

大气激光通信中稳定跟踪器件及算法研究

刘云清 姜会林 佟首峰

(长春理工大学电子信息工程学院, 吉林 长春 130022)

摘要 在大气激光通信中捕获对准跟踪 (APT) 是通信成功的前提。对空间激光通信中的捕获对准跟踪系统常用的两种光束定位探测器件 CCD 和四象限光电探测器 (QD) 的特性进行了深入分析, 研究了影响大气激光通信跟踪系统性能的 5 种大气湍流效应, 分别讨论了光束漂移、光强起伏、光斑弥散、到达角起伏及光束扩展的原理及对应仿真结果。结合大气湍流和探测器, 针对质心跟踪算法和形心跟踪算法进行深入分析, 得到并实验验证了在大气条件下形心算法的跟踪误差小于质心误差的结论。

关键词 光通信; 捕获对准跟踪; 大气湍流; 质心算法; 形心算法

中图分类号 TN929.12 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0505005

Study on Stabilizational Tracking Technology for Atmospheric Laser Communication System

Liu Yunqing Jiang Huilin Tong Shoufeng

(School of Electronic and Information Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China)

Abstract Acquisition pointing tracking (APT) is the precondition for communications in atmospheric laser communication system. CCD and quadrant detector (QD) which used in APT are deeply studied for their characteristics, and five kinds of turbulence effects such as beam wander, intensity fluctuations, dispersed spot, angle of arrival fluctuation and beam spreading for tracking precision and their mathematical models are discussed. Then, simulation results of turbulence effects under various conditions are analyzed. Both theoretical analysis and experimental results show that tracking error of shape center capturing algorithms is less than that of centroid localization algorithm which combines five kinds of turbulence effects.

Key words optical communications; acquisition pointing tracking; atmosphere turbulence; centroid localization algorithm; shape center capturing algorithms

OCIS codes 140.0140; 250.0250; 100.0100; 040.0040

1 引言

在大气激光通信中, 由于通信光功率与速率的限制, 光端机视轴高精度对准跟踪是实现通信的前提^[1]。空间激光通信中捕获对准跟踪 (APT) 系统对光束的定位跟踪常采用四象限光电探测器 (QD) 和面阵 CCD。两种探测器的探测机理不同, 大气对它们的成像影响因素也不同, 所采用的跟踪处理方法不同, 造成在不同情况下跟踪效果的差异很大。韩成等^[2]将影响跟踪精度的平台振动、大气湍流和背景光综合在一起进行了分析。李晓峰等^[3]把 CCD 和质心算法结合起来, 证明了质心算法在无大

气影响下跟踪的可行性。赵馨等^[4,5]从器件角度论证了影响 QD 跟踪精度的原因和算法效果。上述方法没有明确提出大气环境下的工程跟踪方法原则。

本文从跟踪器件的成像特点、大气对其成像影响、跟踪方法影响等方面综合研究, 从工程应用上提出大气环境下光电式精密跟踪的跟踪方法, 对于大气激光通信精密跟踪具有一定的参考意义。

2 器件对跟踪的影响

器件对跟踪精度的影响表现在由于自身噪声、非线性、灵敏度、背景光干扰和检测电路噪声等因素

收稿日期: 2010-11-17; 收到修改稿日期: 2011-02-24

基金项目: 国家 863 计划 (2003AA7012014, 2008AA7010107) 资助课题。

作者简介: 刘云清 (1970—), 男, 博士, 教授, 主要从事自动控制与测试技术等方面的研究。

E-mail: mzliyunqing@163.com

引起光电信号信噪比下降,造成检测误差增大,影响跟踪精度。

对于双向光束跟踪系统,设激光器所发射的信标光输出功率为 P_T ,最终到达接收器件上功率为 P_R ,发射光学系统的透射率为 τ_{OT} ,接收光学系统的透射率为 τ_{OR} ,大气透射率为 T_0 ,空间通信的传输距离为 L ,信标光的发射视场角为 θ_{BT} , d 为接收光学系统孔径,有

$$P_R = P_T \times \tau_{OT} \times \tau_{OR} \times T_0 \times \left(\frac{d}{L\theta_{BT}}\right)^2. \quad (1)$$

由噪声引起的跟踪方差与信噪比的关系为

$$\sigma = \frac{\lambda/d}{\sqrt{R_{S/N}}}, \quad (2)$$

式中 λ 为信标光的波长, σ 为根据系统跟踪精度要求噪声引起的跟踪方差, $R_{S/N}$ 为信噪比。

2.1 CCD 跟踪误差

2.1.1 CCD 固有噪声

CCD 探测器主要的噪声源是光子散弹噪声、暗电流散弹噪声和复位噪声。这些噪声源的量值可以通过 CCD 的噪声等效曝光量来体现。设选择的 CCD 噪声等效曝光量为 N_{EE} 。每帧积分时间为 T_1 , CCD 的像元面积为 S_1 。于是能得到单个像元的噪声等效功率为

$$P_N = N_{EE} S_1. \quad (3)$$

若 CCD 的量子效率为 η , $0.8 \mu\text{m}$ 波段每个光子能量为 E_0 ,对应的等效光子数为

$$N_N = \frac{P_N}{E_0 \eta}. \quad (4)$$

2.1.2 背景光干扰对 CCD 的影响

背景光干扰主要包括点目标干扰源(如天狼星)和面目标干扰源(如太阳和各种因素引起的天空背景光)。这里仅讨论天空背景光对于信噪比的影响。当跟踪信标光波长为 $\lambda=0.80 \mu\text{m}$ 时,通过查表可以得到在此波长下单位面积、单位立体角、单位带宽下的功率谱密度为

$$\psi = 0.3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr}). \quad (5)$$

