

空间调制傅里叶变换光谱仪光谱探测中的 大气扰动分析

吕金光¹, 梁静秋^{1*}, 梁中翥¹, 秦余欣^{1,2}

¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所应用光学国家重点实验室, 吉林 长春 130033;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 在利用空间调制傅里叶变换光谱仪对远距离目标进行光谱遥测时, 大气湍流扰动引起的入射光场的波前畸变会影响干涉图像和复原光谱的质量。根据大气湍流扰动对光场的相位调制作用, 建立了大气湍流的随机相位模型与光场在大气中的分步传输模型, 并对大气湍流扰动作用下的干涉图像与复原光谱进行了数值计算, 结果显示: 大气湍流会导致干涉图像的背景产生低频的强度起伏, 并致使复原光谱在低频区域出现伴频噪声。采用统计实验的方法对归一化光谱误差与望远系统入瞳放大率、大气相干长度之间的关系进行统计分析。结果表明: 归一化光谱误差的统计均值与望远系统入瞳放大率为准线性正相关, 与大气相干长度为非线性负相关。依据归一化光谱误差的统计分析结果便可以根据外场环境的大气相干长度, 合理地设计望远系统的入瞳放大率, 从而实现对目标光谱的有效探测。

关键词 光谱学; 大气扰动; Monte Carlo 方法; 傅里叶变换光谱仪; 相位调制

中图分类号 O433.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.1130003

Analysis of Atmospheric Disturbance on Spectrum Detection by Spatial Modulation Fourier Transform Spectrometer

Lü Jinguang¹, Liang Jingqiu^{1*}, Liang Zhongzhu¹, Qin Yuxin^{1,2}

¹State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,
Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract When spatial modulation Fourier transform spectrometer is used to detect the spectrum of remote target, the interferogram and recovered spectrum are influenced by wavefront distortion resulting from atmospheric turbulence disturbance. According to the phase modulation of atmospheric turbulence disturbance on optical field, we build the model of atmospheric turbulence random phase screen and optical field split-step propagation in atmosphere. The interferogram and recovered spectrum affected by atmospheric turbulence disturbance are calculated numerically. The results show that the atmospheric turbulence disturbance causes low-frequency background intensity fluctuation in interferogram, and the concomitant frequency noise appears at the low-frequency region of the recovered spectrum. The relationship between normalized spectrum error and telescope entrance pupil magnification along with atmospheric coherence length is analyzed by statistical experiment method. The results indicate that the statistical mean of normalized spectrum error is linear positive correlated to telescope entrance pupil magnification, and it is nonlinear negative correlated to atmospheric coherence length. According to the statistical result of the normalized spectrum error, in order to realize the effective detection on target spectrum, the telescope entrance pupil magnification can be designed reasonably on the basis of the atmospheric coherence length in outfield environment.

Key words spectroscopy; atmospheric disturbance; Monte Carlo method; Fourier transform spectrometer; phase modulation

OCIS codes 300.6190; 030.7060; 300.6300; 120.5060; 030.6600

收稿日期: 2018-05-07; 修回日期: 2018-05-28; 录用日期: 2018-06-04

基金项目: 国家自然科学基金(61627819, 61575193, 61727818, 61735018, 61805239)、吉林省科技发展计划(20150520101JH, 20170204077GX)、中国科学院青年创新促进会基金(2018254, 2014193)

* E-mail: liangjq@ciomp.ac.cn

1 引 言

近年来,随着航空遥感、天文观测、反伪侦察、军事预警、环境监测等高新技术领域的发展,需要在复杂的外场环境下对远距离目标进行光谱遥测,因此对微型化、静态化、高稳定性的傅里叶变换光谱仪器提出了迫切的使用需求。针对远距离目标,根据其自身或其尾焰的光谱辐射特性,利用傅里叶变换光谱仪可以进行物质成分的分析,从而实现目标的识别^[1-2]。时间调制傅里叶变换光谱仪含有一套高精度的动镜扫描系统,但该动镜机构降低了仪器的稳定性,增大了仪器的体积,因此无法满足高稳定性、微型化的光谱探测需求。空间调制傅里叶变换光谱仪采用静态结构来实现干涉图的空间分布,具有结构稳定和微型化的优点,对外场远距离目标的光谱遥测具有显著优势,从而成为目前国内外研究的热点。Manzardo^[3]对基于倾斜反射镜 Michelson 干涉仪结构的静态干涉光谱仪进行了研究,因受探测器像元尺寸的制约,该光谱仪无法实现高分辨率的光谱测量。Manuilskiy 等^[4]对基于阶梯形和楔形 Fabry-Perot 干涉具的多通道光谱仪进行了研究,因系统的波长选择性,该光谱仪无法实现宽带的光谱测量。针对倾斜反射镜 Michelson 干涉仪结构存在的光谱分辨率受限以及阶梯形与楔形 Fabry-Perot 干涉具结构存在的光谱带宽受限问题,吕金光等^[5-9]对一种基于多级微反射镜干涉结构的傅里叶变换光谱仪进行了研究,结果显示:利用两个正交放置的多级微反射镜进行干涉图的二维空间采样,可以实现宽光谱带宽与高光谱分辨率的光谱测

