

# 混浊大气介质调制传递函数的一般特征

饶瑞中

(中国科学院安徽光学精密机械研究所中国科学院大气成分与光学重点实验室, 安徽 合肥 230031)

**摘要** 基于混浊介质的调制传递函数(MTF)和在各向同性漫射光源照射下平行平面混浊介质出射光强度分布之间的等效原理,利用辐射传输算法 DISORT 数值计算了几种典型的均匀大气混浊介质的 MTF,获得了整个空间频域内 MTF 的一般特征。结果显示,大气介质的 MTF 不但依赖于介质的光学厚度(散射和吸收),也依赖于介质的散射相函数。给出了大气介质的 MTF 与光学厚度、散射相函数种类、单次反照率和非对称因子等因素的定量依赖关系。

**关键词** 大气光学;混浊介质中的成像;光学传递函数;调制传递函数;辐射传输

**中图分类号** TN241 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0900125

## General Characteristics of Modulation Transfer Function of Turbid Atmosphere

Rao Ruizhong

(Key Laboratory for Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

**Abstract** Based on the equivalence of the modulation transfer function (MTF) of a plane parallel turbid medium and the emergent light intensity distribution from the medium under isotropic diffuse illumination, the MTF of some typical turbid media is fully evaluated through numerical solution with a radiation transfer code DISORT. General MTF characteristics in the whole spatial frequency range are obtained. It is found that the MTF behavior depends not only on the scattering and absorption optical thickness of the medium but also on the scattering phase function. General features of the dependence of MTF on the optical thickness, the scattering phase function, the single scattering albedo, and the asymmetric factor are presented.

**Key words** atmospheric optics; imaging through turbid media; optical transfer function; modulation transfer function; radiative transfer

**OCIS codes** 110.0113; 110.4100; 110.4850; 010.1290; 010.15620; 010.7295

## 1 引 言

众所周知,在混浊介质中的光学成像由于光在介质中的多次散射效应导致成像质量的恶化,恶化程度取决于介质的光学性质。这种效应可以在实际大气中以多种形态出现,如常见的日晕<sup>[1~3]</sup>。成像质量的恶化给航空、光学遥感和大气中的视觉等许多实际应用带来了困难<sup>[4,5]</sup>。由于介质可以视为整个成像系统的一个组成部分,通常使用调制传递函数(MTF)描述介质的影响。MTF是更为一般的光学量光学传递函数(OTF)的模。因而定量地获取

混浊介质的 MTF 对于成像光学系统的设计、图像处理以及其他相关应用具有十分重要的意义。

为获取混浊介质的 MTF 前人曾使用了各种科学方法和技术,其中包括理论分析、数值模拟、实验室内测量和野外场景实际测量等。但在 2010 年之前相当长的历史时期内,一直没有获得 MTF 的完整而公认可靠的结果。应用较广的是根据光散射小角近似(SAA)得到的解析结果<sup>[6,7]</sup>。根据 SAA 结果 MTF 只依赖于混浊介质的散射和吸收光学厚度。但用蒙特卡罗(Monte Carlo)方法进行的数值

收稿日期: 2011-07-07; 收到修改稿日期: 2011-07-31

作者简介: 饶瑞中(1963—),男,研究员,主要从事大气光学方面的研究。E-mail: rao@aiofm.ac.cn

(中国光学学会会员号: S040407915)

模拟结果显示: MTF 受混浊介质中散射粒子形状的影响<sup>[8]</sup>, 这个结果符合非球形粒子光散射的角度分布特征。

混浊介质中成像的数值模拟有多种方法, 其中主要是 Monte Carlo 方法。这些模拟都是针对具体的光学系统在具体的成像场景下进行的。这种方法不能直接得到介质的 MTF, 而是直接获得介质的点扩展函数(PSF), 它是 OTF 的傅里叶变换<sup>[9~12]</sup>。

