

# 远场激光瞄准过程中光束扩展的影响分析

吕宏, 高明

(西安工业大学光电工程学院, 陕西 西安 710032)

**摘要:**基于修正的 Von Karman 湍流谱和 Hufnagel-Vally 湍流模型上的近似积分理论, 结合一种激光光轴瞄准偏差测试系统, 利用激光光斑远场实验数据, 在一定气象条件下, 研究了不同传输距离和波束扩展的变化关系, 进而分析了高斯脉冲光束在湍流大气中远场传播时的波束扩展对激光瞄准精度的影响。该研究可为激光光斑瞄准偏差补偿方案的优化设计提供科学依据。

**关键词:**高斯波束; 大气环境; 瞄准; 光束扩展

**中图分类号:** O43      **文献标识码:** A

## Effect of the beam spreading on the laser pointing in far-field

LÜ Hong, GAO Ming

(School of Optoelectronic Engineering, Xi'an Technological University, Xi'an 710032, China)

**Abstract:** Based on the analysis of the integrals theory with the modified Von Karman spectrum model and the Hufnagel-Valley turbulence profile mode, the article combines a laser spot pointing error compensation system, and adequately using the laser spot far-field experiment data, the relationship between various transmission distances and the beam spreading in certain weather conditions is studied, and then the effect of beam spreading on the laser pointing accuracy were analyzed when the pulsed Gaussian-beam propagation through atmosphere turbulence. A scientific basis for the optimum design of the laser spot pointing error compensation scheme is provided.

**Key words:** Gaussian-beam; atmosphere environment; pointing; beam spreading

### 1 引言

激光用于瞄准的准确度很大程度上决定了制导武器系统的跟踪准确度和命中率, 然而由于激光在大气中传输时, 大气湍流造成的折射率起伏会导致激光波阵面的畸变, 破坏激光的相干性, 从而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, 产生如扩展、畸变和破碎等现象, 当激光功率足够大时, 还会产生非线性的热晕现象<sup>[1-3]</sup>。由于温度、气压和水汽压等参数的影响而引起空气折射率的随机起伏形成湍流场, 使激光制导武器的高精度跟瞄系统的技术性能大大降低, 对于强激光系统, 还会导致目标上的光斑扩大, 特别是当光束直径与湍流尺寸相当或比湍流尺寸大时, 由于光束截面内包含有许多的湍流漩涡, 传输光

束达到接收端时会产生扩展效应, 会影响瞄准精度而产生瞄准偏差<sup>[4]</sup>。

通过分析高斯光束在湍流大气中传输的平均光强分布及其扩展特性, 并通过仿真和远场实验, 对结果进行分析, 并结合实验数据, 对激光光轴偏差测试系统进行改进, 以便提高激光光轴瞄准偏差测试系统的瞄准精度。

### 2 实验系统

实验设计的激光光轴偏差测试系统结构如图 1

基金项目: 基础科研项目 (No. B2220061084) 资助。

作者简介: 吕宏 (1975 -), 男, 助教, 博士生, 主要研究方向激光大气传输理论及光通信技术。E-mail: lvhongmailbox@126.com

收稿日期: 2009-04-21; 修订日期: 2009-06-07

所示。激光器为大功率 YAG 晶体编码激光器,波长 1.06 μm,激光脉冲半功率点全宽度为 (10 ± 2) ns,脉冲能量 ≥ 400 mJ,激光光束发散角不大于 0.7 mrad(经望远镜扩束)。照明系统产生的激光束会在靶标上形成光斑,该光斑由于受到大气湍流的

影响而随机扰动,实验选用对 1.06 μm 波长有响应能力的近红外 CCD,为了确保进入 CCD 的光能量增强,采用了大口径光学镜头。在 CCD 拍摄过程中,为了避免日光等其他杂散光的干扰,在光学镜头前方加装了对 1.06 μm 波长窄带滤光片。