量;此外,该光谱仪具有结构稳定与微型化的优点。前期研究的傅里叶变换光谱仪只是应用于实验室中测量样品的吸收光谱,为了使傅里叶变换光谱仪能够应用于外场目标辐射光谱的测量,本文在基于多级微反射镜干涉系统的基础上,引入具有较大口径的望远系统,以接收更多的光场能量,对远距离目标进行光谱遥测。当利用该光谱仪进行远距离目标的光谱遥测时,来自远距离目标的光场在经过大气传输时会受到大气湍流扰动的影响,从而在望远系统入瞳面上引起相位起伏,造成干涉图像退化和复原光谱失真。本文对光场在大气与系统中的传输过程进行理论建模与数值计算,并分析大气湍流扰动对干涉图像和复原光谱产生的影响。

2 系统的工作原理

空间调制傅里叶变换光谱仪的光学结构如图 1 所示。来自远距离目标物点的光场经望远系统接收后入射到干涉系统中,干涉系统由分束器与两个多级微反射镜构成,两个多级微反射镜均位于望远系统的出瞳位置。假设望远系统入瞳平面的光场分布为 $u_0(x, y)$,望远系统入瞳沿 x 轴方向的口径 L_x 和沿 y 轴方向的口径 L_y 相同,两个多级微反射镜的阶梯级数均为 N ,阶梯宽度均为 a ,则入射光场经望远系统后在多级微反射镜平面上形成的光场分布为

$$u_1(x, y) = Mu_0(-Mx, -My)f_{\text{rect}}\left(\frac{x}{Na}\right)f_{\text{rect}}\left(\frac{y}{Na}\right), \quad (1)$$

式中: $M=L_x/(Na)=L_y/(Na)$ 为望远系统的入瞳放大率; f_{rect} 为矩形函数。

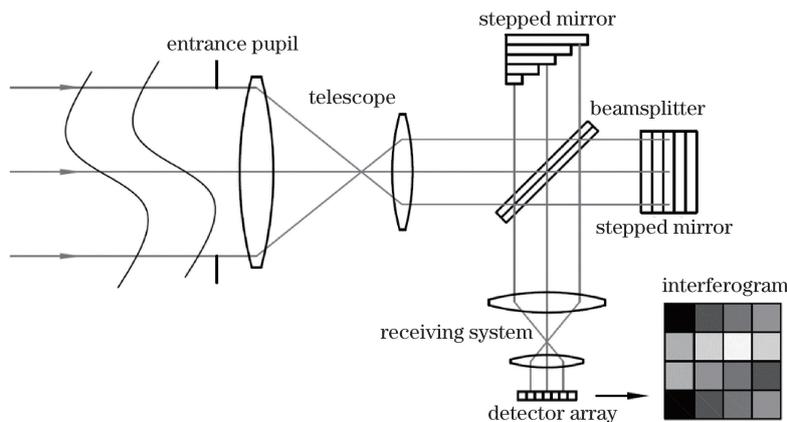


图 1 空间调制傅里叶变换光谱仪探测光谱示意图

Fig. 1 Schematic of spectrum detection by spatial modulation Fourier transform spectrometer

两个多级微反射镜相对于分束器正交放置,将光场分割为 $N \times N$ 个干涉光场单元。设横向多级

微反射镜的阶梯高度为 d ,为了实现光程差互补,纵向多级微反射镜的阶梯高度为 $N \times d$ 。对于横向多

级微反射镜,每个阶梯在 x 方向上都会相对于其相邻的阶梯引入一个大小为 $2d$ 的光程差,从而引入大小为 $4\pi\nu d$ 的相位差($\nu=1/\lambda$ 为光波的波数, λ 为光波的波长);对于纵向多级微反射镜,每个阶梯在

y 方向上都会相对于其相邻的阶梯引入一个大小为 $2Nd$ 的光程差,从而引入大小为 $4\pi\nu Nd$ 的相位差。因此,两个多级微反射镜对光场的调制函数可以表示为

$$S_1(x, y) = \left[f_{\text{rect}}\left(\frac{x-a/2}{a}\right) * \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(j4\pi\nu md) \delta(x-ma) \right] f_{\text{rect}}\left(\frac{x}{Na}\right) f_{\text{rect}}\left(\frac{y}{Na}\right), \quad (2)$$

$$S_2(x, y) = \left[f_{\text{rect}}\left(\frac{y-a/2}{a}\right) * \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(j4\pi\nu nNd) \delta(y-na) \right] f_{\text{rect}}\left(\frac{x}{Na}\right) f_{\text{rect}}\left(\frac{y}{Na}\right), \quad (3)$$

式中:“ $*$ ”表示卷积运算; $\delta(\cdot)$ 为脉冲函数; m 和 n 分别为横向和纵向多级微反射镜的阶梯序数。

经多级微反射镜的调制函数调制后,入射到横向多级微反射镜表面的光场变为 $u_1(x, y)S_1(x, y)$,入射到纵向多级微反射镜表面的光场变为 $u_1(x, y)S_2(x, y)$ 。根据标量衍射理论,设光场从多级微反射镜传播到探测器接收面的距离为 z_0 ,则被两个多级微反射镜调制的光场传播到探测器接收面上进行叠加后形成的干涉图像的强度分布为

$$I(x, y) = |\mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[u_1(x, y)S_1(x, y) + u_1(x, y)S_2(x, y)]H_z(f_x, f_y)\}|^2, \quad (4)$$

