

# 水平大气能见度对深空激光通信速率的影响

李 勃<sup>1</sup>, 佟首峰<sup>2</sup>, 张 雷<sup>2</sup>, 刘禹彤<sup>3</sup>

<sup>1</sup> 长春理工大学光电工程学院, 吉林 长春 130022;

<sup>2</sup> 长春理工大学空地激光通信国防重点学科实验室, 吉林 长春 130022;

<sup>3</sup> 长春理工大学光电信息学院, 吉林 长春 130022

**摘要** 为了能够通过水平大气能见度判断可实现的最大通信速率, 基于 Mie 散射理论和脉冲多路径效应, 建立了通信速率与水平大气能见度的数学模型; 通过蒙特卡罗仿真, 得到了 800 nm 和 1550 nm 波段的气溶胶散射粒子的散射参数, 给出了 2~25 km 水平大气能见度下两个波段产生的脉冲展宽曲线, 分析了初始脉宽、脉冲位置调制元数、水平大气能见度对最大通信速率的影响。结果表明, 1550 nm 波段具有更好的通信效果; 随着水平能见度的提高, 可实现的最大通信速率也在提高, 且在良好的水平能见度下选择小的初始脉宽和较低元的脉冲位置调制, 能最大程度地提高深空激光通信速率。

**关键词** 光通信; 深空激光; 水平大气能见度; Mie 散射; 脉冲多路径效应; 脉冲位置调制; 蒙特卡罗

**中图分类号** TN929.1 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.1006003

## Influence of Horizontal Atmospheric Visibility on Deep-Space Laser Communication Rate

Li Bo<sup>1</sup>, Tong Shoufeng<sup>2</sup>, Zhang Lei<sup>2</sup>, Liu Yutong<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Photoelectric Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China;*

<sup>2</sup> *Defense Key Laboratory of Space to Ground Laser Communication, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China;*

<sup>3</sup> *College of Optical and Electronical Information, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China*

**Abstract** A mathematical model is established by the Mie scattering theory and the pulse multipath effect to predict the maximum communication rate based on the horizontal atmospheric visibility. With the method of Monte Carlo simulation, we obtain the scattering functions of the aerosol scattering particles at 800 nm and 1550 nm, respectively, and the pulse broadening curves of the two wavebands in the visibilities of 2-25 km. The influence of the initial pulse width, the pulse position modulation (PPM) element and the horizontal visibility on the communication rate is analyzed. Results show that the communication effect is better in 1550 nm band and the maximum communication rate improves with the increasing visibility. Under the good visibility, the small initial pulse width and PPM element can maximize the communication rate.

**Key words** optical communications; deep-space laser; horizontal atmospheric visibility; Mie scattering; pulse multipath effect; pulse position modulation; Monte Carlo

**OCIS codes** 060.5625; 140.3295; 350.6090

收稿日期: 2017-04-18; 收到修改稿日期: 2017-05-22

基金项目: 国家自然科学基金(60907020)

作者简介: 李 勃(1990—), 男, 博士研究生, 主要从事深空光通信地面接收技术方面的研究。

E-mail: 18843166649@163.com

导师简介: 佟首峰(1972—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事空间遥感与激光通信方面的研究。

E-mail: tsf1998@sina.com(通信联系人)

## 1 引 言

随着深空探测技术的不断进步,从星载终端传回地面的科研数据量迅猛增加,这给深空数据传输单元带来不小挑战。目前,在轨的深空探测器主要依靠 S 或 Ka 波段的射频来完成通信任务<sup>[1]</sup>,但受到探测器对体积和功耗的限制,深空距离的射频通信速率很难满足愈发迫切的数据传输需求。激光通信技术因其数据传输速率高、安全性好、小型化和潜力大等特点,受到越来越多国家的重视<sup>[2]</sup>。2013 年,美国国家航空和宇宙航行局(NASA)成功完成了月地激光通信演示验证实验<sup>[3]</sup>,进一步证明了激光通信技术在深空数据传输领域的应用价值。目前,火星-地激光通信<sup>[4]</sup>和日-地拉格朗日二点激光通信<sup>[5]</sup>等项目都已提上日程。

