

大气环境中傅里叶望远镜系统能量设计

罗秀娟 张 羽 孙 鑫 曹 蓓 曾志红 夏爱利 李立波 朱少岚

(中国科学院西安光学精密机械研究所, 陕西 西安 710119)

摘要 能量设计技术是傅里叶望远镜的关键技术之一。分析了激光的大气传输效应及其对激光束能量的影响。根据上行和下行链路的能量传输,推导出一种傅里叶望远镜系统激光总能量计算方法,给出了相应的适用条件。同时,还提出一种基于辐射理论快速能量估算方法,并用其估算了傅里叶望远镜探测 1000 km 低轨道目标所需发射器总能量。指出了发射器能量不均衡对成像质量的影响并进行了仿真,得到发射器阵列各光束强度差别须小于 5% 的结论。从大气透射率、激光出射孔径、光束准直、发射方案、散斑效应、接收技术和图像重构技术等方面,提出了减少能量损失应采取的设计理念和措施。

关键词 大气光学;傅里叶望远镜;能量设计;主动成像;激光;大气

中图分类号 TH743; TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0801004

Energy Design of Fourier Telescope System in the Atmospheric Environment

Luo Xiujuan Zhang Yu Sun Xin Cao Bei Zeng Zhihong Xia Aili
Li Libo Zhu Shaolan

(Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences,
Xi'an, Shaanxi 710119, China)

Abstract Energy design technology is one of the key techniques of Fourier telescope. Laser propagation in the atmosphere and its impact on the energy of the laser beams are analyzed. According to the uplink and downlink transmission of energy, a total laser energy calculation method of Fourier telescope system is derived, and the corresponding applicable conditions are given. Meanwhile, based on radiation theory, a fast energy estimation method is proposed by which the required total transmitter energy of a Fourier telescope for 1000 km low-orbit objects is estimated. The effects of transmitter energy imbalance on the image quality are pointed out and simulated. It can be concluded that the intensity differences among laser beams of transmitter array must be less than 5%. From the atmospheric transmittance, laser emitting aperture, beam collimation, transmitting scheme, speckle effect, receiving technologies, image reconstruction techniques and other aspects, the design ideas and measurements to reduce energy loss are put forward.

Key words atmospheric optics; Fourier telescope; energy design; active imaging; laser; atmosphere

OCIS codes 010.3310; 110.1650; 220.2945; 260.2160; 350.4600

1 引 言

传统主动成像技术对大功率能量的需求,使得提高远程高分辨率成像信噪比(SNR)的愿望难以实现。傅里叶望远镜采用一种全新概念的主动成像技术,将长基线干涉测量法与相位闭合相结合,在时间域对图像信息进行编码,允许使用不需特别布局的低成本超大接收器,很好地克服了高功率照明对主

动成像技术的限制,其设计理念是不受光路中畸变效应的影响,可透过大气湍流高分辨率成像^[1],具有全天时探测与识别空间目标的突出优势。理论上,傅里叶望远镜的角分辨率可达到纳弧度量级,能获得同步轨道目标的高分辨率图像^[2],给出了远距离高分辨率成像技术的光明前景。作为高分辨率探测空间目标的新手段,傅里叶望远镜已引起美、俄、英

收稿日期: 2013-01-30; 收到修改稿日期: 2013-04-30

作者简介: 罗秀娟(1964—),女,研究员,主要从事高分辨率光学成像技术和光电跟踪测量等方面的研究。

E-mail: xj_luo@opt.ac.cn

等发达国家的高度重视,并相继开展了相关的研究工作。目前国内外对傅里叶望远镜的研究尚处于实验验证阶段^[2-12]。

傅里叶望远镜的基本原理是采用多孔径发射的方法,用具有微小频移的不同频率调制多束激光,使激光束两两干涉后主动扫描目标;用一个大接收器上的光电探测器测量目标反射的光能量信息。接收信号的频谱在每对调制频率的拍频处有一个峰值,解调这些峰值信息得到不同空间频率点的傅里叶频谱,再通过逆傅里叶变换重建目标的图像。显然,只有接收到充足的能量信息,才能重建出高质量的图像。能量问题是进行大型傅里叶望远镜系统设计的关键,对激光总能量的正确计算至关重要,但目前尚无文献对此进行详细介绍。本文从大气环境中激光能量的衰减入手,介绍两种激光发射总能量计算方法,给出一个总能量估算实例。最后,从能量设计角度对傅里叶望远镜系统中的一些能量问题进行了仿真或探讨。

