

# 大气沙尘对 $10.6 \mu\text{m CO}_2$ 激光束的衰减特性

全学成

(成都电讯工程学院)

**提要:** 采用近似方法对  $10.6 \mu\text{m CO}_2$  激光束通过大气沙尘的衰减系数及其修正进行了理论分析, 并根据沙漠地区对大气沙尘的采样分析用计算机进行了数值计算。理论计算表明: 在一般沙尘天气下,  $10.6 \mu\text{m}$  激光的衰减系数主要取值于  $3 \sim 5 \text{ db/km}$  这一范围, 其最大值为  $7 \text{ db/km}$  左右。

## Attenuation characteristics of $10.6 \mu\text{m}$ laser light through dust-storm

Quan Xuecheng

(Chengdu Institute of Radio Engineering)

**Abstract:** A theoretical analysis of the attenuation coefficient and its modification of  $10.6 \mu\text{m}$  laser beam passing through the dust-storm has been made with an approximate method. A series of results of digital calculation for the samples of dust-storm in desert area were obtained by using electronic computer. The result shows that under the ordinary dust-storm weather condition, the attenuation coefficient is mainly within the range of  $3 \sim 5 \text{ db/km}$ , and the maximum is about  $7 \text{ db/km}$ .

在沙漠以及我国华北和中原部分地区每年冬春两季都出现不同程度的沙尘天气。由于漫天的沙尘对太阳光产生强烈的消光作用, 要试图在这些风沙地区进行激光大气通信, 必须针对沙尘这种典型恶劣天气, 对处于“大气窗口”的  $10.6 \mu\text{m CO}_2$  激光的传输衰减特性进行研究。

根据对沙漠地区大气沙尘采样分析, 沙尘粒谱浓度分布主要在  $25 \sim 80 \mu\text{m}$  之间, 因而在计算沙尘粒子的消光效率  $Q_{ext}$ 、散射效率  $Q_{scat}$  和吸收效率  $Q_{abs}$  时没有必要采用严

格的 Mic 理论, 可直接利用由几何光学近似方法导出的简单表达式<sup>[1]</sup>:

$$Q_{ext}(m, r, \lambda) = 2 - 4e^{-\rho \text{tg} \beta} \left( \frac{\cos \beta}{\rho} \right) \times \sin(\rho - \beta) - 4e^{-\rho \text{tg} \beta} \left( \frac{\cos \beta}{\rho} \right)^2 \times \cos(\rho - 2\beta) + 4 \left( \frac{\cos \beta}{\rho} \right)^2 \cos 2\beta, \quad (1)$$

$$Q_{abs}(m, r, \lambda) = 1 + \frac{e^{-4xn'}}{2xn'} + \frac{e^{-4xn'} - 1}{8x^2n'^2}, \quad (2)$$

收稿日期: 1984年10月18日

作者现在工作单位: 成都科技大学物理系。

$$Q_{sca}(m, r, \lambda) = Q_{ext}(m, r, \lambda) - Q_{abs} \quad (3)$$

式中  $\lambda$  为入射光波长, 粒子折射率

$$m = n - in', \quad x = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

$$\rho = \frac{4\pi r}{\lambda}(n-1), \quad \text{tg } \beta = \frac{n'}{n-1}.$$

如果把粒子对光的散射与吸收笼统地视为纯粹的衰减过程, 那么这样得到的传输衰减系数就是由 Bouguer 定律给出的传输衰减系数  $\alpha_0$ :

$$\alpha_0 = \int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q_{ext}(r) dr. \quad (4)$$

式中  $n(r)$  为粒谱浓度分布。文献 [2, 3] 指出, 实际的光传输与接收过程所得到的衰减系数的值将会小于 (4) 式给出的结果, 因此应对 (4) 式就粒子的前向散射作出修正。

借用 Chu 等人处理雨滴散射的方法 [4], 设半径为  $r$  的沙尘粒子的前向散射图象是一个高斯光束:

$$I_s = \frac{2}{\pi W_s^2} e^{-\frac{2R^2}{W_s^2}} \quad (5)$$

$$\text{式中 } W_s^2 = W_{s0}^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda(L-Z)}{\pi W_{s0}^2} \right)^2 \right],$$