深空激光通信系统需要承受超远链路距离(大于等于 40 万 km)带来的巨大空间损耗,同时还需符合有效载荷低功耗的要求,故需利用目前受到广泛认可并得到实际应用的高峰值、窄脉冲发射技术,配合脉冲位置调制(PPM)调制技术,实现深空的高速通信<sup>[6]</sup>。但大气信道的多路径效应造成的信号光展宽给时钟提取带来一定影响,轻则降低通信速率,重则导致误码率过高,通信失败。因此,在设计之初,应根据数据传输任务需求,并结合地面终端所在地的大气信道实际情况,选择合适的技术参数。

本文对大气信道进行建模,分析了 Mie 散射导致的多路径效应,推导出了脉冲时间延迟的具体表达式。结合水平能见度和光学厚度的关系,通过蒙特卡罗方法,建立了深空激光通信在大气信道中的最大通信速率与水平大气能见度的数学模型,从而根据天气情况快速判断出合适的通信速率。

## 2 数学模型的建立

大气散射分为 Rayleigh 散射、Mie 散射和几何散射 3 种。当散射粒子半径接近或大于入射波长时,主要考虑 Mie 散射的作用。根据散射理论<sup>[7]</sup>,建立如图 1 所示的坐标系,波长为  $\lambda$  的光沿 Z 轴的正方向入射到位于坐标原点且半径为  $r$  的一个各向同性球形粒子, $P$  点为观察点, $l$  为散射点与观察点  $P$  的矢径; $l$  与 Z 轴组成的平面为散射面, $\theta$  为散射角, $\varphi$  为入射光振动面与散射面间的夹角。则散射波电矢量  $\mathbf{E}_0$  在垂直散射面的分量  $E_r$  和平行散射面的分量  $E_l$  为

$$\begin{cases} E_r = \frac{i}{kr} S_1(\theta) E_{r0} = \frac{i\lambda}{2\pi r} S_1(\theta) E_0 \sin \varphi \\ E_l = \frac{i}{kr} S_2(\theta) E_{l0} = \frac{i\lambda}{2\pi r} S_2(\theta) E_0 \cos \varphi \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $S_1(\theta)$  和  $S_2(\theta)$  分别为垂直和平行方向散射振幅函数, $k$  为波数。

$$S_1(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\theta) + b_n \tau_n(\theta)], \quad (2)$$

$$S_2(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \tau_n(\theta) + b_n \pi_n(\theta)], \quad (3)$$

其中,  $a_n, b_n$  是与复折射率和粒子尺度数有关的 Mie 散射参数,  $\pi_n$  和  $\tau_n$  是仅与  $\theta$  相关的角函数。在 Mie 散射中,散射相位函数  $P(\theta)$  是描述散射强度在空间分布的重要物理量,表示散射能量随散射角的变化,可表示为

$$P(\theta) = \frac{\lambda^2}{2\pi Q_{\text{sca}}} [ |S_1(\theta)|^2 + |S_2(\theta)|^2 ], \quad (4)$$

式中  $Q_{\text{sca}}$  为散射效率因子。

根据(1)~(4)式可知,大气粒子大小与分布不均匀,使得不同光子经过粒子散射后的传播路径发生改变,导致同一时刻发出的光子在不同时刻到达接收端,形成多路径效应。根据 Stotts<sup>[8]</sup>提出的多径时延数理模型,假设传输激光束中所有光子均服从相同的传输统计分布特性,彼此之间相互独立,则入射光经过物理厚度为  $L$  的散射介质后,产生的多径时延  $\Delta t$  数理模型为

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left\{ \left[ \frac{8}{27} \cdot \frac{1}{\omega_0 \tau \gamma_0^2} \left( 1 + \frac{9}{4} \omega_0 \tau \gamma_0^2 \right)^{1.5} - 1 \right] - 1 \right\}, \quad (5)$$

