

激光在临近空间中的传输特性研究

郭钦朋,赵尚弘,石磊,侯睿,李田
(空军工程大学电讯工程学院,陕西西安710077)

摘要:基于大气分层理论,分析了临近空间环境的特性,同时利用 Beer 定律和 Markov 模型分别对激光在临近空间中传输的衰减效应和湍流效应进行了计算和仿真。结果表明: O_3 分子的吸收、气溶胶粒子的散射和高空大气分子的散射是造成激光衰减的主要因素,30km 高空以上激光已很少受到湍流效应的影响,并且常用的 $1.06\mu\text{m}$ 激光比 $10.6\mu\text{m}$ 激光的光强闪烁小,更适于在临近空间中进行传输。

关键词:临近空间;激光衰减;大气湍流;折射率结构常数

中图分类号:TN929.1

文献标识码:A

Study on Propagation Characteristics of Laser Beam Through the Near Space

GUO Qin-peng, ZHAO Shang-hong, SHI Lei, HOU Rui, LI Tian
(The Telecommunication Engineering Institute, AFEU, Xi'an 710077, China)

Abstract: Based on the theory of the atmosphere delamination, the characteristics of the near space' environment have been analyzed, at the same time, the Beer law and the model of the Markov are respectively used to calculate and emulate the attenuation and the turbulence in the propagation of laser beam through the near space. It has been proved that the absorption of the O_3 , the scattering of the aerosol and the rayleigh scattering of the upper air molecules are the main factors to the attenuation of the laser, the laser in 30km high altitude has been hardly influenced by the turbulence, and the common-used $1.06\mu\text{m}$'s irradiance scintillation is less than the $10.6\mu\text{m}$ laser and is more suitable for transmitting in the near space.

Key words: near space; laser attenuation; atmosphere turbulence; refractive index structure

1 引言

依据大气分层模型重点介绍了临近空间环境的特点,利用 Beer 定律分析了激光在临近空间中传输时所受到的衰减因素并得出了透射率的表达式,利用 HV 折射率结构常数模型和 Markov 近似模型分析了激光在临近空间中传输时的湍流效应,同时仿真了 $1.06\mu\text{m}$ 和 $10.6\mu\text{m}$ 两种激光传输时的对数光强闪烁方差。

2 临近空间大气的特性

在物理上,以大气热力学结构随高度的分布为主要依据,可以将大气层划分为对流层、平流层、中间层、热层和散逸层^[1],临近空间主要包括平流层的大部、中间层的全部和部分的热层区域,具体如

图1所示。

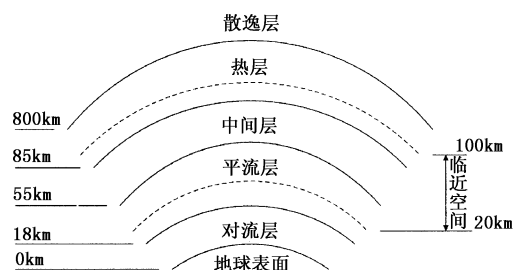


图1 大气分层与临近空间区域关系示意图

基金项目:国家高技术发展研究计划 863 项目 (No. 2007AA01Z294) 资助。

作者简介:郭钦朋 (1983 -), 男, 硕士研究生, 研究方向为光电对抗技术。E-mail: guo19831028@yahoo.com.cn

收稿日期:2008-06-06

平流层距离地面大约(18~55)km,该层大气以水平运动为主,温度在同温层(平流层底部)保持不变,而后随着高度的增加逐渐升高,到平流层顶时可达270K左右。平流层基本没有云、雾、雨、雹等天气现象,能见度非常好,此外在20km高空的水汽含量是5km高度的万分之一,35km高空的水汽含量几乎是零,因此可认为平流层基本不含水汽。值得注意的是地球大气中 O_3 总量的9/10分布在平流层内,其浓度的极大值出现在25km左右的高度上,它吸收了绝大部分波长小于 $0.30\mu\text{m}$ 的对人体有害的紫外线,对波长在 $0.44\sim 0.80\mu\text{m}$ 的光也具有一定的吸收能力,特别是对 $9.60\mu\text{m}$ 的红外线有强吸收作用^[2]。平流层中还具有一定浓度的气溶胶粒子,当有火山喷发时其中的粒子浓度会增加到原来浓度的10倍以上,并能维持数年之久。

