论文

大气湍流中角反射器激光回波平均强度的研究

陈牧^{1*}, 柯熙政¹, 王明军^{1,2}

1. 西安理工大学自动化与信息工程学院, 西安 710048;

2. 咸阳师范学院物理与工程学院, 咸阳 712000

* E-mail: chenmuaj@163.com

收稿日期: 2017-07-24; 接受日期: 2017-09-18; 网络出版日期: 2017-09-28

国家自然科学基金项目(批准号: 61377080, 60977054)和陕西省重点产业创新项目(编号: 2017ZDCXL-GY-06-01)资助

摘要 角反射器作为合作目标广泛用于激光跟踪、定位、测距等系统中, 其反射光远场强度分布对于合作目标的设计、激光雷达系统性能的理论研究都有重要意义. 本文提出了一种可以快速灵活地计算大气湍流环境中角反射器激光回波光强的解析算法. 首先把角反射器有效反射区域近似为一个椭圆, 利用复高斯函数分解法把椭圆区域反射波束表示为一系列椭圆高斯波束的迭加, 结合广义惠更斯-菲涅尔原理, 得到了湍流环境下激光回波光强的解析表达式. 计算并讨论了入射角、角反射器离轴距离、传播距离、湍流强度等因素对光强分布形式、不对称性、分布宽度及展宽系数的影响.

关键词 大气湍流, 角反射器, 复高斯函数分解, 广义惠更斯-菲涅尔原理, 平均光强

1 引言

角反射器具有定向反射光能量的特性, 通常用于激光雷达系统中的合作目标上. 角反射器的后向散射特性对于合作目标的设计以及激光雷达系统性能的理论分析具有重要意义.

角反射器最重要的光学特性有两个: (1) 有效反射面积; (2) 反射光远场强度分布. 针对第一点, 天津大学刘万里等人^[1]研究了角锥棱镜在不同入射角下的实际有效反射面积. 中国科学院王元明等人^[2]则对内切圆角反射器的有效反射区域进行了理论研究和实验测量. 在此基础上, 钟声远等人^[3]、周辉等人^[4]、王利国等人^[5]利用傅里叶变换方法等数值方法对远场衍射强度进行了研究, 并研究了角反射器加工误差、入

射角、速差效应等对远场强度的影响. 但角反射器的回波强度不仅受角反射器本身参数及状态的影响, 还受发射光特性及激光传播环境的制约, 如大气湍流效应对激光波束的影响. 前苏联Banakh和Mironov^[6,7]使用局域格林函数法研究了大气湍流中多种目标的激光回波特性, 其中就包括角反射器. 美国的Andrews等人^[8,9]也利用ABCD传输矩阵对平面镜、角反射器等目标的激光回波二阶矩和四阶矩进行了较为系统的研究, 但这些研究都限于正入射和高斯孔径条件下. 广义惠更斯-菲涅尔原理也广泛用于湍流中的光传输与散射的研究, 但研究目标通常限于粗糙平面目标^[10].

分步傅里叶算法广泛用于大气湍流中激光传输的模拟研究且不受目标形状的限制, 王利国^[11]利用分步傅里叶算法模拟了大气湍流中角反射器的回波, 并

引用格式: 陈牧, 柯熙政, 王明军. 大气湍流中角反射器激光回波平均强度的研究. 中国科学: 技术科学, 2017, 47: 1102–1110

Chen M, Ke X Z, Wang M J. Study on the mean intensity from a cube corner reflector in atmospheric turbulence (in Chinese). Sci Sin Tech, 2017, 47: 1102–1110, doi: 10.1360/N092017-00244

对其二阶及四阶特性进行了研究. 但是数值算法耗费较长的时间, 且算法本身会在仿真波束边界附近造成较大的误差^[12]. 因此开发一种适用于描述湍流大气中任意入射角度的离轴的真实孔径角反射器的激光回波分布的解析算法对后向反射器的设计以及反射器回波信号的处理都有重要的意义.