当跟踪系统光学接收面积 S 、每个 CCD 像素单元所接收的视场角 θ 、对应立体角 Ω 确定,得到到达 CCD 背景光的单个像素单元的等效噪声功率为

$$P_B = \psi S \Delta\lambda \Omega \tau_{OR}, \quad (6)$$

式中 $\Delta\lambda$ 为滤波器带宽,积分时间内背景噪声到达 CCD 一个像元的能量为

$$E_B = T_1 \times P_B, \quad (7)$$

背景噪声等效电子数为

$$N_B = \frac{P_B}{E_0 \eta}. \quad (8)$$

若已知 CCD 动态范围 D_r ,则饱和信号等效电子数

$$N_{SS} = D_r \times N_N, \quad (9)$$

CCD 的信噪比表达式为

$$R_{S/N} = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_B^2 + N_N^2}}, \quad (10)$$

式中 N_S 为信号等效电子数,将前面的对应参数代入得到 N_S ,对应的平均功率为

$$P_R = \frac{N_S}{T_1} \times E_0. \quad (11)$$

选取如下参数: $\tau_{OT}=0.5$, $\theta_{BT}=3 \text{ mrad}$, $\lambda=0.8 \mu\text{m}$, $\theta=4 \mu\text{rad}$, $d=0.25 \text{ m}$, $N_{EE}=14 \text{ pJ}/\text{cm}^2$,CCD 像元面积 $S_1=16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}=2.56 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$, $D_r=2500$, $T_0=0.2$, $\tau_{OR}=0.5$, $\eta=0.2$, $L=2 \times 10^4 \text{ m}$, $T_1=0.5 \text{ ms}$,则发射功率 $P_T=1 \text{ W}$, $R_{S/N}=41$,噪声引起的跟踪方差 $\sigma=0.5 \mu\text{rad}$ 。

2.2 四象限捕获对准探测器跟踪误差

假定 QD 上各项噪声看成独立的随机噪声并服从统计规律,则输出的总均方噪声 N 为

$$N = \left[4\Delta f \frac{KT}{R_L} + \Delta f e(i_B + i_D) + \frac{\pi\lambda^2 r_T^4}{4R^2 S} + 4.192S^{1/6} r_T C_n^2 K^{-2} i_1^2 + \Delta f e i_{BS}^2 + \frac{\pi\lambda^2}{16S\psi} i_{BS}^2 \right]^{1/2}, \quad (12)$$

式中第一项为热噪声,第二项为背景噪声,第三项为光斑噪声,第四项为大气湍流噪声,第五项为大气后向散射噪声,第六项为大气散射引起的光斑噪声。 K 为玻尔兹曼常数, T 为工作环境的绝对温度, R_L 为负载电阻, e 为单位电荷, R 为探测器直径, Δf 为信号带宽, r_T 为通信距离, i_D 为探测器暗电流, i_{BS} 为后向散射电流, i_1 为信号电流, i_B 为背景电流, Δt 为接收系统响应时间 $4 \times 10^{-6} \text{ s}$, C_n^2 为大气折射率结构常数。

当在大气中,第五、六项引起的噪声忽略不计,主要计算前四项噪声:

1) 热噪声

噪声电流

$$i_n = (4K\Delta f T/R_L)^{1/2} = \left(\frac{4 \times 1.38 \times 10^{-23} \times 2 \times 10^7 \times 273}{1000} \right)^{1/2}.$$

2) 背景噪声

设 QD 对应的视场角为 $20 \mu\text{rad}$,对应立体角为 $\Omega = \pi\theta^2/4 = 3.14 \times 10^{-10} \text{ sr}$ 。

