

受光束漂移影响的深空上行激光通信链路信道容量

廖慧兮,徐宝碧,黄晓峰,韩宇

(北京空间飞行器总体设计部,北京 100094)

摘要: 使用 Monte-Carlo 仿真方法,基于光强闪烁和光束漂移的联合模型,对使用脉冲编码调制方式(PPM)和雪崩光电二极管(APD)探测器直接探测接收的深空上行激光通信链路的信道容量进行了分析。仿真结果表明,与下行链路中信道容量随着束散角的增加而单调下降的现象不同,对于存在光束漂移作用的上行星地激光链路,存在一个最优发射束散角使得星地激光系统的信道容量最大。在此基础上,对最优束散角与发射光束数目、方位角、热噪声和发射端的光束半径之间的关系进行了分析。所得的结果可以帮助实现星地激光通信系统上行链路的优化设计。

关键词: 大气湍流; 光束漂移; 深空激光通信系统; 信道容量

中图分类号: TN929.12 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA201746.1022001

Achievable information rate of deep-space laser uplink communication in presence of beam wander effects

Liao Huixi, Xu Baobi, Huang Xiaofeng, Han Yu

(Institute of Spacecraft System Engineering, Beijing 100094, China)

Abstract: Based on Monte-Carlo simulation, the achievable information rate of the Q-ary pulse-position modulation and avalanche photodiode (APD)-based deep-space optical uplink channel was investigated for the beam wander and intensity fluctuation model. The results indicate that unlike the downlink channel, when the beam wander effect is taken into account, optimum divergence angle can be selected to achieve the maximum achievable information rate for the uplink channel. Besides, with respect to achievable information rate, the optimum divergence angle dependence on the transmitted beam number, the zenith angle, thermal noise and transmitted beam width have been evaluated. This work can be helpful for the uplink laser communication system design.

Key words: atmospheric turbulence; beam wander; deep-space laser communication system; achievable information rate

收稿日期:2017-02-12; 修订日期:2017-03-18

作者简介:廖慧兮(1982-),女,工程师,博士,主要从事深空领域测控通信方面的研究。Email: liaohuixi@yahoo.com

0 引言

空间激光通信系统,其突出特征是搭载在运动平台上,以激光器作为光源,并以小束散角发射,实现高速率、远距离信息传输。相对于比较成熟且广泛应用的射频空间通信系统,空间激光通信系统具有能够以小体积天线获得高增益的优点,非常适合于对增益和体积有严格要求的深空通信系统。

继 1994 年日本完成世界首次星地激光通信链路试验后,美国、欧洲和日本等国先后开展了多个激光通信的在轨演示验证试验,对激光通信的多个关键技术进行了验证,大大推动了激光通信的发展^[1]。其中,在深空探测领域,NASA 的技术实力远远领先于其他国家:2013 年,月球尘埃探测器所搭载的高速月地激光通信终端(LLCD)^[2]在月地距离下实现了 622 Mbps 的通信速率;新一代火星探测激光通信项目(DSOC)系统计划在 2020 年实现 266 Mbps 的对地通信速率(近地点),并正在研制 Ka/激光混合天线^[3];2020 年,美国计划在火星车上使用质量仅为 6 kg 的小型化光学终端,实现对火星轨道器 20 Mbps 的传输速率、直接对地 200 kbps 的传输速率^[4];此外,在 NASA 的 2015~2020 年的技术路线图中,明确以探索 13 号、探索 14 号和木卫二为探测对象,对多个深空领域的激光通信技术进行验证^[5]。可以预见,为了满足未来深空探测任务大容量数据回传的需求,激光通信在不远的将来将得到广泛的应用。

对于星地激光链路,不可避免地要受到大气湍流的影响,克服湍流的方法之一是将光学接收站放在太空中,但是这种方法的代价是成本高昂,所以在现阶段,研究的重点还是基于光学站建设在地面上的前提,集中在如何降低大气湍流的影响上^[6]。

需要指出的是,与下行链路不同,对于星地上行链路,光束漂移后的光斑的面积要远远大于接收端的接收口径,因此不能忽略光束漂移的作用。这就意味着,相比只需要考虑光强闪烁效应的下行链路,上行链路系统的性能更加糟糕。已经有同时考虑光束漂移和光强闪烁的统计模型被提出^[6]。光学系统的信道容量也有多个研究者在研究^[7-11],但是据笔者所知,以往的研究中,并未研究基于信道容量讨论如何

优化选取束散角,但是在文中的第四节中可以得到结论,当考虑到光束漂移效应时,存在一个最优的束散角使得信道容量存在最大值。

文中研究分析了基于脉冲位置调制方式(PPM)的上行链路的信道容量,其中上行链路同时考虑了光束漂移和光强闪烁的影响。同时出于对比的目的,对下行链路的信道容量也进行了分析。