$W_{s0}$  为这一高斯光束的腰宽,

$$W_{s0} = \frac{r}{\sqrt{2}},$$

$L$  为传输光路长度,  $R$  为接收平面上某点到光轴的距离,  $(L-Z)$  为散射粒子到接收面的距离。

先求一次前向散射修正  $\alpha_{01}$  的计算式。如图 1, 设发射的为高斯光束, 腰宽为  $W_0$  且位于  $T$  处;  $R$  为位于发射光束轴线上距离  $T$  为  $L$  的接收中心, 且设  $R$  处的总接收光强为

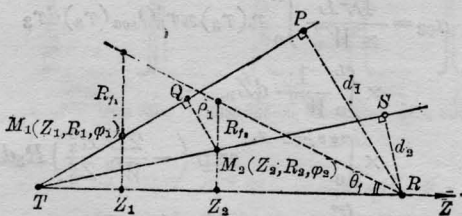


图 1

$I_R$ ;  $P_t$  为发射光束的功率, 接收器对光的接收角为  $\theta_r$ 。直接光束在  $R$  点和  $M_1$  点的光强分别为  $I_{dR}$  和  $I_{dM1}$ :

$$I_{dR} = \frac{2P_t}{\pi W_L^2} e^{-\alpha_0 L} \quad (6)$$

$$I_{dM1} = \frac{2P_t}{\pi W_1^2} e^{-Z_1 \alpha_0 - \frac{2R_1^2}{W_1^2}} \quad (7)$$

$$\text{式中 } W_L^2 = W_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda L}{\pi W_0^2} \right)^2 \right],$$

$$W_1^2 = W_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda Z_1}{\pi W_0^2} \right)^2 \right].$$

设  $M_1$  处有半径为  $r_1$  的粒子, 它对入射光束作前向散射的结果是产生一光腰为  $W_{s0}(r_1)$  的高斯光束。该散射粒子所截获的光功率为:

$$P_{sM1} = \pi r_1^2 Q_{ext}(r_1) I_{dM1} \quad (8)$$

式中有  $Q_{sca}/Q_{ext}$  的部分用作前向散射, 因此量  $Q_{sca} \cdot I_{dM1}$  为该粒子前向散射出去的高斯光束功率。于是该粒子在  $R$  处产生的一次散射光强  $I_{s1M1R}$  为:

$$I_{s1M1R} = \pi r_1^2 Q_{ext}(r_1) \frac{Q_{ext}(r_1)}{Q_{sca}(r_1)} \times \frac{2}{\pi W_{s1}^2} e^{-(L-Z_1)\alpha_0 - \frac{2d_1^2}{W_{s1}^2}} \quad (9)$$

$$\text{式中 } W_{s1}^2 = W_{s0}^2(r_1) \left[ 1 + \left( \frac{\lambda(L-Z_1)}{\pi W_{s0}^2(r_1)} \right)^2 \right],$$

$d_1 \sim \frac{LR_1}{Z_1}$  为  $P$  到  $R$  的距离。则整个光路上的所有粒子在  $R$  处产生的一次散射总光强  $I_{s1R}$  应由对 (9) 式进行积分求得:

$$I_{s1R} = 2\pi \int_0^\infty n(r_1) \pi r_1^2 Q_{sca}(r_1) dr_1 \times \int_0^L \frac{2}{\pi W_{s1}^2} e^{-(L-Z_1)\alpha_0} dZ_1 \times \int_0^{R_{f1}} I_{dM1} e^{-\frac{2d_1^2}{W_{s1}^2}} R_1 dR_1 \quad (10)$$

上式中  $2\pi$  因子为对方位角积分的结果。  $R_{f1}$  为接收角  $\theta_r$  所能容纳的、产生散射光的沙尘粒子的范围。在准直发射光束的情况下,  $R_{f1}$  可近似取作无穷大, 并不会对结果产生大的影响, 同时利用下面的近似:

$$W_{s1}^2 \sim \frac{\lambda^2(L-Z_1)^2}{\pi^2 W_{s0}^2(r_1)}, \quad W_1^2 \sim \frac{\lambda^2 Z_1^2}{\pi^2 W_0^2} \quad (11)$$

经过演算,由(10)式导出:

$$I_{s1R} = \frac{2\pi P_t W_0^2}{\lambda^2 L} e^{-\alpha_0 L} \times \int_0^\infty \pi r_1^2 Q_{sca}(r_1) n(r_1) \times \frac{\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}\right)}{\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}} dr_1 \quad (12)$$