式中  $c$  为光速,  $\omega_0$  为单散射反照率,  $\tau$  为光学厚度,  $\gamma_0$  为均方根散射角,且<sup>[9]</sup>

$$\gamma_0^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{P(\theta)}{4\pi} \theta^2 d\Omega \approx \frac{4}{P(\theta)}. \quad (6)$$

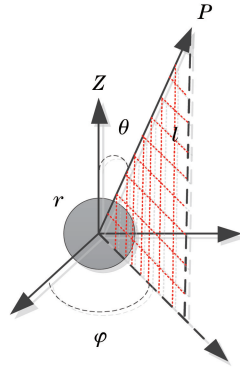


图 1 Mie 散射坐标系

Fig. 1 Coordinate system of Mie scattering

根据(5)式可知,在多路径效应的影响下,接收端收到的脉冲信号比来自于发射端的原始脉冲信号更宽,且各脉冲间会产生重叠。重叠量的大小影响着终端数字转换接收器(DCR)的解调效果,如果重叠量过大,通信误码率会直线上升,严重影响通信质量。通常,工程上可以容忍的最大重叠量为 15%。在实际的通信过程中,则需根据大气能见度快速判断出最优的通信码速率。已知水平大气能见度  $V$  与大气气溶胶垂直厚度  $\tau_{\text{aerosol}}$  的数学模型为<sup>[10-11]</sup>

$$\tau_{\text{aerosol}} = H \cdot \frac{3.9}{V} \cdot \left( \frac{\lambda}{550} \right)^{-q}, \quad (7)$$

式中  $H$  为气溶胶标高,是用来衡量气溶胶厚度随高度增加而减小的速度的参量,文献[12]给出了能见度 2~25 km 范围内对应的标高  $H$  数值。 $\lambda$  为波长,单位为 nm。 $q$  为散射粒子的尺寸分布因子,即

$$q = \begin{cases} 1.6, & V > 50 \text{ km} \\ 1.3, & 6 \text{ km} < V < 50 \text{ km} \\ 0.16V + 0.34, & 1 \text{ km} < V < 6 \text{ km} \\ V - 0.5, & 0.5 \text{ km} < V < 1 \text{ km} \end{cases} \quad (8)$$

在实际的斜程大气信道中,总的光学厚度为云层光学厚度与气溶胶光学厚度之和,但在激光通信时,往往选择薄云或无云的天气,故本文不考虑云层对通信速率的影响。根据(5)式可得多径延时下初始脉宽为  $t_0$  的脉冲光连续不断传输时的最大通信码速率与水平大气能见度的关系为

$$R_{\text{max}} = \frac{4}{3} \times \frac{1}{t_0 + \Delta t} = \frac{4}{3} \times \frac{1}{t_0 + L/c \{ [0.076b/a \cdot \sqrt{(1 + 8.775a/b)^3} - 1] - 1 \}}, \quad (9)$$

式中  $a = H\omega_0 \gamma_0^2 \lambda^{-q}$ ,  $b = 550^{-q} V$ 。

深空激光通信星载终端采用平均功率低、峰值功率高的 Q 开关激光器作为发射端。它能很好地以 PPM 形式工作,将很大的脉冲能量限制在很窄的时隙上。不过,激光器需要一定时间进行复位充电。假设采用  $2^M$ -PPM 调制,其中  $2^M$  为半周期时隙数,则每光子可传输  $M$  个比特信息,每个时隙大小为  $T_s$ ,则一帧时长为  $2^M T_s$ ,令脉冲激光器的复位时间与帧时间相同,那么最终的脉冲周期为  $2^{M+1} T_s$ ,则深空光通信的最大通信速率为<sup>[13]</sup>