背景电流:

$$i_B = R_0 \psi S \Delta\lambda \tau_{OR} \Omega, \quad (13)$$

背景噪声电流：

$$i_{Bn} = (\Delta f \cdot e \cdot i_B)^{1/2}. \quad (14)$$

3) 暗电流噪声

$$i_{Dn} = (\Delta f \cdot e \cdot i_D)^{1/2}. \quad (15)$$

4) 光斑噪声电流

$$\begin{aligned} i_{Tn} &= (\Delta f \cdot e \cdot i_1^2)^{1/2} = \\ &(2 \times 10^7 \times 1.6 \times 10^{-19} \times i_1^2)^{1/2} = 1.8 \times 10^{-6} i_1, \end{aligned} \quad (16)$$

$$R_{S/N} = 2i_1 / (1.86 \times 10^{-6} i_1) = 1.07 \times 10^6.$$

其引起的检测误差 $\Delta\theta_4 = 2.5 \times 10^{-9}$ rad, 可以忽略不计。当取 $K = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K, $T = 273$ K, $R_L = 1000 \Omega$, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C, $R = 4$ mm, $S = 0.05$ m², $\phi = 0.3$ W/(m² · nm · sr), $\Delta\lambda = 3$ nm, $\Delta f = 2 \times 10^7$ Hz, $r_\tau = 4.5 \times 10^7$ m, $i_D = 0.1$ nA, $\sigma = 0.08$, $M = 1$, $R_0 = 0.65$ A/W, $\alpha = 0.07$, $\Delta t = 4 \times 10^{-6}$ s 时, 求得

$$i_n = 1.73 \times 10^{-8} \text{ A}, \quad i_{Bn} = 7.5 \times 10^{-15} \text{ A},$$

$$i_{Dn} = 1.8 \times 10^{-11} \text{ A},$$

$$i_1 = P_R \times R_0 = P_T \times \tau_{OT} \times \tau_{OR} \times T_0 \times$$

$$\left(\frac{d}{L\theta_{BT}}\right)^2 \times R_0 = 2 \times 10^{-11} P_T \times R_0.$$

如要求位置检测误差应小于 $0.5 \mu\text{rad}$, 信号电流

有 $0.5 \times 10^{-6} \leq \frac{\pi r}{2f} \frac{1}{R_{S/N}} = \frac{\pi r}{2f} \frac{1}{i_1/i_s}$, 其中 i_s 为所有噪声电流, 求得 $P_T \geq 3.3$ W。

3 湍流对激光在大气中传输的影响

湍流对激光在大气中的传输影响通常表现为光束漂移、光强起伏、弥散斑增加、到达角起伏和光束扩展等现象。

3.1 大气湍流引起的光束漂移

由于光束漂移影响, 到达接收端的光束波前相位发生畸变, 低频变化使光斑中心产生光漂移现象, 高频变化产生光斑扩散现象, 对于较强湍流条件, 甚至产生光斑破碎和光斑空洞现象, 将额外引入较大检测误差, 进而降低跟踪精度。大气散斑引起的视轴抖动方差与链路距离、接收口径、大气折射率结构常数对应关系满足

$$\sigma_\beta^2 = \frac{1.093LC_n^2}{D^{1/3}}, \quad (17)$$

式中 L 为通信距离, D 为接收光学口径, σ_β 为视轴抖动方差。

当时 $D = 0.25$ m 时, 对于弱湍流 ($C_n^2 = 10^{-17}$, 对应海拔 5 km 高空) 天气, 20 km 链路通信, 大气引起的视轴抖动方差小于 $\sigma_\beta < 1 \mu\text{rad}$; 对于强湍流

($C_n^2 = 10^{-14}$, 接近地面演示链路) 天气, 大气引起的视轴抖动方差已经达到 $\sigma_\beta \approx 10 \mu\text{rad}$, 对跟踪精度产生较强的影响。不同 C_n^2 条件下, 距离与视轴抖动方差的关系如图 1 所示。

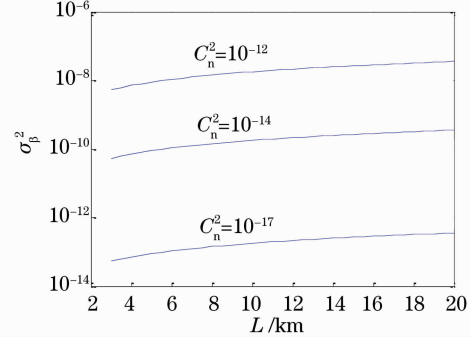


图 1 不同 C_n^2 条件下距离与视轴抖动方差的关系

Fig. 1 Analysis of the relationship for distances and visual axis 's jitter variance under different C_n^2

3.2 大气湍流引起的光强起伏效应

大气湍流导致传输的激光光束光强起伏, 使入射到探测器上的光强变化, 造成信噪比变化, 影响跟踪精度。使用修正 Rytov 近似方法, 对于高斯光束传播^[3,4], 有

$$\begin{aligned} \sigma_l^2(l_0, L_0, C_n^2, D) &= \exp[\sigma_{ln,x}^2(l_0, C_n^2, D) - \\ &\sigma_{ln,x}^2(l_0, L_0, C_n^2, D) + \sigma_{ln,y}^2(l_0, C_n^2, D)] - 1, \end{aligned} \quad (18)$$

式中 l_0 为湍流内尺度, L_0 为湍流外尺度, $\sigma_{ln,x}^2$ 和 $\sigma_{ln,y}^2$ 分别为大尺度起伏方差和小尺度起伏方差。由(2)式可知, 光强起伏方差 σ_l^2 依赖于湍流内尺度、湍流外尺度、大气折射率结构常数和接收器孔径直径 4 个参量。