本文首先建立了斜入射条件下角反射器有效反射面积的近似解析模型, 并利用复高斯函数分解法解决了硬边孔径的问题, 从而利用广义惠更斯-菲涅尔原理建立了角反射器回波的二阶矩模型, 并对平均光强的分布规律进行了计算和讨论.

2 角反射器回波模型的建立

2.1 角反射器有效反射区域

本文以熔石英内切圆角反射器为研究对象, 其折射率为 $n=1.455$, 底面半径 $W_t=2$ cm.

当平面波垂直入射到角反射器上时, 其反射波束在孔径平面上的截面(称为有效反射区域)为圆形. 但实际应用中入射光并非都是垂直于角反射器孔径平面, 通常是沿一定角度斜入射的. 利用射线跟踪法, 可以得到角反射器的有效反射区域如图1(a)所示, 它是角反射器入射孔径与其在底面上所成像的重迭部分, 有效反射面积大小为^[11]

$$S = 2W_t^2 \left(\arcsin \sqrt{1 - 2\tan^2(i)} - \sqrt{2} \tan(i) \sqrt{1 - 2\tan^2(i)} \right), \quad (1)$$

其中, $i = \arcsin[\sin(i_0)/n]$, i_0 是入射光相对角反射器底面的入射角.

这个形状无法以一个闭合的解析式来描述, 其反射光的衍射场通常由数值方法给出, 如傅里叶变换法. 这些方法一般在计算速度上较慢, 并且通用性较差. 因此, 我们努力为有效反射区域寻求一个近似的简单的解析表达式. 由图1(b)可以看出, 有效反射区域可以用一个椭圆来近似, 令椭圆的短半轴为

$$b = \overline{CD}/2 = W_t[1 - 2\tan^2(i)]. \quad (2)$$

为保证总的反射功率不变, 令椭圆的面积与有效区域面积相等, 即 $S = \pi ab$, 得到椭圆长半轴为

图1 (网络版彩图)角反射器有效反射区域及其椭圆近似

$$a = S / W_t [1 - 2\tan^2(i)] \\ = \frac{2W_t \left[\arcsin \sqrt{1 - 2\tan^2(i)} - \sqrt{2} \tan(i) \sqrt{1 - 2\tan^2(i)} \right]}{\pi [1 - 2\tan^2(i)]}. \quad (3)$$

令 S_c 为两图形重合部分面积, 可以用 $t = S_c/S$ 表示两图形的相似度. 图2显示了相似度随着入射角的变化. 可见随着入射角的增大, 两图形的相似度减小, 在整个入射角范围内, 相似度都保持在96%以上, 且考虑到角反射器大多数情况都在较小入射角条件下使用, 因此这种近似是可以令人满意的.

因此, 角反射器有效反射区域的轮廓近似为一个长半轴为 a , 短半轴为 b 的椭圆. 假设角反射器各面的反射率是均匀的, 则反射率在孔径平面上的分布函数, 或称孔径函数, 可以表示为

$$W_r(\rho, L) = \begin{cases} 1, & \frac{\rho_x^2}{a^2} + \frac{\rho_y^2}{b^2} \leq 1, \\ 0, & \text{else.} \end{cases} \quad (4)$$

图2 有效反射区域椭圆近似的相似度

2.2 孔径函数的复高斯函数展开

角反射器的孔径函数是一个硬边椭圆, 一般情况下, 反射场的远场强度只能通过数值积分或其他数值模拟方法得到. 为了更准确地计算回波强度, 利用复高斯函数展开法, 把孔径函数分解为一系列复高斯函数的和:

$$W_R(\rho) = \sum_{m=1}^N W_n(\rho). \quad (5)$$

第 n 个椭圆高斯孔径函数形式如下:

$$W_n(\rho) = a_n U_0 \exp \left[\left(-\frac{\rho_x^2}{a^2} - \frac{\rho_y^2}{b^2} \right) b_n \right], \quad (6)$$

其中, a_n, b_n 为分解系数, 表1提供了一组复高斯分解常用的系数^[13,14].

