


图 5 靶面束宽 $w(z=L)$ 随时间 t' 的变化

Fig. 5 Beam width $[w(z=L)]$ at target surface varying with time t'

函数,但传统光学透镜的焦距固定不变,进而用传统透镜很难实现动态调焦。因此,需要利用纯相位空间光调制器实现动态调焦。

准稳态修正焦距 $F_{\text{mod}}(t)$ 随时间而变化,但传统的光学透镜的焦距固定不变,故用传统透镜不能实现动态调焦。空间光调制器是由计算机编程的一种衍射光学元件,具有响应快、实时调节等优点^[25]。2010

年,林培秋等^[26]提出了一种基于纯位相空间光调制器实现变焦透镜的方法。纯相位空间光调制器可只调节入射光场的相位分布而不改变其振幅分布^[27],其相位调制原理为:利用电控双折射效应改变液晶的有效折射率从而对入射光进行相位调制^[26]。一般液晶空间光调制器的响应时间在 10 ms 左右,该响应时间与液晶材料、液晶层厚度、温度和控制电路有关^[28]。基于铁电液晶的空间光调制器的响应时间仅需数微秒^[25]。随着空间光调制器材料的不断升级,该空间光调制器的响应时间会继续降低。因此,利用纯相位空间光调制器可实现动态调焦。另一方面,稳态修正焦距 F_{mod} 与时间无关,故稳态修正更易实现,但修正效果不如准稳态修正。

4 准稳态修正焦距的适用条件

定义 β 参数为 $\beta = w_{\text{mod}}(z=L, t)/w(z=L, t)$, 其中 $w(z=L, t)$ 与 $w_{\text{mod}}(z=L, t)$ 分别为透镜焦距修正前后碎片靶面上的束宽。显然,只有当 $\beta < 1$ 时,修正才是有意义的。联立求解式(11)、式(14)和 $\beta < 1$, 可以得到修正焦距必须满足的条件为

$$F_{\text{mod}}(t) < \frac{4(1 + \alpha^{-2})[1 - \eta(t')]^2 h^2 L^2 + k^2 w_0^4 (L - h)^2}{k^2 w_0^4 [1 + V_h(t')]^2 L - 4h\eta(t')[\gamma(t')V_h(t')L^2 + (1 + \alpha^{-2})(L - h)^2]} = F_{\text{max}}(t), \quad (15)$$

即修正焦距必须小于其最大值 F_{max} 才能够实现 $\beta < 1$ 。值得注意的是: $Z_{\text{R0}} > 2L$ 是式(13)成立的条件; 在 $Z_{\text{R0}} > 2L$ 条件下, 式(15)是 $\beta < 1$ 成立的条件。

β 随时间 t' 和空间相干度 α 的变化如图 6 所示, 其中灰色平面对应于 $\beta = 1$ 。可以发现, 采用稳态修

正时, 脉冲时间内只有少部分光功率对应的 β 值小于 1, 如图 6(a) 所示, 而采用准稳态修正时, 脉冲时间内大部分光功率对应的 β 值均小于 1, 如图 6(b) 所示。因此, 采用准稳态修正更有利于空间碎片清除。