中间层距离地面大约(55~85)km,该空域内大气有相当强烈的垂直对流运动,温度随高度的增加而呈下降趋势,顶部气温可降至160~190K,空气非常稀薄,其空气质量约占整层大气的三千分之一,此外该空域内水平方向风速相当大,在60km的高度可达140m/s。

(85~100)km的高度范围属于热层的底部区域,该区域内大部分气体分子发生电离而呈现等离子体状态,区域温度随高度的增加而迅速升高,此外该层能够反射电磁波,这对于全球无线通信具有重要意义。

对于临近空间大气特性的监测,国内外已经作了大量的研究和实验。目前国内外已经研制的用来监测中、高层(包括了距地面(20~100)km的临近空间)大气环境特性的雷达系统有:探测距离在(1~20)km范围的平流层-对流层(ST)雷达,探测距离在(50~110)km范围的中层(MF)雷达,采样距离在(80~110)km范围的流星雷达,此外还有激光雷达、非相干散射雷达、射电天文系统和GPS观测设备等^[3],这些系统都为研究临近空间的大气环境特性提供了重要的数据信息。

3 激光在临近空间的基本传输特性

激光在临近空间传输时将与大气作用产生一系列的效应,这些效应可分为两大类,一类是线性效应,包括大气吸收、散射和湍流;另一类是非线性效应,包括热晕、受激拉曼散射和大气击穿等。其中,

考虑到实际应用中激光强度还不足以产生明显的非线性效应^[4],且经过线性传输后的激光能量更容易被接收器接收,应用价值更高,故在此只考虑线性效应。

3.1 临近空间对激光传输的衰减影响

当激光通过临近空间时,与大气中的气体分子、气溶胶微粒等发生相互作用,产生大气吸收和散射效应,它们共同构成了临近空间对激光的衰减影响,其中,大气分子吸收和散射由分子类型和空气密度决定,气溶胶导致的吸收和散射由气溶胶的种类和浓度来决定。大气的吸收使激光功率衰减,但是光束质量不会发生改变;大气散射不会造成散射方向上的激光能量损失,但是它将改变激光强度的分布,使接收光斑发生变化。

对于激光在大气介质中传输的衰减,通常用Beer定律来描述^[5]:

$$I_{\gamma} = I_{\gamma_0} \exp^{-\tau(\lambda)/\cos\theta} \quad (1)$$

式中, I_{γ_0} 是初始光强; I_{γ} 是到达目标面的光强; $\tau(\lambda)$ 是总的大气光学厚度; λ 是激光波长; θ 是天顶角。

由式(1)可得大气透射率 $T(\lambda, \theta)$ 为:

$$T(\lambda, \theta) = I_{\gamma}/I_{\gamma_0} = \exp^{-\tau(\lambda)/\cos\theta} \quad (2)$$

临近空间内几乎不含有水分,其对激光的吸收可忽略不计,而在平流层范围内,主要存在的是 O_3 分子,其对激光的吸收作用将会使激光产生衰减。此外在20km高度左右气溶胶粒子浓度会出现新的峰值,其对激光的散射作用使它成为重要的衰减因子,到30km以上的高空,大气分子的瑞利散射便成为了主要的衰减因素。因此,在临近空间范围内大气对激光的衰减作用主要是: O_3 分子对激光的吸收作用、气溶胶粒子对激光的散射作用和高空大气分子的散射作用。