2.3 角反射器回波强度

激光雷达探测系统如图3所示, 激光沿水平路径传播, 路径长度为 L . 激光器发射孔径位于平面 $z=0$ 上, 发射单位振幅高斯波束:

$$U_0(\mathbf{r}, 0) = \exp \left(-\frac{1}{2} \alpha k r^2 \right), \quad (7)$$

其中, $\alpha = \frac{2}{kW_0^2} + i \frac{1}{F_0}$. k 是波数, W_0 是波束有效半径, F_0 是相位面曲率半径(或焦距), $\mathbf{r}$ 是垂直于传播轴的位置向量.

激光经过大气湍流照射到角反射器上, 根据广义惠更斯-菲涅尔原理, 入射到角反射器孔径平面上的场可以表示为^[10]

$$U(\rho, L) = \frac{1}{i\lambda L} \exp(ikL) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2s U(s) \times \exp \left[\frac{ik|\rho-s|^2}{2z} + \psi(s, 0; \rho, L) \right], \quad (8)$$

其中, $\psi(s, 0; \rho, L)$ 是球面波从源平面上 s 点传播到孔径平面上 ρ 过程中受大气湍流影响而产生的复振幅扰动.

根据角反射器的反射特性, 孔径平面上的反射场可以表示为

$$U_s(\rho, L) = U(-\rho, L) W(\rho_0 - \rho),$$

其中, $W(\rho_0 - \rho)$ 是角反射器的有效孔径, ρ_0 是角反射器的中心坐标.

再次利用广义惠更斯-菲涅尔原理, 得到接收平面上的场:

$$U(\rho, L) = \frac{1}{i\lambda L} \exp(ikL) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho U_s(\rho) \times \exp \left[\frac{ik|\rho-\rho|^2}{2z} + \psi(\rho, 0; \rho, L) \right]. \quad (9)$$

综合式(8)和(9), 接收平面上的光场写为

$$\begin{aligned} \Gamma(\rho_1, \rho_2, L) &= \langle U(\rho_1, L) U^*(\rho_2, L) \rangle \\ &= \left(\frac{1}{\lambda L} \right)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2s_1 d^2s_2 d^2\rho_1 d^2\rho_2 \\ &\quad \times U_s(s_1) U_s^*(s_2) W(\rho_0 - \rho_1) W^*(\rho_0 - \rho_2) \\ &\quad \times \exp \left(ik \frac{|\rho_1 + s_1|^2 - |\rho_2 + s_2|^2 + |\rho_1 - \rho_1|^2 - |\rho_2 - \rho_2|^2}{2L} \right) \\ &\quad \times \langle \exp[\psi(s_1, 0; -\rho_1, L) + \psi^*(s_2, 0; -\rho_2, L)] \rangle \\ &\quad \times \langle \exp[\psi(\rho_1, 0; \rho_1, L) + \psi^*(\rho_2, 0; \rho_2, L)] \rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

其中湍流扰动项可以表示为

$$\begin{aligned} &\langle \exp[\psi(s_1, \rho_1) + \psi^*(s_2, \rho_2)] \rangle \\ &= \exp \left[-\frac{1}{2} D(s_-, \rho_-) \right] \\ &\cong \exp[\rho_T^{-2} (s_-^2 + \rho_-^2 - 2s_- \cdot \rho_-) / 2], \end{aligned} \quad (11)$$

其中, ρ_T 是路径上单程传输的球面波相干长度:

$$\rho_T = [0.5475 C_n^2 k^2 L]^{-3/5}, \quad (12)$$

表1 复高斯函数展开系数

n	a_n	b_n	n	a_n	b_n
1	11.4280+0.9517i	4.0697+ 0.2273i	6	1.1227-0.6885i	3.8478 +20.078i
2	0.0600-0.0801i	1.1531-0.9330i	7	-1.0102-0.2696i	2.5280-10.310i
3	-4.2743-8.5562i	4.4608+5.1268i	8	-2.5974+3.2202i	3.3197-4.8008i
4	1.6576+2.7015i	4.3521+14.997i	9	-0.1484-0.3119i	1.9002-15.820i
5	-5.0418+3.2488i	4.5443+10.003i	10	-0.2085-0.2385i	2.6340+25.009i