图 2 给出了不同接收孔径尺寸条件下的光强起伏数据分析结果大接收孔径的直径 $D = 200$ mm, 小接收孔径的直径 $D = 43$ mm, 传输距离约为 12.6 km。由图可知, 对于 43 mm 的接收孔径来说, 光强分布接近于负指数分布, 在探测光强信号的采样中存在大量接近于零的数据点, 这表明大气湍流造成激光信号产生深度衰落; 相比较而言, 200 mm 接收孔径输出的光强起伏分布呈现出明显的对数正态分布特征, 正规化光强起伏方差 σ_l^2 也减小为 0.23。这表明接收孔径面积的增加可以明显减小激光信号的衰落深度。所以, 大孔径接收是一种有效的大气湍流影响抑制技术。

大气湍流引起的相位起伏会降低光学系统对通信光的聚焦性能, 使得接收机焦平面上的光斑面积增加。对平面波采用 Von Karman 折射率起伏谱, 可得均匀传播路径下的相位起伏方差^[5]

$$\sigma_\beta^2 = 0.782Lk^2C_n^2L_0^{5/3}, \quad (19)$$

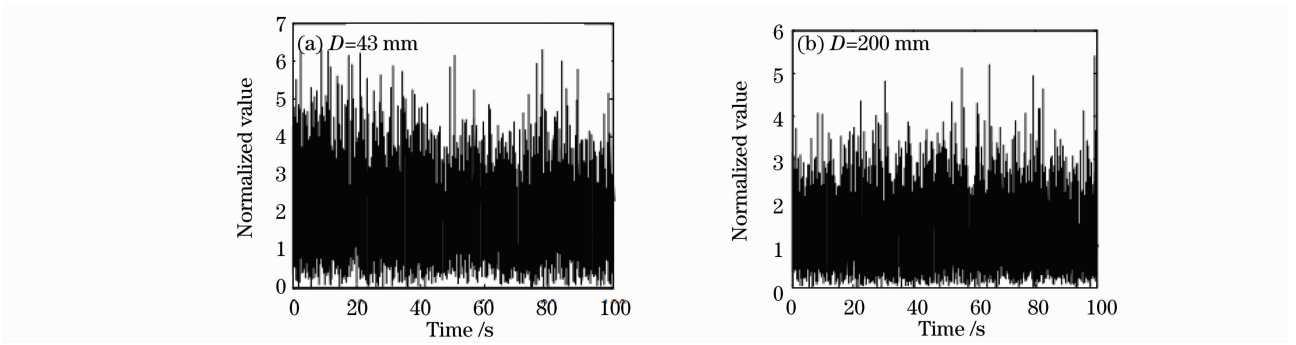


图 2 不同孔径的光强方差统计

Fig. 2 Irradiance fluctuation variance of different aperture diameters

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为光波波数。假设 $L=1 \text{ km}$, $C_n^2=3 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, $L_0=1 \text{ m}$, $\lambda=810 \text{ nm}$, 则 $\sigma_p=38$, 大约相当于 6 个周期。

相对于衍射极限光斑, 相位起伏将导致焦平面上的光斑面积增大 $(D/r_0)^2$ 倍。图 3 为在接收孔径的直径 $D=200 \text{ mm}$, 传输距离约为 12.6 km 条件下

焦平面光斑弥散情况。通过对光斑图像进行阈值化, 求取灰度值大于阈值的像元个数 N , 用 N 来近似地表征光斑面积大小, N 越大表明焦平面上的光斑尺寸越大。正规化的光斑尺寸起伏方差为 0.13 。可以看出, 光斑面积随时间上下起伏, 其统计分布近似服从正态分布。

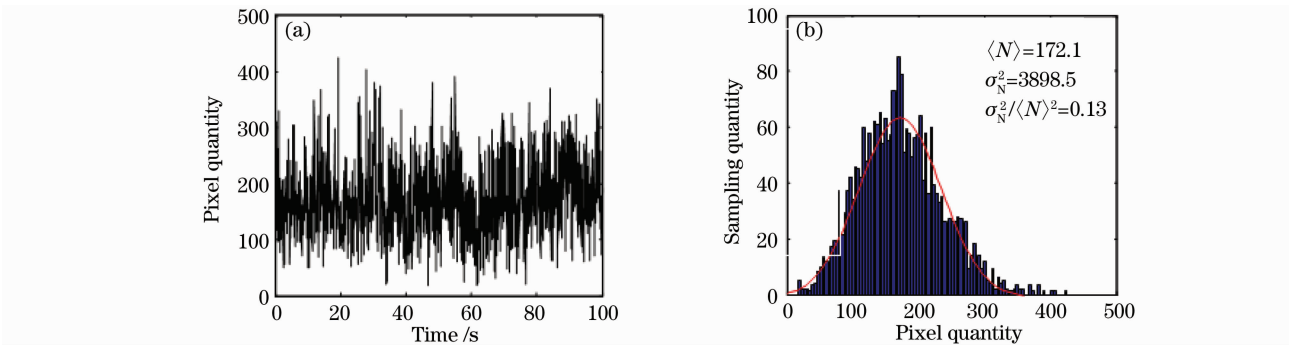


图 3 光斑弥散测量数据统计

Fig. 3 Measurement statistics for dispersive spot imaging

3.3 到达角起伏引起的光斑抖动

相位起伏中和接收口径尺寸相当的倾斜分量将使光波的总体入射方向发生变化, 表现为到达角起伏。到达角起伏会导致光学接收机焦平面上的聚焦光斑产生抖动, 这可等效为收、发光端机视轴之间产生的随机对准误差, 会影响接收跟踪精度。到达角定义为

