

# 聚焦光束大气传输光束扩展定标规律的数值分析<sup>\*</sup>

黄印博<sup>†</sup> 王英俭

(中国科学院安徽光学精密机械研究所,合肥 230031)

(2005 年 8 月 25 日收到,2006 年 7 月 26 日收到修改稿)

选取多种典型激光传输条件下的计算参量,对平台光束聚焦大气传输湍流热晕相互作用引起的光束扩展进行了数值分析.热畸变的产生是在快速变化的湍流扩束作用之后,在此假定的基础上,建立了描述聚焦光束大气传输光束扩展与大气传输特征物理参量的定标关系.在了解激光发射系统的特征参量和大气传输效应的特征参量之后,即可由定标关系迅速判断激光大气传输的效果,从而为激光工程系统的参量优化设计及其应用效能评估提供依据.

关键词:湍流效应,热晕效应,光束扩展,定标规律

PACC:9265R,4220

## 1. 引 言

当激光在大气中传输时,大气湍流造成的折射率起伏导致激光波阵面的畸变,破坏了激光的相干性,而相干性的退化可能会严重削弱激光的光束质量,并引起光束的随机漂移.激光能量在光束截面上的重新分布(如扩展、畸变和破碎)一定接收面积上光束的强度起伏(闪烁)等,这些现象统称为大气湍流效应.另外,由于大气吸收激光能量而被加热同样会引起折射率的改变,这相当于在传输光路上形成一系列发散的“热透镜”,从而使传输光束发生偏折、畸变及扩展等.特别当发射激光的功率较高时,这种自诱导非线性热晕效应对光束的影响更为显著<sup>[1-3]</sup>.

激光大气传输湍流效应、热晕效应以及湍流热晕相互作用的各种现象及其基本规律都是激光大气传输研究的重要问题<sup>[4-8]</sup>.就具体工程应用而言,所关注的是这些激光大气传输效应究竟会给实际的激光工程应用带来多大的影响,如对光斑扩展、焦平面平均功率密度等重要参量影响的定量关系.由于激光大气传输各种效应以及实际大气的复杂性,难以获得解析关系式,从而往往很难给出定量的回答.为此,国内外众多研究人员都在致力于寻求定量计算

和评价大气对激光工程应用影响的定标关系.目前关于描述激光大气传输效果的定量关系,国内外公开的报道都不多,而且在一些有限的文献资料<sup>[1,2,5]</sup>中,总结的也多是定性的或半定量的关系.为此,我们在自行建立的激光大气传输数值仿真软件平台以及实验平台上进行了大量的数值仿真与定标实验,以寻求激光大气传输效果(光束扩展和平均功率密度)与大气传输特征物理参量的定量关系.

在工程应用中,一般情况下光束扩展半径通常是指长曝光光斑半径.激光在大气中传输时,接收平面处的激光光斑是时刻漂移的,而且受大气传输效应的影响,任一短曝光光斑图像还会存在光斑的破碎、畸变等,但对长曝光光斑图像而言,因光斑漂移引起的累加效果会形成比短曝光光斑更大的弥散斑,这通常称之为长时扩展.另外,从大量的数值计算及实验结果看,由于光束随机抖动(包括发射系统跟瞄误差)和高阶波像差的作用,即使是平台光束(均强圆形光束),其焦平面处长曝光光斑光强分布一般都偏离 Airy 斑,而更接近于高斯分布<sup>[5]</sup>.基于一般情况下的工程应用考虑,本文着重关注光束扩展这一整体平均特征量,并使用长曝光光强分布 63.2% 包围能量半径所对应的光束质量因子  $\beta$  来评价激光传输到焦平面(或远场)的能量集中度.另一个大气传输效果特征参量——平均功率密度  $I_p$  也

<sup>\*</sup> 国家高技术研究发展计划(批准号:A825021, A825011)和中国科学院合肥物质科学研究院计算科学中心(批准号:0330405002-7)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: ybhuang@aiofm.ac.cn

是指 63.2% 环围能量半径对应范围内的平均功率密度.