2 激光大气传输

激光的大气传输效应主要包括大气湍流效应和大气衰减效应。激光在大气中传输时,随机湍流大气折射率引起激光强度和相位起伏、光束漂移抖动等现象,称之为大气湍流效应,它并不直接引起激光能量的衰减。激光光强在大气湍流中随时间变化而产生随机起伏的现象称为大气闪烁。在激光传输的下行链路中,傅里叶望远镜接收的目标反射信号是与时间对应的光强信息,属于非相干接收,可设计大孔径的接收器来平滑大气闪烁效应。因目标距离远大于激光照明时间相干长度,非相干测量可不考虑大气湍流对下行链路激光传输的影响。而在上行链路中,大气湍流会导致激光光束质量及传输光束相干性的退化,从而影响目标图像重建过程中频谱的精确采集,对重建图像质量带来影响。傅里叶望远镜利用相位闭合算法与频率调制技术抑制大气湍流的影响,消除大气湍流及其他因素引起的随机相位畸变。当发射器单个孔径的直径 D_0 大于大气相干长度 r_0 (Fried 相干长度) 时,大气扰动会使条纹扭曲并且偏离目标。因此,真实的发射系统应对大气扰动进行补偿来提高目标的光照强度。

激光在大气中传输时,大气分子、云和气溶胶粒子的吸收和散射使传输的光辐射强度受到衰减,称之为大气衰减效应,它是傅里叶望远镜系统进行激光能量设计要考虑的重要因素。

光强大气衰减包含吸收和散射两个独立的物理过程。大气的总衰减系数可写为

$$\beta = k_m + \sigma_m + k_a + \sigma_a, \quad (1)$$

式中 k_m 和 σ_m 分别为大气分子的吸收和散射系数; k_a 和 σ_a 分别为大气气溶胶的吸收和散射系数。大气分子的吸收强烈依赖于光波频率,仅在少数几个波长区吸收较弱,形成大气窗口。因此,傅里叶望远镜的激光器工作波长应在高透射波段上选择,如 1.064, 1.55 μm 波长等。大气散射是激光与大气分子或大气中飘浮的尘埃等粒子发生相互作用,使全部或部分入射能量偏离原来的传播方向且以一定规律在各方向上重新分布的现象。对于激光通过气溶胶、云、霾等含较大粒子的散射体的情形,通常采用米氏散射模型计算散射问题;对于大气分子散射则采用瑞利散射模型。1.064 μm 波长激光的大气衰减主要是大气气溶胶的散射。激光穿过大气倾斜或垂直传输时,激光衰减计算十分复杂,通常将垂直衰减等效成一定水平距离的衰减进行计算^[3]。先考虑大气气溶胶散射的影响,利用 1.6 km 激光等效水平传输距离计算得到 1.064 μm 激光大气垂直透射率约为 0.66;再考虑到大气吸收、大气分子散射以及大气扰动所致的波前畸变对傅里叶望远镜的影响,在后面的能量计算中将综合大气透射率取值为 0.55。

根据朗伯定律,激光通过大气传输的衰减规律是:光强度随传输距离的增加呈指数规律衰减。由于大气对远距离激光传输造成的衰减效应,使傅里叶望远镜激光功率衰减非常严重,接收到的信号十分微弱,同时又有太阳、月亮、星体等背景光噪声的干扰,导致接收端信噪比小于 1。因此应采用大功率发射及高灵敏度大面积接收技术来提高信噪比,保证激光的长距离可靠传输。为了能接收纳瓦 (nW) 甚至皮瓦 (pW) 级的微弱能量信号,需选择动态范围大、量子效率高、灵敏度好、响应速度快、噪声小的新型光电探测器,并且保证接收端光电探测器接收的光功率大于探测器灵敏度的要求。

3 系统总能量计算方法

除了大气损耗外,傅里叶望远镜系统的能量设计还与发射器阵列的规模、发射效率、探测距离、激光光斑扩散直径、目标特性、接收器面积、接收效率和光电探测能力等密切相关。

基本的傅里叶望远镜测量是对从目标上反射回来的干涉条纹功率进行时间解调。测量值是用于重

建目标图像的傅里叶频谱面上的振幅以及相位闭合后的相位。目标频谱的分布和数量决定了重建图像的质量。从相位闭合算法角度出发,由 N 个光学孔径两两干涉会形成 C_N^2 个回波信号,即存在 C_N^2 个待解未知数。而独立的闭合相位方程组的个数为 $C_N^3 - C_{N-1}^3 = C_{N-1}^2$,即独立的闭合相位数目总是比待求解的真实傅里叶相位数目少,但可知含有的有效相位信息比例 C_{N-1}^2/C_N^2 会随着发射阵列中孔径个数的增加而增加,当孔径个数 N 大于 21 时,有效相位比例超过 90%。因此,当采用降低激光器能量要求的分组分时发射方案^[4]时,发射器阵列的激光发射孔径的分组数目应大于 21 组。傅里叶望远镜发射器阵列同时向目标发射多束相干光束,属于相干阵列光束发射方式,可大大提高输出亮度^[5]。在实际系统中,随着发射器数目的增多,引进的噪声也更多,处理不当也会降低图像质量。