$$\beta = \frac{\Delta l}{D}, \quad (20)$$

式中 Δl 为光程差^[6]。光波经过大气湍流传输距离 L 后, 有限孔径接收条件下的到达角起伏可写为^[7]

$$\sigma_\beta^2 = \pi^2 L \int_0^\infty d\kappa \int_0^1 \kappa^3 \Phi_n(\kappa) H(\kappa, \xi) d\xi, \quad (21)$$

式中 ξ 为归一化距离坐标, $\Phi_n(\kappa)$ 为大气折射率起伏功率谱, $H(\kappa, \xi)$ 为权重函数。平面波的权重函数为

$$H_p(\kappa) = \left\{ 1 + \frac{2\pi}{(\kappa f)^2} \sin\left[\frac{(\kappa f)^2}{2\pi}\right] \right\} A(D\kappa/2), \quad (22)$$

式中 $A(x) = [2J_1(x)/x]^2$ 是由圆孔平均引入的

Airy 函数, $J_1(x)$ 是一阶贝塞尔函数。

对于平面波传播, 到达角起伏方差可写为 $\sigma_\beta^2 = 2.91C_n^2LD^{-1/3}$, 其中 $D \gg (L/k)^{1/2}$; 对于球面波传播, 到达角起伏方差可写为 $\sigma_\beta^2 = 1.09C_n^2LD^{-1/3}$; 对于高斯波束传播, 到达角起伏方差可近似为^[8]

$$\sigma_\beta^2 \approx 1.093C_n^2LD^{-1/3} \left[a + 0.618\Lambda^{11/6} \left(\frac{kD^2}{L} \right)^{1/3} \right], \quad (23)$$

式中 $a = (1 - \Theta^{8/3})/(1 - \Theta)$, $\Theta = 1 + \frac{1}{F}$, $\Lambda =$

$\frac{2L}{KW^2}$, k 为光波波数, W 和 F 分别是接收面上的光束半径和相前曲率半径。在接收机焦平面上, 聚焦光斑的脱靶量方差 $\sigma_s^2 = \sigma_\beta^2 f^2$, f 为接收光学系统的焦长。图 4 为接收孔径的直径 $D=200 \text{ mm}$, 传输距离约为 12.6 km 条件下到达起伏角的结果, 其到达起伏角方差 $\sigma_\beta^2 = 7.5 \mu\text{rad}^2$ 。

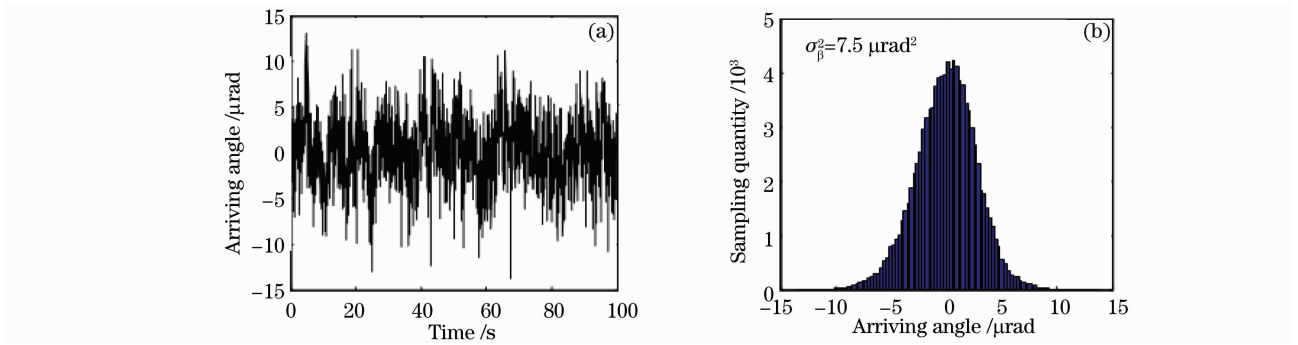


图4 到达角引起抖动测量数据统计

Fig. 4 Measurement statistics for dither of arriving angle

3.4 光束扩展引起的光能损失

比光束直径小的涡旋会导致光束发生扩展,使得光束在大气湍流中传播比在真空中发散得更快。因此,对于相同的通信距离,为了保证探测信噪比,在大气湍流中所要求的激光发射功率比真空中大。当一束高斯光在大气湍流中传输时,光束扩展导致光束半径增加,光束的有效半径 W_e 可以写为^[9~11]

$$W_e = W(1 + \zeta)^{1/2}, \quad (24)$$

式中定义

$$\zeta = 4\pi^2 k^2 L \int_0^\infty \int_0^\infty \kappa \Phi_n(\kappa) \left[1 - \exp\left(-\frac{\Lambda L \kappa^2 \xi^2}{k}\right) \right] d\kappa d\xi, \quad (25)$$