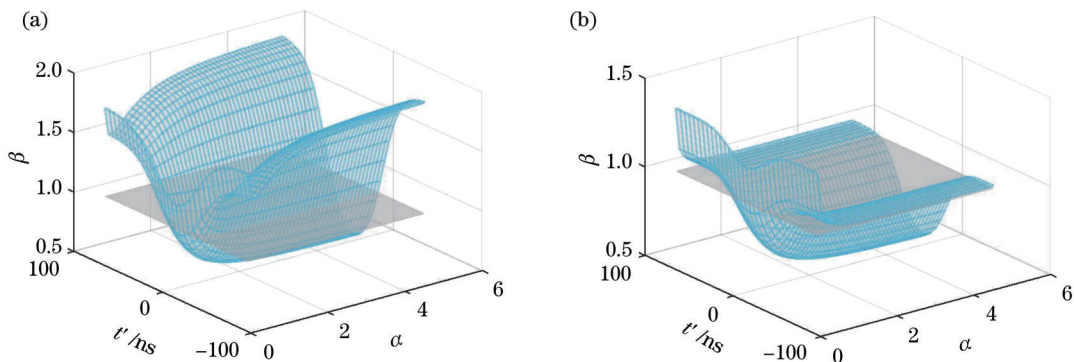


图 6 β 参数随时间 t' 和空间相干度 α 的变化。(a) 稳态修正; (b) 准稳态修正

Fig. 6 β varying with time t' and global coherence degree α . (a) Steady-state modification; (b) quasi-steady-state modification

5 结 论

采用解析方法研究了非均匀大气中准稳态自聚焦效应对空间靶面光束质量的影响, 主要围绕如何减小碎片靶面上光斑尺寸从而提高靶面光强展开了研究。推导出了 PCLP 从地面上行大气传输至空间轨道的束

宽、曲率半径和实际焦距的解析表达式。研究表明, 准稳态自聚焦效应会导致焦移, 使得靶面光斑尺寸增大和光强降低。提出采用准稳态和稳态修正焦距方法, 将实际焦点移动至碎片靶面, 并推导出了 PCLP 的准稳态和稳态修正焦距的解析表达式。另一方面, 研究发现, 将实际焦点移至碎片靶面并不一定会减小靶面

光斑尺寸,只有当修正焦距值小于其最大值,有害的准稳态自聚焦效应才能被有效抑制,从而减小靶面光斑尺寸和提高靶面光强。此外,研究表明,采用准稳态修正方法能获得比稳态修正方法更小的靶面光斑尺寸,但稳态修正方法更易实现。本文研究结果具有重要的理论和实际应用价值。