式中: \mathcal{F} 表示傅里叶变换; \mathcal{F}^{-1} 表示傅里叶逆变换; f_x 和 f_y 为空间频率变量; $H_z(f_x, f_y) = \exp(j2\pi\nu z_0) \exp[-j\pi\lambda z_0(f_x^2 + f_y^2)]$ 为菲涅耳衍射传递函数。

由于横向多级微反射镜的每个行阶梯与纵向多级微反射镜的每个列阶梯对应一个干涉级次,因此干涉图像是由 $N \times N$ 个干涉图元构成的干涉图阵列。设横向多级微反射镜的第 m 个行阶梯与纵向多级微反射镜的第 n 个列阶梯对应的干涉图元为 $I[m(x, y), n(x, y)]$,则对每个干涉图元进行积分,即 $I(m, n) = \iint_{a \times a} I[m(x, y), n(x, y)] dx dy$,便可以得到干涉图采样阵列。根据傅里叶变换光谱学原理,通过对干涉图采样阵列进行离散傅里叶变换便可以解调出目标的辐射光谱,即

$$B(\nu) = 2d \sum_m \sum_n I(m, n) \exp[-j4\pi\nu(Nn-m)d]. \quad (5)$$

3 理论建模及数值分析

3.1 理论建模

假设来自无限远距离的目标物点的光波在受到大气湍流扰动之前为平面波,其光场分布为

$u_{\text{orig}}(x, y) = 1$ 。平面波经过大气传输之后,由于受大气湍流扰动的影响,望远系统入瞳平面上的入射光波不再是平面波,其波前发生畸变。由于大气扰动是一个随机过程,所以当光波通过大气传输时,其波前畸变对应的相位变化也是一个随机过程。可以将大气对光场的作用看作是一系列与望远系统入瞳平面平行的大气相位屏,大气相位屏对入射光场的相位进行调制^[10]。根据傅里叶光学理论,大气相位屏对光场的调制函数可以表示为

$$P(x, y) = \exp[j\varphi(x, y)], \quad (6)$$

式中: $\varphi(x, y)$ 为大气相位函数。

大气相位函数可以表示为傅里叶积分的形式^[11],即

$$\varphi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(f_x, f_y) \times \exp[j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y, \quad (7)$$

式中: $\Psi(f_x, f_y)$ 为大气相位频谱函数。

通常,大气相位频谱函数是复数值随机变量,服从圆型对称复数高斯分布,其实部和虚部的均值为零,互协方差也为零,且具有相等的方差^[11]。因此,大气相位频谱函数的均值为零,即 $\langle \Psi(f_x, f_y) \rangle = 0$ 。由此,根据功率谱密度与频谱之间的函数关系,大气相位频谱函数的方差可以表示为

$$\langle |\Psi(f_x, f_y)|^2 \rangle = L_x L_y \Phi(f_x, f_y), \quad (8)$$

式中: $\Phi(f_x, f_y)$ 为大气相位功率谱密度函数。

根据望远系统入瞳与多级微反射镜之间的孔径关系,可以得到大气相位频谱函数的标准差为

$$\sigma_{\Psi}(f_x, f_y) = \sqrt{L_x L_y} \sqrt{\Phi(f_x, f_y)} = MNa \sqrt{\Phi(f_x, f_y)}. \quad (9)$$

采用 Monte Carlo 方法建立大气湍流扰动的随机相位函数模型,根据(9)式,可以将大气相位频谱函数表示为

$$\Psi(f_x, f_y) = R(f_x, f_y) \cdot \sigma_{\Psi}(f_x, f_y) = MNaR(f_x, f_y) \sqrt{\Phi(f_x, f_y)}, \quad (10)$$

式中： $R(f_x, f_y)$ 为均值为零、单位方差的圆型对称复数高斯分布随机变量。

将(10)式代入(7)式便可以得到大气湍流扰动的随机相位函数，即

$$\varphi(x, y) = MNa \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(f_x, f_y) \sqrt{\Phi(f_x, f_y)} \times \exp[j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y. \quad (11)$$

大气相位功率谱密度函数有很多模型，目前比较公认的是修正的冯卡门功率谱密度^[12]，即

$$\Phi(f_x, f_y) = \frac{0.023r_0^{-5/3}}{(f_x^2 + f_y^2 + f_0^2)^{11/6}} \exp\left(-\frac{f_x^2 + f_y^2}{f_m^2}\right), \quad (12)$$

式中： r_0 为大气相干长度； $f_m = 5.92/(2\pi \cdot l_0)$ 为内尺度频率； $f_0 = 1/L_0$ 为外尺度频率； l_0 和 L_0 分别为大气湍流的内尺度和外尺度。