在弱湍流区,接收平面上的光束有效半径为 $W_e \approx W(1 + 1.33\sigma_1^2 \Lambda^{5/6})^{1/2}$;在强湍流区,接收平面上的光束有效半径为 $W_e \approx W(1 + 1.63\sigma_1^2 \Lambda^{6/5})^{1/2}$ 。 $\Lambda_0 = 2L/(kW_0^2)$ 为发射平面上的光束参数, W_0 是发射光束初始半径^[12]。

4 跟踪算法检测误差分析

在大气激光通信中常用质心和形心算法,CCD 可以采用形心算法和质心算法,而 QD 只能采用质心算法。

4.1 接收光强起伏对质心形心算法的影响

从上面的分析可知,接收光强起伏只是对光斑成像的重心影响较大,即影响了单位像元的能量密度函数(或灰度函数) $f_1(x, y)$ 的分布,而对图像的面积 A 和形状影响很小。设由于光强起伏 $f(x, y)$ 变为 $f_1(x, y)$,则光斑质心为^[13~15]

$$\bar{x}_1 = \frac{\sum_{k=1}^m x_k f_1(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^n x_l f_1(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f_1(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f_1(x_x, y_x)},$$

$$\bar{y}_1 = \frac{\sum_{k=1}^m y_k f_1(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^n y_l f_1(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f_1(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f_1(x_x, y_x)}. \quad (26)$$

求出的质心位置与理想情况下求出的质心位置发生了变化。如果以形心算法求得结果,则其阈值化过程表述为

$$F_1(x, y) = \begin{cases} 1, & f_1(x, y) \geq T \\ 0, & f_1(x, y) < T \end{cases} \quad (27)$$

得到形心表达式为

$$\begin{aligned} \bar{x}_{1-1} &= \frac{\sum_{k=1}^m x_k F_1(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^n x_l F_1(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F_1(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F_1(x_x, y_x)}, \\ \bar{y}_{1-1} &= \frac{\sum_{k=1}^m y_k F_1(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^n y_l F_1(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F_1(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F_1(x_x, y_x)}. \end{aligned} \quad (28)$$

从(27),(28)式可以看出,只要 T 选择合适,其像元的个数不发生变化,求出的形心位置与理想情况下求出的形心位置相同。同理,到达角起伏对质心算法和形心算法的影响相同。

4.2 光束漂移对质心形心算法的影响

从光束漂移产生的机理看,光束漂移使光斑图像整体发生了偏移,而 $f(x, y)$ 不变化。因此可以假设发生光束漂移时,分别向左和向上偏移了 n_1 和 m_1 个像元,则质量距分别为

$$\begin{aligned} m_{x2} &= \sum_{k=1+n_1}^{m+n_1} x_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1-n_1}^{n-n_1} x_l f(x_l, y_l), \\ m_{y2} &= \sum_{k=1+m_1}^{m+m_1} y_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1-m_1}^{n-m_1} y_l f(x_l, y_l), \end{aligned} \quad (29)$$

质心坐标为

$$\begin{aligned} \overline{x_2} &= \frac{\sum_{k=1+n_1}^{m+n_1} x_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1-n_1}^{n-n_1} x_l f(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f(x_x, y_x)}, & \overline{y_{2-1}} &= \frac{\sum_{k=1+m_1}^{m+m_1} y_k F(x_m, y_m) - \sum_{l=1-m_1}^{n-m_1} y_l F(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F(x_x, y_x)}. \\ \overline{y_2} &= \frac{\sum_{k=1+m_1}^{m+m_1} y_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1-m_1}^{n-m_1} y_l f(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f(x_x, y_x)}. \end{aligned} \quad (32)$$

因此光束漂移后质心整体分别向左和向上偏移 n_1 和 m_1 个像元。如果以形心算法求得结果,则其阈值化过程表述为

$$F(x, y) = \begin{cases} 1, & f(x, y) \geq T \\ 0, & f(x, y) < T \end{cases} \quad (31)$$

得到形心表达式为

$$\overline{x_{2-1}} = \frac{\sum_{k=1+n_1}^{m+n_1} x_k F(x_m, y_m) - \sum_{l=1-n_1}^{n-n_1} x_l F(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F(x_x, y_x)},$$