混浊介质 MTF 的实验测量包括针对人造颗粒的实验室内测量和在野外场景中进行的实际测量。实验室内测量结果表明: 对于很小的光学厚度 SAA 近似下的 MTF 与实验结果吻合得很好, 但在中等空间频率下以及对较大的光学厚度, SAA 近似下的 MTF 明显偏离实验结果<sup>[13,14]</sup>。

混浊介质的 MTF 测量主要在大气中进行。实际大气介质对成像光学系统的影响与根据理论 MTF 预测的结果不能很好地符合。这种差异可能来自两种原因, 即光学系统有限的视场和成像器件(CCD 等)有限的动态范围。只有散射在视场内并且强度高于成像器件感应阈值的光才能成像。由于这些原因, 大气对成像的影响可能有一定程度的弱化。一个模拟结果甚至声称只有光学厚度达到 9.3 大气才能对成像造成明显的影响<sup>[15]</sup>。成像系统的这些缺陷构成了直接测量大气 MTF 的困难。

实际测量大气 MTF 由于和大气湍流的影响交织在一起而进一步复杂化。当大气湍流强度已知时, 湍流介质的 MTF 可以理论计算出来, 但对于较长距离的成像问题, 大气湍流强度并不能很准确地获得。

一组实际大气水平对流雾和雨中 PSF 的测量与 Monte Carlo 方法获得的模拟结果相仿<sup>[16]</sup>, 而另一组 MTF 测量结果却得到明显不同的结果<sup>[17~19]</sup>。这些结果反映了大气介质对成像影响的不同程度, 对这些结果的解释存在着分歧<sup>[2, 15, 20~22]</sup>。

虽然研究中考虑了光学系统有限的视场和成像器件有限的动态范围这两种因素, 但另一种影响 MTF 测量的因素未见提及, 可能被忽略了。这个因素就是背景光亮度, 或者它相对于成像光源的亮度<sup>[23]</sup>。文献[16]中的测量实验使用了一个 1000 W 的石英卤素灯点光源, 文献[2]中的成像物体是太阳边缘。在上面这两种场景下, 背景光的亮度都远远低于光源的亮度, 因此其影响可以忽略。然而在其他测量实验中或者遥感成像中, 成像通过成像物体本身漫反射的太阳光和天空光来实现, 这种情况

下背景光的影响不容忽视。也许这就是导致对上述实验结果解释产生分歧的原因。

总之, 以前关于混浊介质 MTF 的知识很不完善, 依据 SAA 近似获得的解析结果仅仅适用于稀疏介质在很低空间频率的狭小范围内。数值模拟结果只能适用于具体的场景, 而有限的实际测量结果也不一致。因此如何获取混浊介质 MTF 一般结果至关重要。

最近发现的混浊介质 MTF 的等效原理从根本上彻底解决了这个问题。本文将根据这个原理获得的 MTF 一般形态与 SAA 近似结果相比较, 揭示 SAA 非常有限的适用范围。然后针对几种典型的均匀大气混浊介质, 计算得出整个空间频域内 MTF 的一般特征, 并详细研究了这几种大气介质的 MTF 和光学厚度、散射相函数种类、单次反照率和非对称因子等因素的定量依赖关系。

## 2 混浊介质 MTF 的等效原理及 SAA 适用性分析

由于混浊介质中的光学成像一般是多次散射和强烈的前向散射光传播过程, 实际上是一种特定的辐射传输问题。根据等效原理, 混浊介质的 MTF 等同于在无穷远处各向同性漫射光(单位强度  $I_0=1$ )照射下混浊介质在无穷远处的出射光强度分布  $J$ , 即

$$M_{TF}(\Omega) = J(\tan \theta), \quad (1)$$

式中  $\Omega$  为空间频率,  $\theta$  是相对于光轴方向的极角, 其单位为 rad, MTF 的单位为  $\text{rad}^{-1}$ 。一个分层混浊介质的 MTF 等效原理如图 1 所示, 每一层为均匀介质, 具有各自的光学参数, 如多次散射反照率  $\omega$  和散射相函数  $P$  等, 从入射处算起的光学厚度  $\tau$  标