图3 激光双程传输系统示意图

本文主要研究接收面上回波平均强度的分布情况,所以在式(10)中令 $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_2$,引入孔径函数的复高斯函数分解,公式变形为

$$I(\mathbf{p}, L) = \sum_{m=0}^{10} \sum_{n=0}^{10} \Gamma_{mn}(\mathbf{p}, \mathbf{p}, L), \quad (13)$$

其中, C_n^2 是大气湍流结构函数,表征了湍流的强度。

其中,

$$\begin{aligned} \Gamma_{mn}(\mathbf{p}, \mathbf{p}, L) = & \frac{k^2}{4\pi^2 L^2} \frac{k^2}{4\pi^2 L^2} a_m a_n^* \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} ds_1 ds_2 d\rho_1 d\rho_2 \times \exp[-k(\alpha s_1^2 + \alpha^* s_2^2) / 2] \\ & \times \exp\left[\left(-\frac{\rho_{1x}^2 + \rho_{0x}^2 - 2\rho_{1x}\rho_{0x}}{a^2} - \frac{\rho_{1y}^2 + \rho_{0y}^2 - 2\rho_{1y}\rho_{0y}}{b^2}\right)b_m\right] \\ & \times \exp\left[\left(-\frac{\rho_{2x}^2 + \rho_{0x}^2 - 2\rho_{2x}\rho_{0x}}{a^2} - \frac{\rho_{2y}^2 + \rho_{0y}^2 - 2\rho_{2y}\rho_{0y}}{b^2}\right)b_n^*\right] \\ & \times \exp[ik(s_1^2 - s_2^2 + 2\rho_1 \cdot s_1 - 2\rho_2 \cdot s_2 + \rho_1^2 - \rho_2^2) / (2L)] \times \exp\{-\rho_T^{-2}[(s_1^2 + s_2^2 - 2s_1 \cdot s_2) - 2\rho_- \cdot s_- + \rho_-^2]\} \\ & \times \exp[ik(\rho_1^2 - \rho_2^2 - 2\rho_1 \cdot \mathbf{p}_1 + 2\rho_2 \cdot \mathbf{p}_2) / (2L)] \times \exp\{-\rho_T^{-2}[(\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1 \cdot \mathbf{p}_2)]\}. \end{aligned} \quad (14)$$

根据参考文献[15],形式如下的积分:

$$\begin{aligned} J = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 dy_1 dy_2 dy_3 dy_4 \\ & \cdot \exp\left(\sum_{m=0}^4 \sum_{n=0}^4 a_{mn} x_m x_n + b_{mn} y_m y_n\right). \end{aligned} \quad (15)$$

且满足

$$\begin{aligned} x_0 = y_0 = 1, \\ a_{mn} = a_{nm}, b_{mn} = b_{nm}, m \neq n, \\ \operatorname{Re}(a_{mn}) < 0, \operatorname{Re}(b_{mn}) < 0. \end{aligned}$$

则式(15)可以积分为

$$J = \frac{\pi^4 \exp\left[\frac{1}{2}P_{00}^x + \frac{1}{2}P_{00}^y + (P_{04}^x)^2 / 4\left(2a_{44} - \frac{1}{2}P_{44}^x\right) + (P_{04}^y)^2 / 4\left(2a_{44} - \frac{1}{2}P_{44}^y\right)\right]}{\left[a_{11}b_{11}\left(2a_{22} - \frac{1}{2}M_{22}^x\right)\left(2b_{22} - \frac{1}{2}M_{22}^y\right)\left(2a_{33} - \frac{1}{2}N_{33}^x\right)\left(2b_{33} - \frac{1}{2}N_{33}^y\right)\left(2a_{44} - \frac{1}{2}P_{44}^x\right)\left(2b_{44} - \frac{1}{2}P_{44}^y\right)\right]^{1/2}}, \quad (16)$$