1 深空光学信道模型

1.1 下行信道模型

如图 1 所示,光束漂移指光束穿过大气层流层传输,尺寸大于光束束径的大气湍流使光束的传播方向随机偏折,在接收端垂直于传播方向的平面内光束的中心位置作随机变化的现象。而对于下行激光通信系统,发射端远离大气层,接收端在大气湍流中,当传输光束到达接收端时,光束直径已经远远大于大气中的湍流尺寸,所以对于下行链路,光束漂移效应可以被忽略,主要存在的大气湍流效应是光强闪烁。

在弱起伏条件下,接收光强的概率密度服从对数正态分布^[12]:

$$p(I) = \frac{1}{I\sqrt{2\pi\sigma_I^2}} \exp\left[-\frac{\left(\ln\frac{I}{\langle I \rangle} + \frac{\sigma_I^2}{2}\right)^2}{2\sigma_I^2}\right] \quad (1)$$

式中: σ_I^2 为光强闪烁指数。对于轨道高度大于大气层有效高度的星地激光系统下行链路,可以认为接收的光波为平面波^[12],则 σ_I^2 可以表示为:

$$\sigma_I^2 = 2.25k^{7/6} \sec^{11/6}(\zeta) \int_{h_0}^H C_n^2(h)(h-h_0)^{5/6} dh \quad (2)$$

式中: $k=2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长; H 为轨道高度; h_0 为地面终端的高度; $C_n^2(h)$ 为大气折射率结构常数,是衡量大气折射率起伏的一个重要物理量。 $C_n^2(h)$ 随着高度的变化而变化,文中采用应用最为广泛的 H-V5/7 模型:

$$C_n^2(h) = 0.0059(v_{\perp}/27)^2 (10^{-5}h)^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + A_0 \exp(-h/100) \quad (3)$$

式中: h 为距离地面高度; A_0 为地表折射率结构常数; v_{\perp} 为垂直传输路径的风速。 A_0 和 v_{\perp} 的典型值分

别为 $1.7 \times 10^{-11} \text{m}^{-2/3}$ 和 21 m/s 。

PPM 系统的接收端在脉冲时隙的接收功率为：

$$\langle I \rangle_{\text{PPM}} = \frac{Q \alpha_i P_t D^2}{2W^2} \quad (4)$$

式中： Q 表示 PPM 调制方式的时隙数； D 为接收口径； P_t 为平均发射功率； $W = \theta L/2$ 为接收面上的光斑半径； θ 为束散角； $L = (H - h_0) \sec(\zeta)$ 为链路距离， ζ 为天顶角； α_i 为由自由空间损耗和指向损耗所组成的链路损耗。

1.2 上行信道模型

在上行链路中，光束直径要小于大气中的湍流尺寸，这使得上行链路中传输的光束受到大气湍流影响还会产生光束漂移现象。而在光束漂移的影响下，光斑中心的随机抖动将导致接收位置与光斑中心相对距离 r 的随机变化，其中 r 近似服从瑞利分布^[12]：

$$p(r) = \frac{r}{2\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \quad (5)$$

其中，光束漂移方差 σ_r^2 的计算公式为^[12]：

$$\sigma_r^2 = 2.07 \int_{h_0}^H C_n^2(z) (L-z)^2 W(z)^{-1/3} dz \quad (6)$$

式中： $W(z) = W_0 + \theta z/2$ 为 z 处的光斑半径， W_0 为发射端的光束半径。

在光强闪烁和光束漂移两种效应共同作用下，上行链路接收光强的概率密度可以表示为：

$$p_{\text{up}}(r) = \int_0^\infty p(I|r)p(r)dr \quad (7)$$

将公式(1)、(5)和(6)代入公式(7)中可以得到：

$$p_{\text{up}}(r) = \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_I^2(r,L)}} \frac{1}{I} \frac{r}{\sigma_r^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}\right) \times \exp\left[-\frac{\left(\ln \frac{I}{\langle I(r,L) \rangle} + \frac{\sigma_I^2(r,L)}{2}\right)}{2\sigma_I^2(r,L)}\right] dr \quad (8)$$

其中，对于高斯光束，光斑中心处的光强最大，而 r 处的平均光强 $\langle I(r,L) \rangle$ 可以表示为：

$$\langle I(r,L) \rangle = \langle I(0,L) \rangle \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right) \quad (9)$$

式中： $\langle I(0,L) \rangle$ 为光斑中心处的平均光强。在弱起伏区域，上行链路 r 处的光强闪烁方差 $\sigma_I^2(r,L)$ 近似等于 Rytov 方差 $\sigma_I^2(r,L)$ ，可以表示为^[12]：

$$\sigma_I^2(r,L) \approx \sigma_1^2(r,L) = 8.702 \mu_3 k^{7/6} (H-h_0)^{5/6} \sec^{11/6}(\zeta) + 14.508 \mu_1 \Lambda^{5/6} k^{7/6} (H-h_0)^{5/6} \sec^{11/6}(\zeta) \left(\frac{r^2}{W^2}\right) \quad (10)$$

