

准直光束在折迭路径上的孔径平滑效应

宋正方 冯岳忠 韩守春 刘晓春 丁强

(中国科学院安徽光机所)

提要: 本文根据反射光路上对数振幅在弱起伏区的相关特性讨论了接收光强闪烁的孔径平滑效应。计算结果表明准直光束在反射路径上的相关长度略小于直接光路上的值,但在量级上均与第一菲涅尔带半径相当。与此相适应,直接光路上的孔径平滑因子要大于反射光路上的值。这个事实意味着使用反射镜可以降低湍流对光强起伏的影响。实验结果是完全支持上述结论的。

Aperture-averaging effects for collimated beam in a folded path

Song Zhengfang, Feng Yuezhong, Han Shouchun, Liu Xiaochun, Ding Qiang

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

Abstract: The correlation function of log amplitude fluctuations of a wave reflected from a plane target in turbulent atmosphere is derived for a weak fluctuation region and is used to evaluate the aperture-averaging effect. The results show that the correlation length of the collimated beam propagating in a folded path is smaller than that of the wave propagating the same total length in the forward direction, they both agree in order of magnitude with the radius of the first Fresnel zone. From this, the aperture averaging factor in a straight path is greater than that in a folded path, which means that the turbulence-induced intensity fluctuation can be reduced by means of a reflector. The agreement of our experimental results with our theoretical prediction is excellent.

一、引言

接收孔径较大时光强的起伏将会减弱,这就是众所周知的接收孔径平滑效应。虽然关于这个效应的理论研究早在六十年代中期已基本完成,但明确地可与理论相比较的实验工作却相当少。至于折叠光路上的孔径平

滑效应的研究也十分有限。某些激光工程如污染监测、激光测距等使用了反射器,光束两次通过同一湍流路径。我们已经研究过这种折叠光路上的强度和光程起伏等问题^[1,2],证明在这种光路上的强度、相位等参数的起伏由于重叠部分的相干效应而存在放大或自补偿现象。可以预计孔径平滑效应也无例外地

收稿日期:1987年2月2日。

存在上述特殊现象。然而 Монастырный 等^[3]对平面波传输情况研究的结论是平滑效应在这两种光路上没有多大差别。

我们知道,孔径平滑效应的物理本质是对接收孔径内的不均匀元起平滑作用。不均匀元越多,则平滑效应越明显。光波的相关长度越小,就意味着不均匀元越多。根据最近的一些研究表明,折迭光路上光波的相关长度要比直接光路上的小^[4],因而折迭光路上的平滑效应理应更明显。文献[3]的结果显然是与上述推论相矛盾的。本文的目的就在于从理论上和实验上对此问题进行初步的探讨,以获得一个合理的结论。

大气闪烁的孔径平滑效应可用平滑因子

$$G(r) = \sigma_s^2 / (\pi r^2)^2 B_I(0) \quad (1)$$

来描写,式中 r 为接收孔径的有效半径, σ_s^2 为接收到的总通量起伏方差, $B_I(0)$ 为点接收情况下的光强起伏方差。理论上已证明

$$G(r) = \frac{4}{\pi r^2} \int_0^{2r} d\rho \rho b_I(\rho) \times \left[\cos^{-1} \left(\frac{\rho}{2r} \right) - \frac{\rho}{2r} \left(1 - \frac{\rho^2}{4r^2} \right)^{1/2} \right], \quad (2)$$

式中, $b_I(\rho)$ 为光强起伏相关系数。当 $b_I(\rho)$ 已知时便可具体计算平滑因子。

二、空间相关函数

Kopilevich 等^[5]在假设折射率起伏是统计均匀的高斯场,光的传播过程适用于马尔柯夫近似的情况下,导出了弱起伏区经平面镜反射后光波复相位相关函数的普遍表达式。我们将以此为基础展开讨论。为简单起见,我们仅讨论准直光束的情况,且满足条件 $L/ka^2 \ll 1$ 。这里 L 为发射端至反射器的距离(单程传播的距离), $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长, a 为有效发射半径。这时,单程传播 $2L$ 距离的对数振幅相关函数可写成

$$B_z^+(2L, \rho_1, \rho_2) = \frac{1}{2} \pi^2 k^2 \int_0^{2L} dx \int dK K \Phi_n(K) J_0(K\rho) \times R_e \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{iK^2}{k} (2L-x) \right] \right\}. \quad (3)$$