将(11)式代入(6)式便可以得到大气相位屏对光场的调制函数 $P(x, y)$ 。根据大气相位屏的调制函数，将光场在大气中的传输过程分解成入射光场与一系列大气相位屏的相互作用过程，每个大气相位屏分别对传输到其表面的光场进行调制^[13]。光场在大气中的分步传输模型如图 2 所示。来自目标的原始光场 $u_{\text{orig}}(x, y) = 1$ 首先入射到第一个大气相位屏上，大气相位屏对其进行相位调制；调制后的光场经过一定距离的衍射传输后，被第二个大气相位屏调制；然后再次衍射传输；重复该过程，直到光场传输到望远系统的入瞳平面为止。通过该光场的分步传输过程便可以得到望远系统入瞳平面上的入射光场分布 $u_0(x, y)$ 。图 2 中的 $\exp[j\varphi(x, y)]$ 为大气相位屏的调制函数， $H_z(f_x, f_y)$ 为非涅耳衍射传递函数， Δz 为衍射传输距离，FT 和 FT^{-1} 分别表示傅里叶变换和傅里叶逆变换。

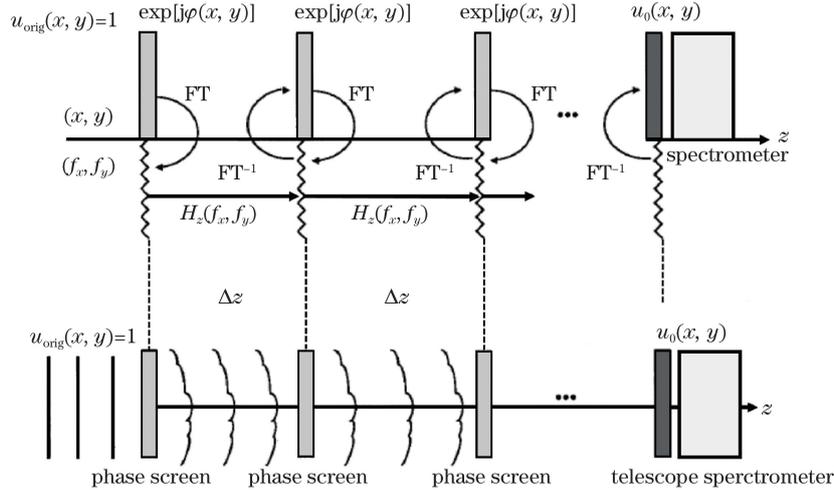


图 2 光场在大气中的分步传输模型

Fig. 2 Model of split-step beam propagation in atmosphere

通过以上光场在大气中分步传输的计算过程可以得到望远系统入瞳平面上的光场分布 $u_0(x, y)$ ，将其代入(1)~(4)式便可以得到目标物点的干涉图像，从而解调出目标辐射的光谱信息。

3.2 数值计算与统计分析

对大气相位屏进行采样^[14-15]时，设大气相位屏在空间域的采样点数为 $K \times K$ ，则空间位置的采样间隔 $\Delta x = \Delta y = MNa/K$ 。根据信息论可知大气相位屏在频率域的采样点数也为 $K \times K$ ，空间频率的采样间隔 $\Delta f_x = 1/(K \cdot \Delta x)$ ， $\Delta f_y = 1/(K \cdot \Delta y)$ 。设 (k, l) 为离散的空间位置坐标序数， (p, q) 为离散的空间频率坐标序数，且 k, l, p 和 q 的取值均为 $-K/2, \dots, K/2 - 1$ 。令 $x = k \cdot \Delta x$ ， $y = l \cdot \Delta y$ ， $f_x = p/(K \cdot \Delta x)$ ， $f_y = q/(K \cdot \Delta y)$ ，将它们代入(10)式便

可以得到离散采样的大气相位频谱函数 $\Psi(p, q) = MNaR(p, q)\sqrt{\Phi(p, q)}$ 。这里， $R(p, q)$ 是均值为零、单位方差的复数高斯分布随机数阵列。将 $\Psi(p, q)$ 代入(11)式，并对空间位置和空间频率进行离散，便可以得到离散采样的大气相位函数 $\varphi(k, l)$ 。根据光场在大气中的分步传输模型，通过产生 S 个均值为零、单位方差的复数高斯分布随机数阵列 $R_s(p, q)$ ，便可以得到 S 个大气相位屏，再由各个大气相位屏的调制函数 $P_s(k, l)$ 便可以计算得到受大气湍流扰动影响的干涉图像与复原光谱。

取光波的波数 $\nu = 0.3 \mu\text{m}^{-1}$ ，采样点数 $K \times K = 250 \times 250$ ，对应探测器的有效像元为 250×250 ，多级微反射镜的阶梯宽度 $a = 1 \text{ mm}$ ，阶梯高度 $d =$

0.625 μm , 阶梯级数 $N=32$ 。由于大气湍流主要来自地面上 15 km 的高度范围^[9], 因此取相位屏数 $S=15$, 衍射传输距离 $\Delta z=1$ km。当望远系统入瞳放大率 $M=10$, 大气相干长度 $r_0=0.5$ m 时, 根据光场在大气中的分步传输模型, 在一次数值计算过程中得到的望远系统入瞳平面上的入射光场的相位分布如图 3 所示。