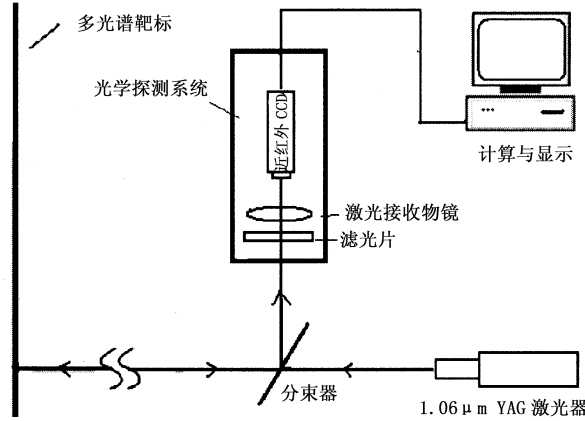


图1 激光光轴瞄准偏差测试系统结构示意图

Fig.1 the block diagram of the laser axis error measuring system

### 3 高斯波束在大气湍流中的传输

高斯波束在自由空间中传输满足 Helmholtz 方程:

$$\nabla^2 U_0 + k^2 U_0 = 0 \quad (1)$$

其中,  $k = 2\pi/\lambda$  是空间波数;  $\lambda$  是波长;  $U_0$  是波的复振幅;  $\nabla^2$  是 Hamilton 算符。在发射平面处低阶高斯波束模型可以表示为:

$$U(0, \vec{\rho}_0) = \exp\left[-\frac{1}{2}(k\alpha)\rho_0^2\right] \quad (2)$$

式中,  $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i = \lambda/\pi w_0^2 + i/R_0$ ;  $w_0$  是发射平面的波束束腰半径;  $R_0$  为波前曲率半径;  $\vec{\rho}$  为  $z = 0$  平面上的坐标。当光束由  $\vec{\rho}_0(z = 0)$  处沿着  $z$  方向传输到  $\vec{\rho}_1(z = L)$  处,光场的表达式可由推广的 Huygens-Fresnel 原理得到:

$$U(L, \vec{\rho}_1) = \frac{ke^{ikL}}{2\pi iL} \int U(0, \vec{\rho}_0) \exp\left[\frac{ik|\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0|^2}{2L} + \phi(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_0)\right] d\vec{\rho}_0 \quad (3)$$

其中,  $\phi(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1)$  为大气湍流导致的相位变化<sup>[6]</sup>。

考虑初始场的起伏与随机介质的起伏是统计独立,其平均场可表示为:

$$\langle U(L, \vec{\rho}_1) \rangle = \frac{ke^{[ik(L + \frac{(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0)^2}{2L})]}}{2\pi iL} \cdot$$

$$\int \langle U(0, \vec{\rho}_0) \rangle \langle \exp[\phi_1(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_0)] \rangle d\vec{\rho}_0 \quad (4)$$

此处引入一个中间变量:

$$h(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1) = \exp\left[ikL + \frac{ik}{2L}(\vec{\rho}_0 - \vec{\rho}_1)^2\right]/i\lambda L \quad (5)$$

则式(4)可以表示为:

$$\langle U(L, \vec{\rho}_0) \rangle = \int h(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1) \langle U(0, \vec{\rho}_1) \rangle \langle \exp[\phi_1(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1)] \rangle d\vec{\rho}_1 \quad (6)$$

在观察处  $(L, \vec{\rho}_1)$  的强度为:

$$I(\vec{\rho}_1) = \langle U(L, \vec{\rho}_1) U^*(L, \vec{\rho}_1) \rangle \quad (7)$$

将式(3)代入式(7)有:

$$I(\vec{\rho}_1) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \iint d^2\rho_0 h^*(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1) \langle U(0, \vec{\rho}_0) U^*(0, \vec{\rho}_0) \rangle \langle \exp[\phi(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_0) + \phi^*(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_0)] \rangle \quad (8)$$

也可表示为:

$$I(\vec{\rho}_0) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \iint d^2\rho_1 \Gamma_0(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}'_1) M_T(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1) \quad (9)$$

其中,  $\Gamma_0(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_0)$  为初始场  $U$  的互相关函数;  $\Gamma_0(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_0) = \langle U(0, \vec{\rho}_0) U^*(0, \vec{\rho}_0) \rangle$ ;  $M_T(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1)$  为大气湍流的调制传递函数 (MTF):

$$M_T(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1) = \langle \exp[\phi(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1) + \phi^*(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1)] \rangle \quad (10)$$