其中,

$$M_{mn}^{x,y} = 2(a_{mn}^{x,y} + a_{1m}^{x,y} a_{1n}^{x,y} / a_{11}^{x,y}), \quad (17)$$

$$N_{mn}^{x,y} = M_{mn}^{x,y} + \frac{M_{2m}^{x,y} M_{2n}^{x,y}}{2(a_{22}^{x,y} - (a_{12}^{x,y})^2 / a_{11}^{x,y})}, \quad (18)$$

$$P_{mn}^{x,y} = N_{mn}^{x,y} + N_{3m}^{x,y} N_{3n}^{x,y} / \left\{ 2a_{33}^{x,y} - \frac{(a_{13}^{x,y})^2}{a_{11}^{x,y}} - \frac{(M_{23}^{x,y})^2}{4(a_{22}^{x,y} - (a_{12}^{x,y})^2 / a_{11}^{x,y})} \right\}, \quad (19)$$

其中, $a_{mn}^x = a_{mn}$, $a_{mn}^y = b_{mn}$.

式(14)可以写成式(15)的形式, 其系数为

$$\begin{aligned} a_{00} &= -(b_m + b_n^*)\rho_{0x}^2 / a^2, \\ b_{00} &= -(b_m + b_n^*)\rho_{0x}^2 / b^2, \\ a_{11} &= b_{11} = -k\alpha / 2 + K_1 - K_2, \\ a_{22} &= b_{22} = -k\alpha^* / 2 - K_1 - K_2, \\ a_{33} &= -b_m / a^2 + 2K_1 - 2K_2, \\ b_{33} &= -b_m / b^2 + 2K_1 - 2K_2, \\ a_{44} &= -b_n^* / a^2 - 2K_1 - 2K_2, \\ b_{44} &= -b_n^* / b^2 - 2K_1 - 2K_2, \\ a_{03} &= b_m\rho_{0x} / a^2 - K_1 p_x, \\ b_{03} &= b_m\rho_{0x} / b^2 - K_1 p_y, \\ a_{04} &= b_n^*\rho_{0x} / a^2 + K_1 p_x, \\ b_{03} &= b_n^*\rho_{0x} / b^2 + K_1 p_y, \\ a_{12} &= b_{12} = K_2, \\ a_{13} &= b_{13} = -K_1 + K_2, \\ a_{14} &= b_{14} = -K_2, \\ a_{23} &= b_{23} = -K_2, \\ a_{24} &= b_{24} = K_1 + K_2, \\ a_{34} &= b_{34} = 2K_2, \end{aligned}$$

其中, $K_1 = ik / (2L)$, $K_2 = \rho_r^{-2}$, 没有写出的系数全部为零.

3 数值计算与分析

激光雷达通常选择大气窗口内的激光作为工作媒介, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 是常用的工作波长, 本文选用此波长的高斯激光波束作为发射波束. 为了对较远的目标进行探测, 通常要对激光进行扩束准直等操作, 假设最终发射激光为半径为 $W_0 = 3 \text{ cm}$ 的准直波束. 发射器与角反射器之间的距离为 $L = 5000 \text{ m}$. 利用式(10)计算接收面上的光强分布.

为了验证本文解析算法的可行性, 本文分别利用解析算法和数值算法计算了真空和大气湍流中角反射器回波的平均光强分布, 其中 $\rho_0 = 0$, 即角反射器中心位于光轴上. 采用的数值算法是傅里叶算法(真空中)和分步傅里叶算法(湍流中), 其中湍流中的平均光强是由仿真得到的100个光场样本求平均得到的. 各算法运行耗时情况为: 真空条件下, 解析算法0.82 s, 傅里叶变换算法0.76 s; 湍流环境中, 解析算法0.82 s, 分步傅里叶算法12230 s. 可见对于真空环境, 两种算法

的运行耗时很接近, 但在湍流环境中, 解析算法耗时远小于分步傅里叶算法.