3.1 上行链路能量传输计算

由傅里叶望远镜成像原理可知,设计发射阵列时应保证“每一对”出射光束产生的干涉条纹都能覆盖整个目标,这就要求目标处光斑直径大于目标尺度。光斑越大,能量损失也越大,但对瞄准精度的要求也会相应降低。因此,需在能量与瞄准精度之间做适当的权衡,根据望远镜系统设计的探测能力(所能探测的最大目标尺寸与探测距离),进行恰当的光学设计。

设激光波长为 λ ,总发射功率为 P_0 ,激光束传至目标的功率为 P_1 ,目标处光斑直径为 D_1 ,激光发射孔径直径为 D_0 ,大气相干长度为 r_0 ,观测距离[瞳孔平面原点(即圆心)到目标平面上 P 点的距离]为 R 。若照射到

远距离空间目标的激光在出射时近似为平行光,则其衍射半角为 $1.22\lambda/D_0$ 。考虑到出射光实际上有适当的聚焦,最坏情况下目标处的有效光斑直径 D_1 缩小至 $1/3 \sim 1/2$ 倍,实际情况可能会更好些。因而,

$$D_1 \approx R \frac{\lambda}{D_0}, \quad D_0 < r_0. \quad (2)$$

事实上,(2)式可理解为聚焦设计的基本要求。除了目标尺寸和光斑大小对上传至目标的功率 P_1 的影响外,其他影响因素主要有系统中所有光学界面上激光的损耗(发射系统效率)、大气透射效率、大气扰动、衍射极限和系统抖动。这些因素的影响可用上行链路效率系数 C_u 表示为

$$C_u = \eta_{\text{tran}} \cdot \eta_{\text{atm}} \cdot S_{\text{atm}} \cdot S_{\text{laser}} \cdot S_{\text{jitter}}, \quad (3)$$

式中 η_{tran} 为发射系统效率, η_{atm} 为大气透射效率, S_{atm} 为大气扰动对表征光束能量分散度的斯特雷尔比(SR)的贡献, S_{laser} 为激光在真空中传播的衍射极限对 SR 的贡献, S_{jitter} 为系统抖动对 SR 的贡献。

若出射瞳孔半径为 a ,目标尺度为 L ,且 $L < D_1$ (需聚焦使 D_1 适当减小),同时傅里叶望远镜满足 $R \gg a, L$ 条件,则有

$$P_1 = C_u P_0 \left(\frac{L}{D_1} \right)^2. \quad (4)$$

将(2)式代入(4)式,得

$$P_1 = C_u P_0 \left(\frac{D_0 L}{R \lambda} \right)^2. \quad (5)$$

下面推导 S_{atm} , S_{laser} 和 S_{jitter} 的表达式并给出适用条件,以满足计算 C_u 的需要。在目标平面上 P 点的相干光光强可写成^[13]

$$I_P = \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2} \right)^2 \left| \iint_0^{2\pi} \exp \left\{ i \left[k\Phi - v\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2}u\rho^2 \right] \right\} \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (6)$$

(6)式成立的条件是非涅耳近似,即近轴近似。其中 (ρ, θ) 为出射瞳孔平面上某点 P' 的极坐标,并且 ρ 归一化到瞳孔半径 a ; (r, φ) 为 P 点的极坐标, $\Phi = \Phi(\rho, \theta, P)$ 为大气扰动和系统抖动引起的波前畸变, k 为波数, $k\Phi$ 是波前相位畸变, u 代表波前的球面曲度, v 代表波前的平面斜度。 A/R 是在出射瞳孔上光场的幅值,因此, $\eta_{\text{tran}} P_0 \propto |A/R|^2$ 。瞄准误差被计入波前平面斜度 $v\rho$ 项之中。若瞳孔平面到目标平面的距离为 Z ,则 u, v 两个归一化参量可表示为

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \cdot Z, \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{R} \right) \cdot r. \quad (7)$$

出。不过(3)式及(5)式中的各量也可以从(6)式出发近似得到。从 P' 到 P 波前畸变总和可表达为

$$\Phi = \Phi_{\text{atm}} + \Phi_{\text{jitter}}. \quad (8)$$

在 $r=0$ 处(即 $v=0$ 处),若没有波前畸变影响,光强达到最大,即高斯像点,强度为

$$I_0 = \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2} \right)^2 \left| \iint_0^{2\pi} \exp \left[i \left(k\Phi - \frac{1}{2}u\rho^2 \right) \right] \rho d\rho d\theta \right|^2 = \pi^2 \left(\frac{Aa^2}{\lambda R^2} \right)^2. \quad (9)$$