参数 μ_1 和 μ_3 可以表示为：

$$\mu_1 = \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left(1 - \frac{h-h_0}{H-h_0}\right)^{5/3} dh \quad (11)$$

$$\mu_3 = \text{Re} \int_{h_0}^H C_n^2(h) \left\{ \xi_l^{5/6} \left[\Lambda \xi_l + i(1 - \Theta) \xi_l \right]^{5/6} - \Lambda^{5/6} \xi_l^{5/3} \right\} dh \quad (12)$$

其中，

$$\xi_l = 1 - \frac{h-h_0}{H-h_0}, \Lambda = \frac{2r^2}{kW^2}, \Theta = \frac{L}{R_r} \quad (13)$$

式中： R_r 为接收面上的曲率半径。当考虑光束扩展对于传播的影响的时候，则需要将公式(9)中的 W^2 替换为 W_{st}^2 。

$$W_{st}^2 = \left\{ W^2 [1 + 4.35 \mu_1 \Lambda^{5/6} k^{7/6} (H-h_0)^{5/6} \sec(\zeta)] - \sigma_r^2 \right\} \quad (14)$$

在上行链路中，由于受到体积、质量和功耗的限制，星上接收天线的口径要远远小于地面接收天线的口径，此外，相对于下行链路，上行链路还受到光束漂移的影响。这些因素使得上行链路的光强闪烁指数要高于下行链路的光强闪烁指数。

2 接收模型

2.1 PPM 符号结构

图 1 中给出了 OOK、2PPM 和 4PPM 的符号结构。在采用 OOK 调制方式的通信系统中，发射光源用光脉冲表示二进制码“1”，用一个空脉冲代表二进制码“0”。对于 OOK 符号，在接收端采用似然比固定门限判决或最优门限判决方式，当探测器输出高于判决阈值则判定为“1”，反之则判定为“0”。而对于时隙数为 Q 的 PPM 调制方式，是将 $\log_2 Q$ 个二进制信息分为一组， Q 个时隙位置与这 $\log_2 Q$ 个二进制信息一一对应，激光器在相应的位置发送光脉冲，而在其他的 $Q-1$ 个时隙都不发送脉冲。以 4PPM 符号为例，长度为 $2N$ 的传输序列可以表示为 $c = [c_{1,1}, \dots, c_{n,1}, c_{n,2}, \dots, c_{N,1}, c_{N,1}]$ ，其中 $c_{n,k} \in \{0, 1\}$ ，且 $1 \leq n \leq N, 1 \leq k \leq 2$ 。调制波形 $X = [x_1, \dots, x_n, \dots, x_N]$ 中的 x_n 为与 $c_{n,1}, c_{n,2}$ 对应的波形，其中 $x_n \in \{(1, 0, 0, 0), (0, 1, 0, 0), (0, 0, 1, 0), (0, 0, 0, 1)\}$ 。使用 PPM 调制方式时，符号周期 T_s 与时隙周期 T 的关系为 $T = T_s/Q$ ，而 T 与比特周期 T_b 的关系可以表示为：

$$T = T_b \frac{\log_2 Q}{Q} \quad (15)$$

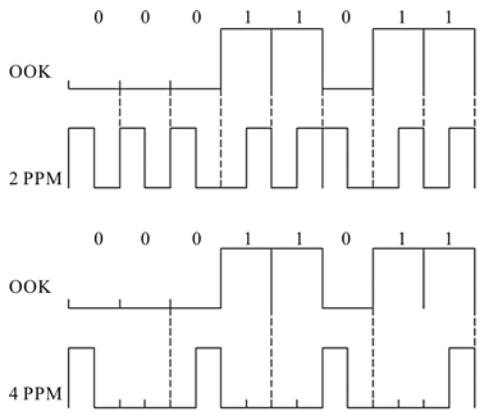


图 1 PPM 符号结构
Fig.1 PPM signaling

2.2 最优探测准则

如图 2 所示, APD 接收机是由 APD 探测器、互阻抗放大器和积分电路组成的。首先,接收孔径上所接收的光信号经由 APD 探测器被转化为电信号,这个过程主要产生以下噪声:(1) 由于光信号入射光电探测器上时产生和收集光电子的过程的统计性质而引起的光学粒子噪声;(2) 由光电二极管的 pn 结中的电子和空穴所产生的暗电流;(3) 与清洁度、偏执电压和表面缺陷所引起的表面暗电流。这个过程一般都用 Poission 模型、Webb 模型和 Gaussian 模型描述。