## 2. 理论分析

通常认为, 大气湍流对热晕效应的影响主要表现为随机变化的温度场或密度场所产生的折射率的随机扰动导致光束发生扩展, 从而改变其光强分布, 而热晕效应与光强分布又是密切相关的, 因此湍流扩展将直接影响这种自诱导热畸变效应. 下面我们将着重讨论这种湍流扩束效应与整束热晕效应的相互作用.

热晕效应特征频率(稳态热晕特征时间的倒数)的定义为  $f_{TB} = V/2a$ , 其中,  $V$  是横向平均风速,  $a$  为光束半径. 对准直光束传输而言, 特别是当光束 Fresnel 数  $N_F \geq 1$  时, 传输路径上光束半径的变化不大, 均可认为是初始的光束半径  $a$ , 但对聚焦光束而言, 特征频率将随传输距离的改变而变化, 因此通常以无畸变的焦平面光斑半径作为特征半径  $a$ . 当湍流热晕相互作用时, 由于随机扰动的湍流场频率范围很宽(其特征频率可认为  $\bar{f}_{tur} \approx V/r_0$ , 其中  $r_0$  为大气相干长度<sup>[4,51]</sup>), 因此无法用解析的方法求解这种复杂的相互作用, 但可作以下两种近似讨论.

首先, 当  $\bar{f}_{tur}$  远大于  $f_{TB}$  时, 可以近似认为热畸变是在快速变化的湍流扩束作用之后产生的. 对初始光强为高斯分布的光束而言, Smith<sup>[11]</sup>和 Gebhard<sup>[21]</sup>将湍流热晕相互作用下热畸变光束的峰值光强  $I_{G1}$  归结为如下经验公式:

$$I_{G1} = \frac{P}{1 + 0.0625 N^2(a_f)} \frac{1}{\pi a_f^2(z)} \quad (1)$$

(1) 式还可以改写成

$$I_{G1} = \frac{P}{\pi a_d^2 + \pi a_j^2 + \pi a_i^2 + \pi a_{TBC1}^2} \quad (2)$$

$$a_{TBC1}^2 = 0.0625 N^2(a_f) a_f^2(z) \quad (3)$$

式中,  $P$  为到达焦平面  $f$  处的功率;  $a_f(z)$  为焦平面处湍流及光束抖动作用下的光斑半径, 并且满足  $a_f^2(z) = a_d^2 + a_j^2 + a_i^2$ , 其中  $a_d$ ,  $a_j$  和  $a_i$  分别为衍射光斑半径、光束抖动和湍流扩束所引起的光斑扩展半径;  $a_{TBC1}$  则可以认为是在湍流扩束之后热畸变效应所导致的光斑扩展半径.(3) 式中的  $N$  为广义光束热畸变参量, 通常用以描述聚焦光束传输热晕效应的强弱, 其定义为(本文不考虑传输光束的旋转及扫描)<sup>[1-3]</sup>

$$N = N_C f(N_E) q(a_0/a_f) \quad (4)$$

$$f(N_E) = (2/N_E^2) [N_E - 1 + \exp(-N_E)] \quad (5)$$

$$q\left(\frac{a_0}{a_f}\right) = \left[ 2\left(\frac{a_0}{a_f}\right)^2 / \left(\frac{a_0}{a_f} - 1\right) \right] \times \left[ 1 - \ln \frac{a_0}{a_f} / \left(\frac{a_0}{a_f} - 1\right) \right] \quad (6)$$

式中,  $a_0/a_f$  表征无畸变光束的聚焦程度,  $a_0$  为初始光束半径. 对高斯光束而言,  $a_0/a_f = ka_0^2/z$  即为光束的 Fresnel 数  $N_F$ .