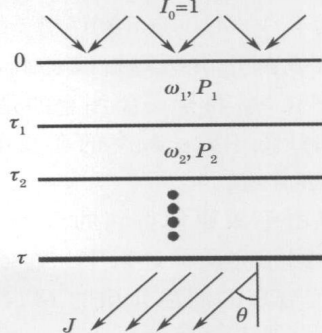


图 1 混浊介质 MTF 与辐射传输等效原理示意图

Fig. 1 Schematic for the equivalence of MTF and radiation transfer through a plane parallel turbid medium

在左侧。有不少成熟的辐射传输算法,可以求解上式,其中应用较广泛的有基于离散坐标法的DISORT<sup>[24,25]</sup>。

迄今为止广泛采用的由SAA近似得到的混浊介质MTF的表达式为<sup>[6]</sup>

$$M_{TF}(\Omega) = \begin{cases} \exp\left[-\tau_{\text{abs}} - \tau_{\text{ca}}\Omega/\Omega_c\right], & \Omega \ll \Omega_c \\ \exp\left[-\tau_{\text{abs}} - \tau_{\text{ca}}\right], & \Omega \gg \Omega_c \end{cases} \quad (2)$$

这里 $\Omega \sim a/\lambda$ 是截止空间频率, $a$ 是散射粒子的特征半径, $\lambda$ 是光波长。式中在高频和低频两部分的频率适用范围分别是远大于或远小于截止频率。这很明确地表示在截止频率 $\Omega \sim \Omega_c$ 附近是没有表达式的。然而近年来,大量的文献都毫无理由地将两个表达式的适用范围扩大到 $\Omega \leq \Omega_c, \Omega > \Omega_c$ ,从而人为将SAA近似结果延展至整个频率范围<sup>[20,26~28]</sup>。

由SAA近似得到的混浊介质MTF有两个基本特征:1)MTF只与混浊介质的吸收和散射光学厚度有关;2)高频部分的MTF等于介质的透射率。截止频率由介质粒子的特征半径确定。然而实际混浊介质(如大气等)中的散射粒子的半径分布在很大的范围内,可达几个数量级,如何确定特征半径本身就不是一件容易的事情。

对于一种常见的大气气溶胶粒子尺度谱分布模型Haze+L和一种水云模型Cloud C.1,其模半径分别为0.07和4 $\mu\text{m}$ ,一般将其视为这两种混浊介质散射粒子的特征半径。对于0.55 $\mu\text{m}$ 的波长,相应的截止频率分别为0.13和7.3 $\text{rad}^{-1}$ 。在0.1的光学厚度下(透射率约为0.9),分别根据等效原理和SAA近似计算这两种混浊介质的MTF,其结果如图2所示。图中点划线和虚线分别是根据等效原理得到的Haze+L和Cloud C.1两种介质的MTF。4条实线分别是由SAA公式计算得到的,分别对应于截止频率为0.13,4.0,5.0和7.3 $\text{rad}^{-1}$ 的MTF,注意这4条实线都是由两段折线构成,截止频率之上就是透射率0.9。特别需要注意的是对应于0.13截止频率的曲线低于截止频率的那段在图中和纵坐标轴重合,无法分辨。

非常明显由等效原理得到的MTF在截止频率之外是明显不同于介质的透射率。即使在截止频率之内,粒子尺度分布的混浊介质的MTF也不是由截止频率确定的。对于这两种介质由4.0和5.0 $\text{rad}^{-1}$ 的截止频率确定的SAA结果基本上和真正MTF相仿。这些结果说明:混浊介质MTF的SAA近似结果的适用范围非常有限,对于实际的混浊介质,截止频