反射光束在接收端的对数振幅相关函数可写成

$$B_z^-(0, \rho_1, \rho_2) = B_z^+(2L, \rho_1, \rho_2) + \frac{1}{2} \pi^2 k^2 \int_0^{2L} dx \int dK K \Phi_n(K) J_0(K\rho) \times R_e \left\{ \exp \left[-\frac{iK^2}{k} (L-x) \right] - \exp \left[-\frac{iK^2}{k} L \right] \right\} \quad (4)$$

式中 $\rho = |\rho_1 - \rho_2|$, $\Phi_n(K)$ 为折射率起伏谱密度, $J_0(x)$ 为零阶贝塞尔函数。

引入 Kolmogorov 湍流模型^[6], 式(3)和(4)变为

$$B_z^+(2L, \rho) = B_z^+(0) \left[R_{e1} F_1 \left(-\frac{11}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{8L} \right) - 3.7321 I_{m1} F_1 \left(-\frac{11}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{8L} \right) - 7.5303 \left(\frac{k\rho^2}{8L} \right)^{5/6} \right], \quad (5)$$

$$B_z^-(0, \rho) = B_z^+(2L, \rho) + B_z^+(0) \times \left\{ 0.9691 \left[R_{e1} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{4L} \right) - 3.7321 I_{m1} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{4L} \right) - 0.5286 \left[R_{e1} F_1 \left(-\frac{11}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{4L} \right) - 3.7321 I_{m1} F_1 \left(-\frac{11}{6}, 1; \frac{ik\rho^2}{4L} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

其中, ${}_1F_1(\alpha, \beta, \gamma)$ 为合流超几何函数,

$$B_z^+(0) = 0.0773 C_n^2 k^{7/6} (2L)^{11/6},$$

是直接光路上的对数振幅起伏方差, C_n^2 为折射率结构常数。折叠路径上的对数振幅起伏方差可在式(6)中令 $\rho = 0$ 而得之:

$$B_z^-(0) = 0.111 C_n^2 k^{7/6} (2L)^{11/6}. \quad (7)$$

因此在这种路径上准直光束对数振幅起伏方差的放大倍数 $A \equiv B_x^-(0)/B_x^+(0) = 1.44$ 。这与 Aksenov 等^[4]对平面波求得的放大倍数很接近,并且已为我们的实验所证实^[1]。

对数振幅起伏相关系数 $b_x(\rho)$ 定义为

$$b_x \equiv B_x(\rho)/B_x(0) \quad (8)$$

将式(6)代入,并以级数形式写出,我们得到

$$\begin{aligned} b_x^-(\rho) = & 0.6942 \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_n + b_n \left(\frac{k\rho^2}{8L} \right) \right] \\ & \times \left[\left(\frac{k\rho^2}{8L} \right)^{2n} / (2n)! \right] \\ & + 0.6728 \sum_{n=0}^{\infty} \left[c_n + d_n \left(\frac{k\rho^2}{4L} \right) \right] \\ & \times \left[\left(\frac{k\rho^2}{4L} \right)^{2n} / (2n)! \right] \\ & - 0.3670 \sum_{n=0}^{\infty} \left[a_n + b_n \left(\frac{k\rho^2}{4L} \right) \right] \\ & \times \left[\left(\frac{k\rho^2}{4L} \right)^{2n} / (2n)! \right] \\ & - 5.2276 \left(\frac{k\rho^2}{8L} \right)^{5/6} \quad (9) \end{aligned}$$