### 4 高斯波束在湍流大气中的扩展

激光束在湍流大气中的斜程传输中,由于斜程传输路径上大气结构常数是不均匀的,会受到诸如风速、温度、气压等众多因素的影响,其分布一般是高度变化的函数,随高度变化的大气结构常数模型如式(11)所示<sup>[5]</sup>:

$$C_n^2(h) = 8.148 \times 10^{-56} v_{RMS}^2 h^{10} e^{-h/1000} + 2.7 \times 10^{-16} e^{-h/1500} + C_0 e^{-h/100} \quad (11)$$

其中,  $v_{RMS} = \sqrt{v_g^2 + 30.69v_g + 348.91}$ , 是垂直路径均方根风速;  $v_g$  是近地面风速;  $h$  是地面以上的高度;

$C_0$  是地平面附近的大气结构常数,其典型值为  $1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。

对于大气湍流的调制传递函数 (MTF)  $M_T(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1)$ ,在弱起伏范围内,即在  $k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} < 1$  的情况下,  $\phi$  可以认为是 Gauss 变量,通过近似处理,式(10)可写成:

$$M_T(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1) = \exp[\phi(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1) + \phi^*(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_1)] = \exp[-(\frac{\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}'_1}{\rho_T})^{5/3}] \quad (12)$$

把式(12)代入式(8)可写成:

$$I(\vec{\rho}_1) = \frac{1}{(\lambda L)^2} \iint d^2 \rho_0 \Gamma_0(\vec{\rho}_0, \vec{\rho}_0) \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2L}(\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0) - \frac{ik}{L} \vec{\rho}_1 \cdot (\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0) - \left(\frac{\vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_0}{\rho_T}\right)^{5/3}\right\} \quad (13)$$

对式(13)进行积分得:

$$I(\vec{\rho}_1) = 2I_0 (w_0/w_{(z)})^2 \exp(-\rho_1^2/w_{(z)}^2) \quad (14)$$

式中,  $w_0$  为光束初始束腰半径,波束的有效半径为:

$$w_{(z)} = w_0 [1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2]^{1/2} \quad (15)$$

其中:

$$1/w_c^2 = 1/w_0^2 + 1/\rho_T^2 = 1/w_0^2 + \left[1.46k^2 \int_0^L dz C_n^2(z) (1 - \frac{z}{L})^{5/3}\right]^{6/5} \quad (16)$$

把式(16)代入式(15),有:

$$w_{(z)} = \left[w_0^2 + \frac{\lambda^2 z^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\rho_T^2}\right)\right]^{1/2} = [w_0^2 + z^2 (\theta_D^2 + \theta_T^2)]^{1/2} \quad (17)$$

其中,  $\theta_D^2 = \lambda / \pi w_0$  和  $\theta_T^2 = \lambda / \pi \rho_T$  分别是衍射和大气湍流的波束扩展角。

## 5 实验及数据分析

### 5.1 实验条件

外场实验在某实验靶场进行,实验选在 10:30 ~ 15:30 时段,初始大气环境为场温  $T = 8.2 \text{ }^\circ\text{C}$ ,场压  $P = 9.9 \times 10^4 \text{ Pa}$ ,大气湿度 63%,大气能见度  $V = 10 \text{ km}$ ,风向 310,风速 1 m/s。分别在 1 km, 2 km 和 3 km 处设置靶标,实验保证在不同距离分别观测 10 min,每次实验观测不同距离靶标,共持续 30 min,在同一距离实验过程中大气参量基本保持不变。实验仪器包括:①光学探测系统,相对孔径 1:5,口径  $\phi 120 \text{ mm}$ ,焦距  $f = 1000 \text{ mm}$ 。光学系统放大倍率:  $1.22 \times 10^3$ ;②校准靶标,尺寸:  $2400 \text{ mm} \times 1200 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ,靶标表面贴高精度激光反射材料,反射率  $> 65\%$ ;③激光器为  $1.064 \text{ }\mu\text{m}$  YAG 激光器。单脉冲激光能量不小于 400 mJ,脉冲重复频率 1 Hz, 5 Hz, 12.5 Hz, 25 Hz 可调,激光输出束散角不大于  $0.7 \text{ mrad}$ ,采用水冷却。

在距离激光器及光斑采集装置  $z$  处,放置好覆盖有高反射率膜的靶板,开启激光器瞄准靶板中心,同时将激光脉冲信号同步发送 CCD,产生采集触发信号。调节采集装置,通过光学成像(聚焦)系统,在 CCD 中看到清楚的光斑影像,在不同时段连续对光斑图像进行采集,连续采集时间为 10 min,并通过图像处理软件对实验数据进行分析处理。