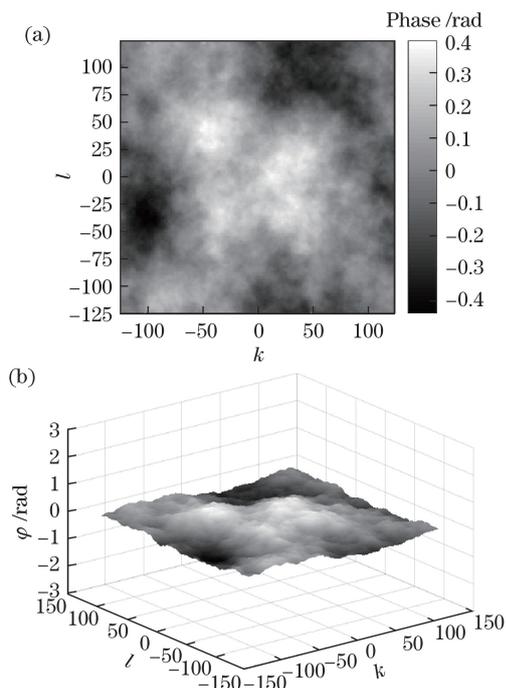


图 3 望远系统入瞳平面上入射光场的相位分布。
(a) 二维分布; (b) 三维分布

Fig. 3 Phase distributions of optical field at telescope entrance pupil plane. (a) 2D distribution; (b) 3D distribution

图 3 为望远系统入瞳放大率 $M=10$, 大气相干长度 $r_0=0.5$ m 时, 望远系统入瞳平面上入射光场相位的二维和三维分布。从图 3 中可以看出, 大气湍流扰动导致入射光场的相位产生随机起伏, 相位变化的幅值可以达到 ± 0.4 rad。入射光场的相位变化说明入射光场的波前产生了畸变, 光波的入射方向不再平行于系统光轴。光波的传播向各个方向发生随机偏折, 这将会导致干涉图像的退化和复原光谱的失真。

根据望远系统入瞳平面上的入射光场分布以及 (1)~(4) 式, 可以得到经两个多级微反射镜调制后探测器接收平面上干涉图像的强度分布。无大气扰动影响以及大气相干长度 $r_0=0.5$ m 时干涉图像的强度分布如图 4 所示。

图 4(a) 为不存在大气扰动时探测器接收平面上的干涉光强分布, 图 4(b) 为当大气相干长度 $r_0=$

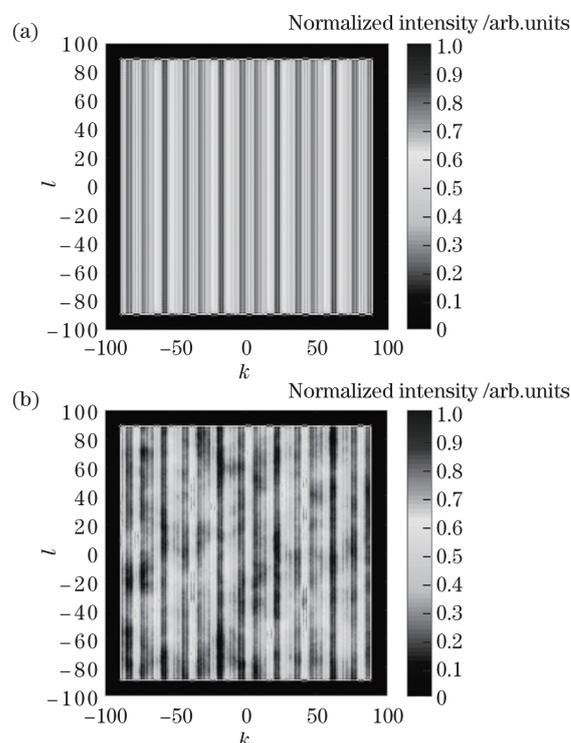


图 4 (a) 无大气扰动和 (b) 存在大气扰动时干涉图像的强度分布

Fig. 4 Intensity distributions of interferograms (a) without atmospheric disturbance and (b) with atmospheric disturbance

0.5 m 时图 3 所对应的入射光场在探测器接收面上形成的干涉光强分布。通过对比可以看出: 大气湍流扰动导致干涉图像背景强度分布变得不均匀, 也就是说, 在高频干涉条纹的背景中产生了低频的强度起伏。这主要是因为波前相位起伏产生了附加的光程差, 从而导致干涉光强发生变化。可见, 干涉图像因受到大气湍流扰动的影响而发生了退化。

对干涉图像进行区域分割形成各级次的干涉图元, 将其进行区域积分后与光程差进行配准, 按照光程差的次序进行降维, 减去直流分量后形成一维的干涉图序列, 如图 5 所示。

由图 5 可以看出: 理想的干涉图序列是一种有规律分布形式, 其相对于零灰度值均匀波动, 且在零光程差两侧对称分布; 大气湍流扰动的影响会使干涉图的强度相对于零灰度值产生随机波动, 从而导致干涉图序列相对于零光程差失去对称性, 导致干涉图失真。