其中, O_3 分子的吸收光学厚度为^[6]:

$$\tau_{O_3}(\lambda) = K_{O_3} \frac{U_{O_3}}{1000} \quad (3)$$

式中, U_{O_3} 为臭氧浓度,单位为DU(DU为多普逊臭氧单位); K_{O_3} 为 O_3 分子的吸收系数,其可由经验公式获得:

$$K_{O_3} = (2.1349 \times 10^{19}) \exp(-0.14052\lambda)$$

气溶胶粒子的散射光学厚度满足^[7]:

$$\tau_A(\lambda) = \alpha \lambda^{\beta} \quad (4)$$

式中, α 是浑浊度因子,反映了气溶胶粒子浓度的变

化情况; β 是埃斯屈朗指数,其与气溶胶的粒子谱分布有关,它反映了气溶胶粒子成分的变化,决定了气溶胶散射光学厚度随波长的变化趋势; β 小于零时,气溶胶散射光学厚度随波长的增加而减小; β 大于零时,气溶胶散射光学厚度随波长的增加而增加。在 β 不变的情况下, α 越大,气溶胶的散射光学厚度越大。其中, α 和 β 可由太阳光度计测量不同波段的气溶胶光学厚度来确定。

在 30km 以上的高空,大气中不再有气溶胶,因此此时临近空间对激光的衰减主要来自于高空大气分子的瑞利散射。激光雷达中层大气遥感技术就是利用此特点来研究高空大气成分的。根据瑞利散射理论,其散射系数为^[8]:

$$\gamma_m(\lambda) = \frac{32\pi^3}{3} \frac{(n-1)^2}{N\lambda^4} \quad (5)$$

式中, N 为单位体积内的气体分子数; n 为与高度和波长有关的大气折射率。在干燥清新的空气中,瑞利散射系数可由下面的经验公式获得:

$$\gamma_m(\lambda) = 1.09 \times 10^{-3} \lambda^{-4.05} \quad (6)$$

此时的瑞利散射光学厚度为:

$$\tau_m(\lambda) = \gamma_m(\lambda)L \quad (7)$$

式中, L 为传输距离。

得到 O_3 分子的吸收光学厚度 $\tau_{O_3}(\lambda)$ 、气溶胶粒子的散射光学厚度 $\tau_A(\lambda)$ 和高空大气分子的散射光学厚度 $\tau_m(\lambda)$ 后,就可得到总的光学厚度为:

$$\tau(\lambda) = \tau_{O_3}(\lambda) + \tau_A(\lambda) + \tau_m(\lambda) \quad (8)$$

由式(2)和式(8)并选择不同的天顶角即 θ 可得临近空间激光大气传输的透射率。

对于实际的激光工程应用,透过率是反映激光大气衰减程度的重要参量,对于激光武器系统和激光大气通信系统的设计者来说,最关注的是激光传输路径上高分辨率的大气消光系数分布曲线,曲线越精细则大气透过率计算越准确。然而,由于实际临近空间大气的复杂性,理论计算出的只是一种平均状况,比较精确的结果要通过大气监测系统观察来获得。

3.2 临近空间对激光的湍流效应

大气湍流是指大气中局部温度、压强等参数的随机变化而引起折射率随空间和时间的随机变化。在临近空间中由于存在重力波现象,这会导致临近空间大气中产生湍流状态,这种湍流状态将使激光

在传输过程中随机地改变其光波参量,使光束质量受到严重影响,出现所谓光束截面内的强度闪烁、光束抖动以及空间相干性退化等现象,这些统称为大气湍流效应。大气湍流效应将使激光信号受到随机的寄生调制而呈现出额外的大气湍流噪声,这将使激光雷达、激光制导武器的探测率降低,大气激光通信接收信噪比减小、误码率增加。因此,激光大气湍流效应的研究愈来愈受到重视。

表征湍流强度的参数为大气折射率结构常数 C_n^2 。利用 HV 折射率结构常数模型来计算 C_n^2 随海拔高度 h 的变化关系得到^[9]:

$$C_n^2(h) = 0.00594 (v/27)^2 (10^{-5}h)^{10} \exp(-h/1000) + 2.7 \times 10^{-16} \exp(-h/1500) + C_n^2(0) \exp(-h/100) \quad (9)$$

