

上海大气闪烁的孔径平滑因子 及其在激光工程中的应用

温景嵩

(中国科学院安徽光机所)

魏公毅

(中国科学院计算中心)

提要: 本文对湍流非均匀条件下的孔径平滑因子 Θ 进行了研究,比较了它和均匀湍流条件下 Θ 的差异。使用米量级大口径接收系统,可望对空对地远程激光系统收到良好的平滑效应。

Aperture smoothing factor on atmospheric scintillation in Shanghai and its application in laser engineering

Wen Jingsong

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Wei Gongyi

(Beijing Computer Center, Academia Sinica)

Abstract: We have investigated the features of the aperture smoothing factor under the condition of non-homogeneous turbulence. The results are quite different from those obtained from homogeneous conditions. It has been shown that in order to get a good smoothing effect the receiver aperture of the laser engineering systems should be at least one meter.

一、引言

文献 [1] 指出了大气闪烁对某些激光工程的严重影响,并提出了临界天顶距的概念。当天顶距大于某一临界值以后,由于大气闪烁的影响,会使某些激光工程不能以原定的性能指标工作下去,形成了一个“盲区”。即

使在可工作区内,也要增加一定的发射功率,以维持预定的工作性能指标。很明显,降低闪烁量值就是一个有意义的研究课题。

迄今为止,对于孔径平滑因子已做过许多研究。当前的研究大多集中在均匀湍流情况,而且很少联系到在激光工程中的应用。然

收稿日期: 1981年5月4日; 收到修改稿日期: 1982年11月16日。

而许多激光工程应用, 都涉及到斜程大气闪烁问题。显然, 此时湍流是非均匀的。因此, 研究斜程的也就是湍流非均匀条件下大气闪烁的孔径平滑因子, 研究它和均匀条件下有什么差异, 研究它在增大某些激光工程的临界天顶距方面所能产生的作用, 是一个有意义的工作。本文就是在这方面的一个尝试。

二、非均匀湍流(斜程)条件下大气闪烁的孔径平滑因子

令孔径为 D 的物镜上总的光通量为 S , 其起伏量的方差为 σ_s^2 , 该系统的孔径平滑因子 Θ 可定义为

$$\Theta = \frac{\sigma_s^2 / \left(\frac{\pi}{4} D^2\right)^2}{\bar{\chi}_I^2} \quad (1)$$

式中 $\bar{\chi}_I^2$ 为点接收时光强的起伏方差, 它和对数振幅方差 $\bar{\chi}_A^2$ 有如下关系:

$$\bar{\chi}_I^2 = I_0^2 \{ \exp(4\bar{\chi}_A^2) - 1 \} \quad (2)$$

I_0 是无湍流时的光强。(1) 式中的分子给出了在孔径为 D 的物镜上总的等效光强起伏方差。由于大口径接收时对点光强起伏的平滑作用, 它应小于点光强起伏方差 $\bar{\chi}_I^2$, 因此, Θ 应小于 1。 Θ 值越小, 表示平滑效应越强; Θ 值越大, 表示平滑效应越低。在 [2] 的译者注中, 我们给出了 Θ 的计算公式:

$$\begin{aligned} \Theta = & \frac{16}{\pi D^2} \int_0^D \rho d\rho \frac{\exp[4B_A(\rho)] - 1}{\exp[4\bar{\chi}_A^2] - 1} \\ & \times \left\{ \cos^{-1}\left(\frac{\rho}{D}\right) - \left(\frac{\rho}{D}\right) \right. \\ & \left. \times \left[1 - \left(\frac{\rho}{D}\right)^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $B_A(\rho)$ 表示闪烁的对数振幅的相关函数。 Θ 的大小决定于闪烁的两个特征量——相关和强度, 最主要的是相关函数。相关的尺度越小, 平滑的效应越强。对于均匀湍流而言, 作为无因次间隔 $\rho \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda L}}$ (λ 为波长, L 为光程) 的函数的相关系数, 唯一地决定于波

形。所以情况比较简单, Θ 主要地决定于波形。球面波的 Θ 最大, 平面波的 Θ 最小, 这已是了解得很多的了。而非均匀湍流条件下的相关特点, 一般了解得很少。在 [3] 中我们根据文献 [4] 所得出的上海地区湍流强度分布, 已研究过在斜程非均匀湍流条件下闪烁的空间相关, 本文将在这些数据的基础上, 按照 (3) 式来计算 Θ 。