### 5.2 实验结果及分析

连续若干天在相同时段下,对光束湍流大气传输进行了实验观测,然后对每组由 CCD 采样得到的 500 帧光斑图像进行统计,由其光强分布来分析湍流大气传输光束扩展的情况,同时结合前述理论分析,进行相应的数值计算,得到焦平面上累加的平均光强分布之后,进而对光斑半径加以统计计算。

结合式(15),取光波的波长为  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ ,准直高斯波束的初始波束半径为 1.0 cm,脉冲频率 25 Hz,研究斜程传输时的远场光束扩展特性,从图 2 中分别可以看出上午 11 时时段光斑的光束扩展随距离的一组变化情况,湍流大气在近地表面扰动强烈。

由于湍流大气对激光传输的散射作用,在测量的过程中会导致激光束的强度起伏、光斑漂移与扩展,特别是对于超过(2~3)km 以上晴空大气的激光传输路径,所以必须考虑大气湍流对激光光斑瞄准性能的影响。图 2 表示了在一定大气环境下,光束在不同传输距离  $z$  处光斑面积随时间变化关系,结合多次外场实验数据,分析发现,实验在相同的入射波长情况下,初始激光波束腰半宽越宽,波束的扩展效应越大,随着传输距离的增大,初始激光波束半宽越宽其扩展效应越小。从图中还可以看出,在整个实验过程中,气象条件对实验结果影响不大。

在数值分析计算中,假设初始波束半宽  $w_0 = 0.1 \text{ m}$ ,分别利用式(15)和式(16)进行数值计算,结果如图 3 所示,图中  $H$  是接收离发射端的高度。图 3 给出了不同接收高度下波束的扩展角随传输距离的变化关系,从图中可以看出,波束斜程传输相同距离,在其他条件相同的情况下,接收机高度越高波束的扩展角越小。图 4 给出了不同接收高度下波束的有效半径随传输距离的变化关系,如图所示,光束斜程传输相同距离时接收高度越高,波束的有效半径越小,也就是说光束斜程传输时,在一定的传输距离内,如果接收的高度越高,大气湍流的影响也就越小。从图中可以看出,斜程传输 10000 ~ 1000 m 高度的接收处,波束半径几乎不变,即大气湍流对于波束扩展的影响几乎可以忽略,和实验结果基本相符。