因此,相干光束通过大气传播距离 R 后的 SR 是

较严格的 P_1 估算应从(6)式通过仿真分析给

$$S = \frac{I_P}{I_0} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \exp \left\{ i \left[k\Phi - v\rho \cos(\theta - \varphi) - \frac{1}{2} u\rho^2 \right] \right\} \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (10)$$

对任何偏离 $r=0$ 的位置, 都有因衍射极限所带来的光强损失(即使没有大气扰动及系统抖动), 可用斯特雷尔比 S_{laser} 表示, 即

$$S_{\text{laser}} = \left| \frac{1}{\pi} \int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \exp \left\{ i \left[v\rho \cos(\theta - \varphi) + \frac{1}{2} u\rho^2 \right] \right\} \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (11)$$

而在近轴条件下, 偏离轴线上的衍射波前 Φ 与轴线上的衍射波前相近, 甚至可以舍去 ρ^2 项。这时波前畸变 SR 为

$$S_{\text{atm+jitter}} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \exp(ik\Phi) \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (12)$$

引入 $\Phi = (\Phi - \bar{\Phi}) + \bar{\Phi} = \Delta\Phi + \bar{\Phi}$, 其中 $\bar{\Phi}$ 是 Φ 的平均值, 而 $\exp(ik\bar{\Phi})$ 是常数, 对(12)式无贡献, 因此,

$$S_{\text{atm+jitter}} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \exp(ik\Delta\Phi) \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (13)$$

若 $|k\Delta\Phi| < 1$, 那么

$$S_{\text{atm+jitter}} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \left[1 + ik\Delta\Phi + \frac{1}{2}(ik)^2 \Delta\Phi^2 + \dots \right] \rho d\rho d\theta \right|^2. \quad (14)$$

定义平均值:

$$\overline{\Delta\Phi^n} = \frac{\int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \Delta\Phi^n \rho d\rho d\theta}{\int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \rho d\rho d\theta}. \quad (15)$$

那么(14)式变成

$$S_{\text{atm+jitter}} = \left| 1 + ik \overline{\Delta\Phi} + \frac{1}{2}(ik)^2 \overline{\Delta\Phi^2} + \dots \right|^2 \approx 1 - k^2 [\overline{\Delta\Phi^2} - (\overline{\Delta\Phi})^2] \approx 1 - k^2 \cdot \sigma_{\Phi}^2, \quad (16)$$

这里 σ_{Φ}^2 是指 Φ 的均方差, 即

$$\sigma_{\Phi}^2 = \frac{\int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} (\Delta\Phi - \overline{\Delta\Phi})^2 \rho d\rho d\theta}{\int_0^{1.2\pi} \int_0^{1.2\pi} \rho d\rho d\theta} = \overline{\Delta\Phi^2} - (\overline{\Delta\Phi})^2. \quad (17)$$

根据统计学定理, 若(8)式成立, 必有

$$\sigma_{\Phi}^2 = (\sigma_{\Phi-\text{atm}})^2 + (\sigma_{\Phi-\text{jitter}})^2. \quad (18)$$

$|k\Delta\Phi| < 1$ 本质意义是 $|k^2 \sigma_{\Phi}^2| < 1$, 即波前畸变不超过一个波长, 这时,

$$S_{\text{atm+jitter}} \approx \exp(-k^2 \sigma_{\Phi}^2) = \exp[-k^2 (\sigma_{\Phi-\text{atm}})^2] \times \exp[-k^2 (\sigma_{\Phi-\text{jitter}})^2] = S_{\text{atm}} \cdot S_{\text{jitter}}, \quad (19)$$

式中 S_{atm} 与 S_{jitter} 分别是大气扰动 SR 和系统抖动 SR。这样, 总的 SR 就可写成分离的形式:

$$S = S_{\text{atm}} \cdot S_{\text{laser}} \cdot S_{\text{jitter}}. \quad (20)$$

上述推导中使用了两个条件: 1) 近轴近似; 2) 波前畸变不超过一个波长(在高山建造傅里叶望远

镜系统可满足此条件)。若两个条件都无法满足, 应从(6)式出发, 做进一步的仿真分析来确定总 SR, 进而用(3)式计算出上行链路效率系数 C_u 。

3.2 下行链路能量传输计算

接收器效率(光学透射率)、接收器量子转换效率和大气透射效率对返回光接收功率的影响用下行链路效率系数 C_d 表示为

$$C_d = \eta_{\text{rec}} \eta_{\text{qe}} \eta_{\text{atm}}, \quad (21)$$

式中 η_{rec} 为接收器效率(光学透射率), η_{qe} 为接收器量子转换效率, η_{atm} 为大气透射效率。

一般地, 目标有效辐射面积约为 πR^2 , 即以探测距离 R 为半径的球表面积的 1/4。将接收面积记为 A_r , 接收器接收到从目标返回的光功率 P_r 为

$$P_r = C_d \cdot P_1 \frac{A_r}{\pi R^2}. \quad (22)$$

将(5)式代入(22)式, 得到总发射功率:

$$P_0 = P_r \frac{\pi \lambda^2 R^4}{C_u C_d A_r L^2 D_0^2}. \quad (23)$$

根据光电探测器阵列的设计规模及单个探测器的最小响应光功率,可得到系统对接收光功率 P_r 的最低要求值,代入(23)式中,即可求出系统对激光总发射功率 P_0 的最低要求。