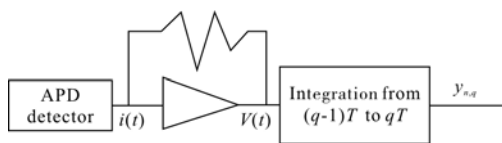


图 2 使用 APD 探测器的接收机的内部框图
Fig.2 Detailed view of APD-based receiver

在时隙周期 T 内的背景光较低时,如星间激光通信系统,使用 Gaussian 模型来描述 APD 噪声会使得计算所得误码率较真实值高,最佳增益较真实值低^[13]。而对于背景噪声较高的星地激光通信系统,Gaussian 模型可以精确描述 APD 噪声^[14]:由 APD 探测器输出的电流经由互阻抗放大器放大,并转化为电压输出,在这个过程中主要产生了电学的粒子噪声和热噪声,这两类噪声的大小与 APD 探测器中光学粒子噪声的大小无关,则这个过程可以认为是一

个加性高斯白噪声 (AWGN) 过程。积分器对于在 PPM 符号的每个时隙 T 间隔内的电压信号进行积分,从而得到接收机的输出 $y_{n,q}$ 。

此时 APD 接收机的输出 $y_{n,q}$ 可以表示为:

$$p(y_{n,q}|I_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{n,q}^2}} \exp\left[-\frac{(y_{n,q}-\mu_{n,q})^2}{2\sigma_{n,q}^2}\right] \quad (16)$$

式中: $\mu_{n,q}$ 和 $\sigma_{n,q}^2$ 分别为积分器的输出 $y_{n,q}$ 的均值和方差。由于大气激光信道为慢衰落信道,则在一个 PPM 符号内 I_n 是不变的,假设接收端使用的交织器深度为 $K=\infty$,则对于不同符号, I_n 是相互独立的。基于以上假设,在第 n 个 PPM 符号的第 q 个时隙的均值 $\mu_{n,q}$ 和方差 $\sigma_{n,q}^2$ 可以表示为^[9]:

$$\mu_{n,q} = \frac{Ge\eta(I_b + I_n T x_{n,q})}{h\nu} \quad (17)$$

$$\sigma_{n,q}^2 = GeF\mu_{n,q} + \frac{2k_c T_e T}{R_L} \quad (18)$$

式中: G 为 APD 的增益; η 为量子效率; e 为单位电荷电量; F 为附加噪声因子; T 为 PPM 符号的时隙周期; T_e 为放大器的等效噪声温度; h 为普朗克常数; R_L 为负载电阻; k_c 为波耳兹曼常数; $x_{n,q}$ 为第 n 个 PPM 符号第 q 个位置是否发送了光脉冲, $x_{n,q} \in \{0, 1\}$ 。 I_b 为背景光功率,可以表示为^[9]:

$$I_b = \frac{\pi D^2 I_B}{4} \quad (19)$$

式中: I_B 为单位面积上的背景光功率; D 为接收口径。

PPM 符号的最优检测是比较符号中的所有时隙的接收机输出对数似然比的大小,判断最大对数似然比所对应的时隙为光脉冲时隙。由于 PPM 符号不同时隙的 APD 输出 $y_{n,q}$ 为相互独立的,则第 n 个 PPM 符号的第 q 个时隙发送光脉冲的似然比 $p(y_n|x_n(q), I_n)$ 可以由下式得到:

$$p(y_n|x_n(q), I_n) = p(y_{n,q}|x_{n,q}=1, I_n) \prod_{i \neq q} p(y_{n,i}|x_{n,i}=0, I_n) = \frac{p(y_{n,q}|x_{n,q}=1, I_n)}{p(y_{n,q}|x_{n,q}=0, I_n)} \prod_{i \neq q} p(y_{n,i}|x_{n,i}=0, I_n) \quad (20)$$

3 信道容量计算

笔者研究信道的目的主要是讨论信道中平均每

个符号所能传送的信息量,即信道的信息速率 R 。设 APD 探测器接收到电功率为 $[y_1, y_2, \dots, y_N]$, 其中 $y_n = \{y_{n,1}, \dots, y_{n,1}, y_{n,Q}\}$ 为接收到的第 n 个 PPM 符号。假设 Q 元 PPM 符号等概率传输,则使用 PPM 调制方式的信道容量 R 可以表示为^[15]:

$$R = \frac{1}{\log_2 Q} = \int_0^\infty p_{I_n}(I_n) \int_0^\infty p(y_n | x_n(q), I_n) \times \log_2 \frac{p(y_n | x_n(q), I_n)}{\frac{1}{Q} \sum_{j=1}^Q p(y_n | x_n(j), I_n)} dy_n dI_n \quad (21)$$