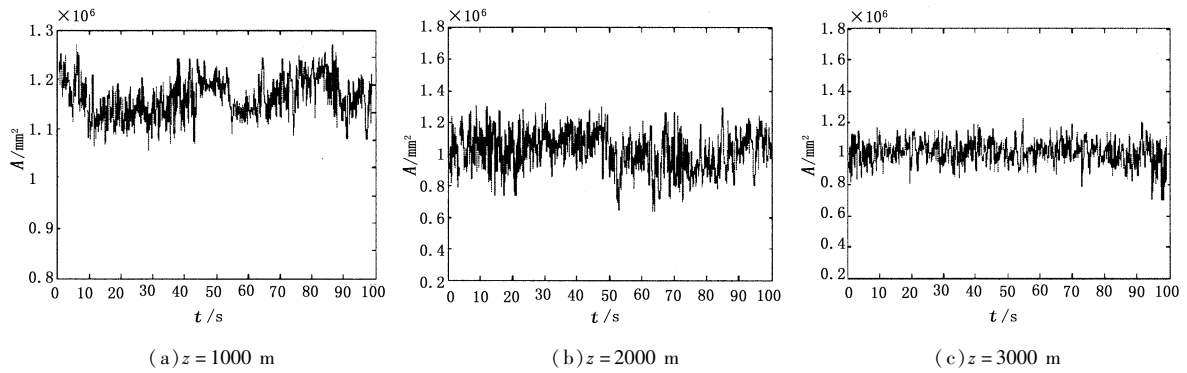


图2 11:00 不同距离  $z$  处光斑面积随观察时间变化情况

Fig. 2 the laser spot area change with time at different distances at 11:00

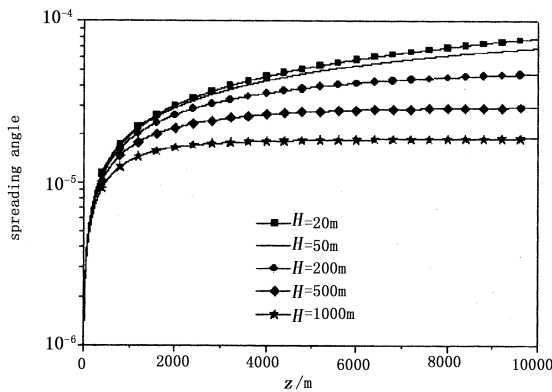


图3 不同靶标高度光束扩展角随传输距离的变化关系  
Fig. 3 the relationship of the beam spreading angle at different heights with the propagation distance

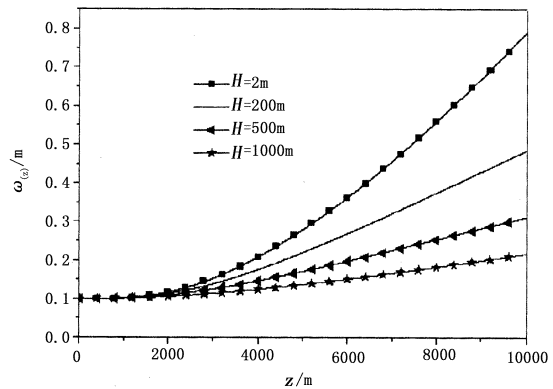


图4 不同靶标高度波束的有效半径随传输距离的变化关系  
Fig. 4 the relationship of the beam effective radius at different heights with the propagation distance

脉冲激光光束通过大气介质照射到目标靶面上,并由近红外 CCD 组成的接收光学系统接收目标靶面上的不可见激光光斑,该光斑通过近红外 CCD 转换成一系列可见图像输出,连续采集的光斑图像重叠形成一不规则的光斑图形,由于  $1.06 \mu\text{m}$  激光处在近红外波段,使得外场光斑测量有较大的难度,而且 CCD 成像系统对  $1.06 \mu\text{m}$  光信号响应灵敏度较低,太阳背景光中  $1.06 \mu\text{m}$  光信号对光斑的有效探测和提取也会产生严重的影响,由于受大气传输与散射影响,特别是大气湍流导致的光斑漂移和闪

烁,使激光的视频输出图像在短时间内出现无规律的扰动,当激光束与大气环境处于稳定状态后,激光的视频输出图像会围绕某一不规则的统计图形做随机的跳动。

图5所示为发射角度为  $0^\circ$ ,时间为上午9:30左右,光学系统放大倍率为  $1.22 \times 10^{-3}$ ,气象数据:风向为  $310^\circ$ ,风速为  $1 \sim 3 \text{ m/s}$ ,温度为  $8.2^\circ\text{C}$ ,湿度为  $63\%$ ,气压为  $9.9 \times 10^4 \text{ Pa}$ ,有雾,能见度为  $1000 \text{ m}$ 。分别在  $2600 \text{ m}$ ,  $4000 \text{ m}$  和  $6000 \text{ m}$  不同距离处接收到的光斑图像。

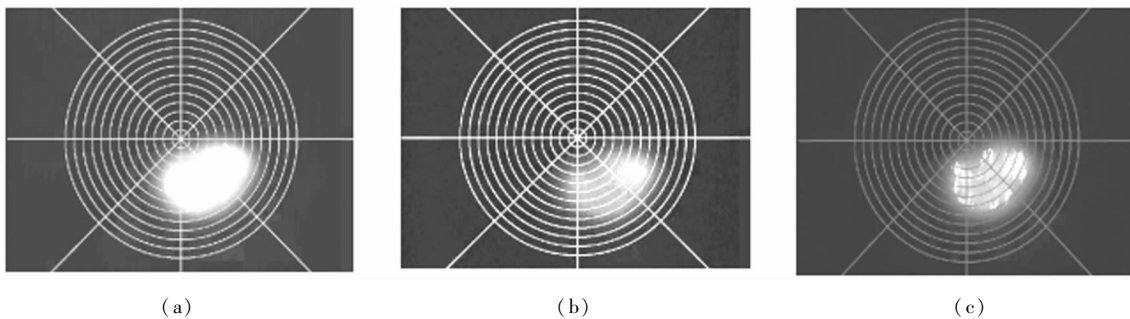


图5 激光传输距离分别为  $2600 \text{ m}$ ,  $4000 \text{ m}$  和  $6000 \text{ m}$  CCD 采集到的激光光斑图像  
Fig. 5 the laser spots collected by CCD of  $2600 \text{ m}$ ,  $4000 \text{ m}$  and  $6000 \text{ m}$  away from the transmitter