参 考 文 献

- [1] Campbell J W. Project orion: orbital debris removal using ground-based sensors and lasers[EB/OL]. [2022-08-06]. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19960054373>.
- [2] Esmiller B, Jacqueland C, Eckel H A, et al. Space debris removal by ground-based lasers: main conclusions of the European project CLEANSPACE[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(31): 145-154.
- [3] 洪延姬,金星,王广宇. 激光清除空间碎片方法[M]. 北京:国防工业出版社, 2013.
Hong Y J, Jin X, Wang G Y. Method for remove space debris by laser[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2013.
- [4] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K. The effect of self-focusing on laser space-debris cleaning[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3(4): e159.
- [5] 程俊皓,胡理想,王铁军,等. 飞秒激光诱导多丝产生与调控研究进展[J]. *中国激光*, 2023, 50(14): 1400001.
Cheng J H, Hu L X, Wang T J, et al. Research progress of femtosecond laser-induced multifilament generation and regulation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2023, 50(14): 1400001.
- [6] 曾庆伟,刘磊,胡帅,等. 强飞秒激光在云雾环境中的非线性传输[J]. *光学学报*, 2020, 40(15): 1519001.
Zeng Q W, Liu L, Hu S, et al. Nonlinear propagation of intense femtosecond laser pulses in a foggy and cloudy environment[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(15): 1519001.
- [7] 刘仁德,胡东霞,赵军普,等. 强激光小尺度自聚焦过程的近场强度表征研究[J]. *光学学报*, 2015, 35(S2): s226001.
Liu R D, Hu D X, Zhao J P, et al. Assessment research of small-scale self-focusing in intense laser beam by near-field intensity entropy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(S2): s226001.
- [8] 章礼富,张景贵,钟亥哲,等. 圆孔衍射调制强激光非线性传输实验研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(12): 1202008.
Zhang L F, Zhang J G, Zhong H Z, et al. Experimental study of nonlinear propagation of intense laser with diffraction modulation induced by a circular aperture[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(12): 1202008.
- [9] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H. Self-trapping of optical beams[J]. *Physical Review Letters*, 1964, 13(15): 479-482.
- [10] Kelley P L. Self-focusing of optical beams[J]. *Physical Review Letters*, 1965, 15(26): 1005-1008.
- [11] Xue J Y, Gao H, Zhang N, et al. External focusing dependence of spatial distribution of air lasers during femtosecond laser filamentation in air[J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(8): 081402.
- [12] Li S Y, Jin M X. Group velocity dispersion effect on the collapse of femtosecond laser pulses in air: a revised form for Marburger's law[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(12): 121901.
- [13] Vaseva I A, Fedoruk M P, Rubenchik A M, et al. Light self-focusing in the atmosphere: thin window model[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 30697.
- [14] Wang H, Ji X L, Deng Y, et al. Effect of spatial coherence on laser space-debris removal in the inhomogeneous atmosphere[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2019, 235: 244-249.
- [15] Fan X L, Ji X L, Yu H, et al. Kerr effect on propagation characteristics of Hermite-Gaussian beams[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 23112-23123.
- [16] Deng Y, Wang H, Ji X L, et al. Characteristics of high-power partially coherent laser beams propagating upwards in the turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2020, 28(19): 27927-27939.
- [17] Phipps C R, Baker K L, Libby S B, et al. Removing orbital debris with lasers[J]. *Advances in Space Research*, 2012, 49(9): 1283-1300.
- [18] Lugovoi V N, Prokhorov A M. Theory of the propagation of high-power laser radiation in a nonlinear medium[J]. *Soviet Physics Uspekhi*, 1974, 16(5): 658-679.
- [19] Giuliano C R, Marburger J H. Observations of moving self-foci in sapphire[J]. *Physical Review Letters*, 1971, 27(14): 905-908.
- [20] Vaziri M R R. Describing the propagation of intense laser pulses in nonlinear Kerr media using the ducting model[J]. *Laser Physics*, 2013, 23(10): 105401.
- [21] Wang H, Ji X L, Deng Y, et al. Theory of the quasi-steady-state self-focusing of partially coherent light pulses in nonlinear media[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 710-713.
- [22] Chekalin S V, Kandidov V P. From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation[J]. *Physics-Uspekhi*, 2013, 56(2): 123-140.
- [23] Rubenchik A M, Turitsyn S K, Fedoruk M P. Modulation instability in high power laser amplifiers[J]. *Optics Express*, 2010, 18(2): 1380-1388.
- [24] Zhang Y Q, Ji X L, Zhang H, et al. Self-focusing and group-velocity dispersion of pulsed laser beams in the inhomogeneous atmosphere[J]. *Optics Express*, 2018, 26(11): 14617-14625.
- [25] Cotter L K, Drabik T J, Dillon R J, et al. Ferroelectric-liquid-crystal/silicon-integrated-circuit spatial light modulator[J]. *Optics Letters*, 1990, 15(5): 291-293.
- [26] 林培秋,应朝福,徐展斌,等. 基于纯液相液晶空间光调制器的可变焦透镜的实现[J]. *应用光学*, 2010, 31(3): 376-380.
Lin P Q, Ying C F, Xu Z B, et al. Implementation of controllable zoom lens based on phase-only liquid crystal spatial light modulator[J]. *Journal of Applied Optics*, 2010, 31(3): 376-380.
- [27] Choi M, Choi J. Universal phase-only spatial light modulators[J]. *Optics Express*, 2017, 25(19): 22253-22267.
- [28] Fan Y H, Ren H W, Wu S T. Switchable Fresnel lens using polymer-stabilized liquid crystals[J]. *Optics Express*, 2003, 11(23): 3080-3086.