如果以  $\alpha_1$  表示经过一次前向散射修正后的光传输衰减系数,则由

$$I_R = I_{dR} + I_{s1R} \quad (13)$$

以及(6)、(12)式可得:

$$\frac{2P_t e^{-\alpha_1 L}}{\pi W_L^2} = \frac{2P_t e^{-\alpha_0 L}}{\pi W_L^2} + \frac{2\pi P_t W_0^2}{\lambda^2 L} e^{-\alpha_0 L} \times \int_0^\infty \pi r_1^2 Q_{sca}(r_1) n(r_1) \times \frac{\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}\right)}{\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}} dr_1 \quad (14)$$

由于(14)式中右边第二项比第一项小得多,因此可以近似地推出  $\alpha_1$  的表达式如下:

$$\alpha_1 = \alpha_0 - \alpha_{01} \quad (15)$$

而

$$\alpha_{01} = \int_0^\infty \pi r_1^2 n(r_1) Q_{sca}(r_1) \times \frac{\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}\right)}{\frac{W_0}{W_{s0}(r_1)}} dr_1 \quad (16)$$

在一次修正的基础上再来考虑二次、三次修正的计算表示式。设如图1中  $M_2$  点处一次散射的光强为  $I_{s1M2}$ , 仿照(9)式,  $M_1$  处半径为  $r_1$  的粒子对  $I_{s1M2}$  的贡献  $I_{s1M1}$  表示为:

$$I_{s1M1} = \pi r_1^2 Q_{sca}(r_1) I_{dM1} \frac{2}{\pi W_{s12}^2} \times e^{-(Z_2 - Z_1)\alpha_0 - \frac{2\rho_1^2}{W_{s12}^2}} \quad (17)$$

式中  $\rho_1$  为  $Q$  到  $M_2$  的距离:

$$\rho_1^2 = \left(\frac{Z_2 R_1}{Z_1}\right)^2 + R_2^2 - 2 \frac{R_2 Z_2 R_1}{Z_1} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (18)$$

对(17)式从  $T$  到  $M_2$  这一段光路进行积分,经计算给出下面的结果:

$$I_{s1M2} = \frac{2P_t}{\pi} e^{-\alpha_0 Z_2} \int_0^\infty n(r_1) Q_{sca}(r_1) \pi r_1^2 dr_1 \times \int_0^{Z_1} \frac{1}{W_{s12}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2} \times \exp\left[-\frac{2R_2^2}{W_{s12}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2}\right] dZ_1 \quad (19)$$

式中  $W_{s12}^2 = W_{s0}^2(r_1) \left[1 + \left(\frac{\lambda(Z_2 - Z_1)}{\pi W_{s0}^2(r_1)}\right)^2\right]$ 。

由(19)式按照类似于推导  $\alpha_1$  的过程,可以导出二次散射修正后的衰减系数  $\alpha_2$  如下式所示:

$$\alpha_2 = \alpha_0 - (\alpha_{01} + \alpha_{02}) \quad (20)$$

且

$$\alpha_{02} = \frac{4\lambda^2 L}{\pi^2 W_0^2} \int_0^\infty n(r_2) \pi r_2^2 Q_{sca}(r_2) dr_2 \times \int_0^L \frac{1}{W_{s2}^2} dZ_2 \times \int_0^{\operatorname{tg}^{-1}(\theta_r(L-Z_2))} \exp\left(-\frac{2R_2^2 L^2}{W_{s2}^2 Z_2^2}\right) R_2 dR_2 \times \int_0^\infty Q_{sca}(r_1) n(r_1) \pi r_1^2 dr_1 \times \int_0^{Z_2} \frac{1}{W_{s12}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2} \times \exp\left(-\frac{2R_2^2}{W_{s12}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2}\right) dZ_1 \quad (21)$$