3.3 基于辐射理论的系统能量估算方法

下面介绍一种更为简单的激光能量估算方法。与前述方法相比,计算简单但结果相近,可用于对系统总能量进行快速初步估算。

傅里叶望远镜接收系统在单位时间内接收一个回波信号,即单一强度值,因此近似认为被干涉条纹照射的目标表面为一个被均匀照亮的漫反射源,在不同的时间节点该漫反射源的辐射特性随干涉条纹的变化而改变;考虑到目标离接收器的距离较远,传输过程可以简化为扩展点光源通过光学系统成像。下面将从目标向下辐射的能量记为 I_{tgt} ,以便与激光上传至目标的功率 P_1 相区分。如前所述,目标有效辐射面积约为 πR^2 ,目标辐射能量可由下式计算得到:

$$I_{\text{tgt}} = P_r \times \pi R^2 / (C_{\text{dw}} \cdot A_r), \quad (24)$$

式中下行链路系数 C_{dw} 为

$$C_{\text{dw}} = \eta_{\text{rec}} \eta_{\text{at}} \eta_{\text{qc}}, \quad (25)$$

式中 η_{at} 为综合大气透射效率,它包括了大气透射效率 η_{atm} 和大气扰动所致的波前畸变的影响。

根据辐射理论,可推导出目标辐射能量为

$$I_{\text{tgt}} = P_0 \frac{\eta_{\text{at}} \cdot \eta_{\text{tran}} \cdot \rho_{\text{tgt}} L^2 \alpha}{\pi (D_1/2)^2} \cdot \rho_{\text{jit}}, \quad (26)$$

式中 ρ_{jit} 为残余大气抖动衰减系数,是指望远镜系统对大气扰动进行补偿后的残余大气抖动; η_{tran} 为发射系统效率, ρ_{tgt} 为目标反射率, α 为目标填充比。

将(2)式代入(26)式,得

$$I_{\text{tgt}} = P_0 \frac{4\alpha \eta_{\text{at}} \eta_{\text{tran}} \rho_{\text{jit}} L^2 D_0^2}{\pi \lambda^2 R^2} \rho_{\text{tgt}}. \quad (27)$$

令上行链路系数 $C_{\text{up}} = \eta_{\text{at}} \cdot \eta_{\text{tran}} \cdot \rho_{\text{jit}}$, 并将(24)、(27)式合并,得到傅里叶望远镜系统所需最小总激光发射功率

$$P_0 = P_r \frac{\pi^2 \lambda^2 R^4}{4\alpha C_{\text{up}} C_{\text{dw}} A_r L^2 D_0^2 \rho_{\text{tgt}}}. \quad (28)$$

适当增加激光器的发射功率有利于克服激光大气传输效应的影响,提高成像系统的分辨率。发射器阵列采用分组分时发射方案,并采用大接收器来接收高动态范围的能量信息,有助于对暗弱目标成像,降低对发射器功率的要求。

4 总能量估算实例

下面利用 3.3 中介绍的系统能量计算方法,对

探测 1000 km 低地球轨道(LEO)目标的傅里叶望远镜发射器激光总能量进行初步估算。

为了能接收从目标散射回来的、高动态范围的微弱能量信号,傅里叶望远镜大面积接收器阵列中的各光电探测器须选用具有光子计数功能的高灵敏度探测器。针对 LEO 运动目标,为了能重建出较好的目标图像,期望望远镜光电探测器阵列至少能探测到 10^8 s^{-1} 量级的光子数。当激光波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 时,该数量级的光子对应于接收器的最低探测能量大约为 20 pW , 记为 $P_r = 20 \text{ pW}$ 。采用新型光电探测器,接收器量子转换效率可以达到 $\eta_{\text{qc}} = 0.4$; 傅里叶望远镜对接收器的光学性能要求不高,因此接收器效率较高,取接收器效率 $\eta_{\text{rec}} = 0.6$, 综合大气透射效率 $\eta_{\text{at}} = 0.55$, 代入(25)式得下行链路系数 $C_{\text{dw}} = 0.132$ 。