$$R_{\text{ds-max}} = \frac{M}{T_s \cdot 2^{M+1}} \quad (10)$$

如图 2 所示,仅考虑脉冲展宽效应对通信质量的影响,脉冲发射之初,脉宽恰好包含在一个 PPM 时隙内,经过大气信道后发生展宽,导致地面终端收到的脉冲宽度超出对应的时隙宽度,其相邻的时隙检测到一个不该出现的高电平,形成误码。若要实现无差错通信,展宽后的总脉冲宽度也要完全包含在对应的 PPM 时隙中,则联立(5)、(7)、(10)式得到最终能实现的最大通信速率为

$$R_{\text{ds-max}} = \frac{M}{2^{M+1}} \cdot \frac{1}{t_0 + L/c \{ [0.076b/a \cdot \sqrt{(1 + 8.775a/b)^3} - 1] - 1 \}} \quad (11)$$

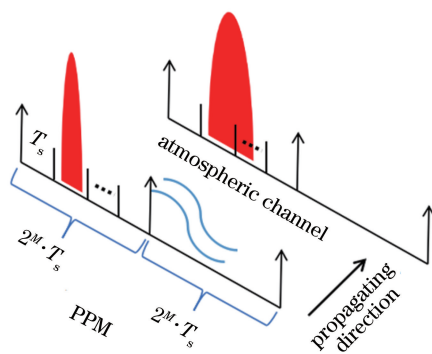


图 2 脉冲展宽对 PPM 调制的影响  
Fig. 2 Impact of pulse broadening on PPM

### 3 蒙特卡罗仿真与结果分析

当光学厚度  $\tau < 0.1$  时,利用单散射理论可对激光在气溶胶内传输过程进行准确的分析<sup>[14]</sup>。不过根据已有数据,不同地区、不同时段的气溶胶光学厚度差别较大,一般在 0.1~3.0 之间<sup>[15]</sup>。这时需要采用蒙特卡罗方法来求解激光脉冲在散射介质中传输的时间响应特性<sup>[16]</sup>,弥补单散射理论的局限性。

蒙特卡罗方法在模拟基于概率随机散射模型时具有很好的优越性,它从统计角度推出各个光子经过粒子散射后的传播情况,最终模拟出在观察点总的激光脉冲信号。使用蒙特卡罗方法时,需假设散射介质形状为圆柱体,且内部由浓度已知的基本介质和散射粒子组成。光入射并与散射粒子碰撞,产生新的随机的散射角。对大量的光子进行追踪,直到光子被吸收、发生后向散射或者散射到圆柱体外。

首先对 800 nm 和 1550 nm 两个波段的脉冲光进行仿真,其复折射率分别为  $m_{800} = 1.51 + 0.000841i$ ,  $m_{1550} = 1.5 + 0.0005i$ ;不同波长对应的气溶胶散射粒子平均半径不同,本文取  $\alpha_{800} = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $\alpha_{1550} = 0.5 \mu\text{m}$ <sup>[17]</sup>;粒子密度均为  $N = 100 \text{ cm}^{-3}$ ,物理厚度  $L = 1 \text{ m}$ 。采用蒙特卡罗方法可得散射相位函数  $P(\theta)$ (见图 3)和散射参数(见表 1)。从图 3 中可知,散射角  $\theta \leq 90^\circ$  时,  $P_{800}(\theta) > P_{1550}(\theta)$ ;当  $90^\circ < \theta < 180^\circ$  时,  $P_{800}(\theta) < P_{1550}(\theta)$ 。表明通过相同物理特性气溶胶时,800 nm 波段的激光较 1550 nm 波段的激光具有更强的前向散射,且  $P_{800}(0^\circ) \approx 1.27P_{1550}(0^\circ)$ 。图 4 统计了水平大气能见度在 2~25 km 范围内,800 nm 和 1550 nm 波段激光脉冲的时间延迟。可以看出,随着能见度的增加,脉冲延迟效应逐渐减小,且减弱幅度趋于平稳;800 nm 波段的脉冲延迟大于 1550 nm 波段。2 km 水平大气能见度时,  $\Delta t_{800} = 1.267 \text{ ns} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\Delta t_{1550} = 1.078 \text{ ns} \cdot \text{m}^{-1}$ ;25 km 水平大气能见度时,  $\Delta t_{800} = 0.201 \text{ ns} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\Delta t_{1550} = 0.129 \text{ ns} \cdot \text{m}^{-1}$ 。此外,当水平大气能见度进一步增大,两个波段的脉冲延迟差别不断减小,且有重合趋势。比较可知,1550 nm 波段脉冲光具有最佳的通信性能。