类似于  $\alpha_2$  的推导过程,三次前向散射修正后的传输衰减系数  $\alpha_3$  为:

$$\alpha_3 = \alpha_0 - (\alpha_{01} + \alpha_{02} + \alpha_{03}) \quad (22)$$

并有

$$\alpha_{03} = \frac{4\lambda^2 L}{\pi^2 W_0^2} \int_0^\infty n(r_3) \pi r_3^2 Q_{sca}(r_3) dr_3 \times \int_0^L \frac{1}{W_{s3}^2} dZ_3 \times \int_0^{\operatorname{tg}^{-1}(\theta_r(L-Z_3))} \exp\left(-\frac{2L^2 R_3^2}{W_{s3}^2 Z_3^2}\right) R_3 dR_3 \times \int_0^\infty n(r_2) \pi r_2^2 Q_{sca}(r_2) dr_2$$

表 1  $r: \mu\text{m}$   $n(r): 1/\text{cm}^3\mu\text{m}$

编 号	时 间	风速(m/s)	$2 < r < 10$	$10 < r < 17.5$	$17.5 < r < 30$	$30 < r < 45$	$45 < r < 65$	$65 < r < 90$
$n_1(r)$	10:00~10:30	3.8	0.0019	0.0030	0.0087	0.0009	0.0008	0.0003
$n_2(r)$	10:30~11:00	2.3	0.0271	0.0021	0.0015	0.0009	0.0001	0.0001
$n_3(r)$	11:00~11:30	3.7	0.0074	0.0210	0.0099	0.0054	0.0001	0.0000
$n_4(r)$	14:30~15:00	7.3	0.0088	0.0203	0.0078	0.0037	0.0008	0.0003
$n_5(r)$	15:30~16:00	10.3	0.0087	0.0147	0.0121	0.0047	0.0005	0.0000
$n_6(r)$	16:30~17:00	9.3	0.0106	0.0182	0.0097	0.0011	0.0004	0.0005
$n_7(r)$	17:00~17:30	7.3	0.0024	0.0046	0.0022	0.0018	0.0003	0.0001

表 2

编 号	$\alpha_0(\text{km}^{-1})$	$\alpha_{01}(\text{km}^{-1})$	$\alpha_{02}(\text{km}^{-1})$	$\alpha_{03}(\text{km}^{-1})$	$\alpha_3(\text{db/km})$
$n_1(r)$	1.31085	0.06535	0.00210	0.00008	5.3960
$n_2(r)$	0.28860	0.01057	0.00010	0.00000	1.2062
$n_3(r)$	1.46011	0.06072	0.00358	0.00006	6.0575
$n_4(r)$	1.67380	0.06944	0.00280	0.00089	6.9469
$n_5(r)$	1.52383	0.05214	0.00559	0.00028	6.3616
$n_6(r)$	0.97329	0.03213	0.00197	0.00009	4.0757
$n_7(r)$	0.55278	0.02133	0.00033	0.00027	2.3049

$$\begin{aligned} & \times \int_0^{Z_3} dZ_2 \int_0^\infty n(r_1) \pi r_1^2 Q_{sca}(r_1) dr_1 \\ & \times \int_0^{Z_3} \frac{1}{\left(\frac{Z_3}{Z_2}\right)^2 \left[ W_{s1}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2 \right] + W_{s23}^2} \\ & \times \exp\left(\frac{2R_3^2}{\left(\frac{Z_3}{Z_2}\right)^2 \left[ W_{s1}^2 + W_1^2 \left(\frac{Z_2}{Z_1}\right)^2 \right] + W_{s23}^2}\right) dZ_1 \end{aligned} \quad (23)$$

在以上的推导过程中，我们已假设光路上空间各点的沙尘粒谱浓度是大致均匀，这对于下垫面起伏不很大且光路不是很长的情况是适合的。从(16)、(21)和(23)式我们已注意到，衰减系数的修正与发射光束的参数、光路长度、沙尘粒谱浓度分布以及系统接收角有关。为了能够计算出沙尘中激光束实际的传输衰减系数，我们于1984年4月在腾格里沙漠用粉尘采样器对大气沙尘进行阶段性采样分析。表1列出的是其中4月10日的7组采样分析结果。并且对各个参数作了下面的取定：

$$\begin{aligned} \lambda &= 10.6 \mu\text{m}, \quad L = 800 \text{m}, \\ W_0 &= 28.12 \text{mm}, \quad \theta_f = 1.082 \text{rad} \end{aligned}$$