式中,各个系数满足如下递推关系:

$$a_n = -a_{n-1} [(2n-23/6)(2n-17/6) / (2n)(2n-1)]$$

$$b_n = -b_{n-1} [(2n-17/6)(2n-11/6) \times (2n-1) / (2n)(2n+1)^2]$$

$$c_n = -c_{n-1} [(2n-17/6)(2n-11/6) / (2n)(2n-1)]$$

$$d_n = -d_{n-1} [(2n-11/6)(2n-5/6) \times (2n-1) / (2n)(2n+1)^2]$$

它们的初值分别为

$$\begin{aligned} a_0 = 1, \quad b_0 = 6.84209, \quad c_0 = -1, \\ d_0 = 3.11008. \end{aligned}$$

图1是 $b_x(\rho)$ 的计算结果,计算时取级数的前十项。该图表明折叠光路上的相关长度(即 $b_x(\rho) = 0$ 时的间距 ρ)较直接光路上的值小。文献[4]在平面波情况下也得到了和我们相同的结论。值得注意的是在相对间距 $\rho/\sqrt{2L/k}$ 达到某个值时, b_x^+ 和 b_x^- 的相对大小有所变化。Патрушев 等^[7]也得到了和我们相类似的现象,只是相对间距的数值不同。

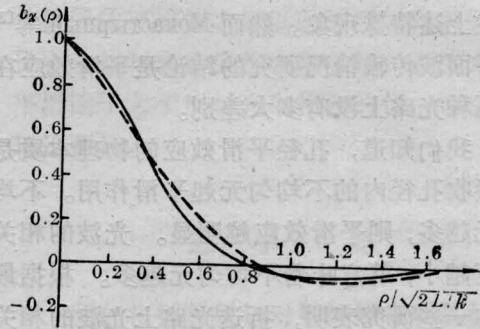


图1 对数振幅起伏相关系数

实线:折叠路径;虚线:直接路径

这是由于他们所用的光束参数与我们不一致所造成的。这个现象启示我们,折叠光路上光束的相干性并非处处都比直接光路上的差,而是随相对间距的大小或其他一些因素变化的。

三、孔径平滑因子

前面我们已经导出了折叠光路上对数振幅起伏相关函数,它与光强起伏相关系数有如下关系^[6]

$$b_I(\rho) = \frac{\{\exp[4B_x(\rho)] - 1\}}{\{\exp[4B_x(0)] - 1\}} \quad (10)$$

此式在光强起伏服从对数正态分布时是成立的。现已知道在弱起伏条件下折叠光路上的光强起伏是符合这种分布的^[1]。应用上节得

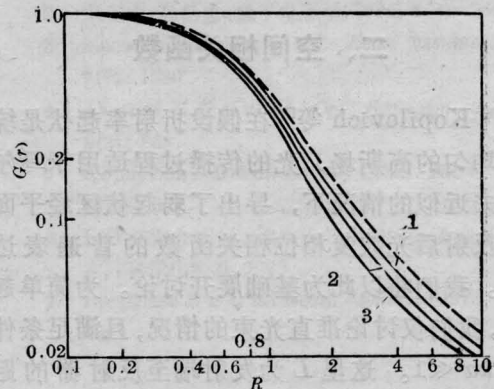


图2 孔径平滑因子理论曲线

实线折迭光路;虚线直接光路

1— $B_x(0) = 10^{-3}$; 2— $B_x(0) = 10^{-2}$; 3— $B_x(0) = 10^{-1}$

到的结果和式(10), 即可利用式(2)计算 $G(r)$, 结果见图2。其中横坐标用相对孔径 $R=r(2L/k)^{-1/2}$ 表示。可知在弱起伏区均匀湍流条件下一定相对孔径上的平滑因子 $G^-(r)$ 仅由闪烁强度 $B_x^-(0)$ 决定, 且随 $B_x^-(0)$ 的增加而减小。这种趋势是同平面波或球面波在直接光路上的结果一致的。

当满足 $B_x(0) \ll 1$ 时, 式(10)简化为

$$b_r(\rho) = b_x(\rho).$$

由式(2)和(9), 可得平面镜反射情况下准直光束的平滑因子的解析表达式:

$G^-(r)$

$$\begin{aligned} &= 3.5355 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{a_{11}}{4n+2} a_n B\left(\frac{4n+3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4n+4} b_n B\left(\frac{4n+5}{2}, \frac{3}{2}\right) \frac{kr^2}{2L} \right] \\ &\quad \times \left[\left(\frac{kr^2}{2L}\right)^{2n} / (2n)! \right] \\ &\quad + 3.4265 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{c_n}{4n+2} B\left(\frac{4n+3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{d_n}{4n+4} B\left(\frac{4n+5}{2}, \frac{3}{2}\right) \frac{kr^2}{L} \right] \\ &\quad \times \left[\frac{1}{(2n)!} \left(\frac{kr^2}{L}\right)^{2n} \right] \\ &\quad - 1.8691 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{a_n}{4n+2} B\left(\frac{4n+3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_n}{4n+4} B\left(\frac{4n+5}{2}, \frac{3}{2}\right) \frac{kr^2}{L} \right] \\ &\quad \times \left[\frac{1}{(2n)!} \left(\frac{kr^2}{L}\right)^{2n} \right] \\ &\quad - 7.2610 B\left(\frac{7}{3}, \frac{3}{2}\right) \left(\frac{kr^2}{2L}\right)^{5/6} \quad (11) \end{aligned}$$

类似地可得直接光路上的平滑因子

$G^+(r)$

$$\begin{aligned} &= 5.0930 \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{a_n}{4n+2} B\left(\frac{4n+3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{b_n}{4n+4} B\left(\frac{4n+5}{2}, \frac{3}{2}\right) \frac{kr^2}{2L} \right] \\ &\quad \times \left[\frac{1}{(2n)!} \left(\frac{kr^2}{2L}\right)^{2n} \right] \\ &\quad - 10.4599 B\left(\frac{7}{3}, \frac{3}{2}\right) \left(\frac{kr^2}{2L}\right)^{5/6} \quad (12) \end{aligned}$$

式中 $B(\alpha, \beta)$ 为贝塔函数。

由式(11)和(12)可以计算折叠光路上孔径平滑因子的放大倍数 $T \equiv G^-(r)/G^+(r)$ 。图3给出了放大倍数随相对孔径变化的曲线。可以看到放大倍数在 $R \leq 0.4$ 时大于1, 而在 $R > 0.4$ (这也是实践中常用的口径范围) 时小于1。这种情况同图1的相关系数是完全对应的。因此我们可以得出如下结论: 两种不同光路上孔径平滑作用只在孔径较小 ($R \leq 0.4$) 的情况下才没有多大差别, 而在常用的接收孔径范围内 ($R > 0.4$), 折叠光路的平滑因子比直接传播相同距离时的平滑因子小, 或者说折迭光路具有更好的孔径平滑效应。这显然是由于折迭光路的相关长度总的来说比直接光路上小的缘故。

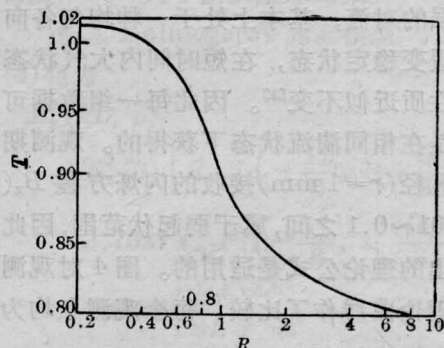


图3 放大倍数随相对孔径的变化

四、实验验证

1986年12月我们在合肥西郊进行了经平面镜反射的光强起伏孔径平滑效应的实验。发射和接收系统设在离地面约20m高的五层楼上, 反射镜安放在离地面1.5m的室内工作台上, 两者相距370m。光路的下垫面相当复杂。在紧挨反射镜的旁边设置了参考光源。两种光源都是单模 He-Ne 激光器 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$), 都通过口径为3cm的望远镜准直后发射。反射镜的口径为40cm。接收望远镜前装有可变孔径的光阑, 光阑孔径为 $\phi 2$ 、 $\phi 4$ 、 $\phi 10$ 、 $\phi 15$ 、 $\phi 20$ 、 $\phi 40$ 、 $\phi 60$ 等。光