图4显示了不同算法得到的平均光强的对比, 其中图4(a1)和(b1)分别为入射角分别为20°和50°时接收面x轴上的归一化平均光强, 图4(a2)和(b2)是相应条件下y轴上的归一化平均光强.

在进行分析比较之前我们需要注意一点: 傅里叶变换方法会在模拟场边界处形成边界反射, 越靠近边界造成的误差越大, 只有光强没有出现高频振荡的中心区域的结果是可信的. 分步傅里叶算法计算大气湍流中的平均光强是由多个样本求平均得到, 高频误差会被平滑掉, 得到的曲线反而起伏较小, 但是边界反射造成的误差并没有完全消除, 仍然是只有中心附近的结果是可靠的.

比较图4中各曲线, 在波束中心附近, 解析算法与数值算法的结果吻合得相当好. 通过观察, 我们确定 $-0.2 \text{ m} \leq x \leq 0.2 \text{ m}$ 以及 $-0.2 \text{ m} \leq y \leq 0.2 \text{ m}$ 是数值算法的可信区域, 通过计算发现在这些区间内, 数值算法与解析算法的相对误差不超过5%. 且由于解析算法不受接收面大小的影响, 不存在边界误差, 所以有理由相信解析算法的结果在整个接收面上都是可信的.

因此本文提出的解析算法同时具有速度快和误差小的优势. 可以用来分析角反射器回波光强分布的一些特点.

继续比较图4(a1), (a2)和(b1), (b2)看出, 当入射角较大(50°)时, 回波中心光强较小(相对20°入射角)且分布区域也较宽, 并且光强分布在不同方向上的差异也更大, 即光强在x轴方向上分布范围更宽. 大气湍流的存在对光强分布也有明显的影响, 在湍流中回波光强分布被展宽, 这与激光在湍流中单程传输特性的一致.

角反射器中心位置与光轴重合是一种理想状态, 一般情况下二者并不重合, 即 $\rho_0 = (\rho_{0x}, \rho_{0y}) \neq 0$, 这种情况下反射场不再是中心对称. 为了简化问题, 令 $\rho_{0x} = 0$, $\rho_{0y} \neq 0$, 此时反射场关于y轴对称, 关于x轴不对称. 为了考察光场的不对称性, 图5给出了y轴上的光强分布, 图中标签V表示真空环境中, T表示 $C_n^2 = 1.0 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 的湍流中, 2表示 $\rho_{0y} = 2 \text{ cm}$, 5表示 $\rho_{0y} = 5 \text{ cm}$.

相比于图4, 图5中的曲线确实不再对称, 但总体而言并不显著, 对于50°入射角或湍流条件下, 光强分

图4 接收面上归一化平均光强的分布

图5 接收面上归一化平均光强的分布(不对称情况)

布的不对称性会进一步减弱. 其次, 在不对称情况下, 回波宽度有了明显的展宽, 对于 20° 入射角, 这种展宽更明显. 随着 ρ_{0y} 的增大, 回波中心光强在减小, 分布宽度在增大, 当存在湍流时, 这种趋势变得不显著了.

为了定量地研究角反射器离轴距离对回波光强

的影响, 定义光强的不对称度

$$sy = \frac{\int_0^\infty \text{abs}[I(0,y) - I(0,-y)]dy}{\int_{-\infty}^\infty I(0,y)dy}. \quad (20)$$

图6显示了不同条件下的接收光强分布的不对称度随着路径长度的变化. 在传播距离很小时, 不对称度相当大, 甚至接近于1, 此时湍流的存在造成不对称度的影响也很小. 随着路径长度的增大, 不对称度迅速减小, 在 $L=5000$ m处, 不对称度普遍小于0.1, 说明此处的光强对称性已相当好. 随着路径长度的增大, 湍流造成不对称度的影响也在增大, 湍流中的光强不对称度小于真空环境中. 比较 0° 和 20° 入射角条件下的曲线, 发现入射角的变化对不对称度基本没有影响, 但当入射角为 50° 时, 不对称度明显减小. 角反射器中心离轴距离越远, 不对称度越大.