从图 5(a) 中看出, 此时光斑变化比较平稳, 只有一个主光斑, 而碎斑变化较快, 且比主光斑小很多。图 5(b) 所示 4000 m 处光斑图像, 可以看出, 光斑有一定的漂移与扩展, 且由于雾的存在, 光斑强度衰减较大。而在 6000 m 处光斑漂移与扩展增大, 且光斑扩大, 碎斑数目增多。由图 5 可以看出, 外场实验数据与模型模拟数据在同一量级, 6000 m 实验结果比 2600 m 和 4000 m 外场实验结果与模型的差别都小, 为 8.4%。这是由于光束在近似水平传输的近地边界层湍流中传输, 由于近地面处于大气湍流运动中每一点的风速、温度和湿度以及折射率都经历不规则的起伏, 激光束经大气湍流散射, 由于散射波间的干涉而形成时变碎斑, 随光束质量变差和湍流强度的增强, 总光斑扩大, 碎斑数目增多, 占空比减小, 结果会加剧近距离光束的扩展特性。

通过对光斑扩展的基本原理分析, 结合光斑漂移和闪烁的研究, 通过计算得到整个光斑瞄准偏差, 可实现激光光斑瞄准偏差补偿。

## 6 结 论

基于波束在空间传播的大气结构常数模型选取地平面附近的大气结构常数  $C_0$ , 结合湍流大气中传输高斯光束的平均光强一般关系和包含湍流外尺度影响的光束扩展因子, 对远场不同气象条件下不同传输距离激光波束的扩展特性进行研究。进一步分析了由于湍流效应引起光束扩展进而造成激光瞄准系统的偏差现象, 通过对激光光轴偏差测试系统进行大量的实验和数据分析, 为激光瞄准偏差补偿提供了理论基础, 最终可结合图像处理软件, 实现激光光轴瞄准偏差测试系统的偏差补偿, 使之在大气能见度 10 km 范围内, 具有更好的瞄准精度。

## 参考文献:

[1] 黄印博, 王英俭. 聚焦光束大气传输光束扩展定标规律的数值分析[J]. 光学学报, 2005, 25(2): 152 - 156.

Huang Yinbo, Wang Yingjian. The effect of tracking jitter on the beam spreading induced by atmospheric turbulence [J]. Acta Optica Sinica, 2005, 25(2): 152 - 156. (in Chinese)

[2] 张民, 吴振森, 张延冬, 等. 脉冲波在强起伏湍流介质中的传播特征分析[J]. 物理学报, 2001, 50(6): 1052 - 1057.

Zhang Min, Wu Zhen-sen, Zhang Yan-dong, et al. An analysis of the propagation characteristic of a pulse wave through a strong turbulence medium [J]. Acta Physica Sinica, 2001, 50(6): 1052 - 1057. (in Chinese)

[3] 饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005, 7.

Rao Shu-zhong. Propagation of light through atmospheric turbulence [M]. Hefei: Anhui Science & Technology Publishing House, 2005, 7. (in Chinese)

[4] L Andrews, R Phillips. Laser beam propagation through random media [M]. Bellingham: SPIE Publishing Services, 1999.

[5] M Born, E Wolf. Principles of optics [M]. London: Cambridge University Press, 1999.

[6] 张逸新, 宋方正. 湍流大气中激光束的漂移[J]. 光学学报, 1986, 6(4): 573 - 579.

Zhang Yi-xin, Song Fang-zheng. Beam wander in turbulent atmosphere [J]. Acta Optica Sinica, 1986, 6(4): 573 - 579. (in Chinese)

[7] 张逸新, 王高刚. 斜程大气传输激光束的平均光强与短期光束扩展[J]. 红外与激光工程, 2007, 36(2): 167 - 170.

Zhang Yi-xin, Wang Gao-gang. Average intensity and short-term beam spread of a laser beam propagating in a slant-path atmosphere [J]. Infrared and Laser Engineering, 2007, 36(2): 167 - 170. (in Chinese)