光束漂移后形心整体分别向左和向上偏移了 n_1 和 m_1 个像元,与质心算法得到的结果基本相似。

4.3 焦平面光斑弥散对质心形心算法的影响

焦平面光斑弥散使处于光学系统焦平面上的探测器光斑面积增加,面积增大 $(D/r_0)^2$ 倍,这将使光斑形状发生变化。设 $j = (D/r_0)^2$,则中心点 X 轴左边有 jm 个成像单元,每个成像单元的灰度值为 $f(x_l, y_l)/j$,每个单元 X, Y 方向坐标编号分别为 x_l, y_l ,中心点 X 轴右边设有 jm 个成像单元,每个成像单元的灰度值为 $f(x, y)/j$,每个单元 X, Y 方向坐标编号分别为 x_k, y_k ,其总能量不发生变化,则质量距分别为

$$\begin{aligned} m_x &= \sum_{k=1}^{jm} \frac{x_k f(x_m, y_m)}{j} - \sum_{l=1}^{jm} \frac{x_l f(x_l, y_l)}{j}, \\ m_y &= \sum_{k=1}^{jm} \frac{y_k f(x_m, y_m)}{j} - \sum_{l=1}^{jm} \frac{y_l f(x_l, y_l)}{j}. \end{aligned} \quad (33)$$

质心坐标为

$$\begin{aligned} \overline{x_3} &= \frac{\sum_{k=1}^{jm} \frac{x_k f(x_m, y_m)}{j} - \sum_{l=1}^{jm} \frac{x_l f(x_l, y_l)}{j}}{\sum_{i=1}^{jm} \frac{f(x_i, y_i)}{j} + \sum_{x=1}^{jm} \frac{f(x_x, y_x)}{j}} = \frac{\sum_{k=1}^{jm} x_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^{jm} x_l f(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f(x_x, y_x)}, \\ \overline{y_3} &= \frac{\sum_{k=1}^{jm} \frac{y_k f(x_m, y_m)}{j} - \sum_{l=1}^{jm} \frac{y_l f(x_l, y_l)}{j}}{\sum_{i=1}^{jm} \frac{f(x_i, y_i)}{j} + \sum_{x=1}^{jm} \frac{f(x_x, y_x)}{j}} = \frac{\sum_{k=1}^{jm} y_k f(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^{jm} y_l f(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m f(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n f(x_x, y_x)}. \end{aligned} \quad (34)$$

(34)式表明,当光斑成像面积由于焦平面光斑弥散扩大了 $(D/r_0)^2$ 倍时,质心位置基本不变。

对于形心算法,其阈值化过程表述为

$$F(x, y) = \begin{cases} 1, & f(x, y) \geq T/j \\ 0, & f(x, y) < T/j \end{cases} \quad (35)$$

则形心坐标表达式为

$$\overline{x_{3-1}} = \frac{\sum_{k=1}^{jm} x_k F(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^{jm} x_l F(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F(x_x, y_x)},$$

$$\overline{y_{3-1}} = \frac{\sum_{k=1}^{jm} y_k F(x_m, y_m) - \sum_{l=1}^{jm} y_l F(x_l, y_l)}{\sum_{i=1}^m F(x_i, y_i) + \sum_{x=1}^n F(x_x, y_x)}. \quad (36)$$

形心位置基本不变。通过讨论可以得到,当激光信号足够强时,在大气湍流条件下采用形心算法比采用质心算法可以得到更小的跟踪误差。

5 实验结果

图 5 是对某时期地面大气激光传输的图像跟踪记录曲线,表 1 为用形心算法和质心算法求得的抖

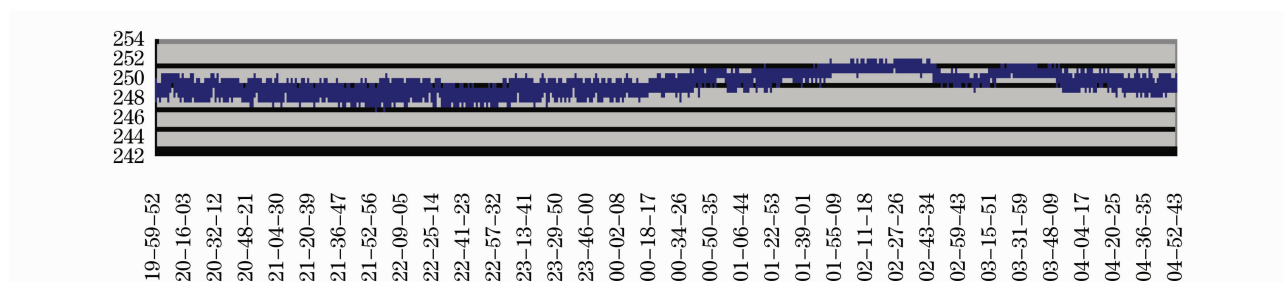


图 5 大气中激光传输变化数据

Fig. 5 Data of laser propagation in atmosphere

表 1 不同算法统计结果

Table 1 Results of centroid localization algorithm and shape center capturing algorithms