再者, 如果  $\bar{f}_{tur}$  远小于  $f_{TB}$ , 则认为湍流效应与热晕效应是相互独立的, 可以利用均方和关系来计算总的光斑半径. 热畸变光束的峰值光强  $I_{G2}$  满足下列关系:

$$I_{G2} = \frac{P}{\pi a_d^2 + \pi a_j^2 + \pi a_i^2 + \pi a_{TBC2}^2} \quad (7)$$

$$a_{TBC2}^2 = 0.0625 N^2(a_d) a_d^2(z) \quad (8)$$

$a_{TBC2}$  是在没有湍流作用时热畸变效应所导致的光斑扩展半径.

由以上两个计算峰值光强的公式(2)(7)可以看出, 它们的差别仅在于  $a_{TBC1}$ ,  $a_{TBC2}$ , 而且由于  $a_f > a_d$ , 因此  $N(a_f(z)) < N(a_d(z))$ , 即高频湍流扩束虽然会使峰值光强下降, 但其减弱了热畸变效应, 从而起到了补偿湍流扩展所导致的峰值光强下降的作用. 另外, 从广义光束热畸变参量  $N$  的表达式出发也可看出, 特别是在  $N_F \gg 1$  时, 由于  $N(a) \propto 1/a$ , 在(2)(7)式两种情况下  $a_{TBC1}$  与  $a_{TBC2}$  实际上是很接近的. 因此, 通常认为大气湍流对整束热畸变效应的影响与湍流频率无关. Smith<sup>[11]</sup>和 Gebhard<sup>[21]</sup>对激光大气传输湍流热晕的相互作用进行了数值模拟和实验研究, 并且利用上述两种近似方法得到了一致的结果. 其实, 这主要是因为对高斯光束传输的非线性热晕效应而言, 其与热畸变参量  $N$  呈平方的关系, 即  $I_G = 1/(1 + 0.0625 N^2)^{1-3}$ . 由于均方和半径的分析方法更为简便, 而且与此相应的光束质量因子也满足形如以下的均方和关系:  $\beta^2 = \beta_0^2 + \beta_j^2 + \beta_i^2 + \beta_{TB}^2$  (热晕扩展项  $\beta_{TB}^2 = AN^2$ ), 因此被广泛采纳并用以分析抖动、湍流等线性效应与非线性热晕效应的相互作用.

对于我们更为关注的平台光束而言, 由于相对峰值光强  $I_u$  近似为  $I_u = 1/(1 + 0.09 N^{1.22})^{1-3}$ , 即其与热畸变参量  $N$  并不是呈平方的关系, 热晕扩展项也不能简单地采用形如  $\beta_{TB}^2 = AN^2$  的形式. 不过我们

仍然可以采用第一种近似方法,即假定湍流特征频率  $\bar{f}_{ur}$  远大于  $f_{TB}$ ,近似认为热畸变是在湍流扩束作用之后产生的,因此平台光束热畸变后的峰值光强可以用下式进行描述:

$$I_u = \frac{P}{\pi a_d^2 + \pi a_j^2 + \pi a_i^2 + \pi a_{TBu}^2}, \quad (9)$$

$$a_{TBu}^2 = 0.09N^{1.22}(a_f/a_i)^2(z). \quad (10)$$

此时广义光束热畸变参量  $N$  中的  $a_0/a_f$  定义为有效的光束 Fresnel 数  $N_{Fe}$ ,而且按上述分析可知  $a_f = \sqrt{a_d^2 + a_j^2 + a_i^2} = a_{0.632} \sqrt{\beta_0^2 + \beta_j^2 + \beta_i^2} = \beta a_{0.632}$ ,其中  $a_{0.632}$  为实心平台光束真空传输焦平面处 Airy 斑光强分布的 63.2% 环围能量半径,因此有效 Fresnel 数  $N_{Fe} = N_F/2.1\beta^{0.91}$ .