斜程非均匀条件下的相关函数较为复杂, 即使是作为无因次间隔的函数的相关系数, 也不是唯一地决定于波形。它仍与光程 L 有关。甚至在光程相同时, 由于核函数的非对称性, 它还与走向有关。因此, 可以预期孔径平滑因子 Θ 也应呈现出类似的复杂特点。我们计算了当 $\lambda = 10.6$ 微米时, 球面波和平面波在四种光程两种天顶距方向上两种走向的 Θ 与无因次孔径 D_1 的关系

$$\left(D_1 = D \sqrt{\frac{\pi}{2\lambda L}} \right)$$

图 1 给出了球面波的 Θ 的一个例子。平面波当 $\theta = 89^\circ$, $L = 100, 1000$ 公里时, 地对空的闪烁已经强到进入了饱和状态, 此时的相关规律与未饱和时不同, 超出了本文与文献 [1]、[3] 的讨论范围, 因此未能列入。计算结果显

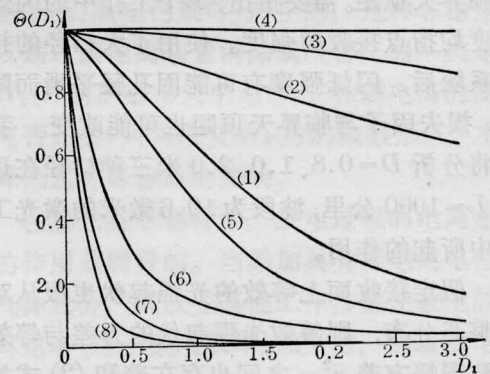


图 1 $C_N^2 = \text{常数}$ 时球面波 Θ 与 D_1 的关系
($\lambda = 10.6$ 微米, $\theta = 0^\circ$)

- | | |
|----------------------|----------------------|
| 1— $L=1$ 公里, 地对空; | 5— $L=1$ 公里, 空对地; |
| 2— $L=10$ 公里, 地对空; | 6— $L=10$ 公里, 空对地; |
| 3— $L=100$ 公里, 地对空; | 7— $L=100$ 公里, 空对地; |
| 4— $L=1000$ 公里, 地对空; | 8— $L=1000$ 公里, 空对地; |

示了和相关函数相类似的特点,即平滑因子与走向有很大关系。空对地的 Θ 小于地对空的 Θ ,随着光程的增加,这个差别也越大。这完全反映了相关函数特别是相关尺度的影响,也是由相关公式中该函数的非对称性决定的(空对地时的相关尺度小于地对空的,其差别也随光程而增加)。此外,与波形关系也较复杂,对于地对空而言,与均匀湍流相似,球面波的 Θ 大于平面波。但空对地 $L>100$ 公里后,球面波与平面波之 Θ 趋于一致,束状波在远程条件下均与球面波一致,只是在近程才在平、球之间。在计算中所使用的都是上海冬季的分布,对于远程 $L=1000$ 公里的光束,它和夏季的结果差别不大。最后,短程束状波的 Θ 还和 λ 有一定关系。所有这些主要是由空间相关相类似的特点造成的,在[3]中已有所提及,此处不再重复。

三、大口径接收的平滑效应在 远程激光工程中的作用

[1]把大气闪烁的研究与闪烁对激光工程影响的研究结合起来后,得到了激光工程在湍流大气中的损失因子分布,由此还得到了临界天顶距。需要指出,那个工作中的闪烁强度均指点接收的强度。使用了大口径的接收系统后,闪烁强度有可能因孔径平滑而降低,损失因子与临界天顶距也可能改变。我们将分析 $D=0.8、1.0、2.0$ 米三种口径在远程 $L=1000$ 公里,波段为 10.6 微米的激光工程中所起的作用。

假定接收面上等效的光强起伏也服从对数整态分布,则等效光强起伏的方差与等效对数振幅方差 $\bar{\chi}_{A,D}^2$ 之间也存在着和(2)式类似的关系。由此可以得出下列的平滑效应计算公式:

$$\bar{\chi}_{A,D}^2 = \frac{1}{4} \ln \{1 + \Theta [\exp(4\bar{\chi}_A^2) - 1]\} \quad (4)$$