率也无法可靠选取。

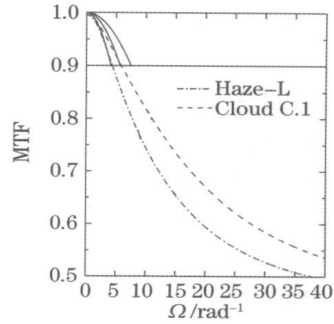


图2 Haze-L和Cloud C.1混浊介质在0.1光学厚度下的MTF及其与几种截止频率下等效原理和SAA近似结果的比较

Fig. 2 MTF of turbid medium with Haze-L and Cloud C.1 phase function models by equivalence principle and SAA approximation with different cutoff frequencies and the optical thickness of 0.1

### 3 典型混浊大气介质MTF的一般特征

为了将混浊介质MTF等效原理应用于大气介质,了解混浊介质MTF的一般特征,选取几种常用的大气散射相函数模型,包括大气分子散射的瑞利相函数模型、一种常见的大气气溶胶Haze+L模型和一种水云模型Cloud C.1,这些模型对应的大气混浊介质分别包含了大气分子、气溶胶粒子和水滴等不同性质和大小的散射颗粒<sup>[29]</sup>。同时也考虑了一种理论散射相函数Henry-Greenstein模型 $P_{HG}(\Theta) = (1 - g^2)/(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}$ ,其中 $\Theta$ 为散射角,它具有一个可调节的非对称因子 $g$ 。选择不同的 $g$ ,可以改变散射相函数的形状,实际上就是前向散射的权重发生改变, $g = 0$ 为各向同性散射,为完全的前向散射。

整个空间频域内大气混浊介质MTF与光学厚度、散射相函数种类、单次反照率和非对称因子等因素存在定量的依赖关系。

#### 3.1 混浊介质MTF与光学厚度的依赖关系

光学厚度是影响大气混浊介质MTF的最重要因素,以Haze-L模型大气介质(单次反照率取1,即无吸收)的MTF加以说明。图3显示了光学厚度 $\tau$ 从 $10^{-3}$ 变化到1的四种情况下的MTF。其中图3(a)对应很大的空间频率范围,而图3(b)仅画出了0~100 $\text{rad}^{-1}$ 的低频部分。对于很小的光学厚度 $\tau = 10^{-3}$ MTF在低频接近于1,随着空间频率的增

加逐渐降低, 在  $5000 \text{ rad}^{-1}$  的临界频率之外基本不再随频率变化。因而只有在临界频率之内的 MTF 才起作用。随着光学厚度的增大, MTF 的临界频率随之降低, 临界频率之内 MTF 的下降也就越快。当光学厚度大于 0.01 时, 临界频率将不大于  $100 \text{ rad}^{-1}$ 。

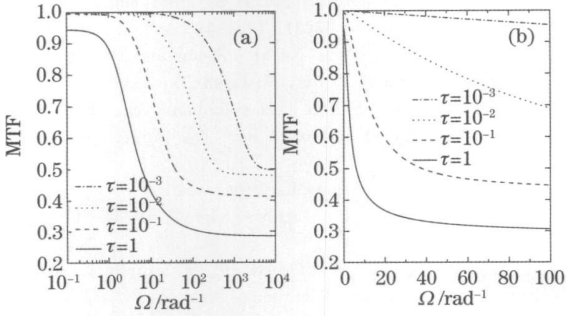


图 3 不同光学厚度下 Haze-L 混浊介质的 MTF  
Fig. 3 MTF of a homogenous turbid medium Haze-L with different optical thicknesses

对应于光学厚度  $10^{-3}$ , 0.01, 0.1 和 1 透射率分别为 0.999, 0.99, 0.90 和 0.368。而临界频率之外的 MTF 与透射率有极大的差别, 分别约为 0.497, 0.479, 0.413 和 0.285。在中等或小的光学厚度下临界频率外的 MTF 小于透射率, 但在很大的光学厚度下, 也可能远大于透射率。这些结果表明多次散射对图像的影响程度要高于一般直观的感觉和简单推理。