式中,高度 h 的单位为 m; v 是风速,单位为 m/s; $C_n^2(0)$ 是临近空间底层的湍流强度。取 $v = 60\text{m/s}$, $C_n^2(0) = 10^{-14}$,可以得到如图 2 所示的 C_n^2 随海拔高度 h 变化的曲线。

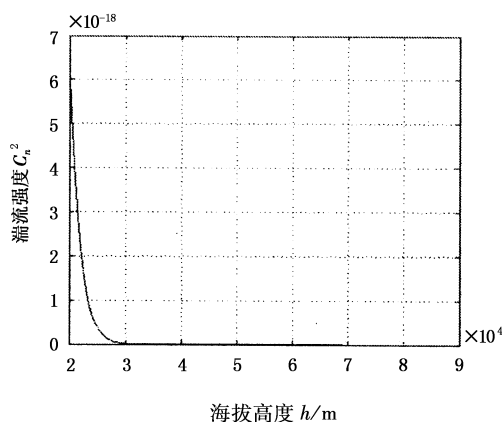


图2 湍流强度 C_n^2 随高度 h 的变化曲线

由图 2 可以看到,在临近空间(20 ~ 100) km 的范围内, C_n^2 随着高度 h 的增加而迅速减小,其量级在 10^{-18} 范围内,属于弱湍流范畴,到 30km 时湍流对激光的影响已经基本可以忽略。

从基本的 Maxwell 方程出发,假设消偏振效应可以忽略(湍流内尺度 $\gg$ 波长),经推导可得湍流大气中的波动方程^[10]:

$$\nabla^2 E(r,t) + \frac{n^2(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E(r,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (10)$$

式(9)的解可写为:

$$\begin{aligned} E(r,t) &= A(r) \exp[i\varphi(r)] \exp(-i\omega t) \\ &= A_0(r) \exp[\chi + i\varphi(r)] \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $A_0(r)$ 是没有湍流时的光波振幅; $A(r)$ 是存在湍流时的光波振幅; $\varphi(r)$ 是存在湍流时的光波相位; ω 是光波的角频率; $\chi = \ln[A(r)/A_0(r)]$ 是大气湍流引起的光波对数振幅起伏。

对于在临近空间内长距离传输的激光, 采用 Markov 模型来对大气传输进行仿真是合适的。Tartaskii 运用 Markov 近似对激光通过大气后的光强起伏现象给出了理论模型, 得出空-地斜程激光传输的对数光强闪烁方差 $\sigma_{\ln}^2$ 为^[11]:

$$\sigma_{\ln}^2 = 2.24 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^{7/6} (\sec\theta)^{11/6} \int_0^L C_n^2(l) l^{5/6} dl \quad (12)$$