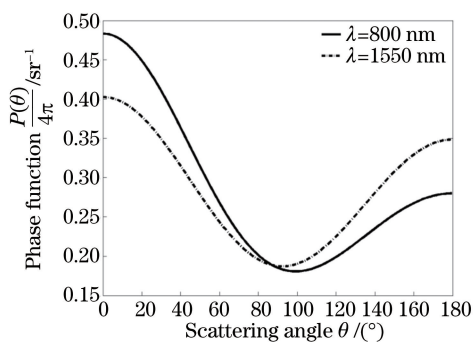


图 3 800 nm 和 1550 nm 波段的散射相位函数

Fig. 3 Scattering phase functions at 800 nm and 1550 nm

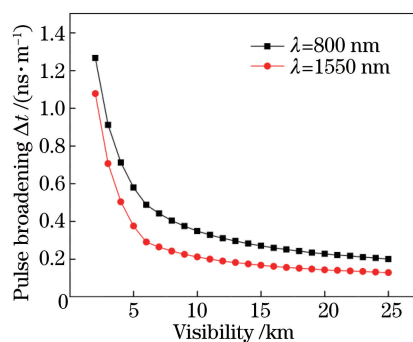


图 4 脉冲展宽与水平大气能见度的关系

Fig. 4 Relationship between pulse broadening and horizontal atmospheric visibility

表 1 气溶胶散射参数  
Table 1 Aerosol scattering parameters

$\lambda$ /nm	$Q_{\text{sca}}$	$\omega_0$	$P(\theta)$ /sr <sup>-1</sup>	$\theta$ /(°)
800	2.259	0.996	6.41	0.624
1550	1.8397	0.998	5.05	0.792

深空激光通信系统对信号光能量的要求十分苛刻,需要实现对单个光子的探测。实际应用中,星载终端的 1550 nm 脉冲光可以通过成熟的掺铒光纤放大(EDFA)技术得到功率放大,同时地面站采用的超导纳米线单光子探测器(SNSPD)对 1550 nm 波段的单光子信号有较好的探测性能。因此,1550 nm 的脉冲光是深空激光通信的首选,下文以 1550 nm 的光束为例进行分析。

由(10)式可知,水平大气能见度  $V$ ,初始脉冲宽度  $t_0$ , PPM 调制元数  $M$  三者共同影响着深空激光通信速率。这里,假设时钟频率是实时变化的,以保证每个时隙可以将展宽后的信号脉冲光正好包含在内,同时不考虑  $2^M$ -PPM 与通信误码率的关系。

图 5 为初始脉冲宽度  $t_0=100$  ps 时,不同元 PPM 调制下可实现的最大通信速率与水平大气能见度的关系。可以看出,水平大气能见度从 2 km 增至 6 km 时,通信速率直线增加;但超过 6 km 后,增加幅度减缓且通信速率趋于稳定,这种趋势在 32-PPM 甚至更高元数调制时十分明显;低元 PPM 调制较更多元可以实现更高的通信速率,例如水平大气能见度为 25 km 时,时钟频率为 4.37 GHz,4-PPM 调制下最高速率为  $1.093 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$ ,32-PPM 能达到的最大速率仅为  $342 \text{ Mb}\cdot\text{s}^{-1}$ 。图 6 为调制元数不变,初始脉冲宽度改变时,通信速率与水平大气能见度的关系。从图 6 中可知,在 2~6 km 能见度下,初始脉宽越小获得的速率增益越大;但随着能见度的进一步增加,不同初始脉宽的脉冲光可实现的最大通信速率的增长速度减缓,尤其是  $t_0=1$  ns 时, $R_{c,25 \text{ km}}=110.7 \text{ Mb}\cdot\text{s}^{-1}$ ,仅比  $R_{c,10 \text{ km}}$  高出  $7.5 \text{ Mb}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