根据公式(16)可以分别计算得到 $x_{n,q}=0$ 时的 $y_{n,q}$ 的概率密度 $p_{\text{off}}(y_{n,q})$ 和 $x_{n,q}=1$ 时的 $y_{n,q}$ 的概率密度 $p_{\text{on}}(y_{n,q} | I_n)$, 将其代入公式(21)中可以得到基于Gaussian模型,使用APD探测器和PPM调制方式的上行链路信道容量表达式:

$$R = 1 - \frac{1}{\log_2 Q} \int_0^\infty p_{I_n}(I_n) \int_0^\infty p(y_n | x_n(q), I_n) \times \log_2 \frac{\sum_{j=1}^Q (y_{n,j}^2 - 2a_n y_{n,j} + b_n)}{(y_{n,q}^2 - 2a_n y_{n,q} + b_n)} dy_n dI_n \quad (22)$$

其中,

$$a_n = \frac{\mu_{\text{off}}^2 \sigma_{\text{on}_n}^2 - \mu_{\text{on}_n}^2 \sigma_{\text{off}}^2}{\sigma_{\text{on}_n}^2 - \sigma_{\text{off}}^2} \quad (23)$$

$$b_n = \frac{\mu_{\text{off}}^2 \sigma_{\text{on}_n}^2 - \mu_{\text{on}_n}^2 \sigma_{\text{off}}^2}{\sigma_{\text{on}_n}^2 - \sigma_{\text{off}}^2} \quad (24)$$

图 3 所示为多光束发射激光通信系统框图。与单光束发射系统相比,多光束发射系统在发射端使用多个激光器发射多束光,然后利用二维可调全反镜调整多束光的传输方向,使得多束光在接收端的光斑重叠。通过调节衰减系统的衰减比使不同光束的发射功率相等。控制不同光束在发射端的距离大于大气的相干长

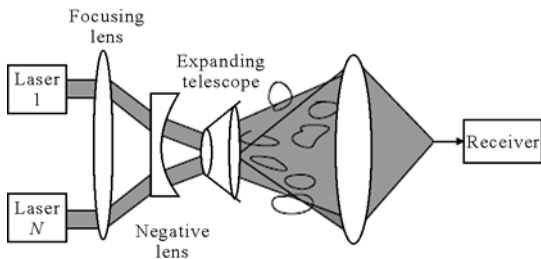


图 3 多光束发射系统

Fig.3 Multi-beam transmitting system

度,从而实现在接收面上的多光束的非相干叠加。

鉴于现阶段尚未找到比重码性能更好的空时分组码,对于上行链路,文中直接采用多光束发射重码的方法来降低大气湍流对于系统性能的影响。

设系统的发射功率为 P_t ,发射光束数目为 N ,此时每个发射光束的功率为 P_t/N ,每路光束在大气中传输,分别受到光强闪烁和光束漂移的影响,假设不同光束之间相互独立,则在接收端接收到的光强为各束光独立相加的和。公式(22)由 I_n 的一维积分上升为 N 维积分,可将其重新写为:

$$R = 1 - \frac{1}{\log_2 Q} \int_0^\infty p_{\bar{I}_n}(\bar{I}_n) \int_0^\infty p(y_n | x_n(q), \bar{I}_n) \times \log_2 \frac{\sum_{j=1}^Q (y_{n,j}^2 - 2a_n y_{n,j} + b_n)}{(y_{n,q}^2 - 2a_n y_{n,q} + b_n)} dy_n d\bar{I}_n \quad (25)$$

式中: $\bar{I}_n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_n(i)$, i 为激光器的数目。

4 信道容量仿真分析

4.1 月地链路下行信道容量

由于下行链路中光束漂移的影响可以忽略,接收光强的概率密度服从公式(1)所示的对数正态分布。对于下行链路,选择以下参数: $\lambda=1550\text{ nm}$, $H=400000\text{ km}$, $h_0=100\text{ m}$, $\eta=0.75$, $\zeta=0.4$, $G=100$, $T_b=1\text{ ns}$, $T_e=300\text{ K}$, $T_L=50\text{ }\Omega$, $D=0.5\text{ m}$, $I_b=10\text{ nW/m}^2$, $\theta=30\text{ }\mu\text{rad}$, $W_0=0.125\text{ m}$ 。当波长和距离一定时,自由空间损耗为定值,文中假设合理选取跟踪精度,使指向损耗为固定值,则可知链路损耗 α_l 为定值。

图 4 给出了 $\alpha_l P_t = -10\text{ dBW}$ 、 $\zeta = 60^\circ$ 时信道容

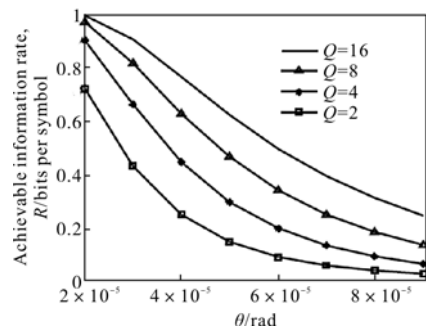


图 4 下行激光通信链路中信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.4 Divergence angle θ as functions of achievable information rate R in laser downlink communication