综合以上分析,对平台光束大气传输的湍流热晕相互作用,由(9)式可知,总的光斑扩展半径  $a_{TT}$  可以表示为

$$a_{TT}^2 = a_f^2 + a_{TBu}^2 = a_f^2(1 + AN^B). \quad (11)$$

而相应的光束质量因子  $\beta_{TT}$  则应该满足

$$\beta_{TT}^2 = 1 + AN^B. \quad (12)$$

这里  $\beta_{TT}(=a_{TT}/a_f)$  定义为湍流热晕相互作用下的 63.2% 的环围能量半径与线性效应引起的 63.2% 的环围能量半径之比.下面我们将利用数值模拟的方法验证这种关系用来描述激光大气传输效果的可行性,并确定拟合参量  $A, B$ .

### 3. 数值分析

在数值计算分析中,我们选取了多种典型激光传输条件下的计算参量,主要包括:整束光束 Fresnel 数  $N_F$  分别为 3.0, 13.0, 28.0, 74.0 和 215.0;大气消光数  $N_E$  分别为 0.17, 0.24 和 0.35;初始光束质量因子  $\beta_0$  分别为 1.0, 2.3 和 5.2;发射系统孔径遮拦比  $\epsilon$  分别为 0.0 和 0.5;发射系统单轴跟踪误差  $\sigma_i$  分别为 0, 2.5, 5.0 和 7.5  $\mu\text{rad}$ <sup>[5, 10, 11]</sup>.

图 1 为不同典型计算参量下湍流热晕相互作用时,光束质量因子  $\beta_{TT}$  随热畸变参量  $N$  的变化关系.由图 1 可知,不同计算条件所对应的光束质量因子随热畸变参量的变化趋势是一致的.当热畸变参量  $N$  大于 1.0 时,不同整束 Fresnel 数  $N_F$  对应的光束质量因子  $\beta_{TT}$  有所差别,但是  $\beta_{TT}^2 = 1 + AN^B$  的这种关系仍不失为有效评价湍流热晕相互作用光束扩展的一种方法.至于当热畸变参量  $N$  大于 1.0 时,同一

特征参量不同计算条件下所对应的光束质量因子的差别,主要表现是整束 Fresnel 数  $N_F$  较大时,其光束扩展也越大.其实,在单纯的热晕效应的数值模拟中也存在这一现象<sup>[1-3]</sup>.这主要是因为 Fresnel 数  $N_F$  越大,光束聚焦能力就越强,特别是在热畸变参量较大时,其受到热畸变效应的影响相对也越严重.

再者,由图 1 可见,除 Fresnel 数  $N_F < 13.0$  时  $\beta_{TT}$  偏离较大外,对于  $N_F > 28.0$  的强聚焦光束,拟合参量  $A \approx 0.636, B \approx 1.558$  即对平台光束传输湍流热晕相互作用引起的光束扩展可由下式进行定量估算:

$$\beta_{TT}^2 = 1 + 0.636N^{1.558}. \quad (13)$$

当然,对于要求更高的定量计算分析,还应针对具体系统参量进行更为详细的计算,以便更准确地确定  $A, B$  的值.

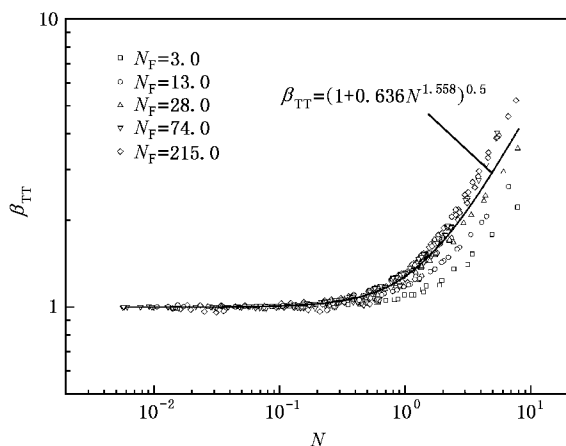


图 1 湍流热晕相互作用下光束质量因子  $\beta_{TT}$  随热畸变参量  $N$  的变化关系

在激光大气传输的工程应用中,我们不但关心焦平面处 63.2% 环围能量半径的扩展,而且更为关注该半径范围内平均功率密度.因此,下面将进一步讨论焦平面处 63.2% 环围能量半径范围内的平均功率密度  $I_p$  与大气传输特征物理参量的定标关系.由平均功率密度  $I_p$  的定义以及(11)式可知,