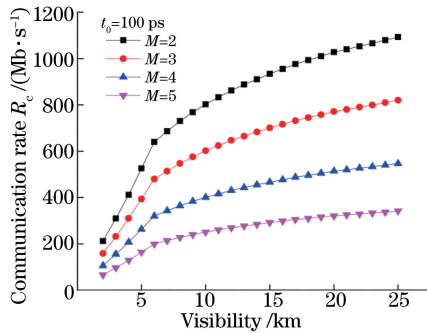


图 5 通信速率与水平大气能见度和调制元数的关系  
Fig. 5 Relation among communication rate, horizontal atmospheric visibility and modulation number  $M$

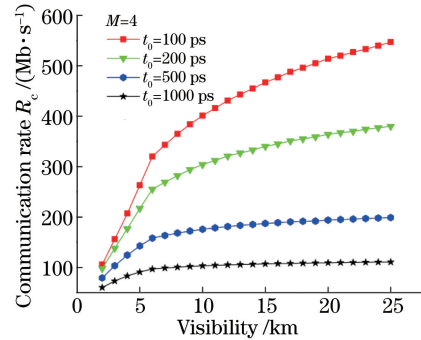


图 6 通信速率与水平大气能见度和初始脉宽的关系  
Fig. 6 Relation among communication rate, horizontal atmospheric visibility and initial pulse width  $t_0$

实际的大气信道由云层和气溶胶共同组成。典型的卷云,其物理厚度为 930 m,光学厚度为 2.7,带来的脉冲展宽约为 40 ns;基本同样厚度的积云导致的脉冲展宽高达 84 ns<sup>[18]</sup>。如此之高的展宽根本无法实现高速率的通信。此外,大气湍流也会使脉冲展宽,但根据基于湍流球泡模型的蒙特卡罗仿真结果,初始脉宽达到皮秒量级时展宽效应可以忽略不计。不过湍流的存在会导致接收端产生闪烁和散斑效应,影响跟踪和通信质量。故深空激光通信应该选择无云、能见度好、大气湍流强度弱的时段进行。

## 4 结 论

基于 Mie 散射理论阐述了脉冲时延的机理,分析脉冲时延与气溶胶垂直光学厚度的关系,建立了深空激光通信速率与水平大气能见度的数学模型。利用蒙特卡罗方法,计算出气溶胶的散射参数,并进行了仿真,得出如下结论。

1) 水平大气能见度越好,脉冲光经过相同性质气溶胶导致的脉冲延迟越小,且 1550 nm 脉冲光产生的延时较 800 nm 波段的小,因此 1550 nm 波段可以实现更高速率的通信。

2) 随着水平大气能见度的增加,可实现的通信速率会在 2~6 km 能见度范围内大幅增加,随后增幅减缓,最终趋于稳定。

3) 相同初始脉宽下,PPM 调制元数越大,通信速率越小。25 km 水平大气能见度下,4-PPM 可实现高达  $1.093 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$  的通信速率。相同调制元数和能见度下,初始脉宽越大,通信速率越小。