根据 (5) 式对干涉图序列进行离散傅里叶变换运算, 便可以从干涉图序列中解算出目标物点辐射的光波信号的复原光谱信息^[16-17], 如图 6 所示。

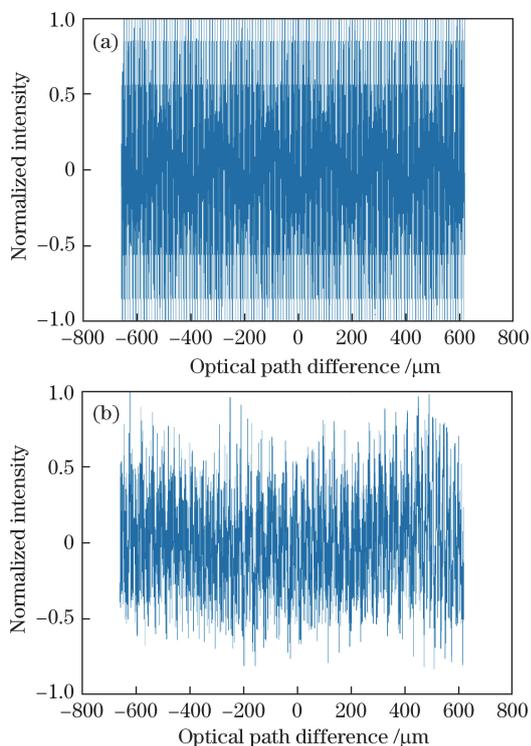


图 5 (a)无大气扰动和(b)存在大气扰动时的干涉图序列
Fig. 5 Interferogram sequences (a) without atmospheric disturbance and (b) with atmospheric disturbance

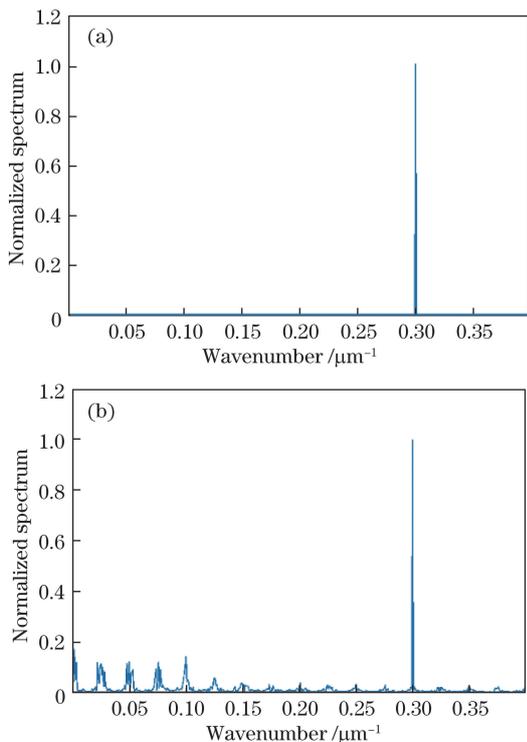


图 6 (a)无大气扰动和(b)存在大气扰动时干涉图序列的复原光谱
Fig. 6 Recovered spectra of interferogram sequences (a) without atmospheric disturbance and (b) with atmospheric disturbance

图 6(a)为无大气扰动影响的干涉图序列[图 5(a)]对应的复原光谱,图 6(b)为存在大气扰动的干涉图序列[图 5(b)]对应的复原光谱。对比后可见,大气湍流扰动导致复原光谱中除了入射光波的主频谱线以外,在低频部分还出现了许多伴频谱线。这主要是因为多级微反射镜在对高频干涉条纹进行周期采样的过程中,同时也对低频背景进行了采样,导致低频谱线及其高次谐频的产生。可见,大气湍流扰动导致了光波复原光谱的失真。

为了表征大气扰动对复原光谱的影响,采用归一化光谱误差 Q 评价复原光谱的失真程度,即 $Q = \frac{\int_0^\infty |B(\nu) - B_0(\nu)| d\nu}{\int_0^\infty B_0(\nu) d\nu}$ (B_0 为理想光谱, B 为实际得到的复原光谱)。采用统计实验的方法对大气湍流扰动导致的复原光谱的失真程度进行统计分析,通过进行 T 次数值计算,生成 T 个复原光谱的统计样本。针对每一个复原光谱的统计样本,计算其归一化光谱误差,从而得到长度为 T 的归一化光谱误差序列。通过对归一化光谱误差序列进行统计分析,最终得到大气湍流扰动对光谱复原影响的统计特征。对于 $T=1000$ 个统计样本,归一化光谱误差的统计分布如图 7 所示。

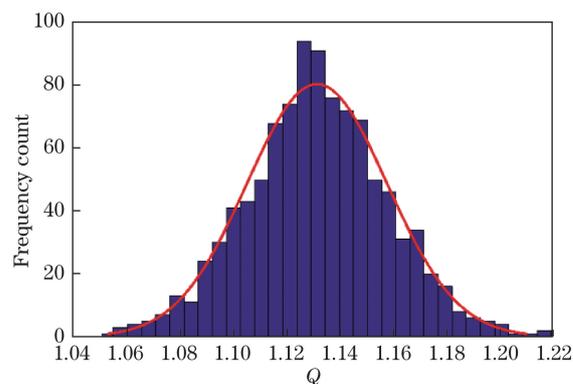


图 7 归一化光谱误差的统计直方图
Fig. 7 Histogram of normalized spectrum error

图 7 是望远系统的入瞳放大率 $M=10$,大气相干长度 $r_0=0.5$ m 时,归一化光谱误差函数的区间概率分布,即归一化光谱误差的统计分布直方图。图 7 中的曲线是通过统计分布直方图进行拟合得到的概率密度曲线,可以看出,归一化光谱误差的随机波动基本服从正态分布。由统计分布直方图可知复原光谱的归一化光谱误差的统计均值为 1.13。