### 3.2 混浊介质 MTF 与单次散射反照率的依赖关系

在光学厚度 0.1 下, 具有不同单次散射反照率的 Haze-L 混浊介质的 MTF 如图 4 所示。图 4(a) 对应很大的空间频率范围, 而图 4(b) 仅画出了  $0 \sim 100 \text{ rad}^{-1}$  的低频部分。在临界频率之内, 单次散射反照率越小(即吸收越大), MTF 随空间频率降低越

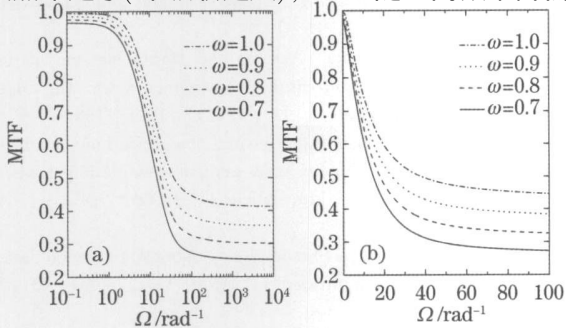


图 4 不同单次散射反照率下 Haze-L 混浊介质的 MTF, 光学厚度为 0.1

Fig. 4 MTF of a turbid medium with Haze-L phase function and different single scattering albedos, the optical thickness is 0.1

快。在临界频率之外, 吸收越大, MTF 越小。这些结果清楚表明了吸收的重要影响。而 SAA 近似结果认为吸收的影响与频率无关。

### 3.3 混浊介质 MTF 与散射非对称因子的依赖关系

在光学厚度 0.1 下, 具有不同散射非对称因子的 Henyey-Greenstein 混浊介质的 MTF 如图 5 所示。其中图 5(a) 对应很大的空间频率范围, 而图 5(b) 仅画出了  $0 \sim 100 \text{ rad}^{-1}$  的低频部分。在临界频率之内, 非对称因子越小(即前向散射强度越小), MTF 随空间频率降低越慢。在临界频率之外, 非对称因子越小, MTF 越大。可见在临界频率内外, 非对称因子的影响刚好相反。这些结果与光学厚度和吸收的影响不同。

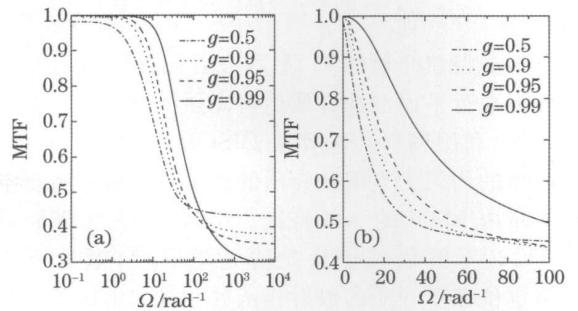


图 5 不同散射非对称因子下 Henyey-Greenstein 混浊介质的 MTF, 光学厚度为 0.1

Fig. 5 MTF of a homogenous turbid medium with Henyey-Greenstein phase function with different asymmetric factors, the optical thickness is 0.1

### 3.4 混浊介质 MTF 与整体散射相函数的关系

混浊介质的散射相函数依赖于介质中散射粒子的光学性质, 包括单次散射反照率、非对称因子以及其它因素。因此, 实际大气中各种类型的散射粒子所具备的各种性质存在各种各样的差异, 导致散射相函数不一致之处的复杂性。反映在 MTF 上, 其在临界频率内外的形态都较前面的单一因素复杂。在光学厚度 0.1 下, Haze-L, Cloud C. 1, 瑞利和  $g=0.9$  的 Henyey-Greenstein 4 种散射相函数的混浊介质的 MTF 如图 6 所示。其中图 6(a) 对应很大的空间频率范围, 而图 6(b) 仅画出了  $0 \sim 100 \text{ rad}^{-1}$  的低频部分。各种 MTF 的差异正如所预料的。由于 Cloud-C1 对应于很大的水滴粒子, 相函数具有强烈的前向趋势, 其非对称因子很大, 而瑞利散射对应于极小的大气分子, 相函数接近各向同性, 其非对称因子很小。根据这些特点, 参照 MTF 与非对称因子的关系, 不难理解这些 MTF 的差异之处。