$$I_p = \frac{P_f}{\pi a_{TT}^2} = \frac{P_0 T}{\pi a_f^2 [1 + 0.636N^{1.558}(a_0/a_f)]}, \quad (14)$$

式中,  $P_f, P_0$  分别为到达焦平面处的激光功率及初始发射功率,而大气透过率  $T$  与消光数  $N_E$  则满足:  $T = \exp(-N_E)^{1-3}$ ;  $a_{0.632} = 0.68\lambda L/D$ . 上述关系再

结合大气传输线性效应所引起的光束扩展的定标关系<sup>[9,10]</sup>  $\beta^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 6.8(\sigma_i/\sigma_0)^2$ , 则(14)式可以改写为

$$I_p = 0.69 \exp(-N_E) \frac{P_0 D^2}{\lambda^2 L^2} \times \frac{1}{\beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 6.8(\sigma_i/\sigma_0)^2} \times \frac{1}{1 + 0.636 N^{1.558}} \quad (15)$$

因此, 当我们知道了激光发射系统的特征参量(如激光发射波长  $\lambda$ 、发射孔径  $D$ 、初始发射功率  $P_0$ 、传输距离  $L$ 、系统单轴跟踪误差  $\sigma_i$ 、初始光束质量因子  $\beta_0$  等)以及大气传输效应的特征参量(如大气消光数  $N_E$ 、湍流效应特征参量  $D/r_0$ 、湍流热晕相互作用下的热畸变参量  $N$  等), 就可以由定标关系(13)、(15)式迅速了解焦平面处 63.2% 环围能量半径的大小及其对应范围内的平均功率密度, 从而为激光工程系统的参量优化设计及其应用效能评估提供依据。

## 4. 讨 论

本文仅着重讨论了整束热晕效应与湍流效应相互作用下光束扩展的定标关系, 但是在一定的热晕强度下, 当湍流热晕相互作用时, 光束中高空间频率扰动受激将不断增强, 从而可能形成小尺度热晕(扰动尺度相对光束尺度而言较小)的不稳定性<sup>[4,5]</sup>, 并且随传输时间及传输距离的增加, 小尺度相位起伏和振幅起伏也将迅速增长。此时, 图 1 中的结果只能给出一个传统意义上的扩展。关于光束扩展这个传统的特征量与小尺度热晕特征参量的定标关系, 需要我们做更进一步的补充分析, 从而使本文所得的定标关系对激光工程应用提供更有意义的指导。比如可以考虑引入新的定标参量或在所得定标关系的基础上加以修正, 进而考虑湍流热晕相互作用不稳

定性对激光大气传输的影响。

对更强传输效应下的激光大气传输的效果也需要进行补充计算, 这无疑将对数值计算参量的选取提出更为严格的要求, 如需要选择更小的网格间距、更多的网格点数, 甚至需要布置更多的相位屏等, 但这必然会大大降低数值仿真程序的运行速度。因此, 如何在保证计算精度的同时, 又能提高计算效率显得尤为重要<sup>[12]</sup>。同时我们还需要寻求新的数值计算方法, 以便更为准确地模拟强传输效应下激光大气传输的效果, 从而进一步完善描述激光大气传输的定标规律和统计模型<sup>[7]</sup>。当然, 本文所得到的描述激光大气传输效果的定标关系还需要作进一步的实验验证。