Influence of Quasi-Steady-State Self-Focusing Effect in Inhomogeneous Atmosphere on Beam Quality at Target Surface

Li Qian, Li Tao, Hu Jing, Ji Xiaoling*

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

Abstract

Objective The risk of spacecraft damage caused by space debris is increasing. The ground-based laser space-debris removal (GBLSDR) is an effective method for removing centimeter-scale space debris in the low-earth orbit region. However, the problem of high-power laser beam propagation through the atmosphere will be encountered by the GBLSDR. For the application of GBLSDR, the beam power is well above the critical power of the self-focusing effect in the atmosphere. Until now, several studies have been carried out to analyze the influence of the self-focusing effect in the atmosphere on the beam quality at the debris target. It is shown that the intensity at the debris target decreases because of the self-focusing effect in the atmosphere. It is found that uniform irradiation at the debris target may be achieved because of the phase modulation caused by the self-focusing effect in the inhomogeneous atmosphere. In addition, the influence of the beam spatial coherence and the beam order on the self-focusing effect in the inhomogeneous atmosphere is also studied. However, these studies are restricted to the steady-state self-focusing effect in the inhomogeneous atmosphere, and they fail to consider the quasi-steady-state self-focusing effect. It is known that a pulsed beam is more suitable for the application of GBLSDR than a continuous wave (CW) laser beam. When the response time of media to the field is much shorter than the pulse width, the self-focusing effect can be called the quasi-steady-state self-focusing effect. Therefore, it is important to study the influence of the quasi-steady-state self-focusing effect in the inhomogeneous atmosphere on the beam quality at the target surface for the application of GBLSDR.

Methods In general, under the standard paraxial approximation, the propagation of a high-power laser beam propagating from the ground through the atmosphere to space orbits can be described by the nonlinear Schrödinger equation. In addition, the B integral is an important characteristic parameter to quantitatively describe the beam quality degradation due to the self-focusing effect. Based on the B integral of a high-power laser beam propagating vertically from the ground through the atmosphere to the debris target, the beam propagation model can be simplified as two stages, i. e. , nonlinear propagation in the homogeneous atmosphere and linear propagation in a vacuum. According to the simplified beam propagation model, the influence of the quasi-steady-state self-focusing effect of a partially coherent light pulse (PCLP) propagating in the inhomogeneous atmosphere on the beam quality at the target surface is studied analytically.

Results and Discussions In this study, the analytical expressions [Eq. (9), Eq. (10), and Eq. (12)] for the beam width, curvature radius, and actual focal length of a PCLP propagating from the ground through the atmosphere to the space orbit are derived, respectively. It is shown that the focal shift will take place because of the quasi-steady-state self-focusing effect, which results in an increase in the spot size on the debris target (Fig. 1). In order to suppress the quasi-steady-state self-focusing effect, the quasi-steady-state and steady-state modification methods are proposed. Furthermore, the analytical expression [Eq. (13)] for the modified focal length of the quasi-steady-state and steady-state modification methods is derived, and the applicable condition of the modified focal length is given [Eq. (15)]. It is shown that the spot size on the space-debris target decreases under the quasi-steady-state and steady-state modification methods, and smaller spot size on the space-debris target can be achieved by the quasi-steady-state modification method (Fig. 5).

Conclusions In order to reduce the spot size and increase the laser intensity on the space-debris target (i. e. , improve the beam quality on the target), the influence of the quasi-steady-state self-focusing effect of a PCLP propagating in the inhomogeneous atmosphere on the beam quality at the target surface is studied analytically in this study. The analytical expressions for the beam width, curvature radius, and actual focal length of a PCLP propagating from the ground through the atmosphere to the space orbit are derived, respectively. The focal shift takes place because of the quasi-steady-state self-focusing effect, which results in an increase in the spot size on the debris target. The quasi-steady-state and steady-state modification methods are proposed to suppress the quasi-steady-state self-focusing effect. It is found that a smaller spot size on the space-debris target can be achieved by the quasi-steady-state modification method. However, in practice, the steady-state modification method is easier to be performed than the quasi-steady-state modification method.

Key words atmospheric optics; quasi-steady-state self-focusing effect; laser propagation in atmosphere; partially coherent light pulse; spot size at target surface