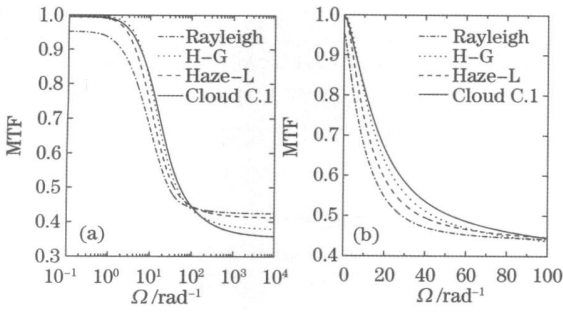


图6 4种具有不同散射相函数的混浊介质的MTF,  
光学厚度为0.1

Fig.6 MTF of a turbid medium with different phase  
functions, the optical thickness is 0.1

## 4 结 论

根据混浊介质的MTF和在各向同性漫射光源照射下平行平面混浊介质出射光强度分布之间的等效原理,利用辐射传输算法DISORT数值计算了4种典型的均匀大气混浊介质的MTF,获得了整个空间频域内MTF的一般特征。结果显示,大气介质的MTF不但依赖于介质的光学厚度(散射和吸收),也依赖于介质的散射相函数。详细给出了大气介质的MTF和光学厚度、散射相函数种类、单次反射率和非对称因子等因素的定量依赖关系。大气混浊介质MTF的基本特征可总结如下:

- 1) 存在着一个临界频率将MTF分为两部分。在临界频率之内,MTF随空间频率的增大而减小;在临界频率之外,MTF基本为一常数;
- 2) 影响大气混浊介质MTF的最重要因素是光学厚度。随着光学厚度的增大,MTF的临界频率随之降低,临界频率之内MTF的下降也就越快;
- 3) 临界频率之外的MTF不等于SAA近似结果所预言的透射率;
- 4) 在一定的光学厚度下,散射相函数对MTF有显著的影响,这种影响可通过散射的非对称性较好地反映出来;
- 5) 在一定的光学厚度下,混浊介质的吸收明显影响MTF,吸收越大,MTF越小。

上述特征足以反映混浊大气介质MTF的一般特性。但无论多么复杂的大气介质,只要能够用分层平行平面大气描述,并且知道其散射光学特性,就能根据混浊介质的MTF和辐射传输的等效原理,利用辐射传输算法计算该大气混浊介质的MTF,获得它在整个空间频域内的具体特征。