4) 深空激光通信需要在无云、能见度好、大气湍流强度小的时候进行。

## 参 考 文 献

- [1] Richard R. Space communication and navigation testbeds: Communications technology for exploration [R]. Ohio: NASA Glenn Research Center, 2013: 2-25.
- [2] Jiang Huilin, Tong Shoufeng. The technologies and systems of space laser communication [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2010: 10-20.  
姜会林, 佟首峰. 空间激光通信技术与系统 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2010: 10-20.
- [3] Boroson D M, Robinson B S, Murphy D V, *et al.* Overview and results of the lunar laser communication demonstration [C]. SPIE, 2014, 8971: 89710S.
- [4] Biswas A, Hemmati H, Piazzolla S, *et al.* Deep-space optical terminals (DOT) systems engineering [R]. California: California Institute of Technology, Jet Propulsion Laboratory, 2010, 11: 1-38.
- [5] Schulz K J, Rush J. Optical link study group (OLSG) final report [R]. Interagency Operations Advisory Group, Tech Rep, 2012: 1-164.
- [6] Xiang Jingsong, Wu Tao, Huang Sheng, *et al.* Slot synchronization aided by serial concatenated pulse position modulation code system [J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(8): 0806006.  
向劲松, 吴涛, 黄胜, 等. 串行级联脉冲位置调制码辅助的时隙同步技术 [J]. 光学学报, 2016, 36(8): 0806006.
- [7] Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles [M]. Chichester: Wiley-Interscience, 1983: 328.
- [8] Stotts L B. Closed form expression for optical pulse broadening in multiple scattering media [J]. Applied Optics, 1978, 17(4): 504-505.
- [9] Middleton W E K. Vision through the atmosphere [M]. Toronto: University of Toronto Press, 1957.
- [10] Kim I I, McArthur B, Korevaar E J. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications [C]. SPIE, 2001, 4214: 26-37.
- [11] Yu Juan, Gong Wei, Zhu Zhongmin. Optimized transformation model of aerosol optical depth and visibility based on Gaussian curve [J]. Journal of Remote Sensing, 2011, 15(5): 1008-1023.  
余娟, 龚威, 朱忠敏. 高斯曲线优化能见度与气溶胶光学厚度转换模型 [J]. 遥感学报, 2011, 15(5): 1008-1023.
- [12] Li Lifang. The study of atmospheric aerosol particles scattering impact on laser propagation in the atmosphere [D]. Shanxi: North University of China, 2013: 43-44.  
李丽芳. 大气气溶胶粒子散射对激光大气传输影响的研究 [D]. 山西: 中北大学, 2013: 43-44.
- [13] Hemmati H. Deepspace optical communications [M]. Wang Ping, Sun Wei, Transl. Beijing: Tsinghua University Press, 2009: 194-195.  
赫马提. 深空光通信 [M]. 王平, 孙威, 译. 北京: 清华大学出版社, 2009: 194-195.
- [14] Li Xiaofeng. The principle and technology of the satellite-to-ground laser communication links [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2007: 83-84.  
李晓峰. 星地激光通信链路原理与技术 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2007: 83-84.
- [15] Han Yong, Rao Ruizhong, Wang Yingjian, *et al.* Inversive method on atmospheric aerosol scattering phase function [J]. Infrared and Laser Engineering, 2012, 41(11): 3050-3054.  
韩永, 饶瑞中, 王英俭, 等. 大气气溶胶散射相函数反演算法 [J]. 红外与激光工程, 2012, 41(11): 3050-3054.
- [16] Chen Chunyi, Yang Huamin, Jiang Huilin, *et al.* Analysis of bit-error-rate and performance enhancement ways for optical communication link through cloud channel [J]. Journal of System Simulation, 2009, 21(5): 1245-1248.  
陈纯毅, 杨华民, 姜会林, 等. 云层信道光通信链路误码率及性能改善途径分析 [J]. 系统仿真学报, 2009, 21(5): 1245-1248.
- [17] Gu Jilin. Research of atmosphere radiative transmission characteristics for the typical weather [D]. Dalian: Dalian Maritime University, 2012: 36-39.  
顾吉林. 典型天气大气辐射传输特性研究 [D]. 大连: 大连海事大学, 2012: 36-39.
- [18] Henniger H, Giggenbach D, Horwath J, *et al.* Evaluation of optical up- and downlinks from high altitude platforms using IM/DD [C]. SPIE, 2005, 5712: 24-36.