对 LEO 目标成像系统,为使每束光的强度在目标处均匀分布,激光束的直径应约为大气相干长度的 $1/2$ 。在正常的可视条件下,当波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 时,大气相干长度为 20 cm , 因此单个发射器孔径可设计为 $D_0 = 10 \text{ cm}$ 。典型的 LEO 卫星尺寸为 $L \times L = 2.5 \text{ m} \times 2.5 \text{ m}$; 发射系统效率由激光分束效率、声光调制器效率、发射端透射率等组成,经估算得到发射系统效率 $\eta_{\text{tran}} = 0.56$; 取残余大气抖动衰减系数 $\rho_{\text{jit}} = 0.9$ 、卫星目标的反射率 $\rho_{\text{tgt}} = 0.21$ 、目标填充比 $\alpha = 1/2$ 、接收器面积设计为 $A_r = 100 \text{ m}^2$, 代入(28)式计算得到 $P_0 \approx 2324 \text{ W}$ 。因此,对 1000 km 低轨道目标成像,傅里叶望远镜发射器的激光总能量应大于 2324 W 。若发射系统采用 23 组(大于 21 组)激光发射孔径分时发射方案,由前面的总能量估算值可知:每束激光发射功率约为 100 W 即可满足最低成像要求。可见,单束激光功率属于百瓦级中小功率。

美国卫星主动成像国家试验项目(SAINT)针对 LEO 目标进行傅里叶望远镜成像系统研究时,其能量设计是每一时刻有 23 个发射孔径同时激活,23 个孔径中每束激光发射功率为 $100 \text{ W}^{[6]}$, 与上述发射器功率计算结果相符。

上述估算结果与所选参数的准确性、合理性密切相关,只能作为对傅里叶望远镜能量的一个初步估计。在为真实的傅里叶望远镜系统进行能量估算和设计时,还应在此基础上,充分考虑实际环境及系统的复杂性,通过仿真或设计特别的测量方法,较精确地确定系统总发射能量,满足高质量成像需求。

5 发射器能量不均衡问题

发射器能量不均衡是影响傅里叶望远镜实施的一个重要因素。如果发射器阵列中各发射器发射光束能量不一致,干涉条纹的相干性就差,会出现偏振态不一致的现象,影响图像质量。下面用仿真来说明发射能量不均衡问题。仿真以三束光等间隔 T

型发射阵列基线配置为基础,T 阵列三个单臂上的发射器数目均为 20 个。每一时刻同时有三个发射器激活、同时向目标卫星[见图 1(a)]发射三束激光。在理想条件下,三束光强的比值为 1:1:1,目标图像重建效果如图 1(b)所示。

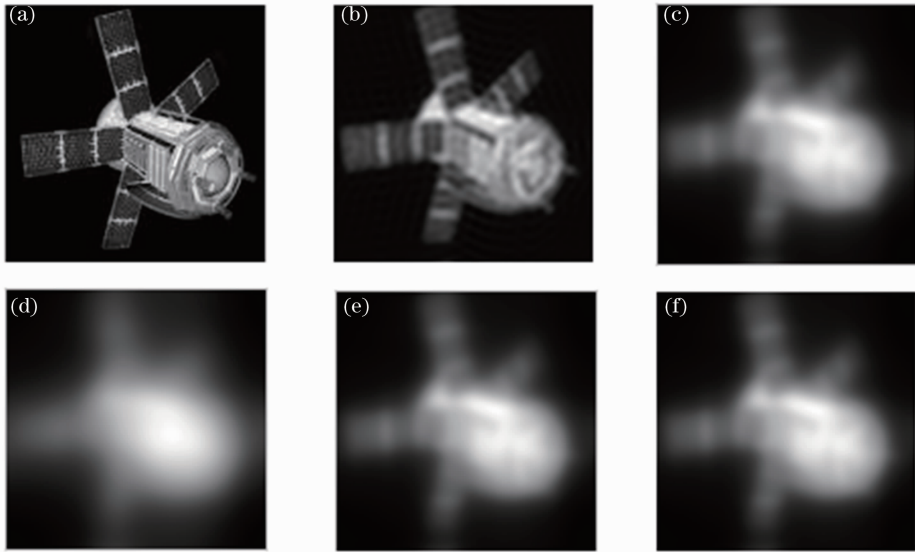


图 1 不同光束能量的重构图像。(a)目标卫星;光强比(b) 1:1:1, (c) 1:1.2:1, (d) 1:1.5:1, (e) 1:1.2:1.5, (f) 1:1.2:1.7 时的重构图像

Fig. 1 Reconstructed images at various energy levels of laser beams. (a) Original target; reconconstructed images with energy ratio of (b) 1:1:1, (c) 1:1.2:1, (d) 1:1.5:1, (e) 1:1.2:1.5, (f) 1:1.2:1.7