量与束散角的变化关系曲线。可以看出,信道容量随着束散角的增加而单调减小。在信道容量相同时,16 PPM 所需的束散角最大,2 PPM 调制方式所需的束散角最小。这意味着信道编码与高阶 PPM 调制方式联合使用时,可以增加系统所需的束散角,这也降低了控制系统的实现难度。

4.2 月地路上行信道容量

对于上行链路,选择以下参数: $\lambda=1\ 030\ \text{nm}$, $H=400\ 000\ \text{km}$, $h_0=100\ \text{m}$, $\eta=0.75$, $\zeta=0.4$, $G=100$, $T_b=100\ \text{ns}$, $T_c=300\ \text{K}$, $R_L=50\ \Omega$, $D=0.1\ \text{m}$, $I_b=10\ \text{nW/m}^2$, $\theta=30\ \mu\text{rad}$, $W_0=0.075\ \text{m}$ 。

图 5 给出了 $\zeta=0^\circ$ 、 $\alpha_i P_i=-20\ \text{dBW}$ 时信道容量随着束散角的变化关系。对比图 4 和图 5 可以发现,与下行激光链路信道容量随着束散角的增加而单调下降不同,上行激光链路中的信道容量随着束散角的增加呈现先增加后降低的趋势,即上行激光链路中存在一使得信道容量取得最大值的最优 θ 值。

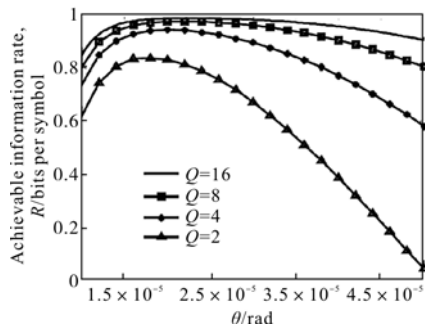


图 5 上行激光通信链路中信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.5 Divergence angle θ as functions of achievable information rate R in laser uplink communication

而受到光束漂移效应影响的上行链路信道容量之所以存在最佳束散角的原因在于:由公式 (4)和 $W=\theta L/2$ 可知,随着 θ 的增加,PPM 符号的光脉冲的功率也随之下降,这也使得信道容量随着光脉冲功率的下降而下降;而随着 θ 的减小,接收面的光斑半径就会降低,这使得光束漂移的影响将更为显著。综上所述,在受到光束漂移影响的上行激光链路中,存在使得上行链路信道容量最大的最优束散角。需要指出的是,虽然文中基于 APD 的 Gauss 模型进行仿真,但是根据分析可知,最优束散角的存在与探测器的模型无直接关系,因此文中的结论同样适用于光子计数探测器。

此外,通过观察可以发现,最佳束散角随着 Q 的增加而增加,这意味着在平均功率相同的条件下,使用高阶 PPM 调制方式不仅可以增加系统的信道容量,而且还可以在较高的束散角处实现信道容量的最优化,这将降低控制系统的实现难度。

图 6 给出了 $Q=2$ 、 $\zeta=0^\circ$ 、 $\alpha_i P_i=-20\ \text{dBW}$ 时多光束发射系统的信道容量与最优束散角的关系。当 $N=1$ 时,最大信道容量所对应的最优束散角约为 $19\ \mu\text{rad}$;而当 $N=4$ 时,最优束散角约为 $15\ \mu\text{rad}$,即最优束散角随着 N 的增加而缓慢减小。而对于四光束发射系统,在 $\theta=20\ \mu\text{rad}$ 时的信道容量与其最优信道容量的差别不大,因此可以得出结论:在对多光束上行激光链路进行参数优化时,可以选取单光束发射系统最大信道容量所对应的束散角作为多光束发射系统的束散角。

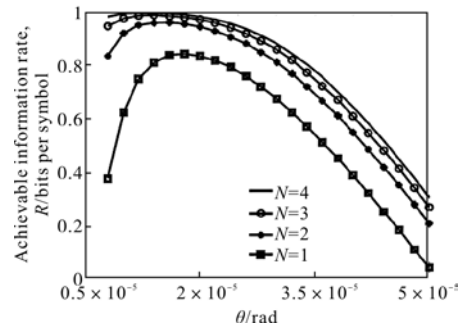


图 6 上行激光通信链路中发射光束数目 $N=1, 2, 3, 4$ 时,信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.6 Divergence angle θ as functions of achievable information rate R in laser uplink communication with the number of transmitted beams $N=1, 2, 3, 4$