信号由加有干涉滤光片的光电倍增管接收,并经直流放大器放大后送至 SAD-200 多路数据采集器,由 TRS-80 微计算机进行实时处理,最后由行式打印机给出结果。根据 Tatarski^[6]所给出的闪烁峰值频率公式

$$f_0 = V_{\perp} (2\pi\lambda L)^{-1/2},$$

实验期间横截光路的风速分量, $V_{\perp} \leq 2$ m/s, 以及所用的波长和传播距离, 可得

$$f_0 \leq 50 \text{ c/s},$$

因此我们以 500 c/s 采样已经足够。采样时间为 1 min, 以避免实验数据的不稳定。

由于实验条件限制, 我们采用交叉测量的方式, 完成一组数据所需的时间约 10 min。经过多次对比, 这段时间内闪烁变化不大。这与下述的事实是一致的: 大气的状态除非存在较强的对流, 基本上处于一种均匀各向同性的缓变稳定状态, 在短时间内大气状态的统计性质近似不变^[7]。因此每一组数据可以认为是在相同湍流状态下获得的。观测期间用点孔径 ($r = 1$ mm) 接收的闪烁方差 $B_x(0)$ 在 0.01~0.1 之间, 属于弱起伏范围, 因此前节导出的理论公式是适用的。图 4 对观测结果和理论曲线作了比较, 每个观测点均为多

个数据的平均值。可以看到反射光束平滑因子实验值与理论值符合得很好, 直接光束的平滑因子大于反射光束相应的值, 这也符合理论预计。

五、小 结

我们根据反射场对数振幅在弱起伏区的相关特性讨论了接收光强的孔径平滑效应。在 $B_x(0) \ll 1$ 时给出了 $G(r)$ 的解析表达式。计算结果表明准直光束在折迭路径中的相关性与直接光路相比, 在不同的相对孔径下有不同的大小。正由于反射场的相关性具有这种特点, 致使折叠光路上的孔径平滑因子可以大于也可以小于直接光路上相应的值。在常用的接收孔径范围内 ($R > 0.4$) 使用平面镜反射光束可以减小湍流对强度起伏的影响。用 He-Ne 激光在 370 m 距离上所得的实验结果是符合上述理论预计的。

这里仅讨论了准直光束在平面镜反射的情况, 实际应用中尚有其他形式的光束和其他类型的反射器, 此外强起伏情况也未涉及。这些问题值得进一步探讨。

参 考 文 献

- 1 张逸新, 宋正方, 龚知本。中国激光, 1987; 14(3): 204
- 2 宋正方, 冯岳忠。量子电子学, 1986; 3(3): 264
- 3 Монастырный Е А et al. Кван электр., 1980, 7(7): 1580
- 4 Aksenov V P et al. J. Opt. Soc. Am. A, 1984; 1(3): 263
- 5 Kopilevich Y I et al. Sov. J. Quant. Electr., 1984; 14(2): 217
- 6 В И ТартаРСкий, 湍流大气中波的传播理论(中译本), 科学出版社, 1978
- 7 Патрушев В В et al. Кван. электр., 1978, 5(11): 2342

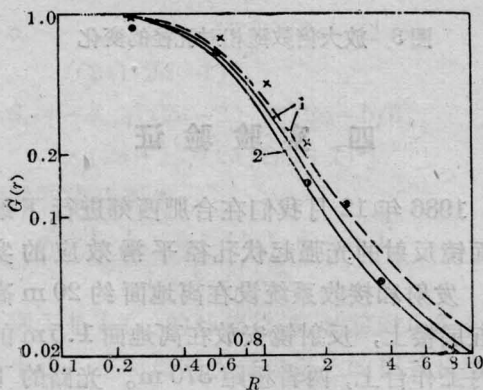


图 4 平滑因子实测值与理论值的比较
实线: 折迭光路; 虚线: 直接光路
1— $B_x(0) = 0.01$; 2— $B_x(0) = 0.1$