Shape center capturing algorithms		Centroid localization algorithm	
X mathematical expectation	346.3946	X mathematical expectation	347.618
X variance	1.18177	X variance	1.81292
Y mathematical expectation	251.7585	Y mathematical expectation	249.4488
Y variance	1.154529	Y variance	1.978925
XY variance	1.652101	XY variance	2.683808

动方差,形心算法求得的方差比质心算法求得的方差小。

6 结 论

通过理论分析和演示验证,得到在大气环境下光电式高精度跟踪在工程上采用 CCD 器件和形心算法能够获得更好的跟踪效果的结论。并在完成国家“863”计划空地激光通信演示验证中得到验证,取得了野外通信距离 20 km,跟踪精度 $4 \sim 10 \mu\text{rad}$ (3σ)的效果。

参 考 文 献

- Rao Ruizhong. Light Propagation in the Turbulent Atmosphere [M]. Hefei: Anhui Science and Technology Press, 2005
- 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
- Han Cheng, Bai Baoxing, Yang Huamin *et al.*. Study four-quadrant detector in the free space laser communication [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(8): 2030~2034
- 韩成, 白宝兴, 杨华民等. 自由空间激光通信四象限探测器性能研究 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(8): 2030~2034
- Li Xiaofeng, Luo Tong, Deng Ke *et al.*. Analysis and experiment of CCD-applied spatial optical communications light spot position locating gravity center calculation [J]. *Optical Communication Technology*, 2004, **6**(4): 13~15
- 李晓峰, 罗彤, 邓科等. 采用 CCD 的空间光通信光斑位置提取重心算法的分析及实验 [J]. *光通信技术*, 2004, **6**(4): 13~15
- Zhao Xin, Tong Shoufeng, Liu Yunqing *et al.*. Application research on four-quadrant detector in space laser communication system [J]. *J. Optoelectronics • Laser*, 2010, **21**(1): 46~49
- 赵馨, 佟首峰, 刘云清等. 四象限探测器在空间激光通信中应用研究 [J]. *光电子·激光*, 2010, **21**(1): 46~49
- Zhou Yalin, Ai Yong, Zuo Tao *et al.*. Experimentation of real-time acquisition and tracking of free space laser beam and analysis of the result [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(6): 943~947
- 周亚霖, 艾勇, 左韬等. 空间光束实时捕获、跟踪实验与分析 [J]. *光子学报*, 2005, **34**(6): 943~947
- Frida Stromqvist Vetelino, Cynthia Young, Larray Andrews. Scintillation: theory versus experiment [C]. *SPIE*, 2005, **5793**: 166~177
- A. J. Masino, C. Y. Young, L. C. Andrews *et al.*. Mean irradiance: experimental and theoretical results [C]. *SPIE*, 2005, **5793**: 178~184
- J. F. Walter. Prospects for Precision Active Tracking Using a Quadrant Detector [R]. Technical Memorandum, A022714
- Zhi Yanan, Yan Aimin, Shu Rong *et al.*. High-speed digital beam scanner based on electro-optic crystal switch array [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(12): 3430~3434
- 职亚楠, 闫爱民, 舒嵘等. 高速电光晶体开关阵列数字光束扫描器 [J]. *光学学报*, 2010, **30**(12): 3430~3434
- Zhang Yixin. Aperture-averaged angle-of-arrival of light propagating through atmospheric turbulence [J]. *Laser Journal*, 2008, **29**(2): 53~54
- 张逸新. 湍流大气传输光束的孔径平均到达角起伏 [J]. *激光杂志*, 2008, **29**(2): 53~54
- W. Tao, Z. Zhaowen, W. Jibo *et al.*. A novel method to improve spatial resolution of acousto-optic deflector [J]. *Optoelectronic Lett.*, 2006, **2**(1): 34~36
- Chen Chunyi, Yang Huamin, Jiang Huilin *et al.*. Performance analysis of large-aperture receiving and selection of aperture size in atmospheric optical communications [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2957~2961
- 陈纯毅, 杨华民, 姜会林等. 大气光通信中大孔径接收性能分析

- 与孔径尺寸选择 [J]. 中国激光, 2009, **36**(11): 2957~2961
- 13 Yang Huizhen, Cai Dongmei, Chen Bo *et al.*. Analysis of adaptive optics techniques without a wave-front sensor and its application in atmospheric laser communications [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 680~684
- 杨慧珍, 蔡冬梅, 陈 波 等. 无波前传感自适应光学技术及其在大气光通信中的应用 [J]. 中国激光, 2008, **35**(5): 680~684
- 14 Fu Xinghu, Chen Zhenyi, Guo Qiang *et al.*. Influence of vibration on optical receiving power in rectilinear mobile wireless optical communication [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9): 2368~2373
- 付兴虎, 陈振宜, 郭 强 等. 直线运动型无线光通信中振动对光接收功率的影响分析 [J]. 光学学报, 2009, **29**(9): 2368~2373
- 15 A. Jono, M. Toyoshima, N. Takahashi *et al.*. Laser tracking test under satellite microvibrational disturbances by OICETS APT system [C]. *SPIE*, 2002, **4714**: 97~104