为了定量地衡量接收面上光强分布范围的大小, 定义光强分布宽度:

图6 接收光强分布不对称度随着路径长度的变化

$$W_{xe} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \langle I(x, 0) \rangle dx / \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(x, 0) \rangle dx, \quad (21)$$

$$W_{ye} = \int_{-\infty}^{\infty} y^2 \langle I(0, y) \rangle dy / \int_{-\infty}^{\infty} \langle I(0, y) \rangle dy.$$

图7显示了真空条件下的接收光强分布宽度随着路径长度的变化. 图7表明角反射器中心在y方向离轴距离变化时, 对x方向上的光强分布宽度没有影响. 而

图7 不考虑湍流, 接收光强分布宽度随着路径长度的变化

图8 湍流环境下, 接收光强分布展宽系数随着路径长度的变化

在y方向上, 角反射器离轴越远, 光强分布宽度越大. 但总体而言, 对光强分布宽度影响最大的是入射角度.

之前的结果显示湍流会影响回波光强分布宽度, 为了更准确地描述湍流对波束的展宽效应, 定义回波束展宽系数:

$$K_x = W_{xe}(C_n^2) / W_{xe}(C_n^2 = 0), \quad (22)$$

$$K_y = W_{ye}(C_n^2) / W_{ye}(C_n^2 = 0).$$

图8显示了湍流环境中的接收光强分布展宽系数随着路径长度的变化. 对于x轴上的光强分布, 展宽系数大致上随着路径长度的增大而增大. 入射角越大, 展宽系数越小, 但只有在入射角较大(50°)时, 其对展宽系数的影响才较显著. 角反射器中心离轴距离对x轴上的展宽系数影响很小, 尤其是路径长度较大的时候.

对于y轴上的光强分布, 湍流并不总是引起展宽. 当角反射器中心处于离轴状态且路径长度不太大时 ($L < 3000$ m), 湍流会引起回波分布宽度变小. 角反射器离轴越远, 这种回波收缩现象越显著, 当 $\rho_{0y} = 5$ cm时,

图9 接收光强分布展宽系数随着湍流强度的变化

展宽系数最小达约0.7. 当路径长度大于3000 m时, 湍流对回波分布表现出展宽效应. 总体而言, 当入射角越大, 回波的展宽或收缩都更显著, 但只有当入射角较大(50°)时, 其影响才表现出来.

图9显示了角反射器回波展宽系数随着湍流强度的变化. 总体而言, 展宽系数随着湍流的增强而增大, 其他因素对展宽系数的影响与图7揭示的规律大致相同. 需要注意的是在 $L=5000$ m处, 只有在大入射角(50°)情况下, 展宽系数出现了略低于1的情况. 这说明回波收缩现象主要出现在中短路径长度情况下, 湍流强度会影响其幅度, 但不影响其出现的位置.

4 结论

综上, 本文建立了角反射器回波平均强度的解析

算法, 其误差在可接受范围内(小于5%)且具有计算速度快(在湍流条件下)的优点. 计算结果表明回波平均强度受入射角、角反射器离轴距离、传播距离、湍流强度等多种因素的影响. 受篇幅所限, 本文只对以上几种因素的影响做了有限的讨论, 得到以下规律:

(1) 入射角对回波光强分布的影响主要发生在入射角较大的情况下;

(2) 角反射器离轴距离可造成回波中心光强的快速下降, 且造成回波光强分布的不对称性, 但这种不对称随着传播距离的增大而快速下降.