当发射器能量不均衡、三束光强的比值分别为 1:1.2:1, 1:1.5:1, 1:1.2:1.5, 1:1.2:1.7 时,重建的目标图像变得模糊不清,如图 1(c)~(f)所示。特别地,当单一光束强度变化 20% 时,虽然干涉条纹的对比度下降不会很大,但重构结果[见图 1(c)]与理想重构图像已有非常明显的差别。分析出现上述仿真结果的原因,主要与傅里叶望远镜的成像原理有关。发射器发射光束能量不一致除了带来干涉条纹对比度下降、进入光电探测器的直流分量增加从而给探测器动态范围增加压力等普遍性问题以外,由于傅里叶望远镜运用抑制大气湍流影响的相位闭合算法和图像重建算法的迭代性,会将起初较小的能量失衡迭代放大,影响图像傅里叶频谱面的重构。对仿真中的三光束傅里叶望远镜,为得到用以重建目标图像的傅里叶频谱,需要频繁移动变换三个发射器的位置来得到不同的基线配置。若其中某光束强度发生较小的变化,那么发射器位置每移动一次,经解调处理后将有多对激光束之间的干涉回波能量信号发生变化,再经过相位闭合以及频谱迭代还原计算,就会有多个目标傅里叶频谱分量值发生改变,

从而使得重构的目标图像出现较大的变化。发射器能量不均衡对多光束傅里叶望远镜重构图像质量的影响更为复杂,不一致的光强经过算法迭代后会对目标图像的重建产生较大影响,特别是对目标高频信息的影响较为明显。

除计算机仿真外,对发射器能量不均衡问题还进行了大量的实验研究。由于实验系统中各种噪声的存在,使得用实测数据重构出的目标图像比仿真图像效果差。当光强变化 20% 时,用实测数据已无法获得目标图像。实验表明,各光束间光强差别控制在 5% 的范围内,可恢复出较好的目标图像。因此,在实际的系统设计中,应尽量保证发射器阵列中各发射光束强度相同,必要时采取有效的光强补偿措施,以提高图像质量。

6 能量设计相关问题

1) 降低散斑效应。

根据惠更斯理论,目标粗糙表面每一点都可以看成一个点光源,从卫星表面反射的光与入射光在空间相干叠加,形成散斑场。与利用激光散斑来创

建目标图像的许多主动成像技术不同,激光散斑对傅里叶望远镜来说是一种噪声源。短的激光相干长度可有效衰减散斑效应,有利于降低对发射功率的要求。当激光的纵向相干长度远远小于目标的深度尺寸时散斑噪声源便会减弱^[1]。设计激光相干长度时应综合考虑各种因素,做出一定的折中。一方面,激光相干长度要与目标的深度信息和接收器的规模相匹配,以获得最佳孔径平均;另一方面,如果激光相干长度太小,路径匹配效果差,光束相位容易改变,会对上行链路激光的传输产生不利影响。

傅里叶望远镜在被测卫星表面产生随时间移动的干涉条纹,反射回波的散斑场也是时间的函数。从散斑理论和表征散射表面特性的复反射率统计特性可知,利用时间平均可减弱散斑效应。因此,可设置高采样率并采集充足的数据周期,使散斑场的影响经过时间平均后被大大减弱,散斑场近似成为直流量。

2) 控制发射器的抖动。

发射器抖动对能量的影响体现在(3)式中的上行链路效率系数 C_u 上。一个能量充足的系统能够使发射光源的主瓣照射在目标上。如果抖动使发射光源的主瓣未照射在目标上,对干涉条纹的随机强度调制则会产生附加误差。因此必须控制发射器的抖动,使其小于发射器的衍射极限发散角。

3) 将新理论用于信号采样与图像重构技术。

Donoho 等^[14-16] 2006 年提出的压缩感知(CS)理论是一种全新的信号处理理论。基于 CS 的稀疏采样图像重构技术突破了传统奈奎斯特采样定理对信号采样率的限制,其采样数少、光子利用率高、信噪比高,能提高远距离成像分辨率,降低激光能量需求。故此,应采用新的信号处理技术、设计图像稀疏分解快速算法,减少准确重构原始目标所需的测量值个数,实现高效的图像信号重构,优化发射器基线配置,降低激光器发射功率。

4) 提高光束准直效果。

光束准直效果直接影响发射出瞳光功率大小,而照射到目标上的光功率又和经准直后的光束发散角的平方呈反比关系。因此,光学设计上应提高光束准直整形效果、降低激光源的发散角,同时采用光窄带滤波器来抑制背景杂散光的干扰。