由于望远系统入瞳口径与大气相干长度是影响波前相位分布的主要因素,因此,为了明确大气扰动

对复原光谱的影响,针对不同的望远系统入瞳放大率与不同的大气相干长度,采用统计实验的方法计算每一种情况下归一化光谱误差的统计分布,然后根据统计直方图得到归一化光谱误差的统计均值随望远系统入瞳放大率与大气相干长度的变化,如图 8 所示。

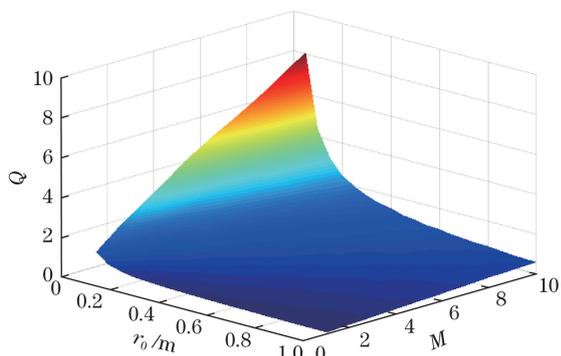


图 8 归一化光谱误差随望远系统入瞳放大率与大气相干长度的变化曲面

Fig. 8 Curved surface of normalized spectrum error with the change of telescope entrance pupil magnification and atmospheric coherence length

由图 8 可以看出,归一化光谱误差的统计均值随着望远系统入瞳放大率的增加和大气相干长度的减小而表现为一个单调递增的曲面。从图 8 中还可以看出,归一化光谱误差与望远系统入瞳放大率为准线性正相关,与大气相干长度为非线性负相关。归一化光谱误差与大气相干长度、望远系统入瞳放大率之间的关系曲线分别如图 9 和图 10 所示。

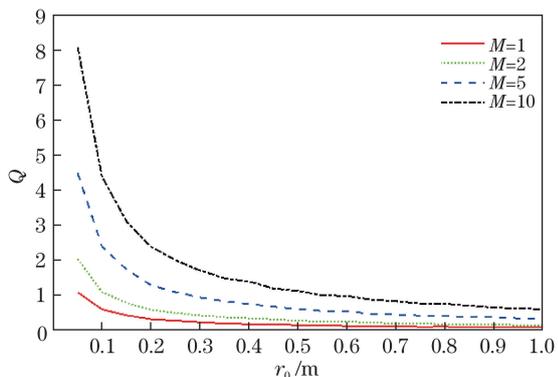


图 9 归一化光谱误差与大气相干长度的相关曲线

Fig. 9 Correlation curves of normalized spectra error versus atmospheric coherence length

由图 9 可以看出:随着大气相干长度减小,归一化光谱误差急剧增大;在大气相干长度较大的情况下,归一化光谱误差的变化较为缓慢。由图 10 可以看出:随着望远系统入瞳放大率增大,归一化光谱误差呈准线性增加;当 $r_0=1$ m 时,归一化光谱误差随

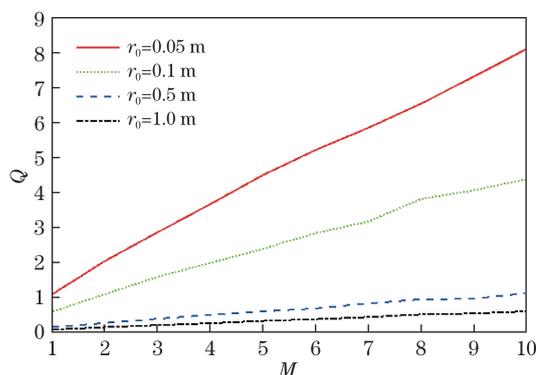


图 10 归一化光谱误差与望远系统入瞳放大率的相关曲线

Fig. 10 Correlation curve of normalized spectra error versus telescope entrance pupil magnification

望远系统入瞳放大率增大的线性递增速率约为 0.06;当 $r_0=0.05$ m 时,归一化光谱误差随望远系统入瞳放大率增大的递增速率约为 0.81。因此,在对远距离目标进行光谱遥测的过程中,在归一化光谱误差允许的范围内,根据归一化光谱误差与望远系统入瞳放大率、大气相干长度之间的关系,便可以根据外场环境的大气相干长度,合理地设计望远系统的入瞳放大率,以实现目标光谱的有效探测。在不引入图像处理恢复的前提下,对于要求归一化光谱误差小于 1 的情形,当大气相干长度为 0.5 m 时,望远系统的入瞳放大率应该控制在 9 以内。

4 结 论

空间调制傅里叶变换光谱仪利用两个正交的具有不同阶梯常数的多级微反射镜对入射光场进行空间相位调制,可实现所有级次干涉图像的同时采集,具有稳定性高与结构紧凑的优点。在利用空间调制傅里叶变换光谱仪对远距离目标的光谱进行遥测时,大气湍流扰动会导致来自目标的光波经大气传输后产生波前畸变与相位起伏,从而导致干涉图像发生退化。干涉图像的背景受大气湍流扰动的影响后会产生低频的强度起伏,而多级微反射镜在对高频干涉条纹进行采样过程中亦会对低频背景进行采样,从而导致复原光谱中产生低频伴线及其高次谐波噪声,致使复原光谱失真。采用统计实验的方法对大气湍流扰动导致的复原光谱进行统计分析后可知,当望远系统的入瞳放大率为 10、大气相干长度为 0.5 m 时,归一化光谱误差的统计均值为 1.13。归一化光谱误差随望远系统入瞳放大率的增加和大气相干长度的减小而表现为一个单调递增的曲面,根据归一化光谱误差与望远系统入瞳放大率、大气相干长度之间的关系,便可以根据外场环境的大气