(3) 湍流的存在并不必然造成回波的展宽, 在中短路径长度情况下, 还可造成回波分布的收缩.

尽管本文的数值计算和讨论都是针对特定波长的激光而进行的, 但是论文算法的建立并不依赖于波长, 因此本文提出的算法对于光学波段都是适用的.

参考文献

- 1 刘万里, 欧阳健飞, 曲兴华. 激光光束入射角度变化对圆锥棱镜测量精度的影响. 光学精密工程, 2009, 17: 286–291
- 2 王元明, 杨福民, 陈婉珍. 卫星激光反射器有效反射面积的计算与测试. 光电工程, 2007, 34: 25–29
- 3 钟声远, 徐广平, 吴键. 卫星激光角反射器的远场衍射光强研究. 激光与红外, 2009, 39: 128–135
- 4 周辉, 李松, 郑国兴, 等. 卫星角反射器有效衍射区域的研究. 光子学报, 2009, 38: 1920–1924
- 5 Wang L G, Wu Z S. Angular distribution of LCS of retroreflector array. In: 2010 9th International Symposium on Antennas Propagation and EM Theory. Guangzhou, 2010
- 6 Banakh V A, Mironov V L. Lidar in a turbulent atmosphere. Artech House, 1987
- 7 Aksenov V P, Banakh V A, Mironov V L. Fluctuations of retroreflected laser radiation in a turbulent atmosphere. J Opt Soc Am A, 1984, 1: 263–274
- 8 Andrews L C, Miller W B. Single-pass and double-pass propagation through complex paraxial optical systems. J Opt Soc Am A, 1995, 12: 137–150
- 9 Andrews L C, Phillips R L, Miller W B. Mutual coherence function for a double-passage retroreflected optical wave in atmospheric turbulence. Appl Opt, 1997, 36: 698–708

- 10 Holmes J F, Lee M H, Kerr J R. Effect of the log-amplitude covariance function on the statistics of speckle propagation through the turbulent atmosphere. *J Opt Soc Am*, 1980, 70: 355–360
- 11 王利国. 湍流大气中激光波束目标回波特性. 博士学位论文. 西安: 西安电子科技大学, 2014. 169
- 12 Martin J M, Flatte S M. Simulation of point-source scintillation through three-dimensional random media. *J Opt Soc Am A*, 1990, 7: 838–847
- 13 Wen J J, Breazeale M A. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams. *J Acoust Soc Am*, 1988, 83: 1752–1756
- 14 王利国, 吴振森, 王明军. 湍流大气中的有限孔径平面镜反射波的二阶统计特性. *光学学报*, 2013, 33: 1101002
- 15 Leader J C. Beam-intensity fluctuations in atmospheric turbulence. *J Opt Soc Am*, 1981, 71: 542–558

Study on the mean intensity from a cube corner reflector in atmospheric turbulence

CHEN Mu¹, KE XiZheng¹ & WANG MingJun^{1,2}

¹*School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China;*

²*School of Physics and Electronic Engineering, Xianyang Normal College, Xianyang 712000, China*

Cube corner reflector is widely used as the cooperative target in laser tracking, location and other systems and its reflected intensity distribution is of great significance to the design of cooperative target as well as to the theoretical study on the performance of laser radar system. An analytic algorithm for calculating the reflected intensity in atmospheric turbulence is presented in this paper, in which the effective reflective area of corner reflector is approximately taken as an ellipse, and the reflected beam is decomposed of a series of complex Gaussian functions. All these, combined with the extended Huygens-Fresnel principle, derive the expression of the mean received intensity from the reflector. The effects of incident angle, off-axis distance of the reflector, propagation distance and the strength of turbulence on the shape, asymmetry, beam width and spreading of the reflected field are calculated and discussed.

atmospheric turbulence, cube corner reflector, complex Gaussian function, extended Huygens-Fresnel principle, mean intensity

doi: 10.1360/N092017-00244