对于在轨卫星,其运动轨迹是关于天顶角的函数,而大气湍流强度也随着天顶角的变化而变化,因此讨论最优的束散角与不同天顶角下的变化关系将有利于光学系统的参数设计。

图 7 给出了 $\alpha_i P_i=12\ \text{dBW}$ 、 $\lambda=1\ 550\ \text{nm}$ 时,16 PPM 系统中信道容量随着束散角的变化关系曲线。由图可知,在 $\zeta=20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$ 时,最大信道容量所对应的束散角分别是 $23, 22, 17\ \mu\text{rad}$,即最优束散角随着天顶角的增加而降低。值得注意的是,在 $\zeta \leq 40^\circ$ 时,最优束散角的变化很缓慢,而在 $\zeta > 40^\circ$ 时,最优束散角下降的幅度开始增加。鉴于此,在对系统进行初步设计时,可粗略选取 $\zeta=0^\circ$ 时的最大信道容量所对应

的束散角作为系统发射的束散角，以保证系统在 $\zeta \leq 40^\circ$ 范围内有较好的译码性能。

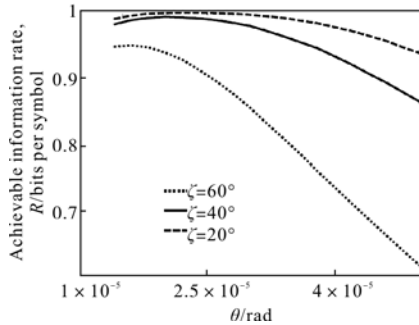


图 7 上行激光通信链路中天顶角 ζ 为 20° 、 40° 、 60° 时，信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.7 Divergence angle as functions of achievable information rate in laser uplink communication with the zenith angle $\zeta=20^\circ$, $\zeta=40^\circ$, $\zeta=60^\circ$

鉴于空间环境的复杂性，使得在轨飞行器表面的温度变化非常剧烈，此时终端一般采用温度控制装备对其进行调节。图 8 给出了在 $\alpha_r P_r=10$ dBW、 $\zeta=0^\circ$ 、APD 前置放大器等效热噪声温度不同时，信道容量与束散角的变化关系曲线。由图 8 可知，在 $T_e=100$ K 时，最大信道容量所对应的束散角为 $5 \mu\text{rad}$ ，此时 $T_e=500$ K 和 $T_e=1000$ K 的信道容量曲线也达到最大值，即最大信道容量所对应的束散角不随着热噪声温度的变化而变化。因此，在实际系统优化设计中可以不考虑 T_e 对于最优束散角的影响。

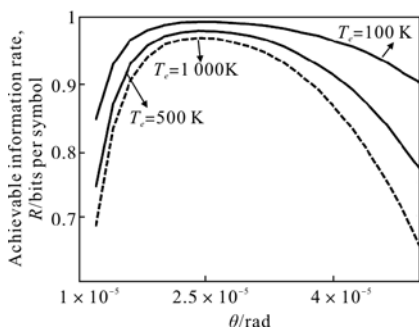


图 8 上行激光通信链路中等效噪声温度 $T_e=1000$ K、 $T_e=500$ K、 $T_e=100$ K 时，信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.8 Divergence angle as functions of achievable information rate in laser uplink communication with the equivalent noise temperature $T_e=1000$ K, 500 K, 100 K

图 9 给出了 $\zeta=0^\circ$ 、 $\alpha_r P_r=10$ dBW、 $\lambda=1550$ nm、

发射端光束半径 W_0 不同时，2 PPM 系统中信道容量随着束散角的变化关系曲线。由图 9 可知，最大信道容量所对应的束散角随着发射孔径的增加而缓慢降低。随着 W_0 的增加，系统的信道容量随之发生变化。如前所述，在实际的参数选取中， W_0 的选取主要影响信道容量的变化，而对最优束散角的影响很小。

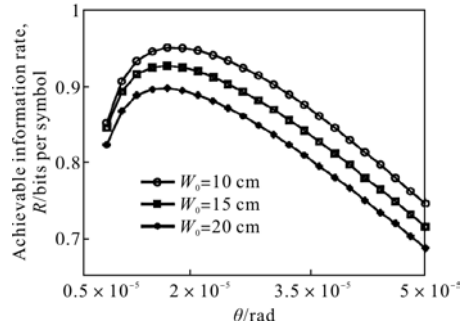


图 9 上行激光通信链路中发射端光束半径 $W_0=10$ cm, 15 cm, 20 cm 时，信道容量 R 与束散角 θ 的关系

Fig.9 Divergence angle as functions of achievable information rate in laser uplink communication with the transmit beam radius $W_0=10$ cm, 15 cm, 20 cm