## 5. 结 论

本文选取了多种典型激光传输条件下的计算参量, 并在我们自行建立的激光大气传输数值仿真软件平台上, 对平台光束聚焦大气传输湍流热晕相互作用引起的光束扩展进行了大量的数值模拟。建立了描述聚焦光束大气传输光束扩展与大气传输特征物理参量的定标关系, 即对湍流热晕相互作用引起的光束扩展可由关系式  $\beta_{Tr}^2 = 1 + 0.636 N^{1.558}$  进行定量估算, 而相应半径范围内平均功率密度则满足

$$I_p = 0.69 \exp(-N_E) \frac{P_0 D^2}{\lambda^2 L^2} \times \frac{1}{\beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 6.8(\sigma_i/\sigma_0)^2} \times \frac{1}{1 + 0.636 N^{1.558}}$$

因此, 一旦了解激光发射系统的特征参量和大气传输效应的特征参量, 就可由上述两个定标关系迅速判断激光大气传输的效果, 从而为激光工程系统的参量优化设计及其应用效能评估提供依据。

[1] Smith D C 1977 *Proc. IEEE* **65** 1679

[2] Gebhardt F G 1976 *Appl. Opt.* **15** 1479

[3] Gebhardt F G 1990 *Proc. SPIE* **1221** 2

[4] Gong Z B 1998 *J. Quantum Electron.* **15** 114 (in Chinese) [龚知本 1998 量子电子学报 **15** 114]

[5] Wang Y J 1996 *Ph. D. Thesis* (Hefei: Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [王英俭 1996 博士学位论文(合肥:中国科学院安徽光学精密机械研究所)]

[6] Ji X L, Xiao X, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 952 (in Chinese) [季小玲、肖希、吕百达 2004 物理学报 **53** 952]

[7] Chen J Y, Chen S G, Wang G R 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3123 (in Chinese) [陈京元、陈式刚、王光瑞 2005 物理学报 **54** 3123]

[8] Ji X L, Huang T X, Lü B D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 978 (in Chinese) [季小玲、黄天星、吕百达 2006 物理学报 **55** 978]

[9] Huang Y B, Wang Y J 2005 *Acta Opt. Sin.* **25** 152 (in Chinese) [黄印博、王英俭 2005 光学学报 **25** 152]

- [ 10 ] Huang Y B , Wang Y J 2004 *Proc . SPIE* **5639** 65 光与粒子束 **17** 321 ]
- [ 11 ] Liu J G , Huang Y B , Wang Y J 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 321 ( in Chinese ) 刘建国、黄印博、王英俭 2005 强激 [ 12 ] Huang Y B , Wang Y J 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1 ( in Chinese ) 黄印博、王英俭 2005 强激光与粒子束 **17** 1 ]

## Numerical analysis of the scaling laws about focused beam spreading induced by the atmosphere \*

Huang Yin-Bo<sup>†</sup> Wang Ying-Jian

( *Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031 , China* )

( Received 25 August 2005 ; revised manuscript received 26 July 2006 )

### Abstract

Using typical sets of numerical parameters under characteristic laser beam propagation conditions , focused beam spreading induced by atmospheric turbulence and thermal blooming is analyzed by numerical simulation. In the analysis of the combined effect , we assume that the thermal blooming effect arises in consequence of the increase in beam radius induced by atmospheric turbulence and beam jitter. The scaling relations between the laser propagation effects and characteristic parameters describing the propagation in atmosphere are obtained. Based upon these relations , we can efficiently estimate atmospheric propagation effects and learn the performance of a particular system design under various environmental conditions , as well as conduct laser system design optimization.

**Keywords** : turbulence effects , thermal blooming effects , beam spreading , scaling laws

**PACC** : 9265R , 4220

\* Project supported by the National High Technology Development Program of China ( Grant No. A825021 , A825011 ) and Center for Computational Science of Hefei Institutes of Physical Sciences , Chinese Academy of Sciences ( Grant No. 0330405002-7 ).

<sup>†</sup> E-mail : ybhuang@aiofm.ac.cn