由前一节的结果,可以找出以上三种口径对于 $\lambda=10.6$ 微米, $L=1000$ 公里的球面波的 Θ 值。[1]已经得到了 $\bar{\chi}_A^2(\theta)$ 分布,按照平滑效应的式(4)就可以得到在大口径条件下新的 $\bar{\chi}_{A,D}^2(\theta)$ 分布(对于 $\theta=0^\circ, 89^\circ$ 以外的 θ 值,我们按 $\sqrt{\sec\theta}$ 关系内插($\theta<70^\circ$),或线性内差($\theta>70^\circ$))。根据这个 $\bar{\chi}_{A,D}^2(\theta)$ 分布,使用与[1]完全相同的方法就可以得到在大口径接收条件下,新激光雷达与深空光通讯的损失因子分布 $L_m(\theta)、L_m(\theta)$ 。

从前节 Θ 的计算结果马上可以看出,远程地对空的 Θ 太大,平滑效应极差。因此任何现实可以考虑的大口径接收系统,都不可能产生有意义的平滑作用。

现在讨论对远程空对地工程的影响。一种是从深空向地面进行的光通讯,一种是地面接收的远程激光雷达。前者的光程是单程的,后者则是折迭光程。对折迭光程的闪烁研究尚少。本文将对两类假设加以分析。第一类,假定射出光程的闪烁对返回光程闪烁完全不起作用(在本文图表中以序号1表示)。第二类,假定返回光程的闪烁是两者的代数和(以序号2表示)。我们计算了夏冬两个季节的 $L_m(\theta)$ 分布,计算时雷达丢靶率定为 $P_M=10^{-2}$ 。还计算了夏冬两季 $L_m(\theta)$ 分布,计算时光通讯的误码率定为 $P_E=10^{-6}$ 。图2给出了远程激光雷达的一个例子,仍以10分贝

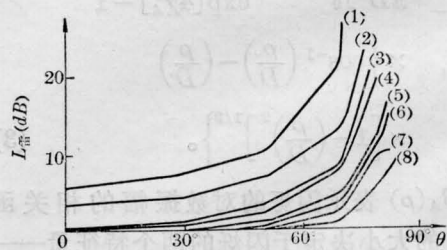


图2 夏季大口径接收条件下激光雷达的损失因子分布

($L=1000$ 公里, $\lambda=10.6$ 微米)

1,2— $D=0$; 3,5— $D=0.8$ 米;

4,6— $D=1.0$ 米; 7,8— $D=2.0$ 米

为临界损失因子, 由这些计算曲线可找出临界天顶距, 表 1、2 给出了这些结果。

表 1 大口径接收时远程雷达临界天顶距

季 节		口 径 (米)			
		0	0.8	1.0	2.0
夏季	1	64°	76°	78°	84.5°
	2	48°	71°	72°	79°
冬季	1	86°	88.5°	88.5°	89°
	2	84°	87°	87.5°	88.5°

表 2 大口径接收时光通讯的临界天顶距

季 节		口 径 (米)			
		0	0.8	1.0	2.0
夏季		33°	69°	71°	75°
冬季		82°	86°	86.5°	88.5°

由表 1、2 可以看出, 使用了大口径接收后对这两类工程工作性能可望得到改善, 特别是夏季, 改善尤为显著。工作区的损失因子可以降低一个量级, 临界天顶距也可增加几十度。

四、结 语

1. 湍流非均匀条件下的孔径平滑因子与均匀条件下相比, 有显著的不同特点。它和走向以及光程有密切关系, 它并不主要地决定于波形。事实上, 在远程条件下, 不同波形的 Θ 还常趋于一致。因此, 一般不能把均匀条件下的 Θ 结果应用于斜程湍流非均匀条件中去。

2. 对于远程地对空的激光工程而言, 由于 Θ 量值太大, 平滑效率极低, 不可能指望大口径接收会产生良好的平滑作用。

3. 对于远程空对地的激光工程而言, 使用米量级口径的接收系统, 可望得到良好的平滑作用。在夏季, 这个效应尤其显著。

参 考 文 献

- [1] 温景嵩等;《激光》, 1981, 8, No. 7, 47.
- [2] 塔塔尔斯基;“湍流大气中波的传播理论”, 科学出版社, 1978, p. 202.
- [3] 温景嵩等;《激光》, 1981, 8, No. 10, 37.
- [4] 温景嵩等;《气象学报》, 1980, 38, No. 2, 160.