5 结论

文中基于光强闪烁和光束漂移的联合模型，在弱起伏条件下建立了使用 PPM 调制方式和 APD 探测的星地上行链路的信道容量模型，发现与下行链路信道容量随着束散角的增加而单调下降不同，受光束漂移作用影响，存在最优的束散角使得上行链路信道容量得到最大值。

分析了调制阶数与最优束散角的关系，结果表明最优束散角随着调制阶数的增加而增加。

分析了上行链路最优束散角与不同参数的变化关系，最优束散角随着光束数目、探测器噪声温度和发射口径的变化而缓慢变化。

另外，分析了不同调制阶数下信道容量与天顶角之间的关系。结果表明在信道容量相同时，使用较高调制阶数可以增加链路通信覆盖区域。

文中的研究作为星地激光链路的系统优化提供了理论依据。

参考文献：

[1] Zeng Fei, Gao Shijie, San Xiaogang, et al. Development

- status and trend of airborne laser communication terminals [J]. *Chinese Optics*, 2016, 9(1): 65–73. (in Chinese)
- 曾飞, 高世杰, 伞晓刚, 等. 机载激光通信系统发展现状与趋势[J]. 中国光学, 2016, 9(1): 65–73.
- [2] Boroson D M, Robinson B S. The lunar laser communication demonstration: NASA's first step toward very high data rate support of science and exploration missions [J]. *Space Sci Rev*, 2014, 185: 115–128.
- [3] Raible D E, Romanofsky R R, Budinger J M, et al. On the physical realizability of hybrid RF and optical communications platforms for deep space applications [C]// AIAA International Communications Satellite Systems Conference, 2014.
- [4] Cornwell D M. NASA's Optical communications program for 2015 and beyond[C]//SPIE, 2015, 9354: 1–6.
- [5] Engin D, Burton J, Darab I, et al. 1 030 nm Yb-fiber-MOPA based, multi-aperture high-power, high energy uplink laser beacon for deep space communication[C]//SPIE, 2014, 8971: 1–11.
- [6] Ma J, Jiang Y, Tan L, et al. Influence of beam wander on bit-error rate in a ground-to-satellite laser uplink communication system[J]. *Opt Lett*, 2008, 33(22): 2611–2613.
- [7] Liu Jinhua, Wang Yanlong, Dai Jisheng. Linear MIMO precoder optimization with maximizing channel capacity under joint power constraints [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2015, 23(10z): 599–604. (in Chinese)
- 刘金华, 汪彦龙, 戴继生. 联合能量约束下最大信道容量的线性多输入多输出预编码设计 [J]. 光学精密工程, 2015, 23(10z): 599–604.
- [8] Wang Huiqin, Wang Xue, Cao Minghua. Bit error rate of optical multiple input multiple output system in correlated channel[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2016, 24(9): 2142–2148. (in Chinese)
- 王惠琴, 王雪, 曹明华. 相关信道中光多输入多输出系统的误码率[J]. 光学精密工程, 2016, 24(9): 2142–2148.
- [9] Chen Mu, Ke Xizheng. Effect of atmospheric turbulence on the performance of laser communication system [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(8): 0822009. (in Chinese)
- 陈牧, 柯熙政. 大气湍流对激光通信系统性能的影响研究 [J]. 红外与激光工程, 2016, 45(8): 0822009.
- [10] Huang Long, Zhang Wenhui. Error calculation of periscope pointing assembly for laser communication [J]. *Chinese Optics*, 2015, 8(5): 840–846. (in Chinese)
- 黄龙, 张文会. 潜望式激光通信瞄准机构误差计算 [J]. 中国光学, 2015, 8(5): 840–846.
- [11] Wang Yi, Wang Deli, Du Fan, et al. Analysis of channel capacity employing circle polarization shift keying over Gamma-Gamma atmospheric turbulence channel[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(10): 3084–3091. (in Chinese)
- 王怡, 王德丽, 杜凡, 等. 大气 Gamma-Gamma 湍流信道中采用圆偏振位移键控的信道容量分析 [J]. 红外与激光工程, 2015, 44(10): 3084–3091.
- [12] Andrews L C, Phillips R L. Laser Beam Propagation Through Random Media [M]. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1998: 223–243.
- [13] Davidson F M, Sun X. Gaussian approximation versus nearly exact performance analysis of optical communication systems with PPM signaling and APD receivers [J]. *IEEE Trans Commun*, 1988, 36(11): 1185–1191.
- [14] Kiasaleh K. Performance of APD-based, PPM free-space optical communication systems in atmospheric turbulence[J]. *IEEE Trans Commun*, 2005, 53(9): 1455–1461.
- [15] Muhammad S S, Gappmair W, Leitgeb E. PPM channel capacity evaluation for terrestrial FSO links [J]. *Opt Exp*, 2006, 15(16): 10075–10085.