## 参 考 文 献

- 1 F. E. Volz. Scattering functions near the Sun by large aerosols [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(15): 2773~ 2779
- 2 L. R. Bissonnette. Imaging through the atmosphere: practical instrumentation-based theory and verification of aerosol modulation transfer function: comment [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(3): 1175~ 1179
- 3 F. M. Mims. Solar aureoles caused by dust, smoke, and haze [J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(3): 492~ 496
- 4 S. G. Narasimhan, S. K. Nayar. Vision and the atmosphere [J]. *Int. J. Computer Vision*, 2002, **48**(3): 233~ 254
- 5 Y. Y. Schechner, S. G. Narasimhan, S. K. Nayar. Polarization-based vision through haze [J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(3): 511~ 524
- 6 R. F. Lutmokirski. Atmospheric degradation of electrooptical system performance [J]. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(24): 3915~ 3921
- 7 A. Zardecki, S. A. W. Gerstl, J. F. Embury. Multiple scattering effects in spatial frequency filtering [J]. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(22): 4124~ 4131
- 8 M. T. Valley. Numerical method for modeling nonspherical aerosol modulation transfer functions [C]. *SPIE*, 1992, **1688**: 73~ 85
- 9 W. A. Pearce W A. Monte Carlo study of the atmospheric spread function [J]. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(3): 438~ 447
- 10 P. Bruscalioni, P. Donelli, A. Ismaelli *et al.*. Monte Carlo calculations of the modulation transfer function of an optical system operating in a turbid medium [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(15): 2813~ 2824
- 11 P. N. Reinerman, K. L. Carder. Monte Carlo simulation of the atmospheric point-spread function with an application to correction for the adjacency effect [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(21): 4453~ 4471
- 12 P. Chervet, C. Lavigne, A. Roblin *et al.*. Effects of aerosol scattering phase function formulation on point-spread-function calculations [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(30): 6489~ 6498
- 13 Y. Kuga Y., A. Ishimaru A.. Modulation transfer function and image transmission through randomly distributed spherical particles [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**(12): 2330~ 2335
- 14 Y. Kuga, A. Ishimaru. Modulation transfer function of layered inhomogeneous random medium using the small-angle approximation [J]. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(23): 4382~ 4385
- 15 B. Ben Dor, A. D. Devir, G. Shaviv *et al.*. Atmospheric scattering effect on spatial resolution of imaging systems [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1997, **14**(6): 1329~ 1337
- 16 L. R. Bissonnette. Imaging through fog and rain [J]. *Opt. Engng.*, 1992, **31**(5): 1045~ 1052
- 17 I. Dror, N. S. Kopeika. Aerosol and turbulence modulation transfer functions: comparison measurements in the open atmosphere [J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(21): 1532~ 1534
- 18 I. Dror, N. S. Kopeika. Experimental comparison of turbulence modulation transfer function and aerosol modulation transfer function through the open atmosphere [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**(5): 970~ 980
- 19 K. Buskila, S. Towito, E. Shmuel *et al.*. Atmospheric modulation transfer function in the infrared [J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(2): 471~ 482
- 20 D. Sadot, N. S. Kopeika. Imaging through the atmosphere: practical instrumentation-based theory and verification of aerosol modulation transfer function [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1993, **10**(1): 172~ 179
- 21 N. S. Kopeika, D. Sadot. Imaging through the atmosphere: practical instrumentation-based theory and verification of aerosol modulation transfer function: reply to comment [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, **12**(5): 1017~ 1023

- 22 N. S. Kopeika, I. Dror, D. Adot. Causes of atmospheric blur: comment on atmospheric scattering effect on a spatial resolution of imaging systems [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(12): 3097~ 3106
- 23 R. F. Lutnicki, H. T. Yura. Imaging of extended objects through a turbulent atmosphere [J]. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(2): 431~ 437
- 24 S. Chandrasekhar. Radiative Transfer [M]. London: Oxford University Press, 1950
- 25 K. Stamnes, S.-C. Tsay, W. Wiscombe *et al.*. A numerically stable algorithm for discrete ordinate method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered medium [J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(12): 2502~ 2509
- 26 D. Sadot, A. Dvir, I. Bergel *et al.*. Restoration of thermal images distorted by the atmosphere, based on measured and theoretical atmospheric modulation transfer function [J]. *Opt. Engng.*, 1994, **33**(1): 44~ 53
- 27 N. S. Kopeika. Aerosol modulation transfer function: an overview [C]. *SPIE*, 1997, **3125**: 214~ 225
- 28 N. S. Kopeika, D. Arbel. Imaging through the atmosphere: an overview [C]. *SPIE*, 1999, **3609**: 78~ 89
- 29 D. Dermendjian. Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersion [M]. New York: American Elsevier, 1969