相干长度,合理地设计望远系统的入瞳放大率,从而实现对远距离目标的光谱进行有效探测。本分析与讨论同样适用于其他类型(如 Sagnac 型)干涉成像光谱仪。但对于非干涉型仪器,大气扰动的影响仅与前置望远系统的倍率 M 有关,而与大气相干长度无关。

参 考 文 献

- [1] Weng S F. Fourier transform infrared spectrometer[M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2005: 34-56.
翁诗甫. 傅里叶变换红外光谱仪[M]. 北京: 化学工业出版社, 2005: 34-56.
- [2] Griffiths P R, de Haseth J A. Fourier transform infrared spectrometry[M]. New York: John Wiley & Sons, 2007: 19-41.
- [3] Manzardo O. Micro-sized Fourier spectrometers[D]. Neuchatel: University of Neuchatel Institute of Microtechnique, 2002: 29-54.
- [4] Manuilskiy A, Andersson H, Tungstrom G, *et al.* Compact multi channel optical Fourier spectrometer[C]. Proceedings of SPIE, 2006, 6395: 639504.
- [5] Lü J G, Liang J Q, Liang Z Z, *et al.* Analysis and restraint of alignment error by stepped micro-mirror[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(3): 0330003.
吕金光, 梁静秋, 梁中翥, 等. 多级微反射镜对准误差的分析与抑制[J]. 光学学报, 2016, 36(3): 0330003.
- [6] Liang J Q, Liang Z Z, Lü J G, *et al.* Micro spatial modulation Fourier transform infrared spectrometer[J]. Chinese Optics, 2015, 8(2): 277-298.
梁静秋, 梁中翥, 吕金光, 等. 空间调制微型傅里叶变换红外光谱仪研究[J]. 中国光学, 2015, 8(2): 277-298.
- [7] Lü J G, Liang J Q, Liang Z Z, *et al.* Optical field analysis and diffraction restraint of microminiature Fourier transform spectrometer[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(11): 1130002.
吕金光, 梁静秋, 梁中翥, 等. 微小型傅里叶变换光谱仪光场分析与衍射抑制[J]. 光学学报, 2016, 36(11): 1130002.
- [8] Feng C, Wang B, Liang Z Z, *et al.* Miniaturization of step mirrors in a static Fourier transform spectrometer: theory and simulation[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 28(1): 128-133.
- [9] Lü J G, Liang J Q, Liang Z Z, *et al.* Wavefront aberration analysis and spectrum correction of microminiature Fourier transform spectrometer[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(2): 0230001.
吕金光, 梁静秋, 梁中翥, 等. 微小型傅里叶变换光谱仪波前像差分析与光谱修正[J]. 光学学报, 2018, 38(2): 0230001.
- [10] Song F J, Jutamulia S. Advanced optical information processing[M]. Beijing: Peking University Press, 2014: 236-244.
宋菲君, Jutamulia S. 近代光学信息处理[M]. 北京: 北京大学出版社, 2014: 236-244.
- [11] Schmidt J D. Numerical simulation of optical wave propagation with examples in MATLAB[M]. Washington: SPIE Press, 2010: 160-169.
- [12] Goodman J W. Statistical optics[M]. New York: John Wiley & Sons, 2000: 388-393.
- [13] Poon T C, Kim T. Engineering optics with MATLAB[M]. Singapore: World Scientific Publishing Company, 2006: 121-124.
- [14] Cai D M, Wang K, Jia P, *et al.* Sampling methods of power spectral density method simulating atmospheric turbulence phase screen[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(10): 104217.
蔡冬梅, 王昆, 贾鹏, 等. 功率谱反演大气湍流随机相位屏采样方法的研究[J]. 物理学报, 2014, 63(10): 104217.
- [15] Liu Y Y, Lü Q B, Zhang W X. Simulation for space target interference imaging system distorted by atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(12): 124201.
刘扬阳, 吕群波, 张文喜. 大气湍流畸变对空间目标清晰干涉成像仿真研究[J]. 物理学报, 2012, 61(12): 124201.
- [16] Feng Y T, Sun J, Li Y, *et al.* Broad-band spatial heterodyne interferometric spectrometer[J]. Optics and Precision Engineering, 2015, 23(1): 48-55.
冯玉涛, 孙剑, 李勇, 等. 宽谱段空间外差干涉光谱仪[J]. 光学精密工程, 2015, 23(1): 48-55.
- [17] Shen Y, Bai C X, Wang H, *et al.* Nonlinear spectral recovery based on fast Gaussian gridding[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(9): 093003.
沈燕, 柏财勋, 王昊, 等. 基于快速高斯网格法的非线性光谱复原方法[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(9): 093003.