式中, λ 为激光波长; θ 为天顶角; L 为传输距离, 且 $l = h/\cos\theta$ 。

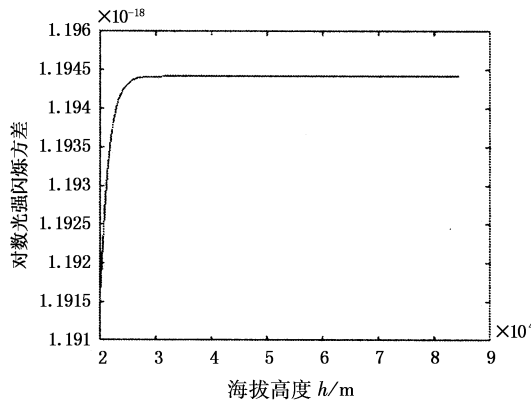


图3 1.06 μm 激光对应 $\sigma_{\ln}^2$ 随 h 的变化曲线

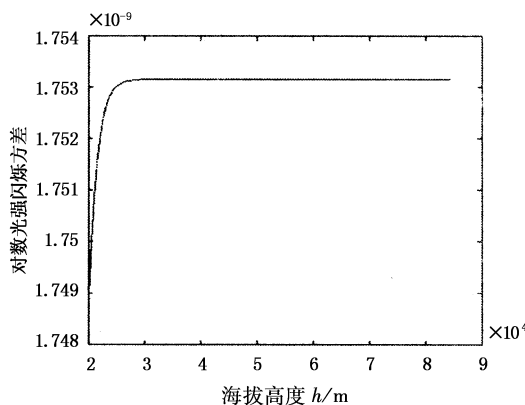


图4 10.6 μm 激光对应 $\sigma_{\ln}^2$ 随 h 的变化曲线

图3和图4是在天顶角 $\theta = 60^\circ$, $v = 60 \text{ m/s}$ 时, 1.06 μm 和 10.6 μm 激光对应的对数光强闪烁方差 $\sigma_{\ln}^2$ 随 h 高度的变化曲线。由图中可以看出, 随着海拔高度的增加 $\sigma_{\ln}^2$ 均不断增大, 等到 h 增加到 30 km 附近时 $\sigma_{\ln}^2$ 维持在一固定值附近而不再随 h 的增加而增大, 这与图1所反映的 C_n^2 随 h 的变化规律相一致。同时对比 1.06 μm 和 10.6 μm 两种波长的激

光, 1.06 μm 激光对应的 $\sigma_{\ln}^2$ 较 10.6 μm 激光对应的 $\sigma_{\ln}^2$ 小一个量级, 相对来讲其更适于在临近空间中传播。

4 结 论

通过对激光在临近空间传输特性的分析, 结果表明 O_3 分子对激光的吸收、气溶胶粒子对激光的散射和高空大气分子的散射是造成激光传输衰减的主要因素, 通过对大气折射率结构常数 C_n^2 的仿真得出其值在 10^{-18} 量级左右, 这属于弱湍流强度的范畴, 且在 30 km 以上其对激光传输的影响已经非常小, 可以忽略不计。以上分析对于激光武器在临近空间中的应用以及卫星光通信下行链路通信性能的分析可提供一定的理论支持, 然而更精确的激光在临近空间中的传输特性分析则更依赖于大量探空实验的观测和数据的统计。

参考文献:

- [1] 佟舟. 美国空军关注临近空间作战[J]. 国际航空杂志, 2006, 5: 60-62.
- [2] 李勇, 姚伟, 郑威, 等. 近空间系统的类型与特点[J]. 卫星应用, 2006, 14(3): 1-6.
- [3] 张弈林, 廖延彪, 高德文, 等. 平流层激光传输规律研究的现状[J]. 激光与红外, 2003, 33(2): 87-90.
- [4] 康士峰. 临近空间大气环境特性监测与研究[J]. 装备环境工程, 2008, 5(1): 20-23.
- [5] 孙晓泉, 吕跃广. 激光对抗原理与技术[M]. 北京: 解放军出版社, 2000: 7-23.
- [6] 吴健, 杨春平, 刘建斌. 大气中的光传输理论[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2005: 2-5.
- [7] 周良明, 郭佩芳, 刘玉光. 渤海海域上空大气衰减光学厚度的研究[J]. 高技术通讯, 2005, 15(6): 102-105.
- [8] 甘新基, 郭劲, 王兵, 等. 1.06 μm 激光在对流层传输中的衰减预测[J]. 长春理工大学学报, 2006, 29(2): 8-10.
- [9] Korotkova Olga, Farwell Nathan. The effect of the jet-stream on the intensity of laser beams Propagating along slanted paths in the upper layers of the turbulent atmosphere[J]. Proc. of SPIE, 2008, 6878: 1-8.
- [10] 刑建斌, 许国良, 张旭苹, 等. 大气湍流对激光通信系统的影响[J]. 光子学报, 2005, 34(12): 1850-1852.
- [11] 荣健, 陈彦, 胡渝. 激光在湍流大气中的传输特性和仿真研究[J]. 光通信技术, 2003, 27(11): 44-46.