7 结 论

傅里叶望远镜突破了高功率能量对远距离高分辨率主动成像技术的制约,有望成为新一代高分辨

率光学望远镜的发展方向。在进行激光总能量设计时,可利用本文介绍的两种计算方法对总能量进行初步估算,并采取以下的设计思想降低傅里叶望远镜对激光能量的要求:在大气窗口中选择激光器工作波长;减小激光器出射孔径、使单个发射器孔径的直径小于大气相干长度;优化发射器基线配置,使用分组数目大于 21 组的激光发射孔径分组分时发射方案;采取有效的光强补偿措施,保证各发射器能量的均衡性,使各发射光束强度差小于 5%;控制发射器的抖动使其小于发射器衍射极限发散角;设置高采样率和充足的采集周期,降低散斑场的影响;采用光窄带滤波器抑制杂散光的影响;设计大面积接收器,采用光子计数大动态范围高灵敏接收技术以及新型图像重构技术等。同时,应根据设计的望远镜探测能力,充分考虑激光源的发散角、光学界面上的激光损耗、光束准直整形效果、大气扰动、衍射极限、光斑扩散直径、目标特性、接收效率和接收器量子转换效率等因素,进行恰当的光学设计。本文阐述的系统能量设计技术,可为深入研究傅里叶望远镜提供一定的参考作用,有益于傅里叶望远镜的实施。

参 考 文 献

- 1 R B Holmes, S Ma, A Bhowmik, *et al.*. Analysis and simulation of a synthetic-aperture technique for imaging through a turbulent medium [J]. *J Opt Soc Am A*, 1996, 13(2): 351-364.
- 2 R B Holmes, T Brinkley. Reconstruction of images of deep space objects using Fourier telescope [C]. SPIE, 1999, 3815: 11-22.
- 3 W T Rhodes, D Pava, F Dalglish, *et al.*. High-resolution imaging through horizontal-path turbulence [J]. SPIE, 2011, 8122: 812202.
- 4 Luo Xiujian, Ma Caiwen, Zhang Yu, *et al.*. Design proposal of Fourier telescope transmitter for moving objects in low earth orbit [J]. *J Shenzhen University Science and Engineering*, 2011, 28(4): 325-329.
罗秀娟, 马彩文, 张羽, 等. 低轨道运动目标傅里叶望远镜发射器设计[J]. *深圳大学学报理工版*, 2011, 28(4): 325-329.
- 5 Wu Wuming, Ning Yu, Ren Yajie, *et al.*. Research progress of scintillations for laser array beams in atmospheric turbulence [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, 49(7): 070008.
吴武明, 宁禹, 任亚杰, 等. 阵列光束在湍流大气中传输的光强闪烁研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2012, 49(7): 070008.
- 6 James Stapp, Brett Spivey, Laurence Chen, *et al.*. Simulation of a Fourier telescope imaging system for objects in low earth orbit [C]. SPIE, 2006, 6307: 630701.
- 7 V L Gamiz, R B Holmes, S R Czyzak, *et al.*. GLINT program overview and potential science objectives [C]. SPIE, 2000, 4091: 304-315.
- 8 V Mandrosov, V Camiz. High-resolution Fourier-telescope imaging in strongly inhomogeneous atmosphere under high level of additive noises [C]. SPIE, 2004, 5572: 49-56.
- 9 E L Cuellar, J Cooper, J Mathis, *et al.*. Laboratory demonstration of a multiple beam Fourier telescope imaging system [C]. SPIE, 2008, 7094: 70940G.
- 10 William T Rhodes. Time-average Fourier telescope: a scheme for

- high-resolution imaging through horizontal-path turbulence [J]. Appl Opt, 2012, 51(4): A11—A16.
- 11 Dong Lei, Liu Xinyue, Lin Xudong, *et al.*. Improvement of performance and analysis of results of field experiments of Fourier telescope [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(2): 0201004.
董 磊, 刘欣悦, 林旭东, 等. 傅里叶望远镜外场实验性能改进和结果分析[J]. 光学学报, 2012, 32(2): 0201004.
- 12 Kong Xinxin, Huang Min, Zhang Wenxi. Effect analysis of laser frequency-shift error on imaging quality in Fourier telescope [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1211001.
孔新新, 黄 旻, 张文喜. 傅里叶望远镜中激光频移误差对成像质量影响的分析[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1211001.
- 13 Max Born, Emil Wolf. Principles of Optics (7th Edition) [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 519.
- 14 David L Donoho. Compressed sensing [J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2006, 52(4): 1289—1306.
- 15 Emmanuel J Candès. Compressive sampling [C]. Proceedings on the International Congress of Mathematicians, 2006, 3: 1433—1452.
- 16 Emmanuel J Candès, Justin Romberg, Terence Tao. Robust uncertainty principles exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information [J]. IEEE Transactions on Information Theory, 2006, 52(2): 489—509.

栏目编辑: 王晓琰