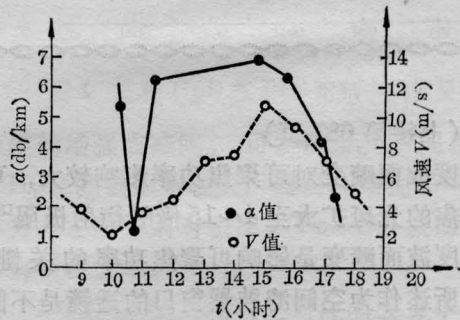


图 2

考虑到石英粒子双折射性质， $m$ 应取：

$$m_0 = 2.28 - i0.022, \quad m_e = 2.21 - i0.024$$

并对  $Q_{sca}$  和  $Q_{ext}$  进行加权平均<sup>[5]</sup>：

$$\begin{cases} Q_{sca} = \frac{2}{3} Q_{sca}(m_0, \lambda) + \frac{1}{3} Q_{sca}(m_e, \lambda) \\ Q_{ext} = \frac{2}{3} Q_{ext}(m_0, \lambda) + \frac{1}{3} Q_{ext}(m_e, \lambda) \end{cases} \quad (24)$$

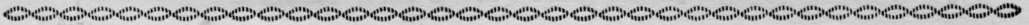
按照所得到的沙尘粒谱浓度分布、各个参量数值的取定以及(4)、(16)、(21)、(22)、(23)、(24)等各式，我们编制出了计算机程序，并在VAX/780小型机上进行计算。表1中所列出的7组粒谱浓度分布下的数值计算结果如表2所示。由表1和表2，我们用如图2所

示的  $\alpha \sim t$  和  $V \sim t$  曲线来分别表示衰减系数  $\alpha$  和风速  $V$  随时间  $t$  的变化情况。图 2 说明衰减系数在这一天中变化很大。这是由于这天风速变化较大, 引起了大气中粒谱浓度分布发生变化。如在这天的 10 时到 11 时这段时间风速很小, 地面无沙尘扬起, 天空亦很少浮尘。从下午 4 时 30 分以后又有一个风速减小的过程, 因此衰减系数也呈现出减小的趋势。事实上, 按我们的计算, 衰减系数与风速之间的相关系数为 0.706。文献[6]的计算表明, 这一地区大气中沙尘含量与风速之间的相关系数为 0.96。这说明在沙尘源地, 风、沙尘和衰减系数之间有着紧密的联系。由表 2 我们还注意到, 修正量随着级次的增加而渐次减小, 高于三次的修正是不必要的。表 2 和图 2 给出了全部理论计算的一般情况, 由这些理论计算得到的一个重要结论是, 在

一般的沙尘天气下,  $10.6 \mu\text{m}$  激光的传输衰减系数的主要取值范围是  $3 \sim 5 \text{ db/km}$ , 而其最大值则为  $7 \text{ db/km}$  左右。照这一结果, 按已有的光通信系统的性能方程推论, 如果仅从激光信号受到的衰减强弱的程度上讲, 那么在风沙地区建立激光大气通信系统, 实现安全可靠的通信是可能的。

### 参 考 文 献

- [1] Van de Hulst; "Light Scattering by Small Particles", John Wiley, New York, 1957.
- [2] 华中工学院等; "激光技术", 湖南科技出版社, 1981.
- [3] Adarsh Deepak *et al.*; *Appl. Opt.*, 1978, 17, 2900.
- [4] T. S. Chu *et al.*; *B. Sys. Tech. J.*, 1968, May-June, 723.
- [5] James T. Petterson *et al.*; *J. Geophys. Res.*, 1969, 74, 6947.
- [6] 赵性存等; 《中国沙漠》, 1982, 2, No. 1, 13.



(上接第 687 页)

小尺度波面畸变对可聚焦功率影响较大, 可使聚焦的光斑扩大至  $4 \sim 15$  倍的衍射极限<sup>[3]</sup>。小尺度波面畸变是影响可聚焦功率的关键。综上所述作为空间滤波器窗口的透镜是不能取厚的。

通过实验和数值计算得到如下结论:

1. 在高功率激光系统中, 后级器件的光学元件在强光作用下产生的非线性像差是破坏光束亮度的主要原因。因此后级器件的透镜与窗口之类应尽力取薄。

2. 真空滤波器和充满大气的滤波器在波像差变化的量级上是相同的, 最大的畸变量为  $0.42\lambda$ 。但在抽真空时和未抽真空时光束畸变的具体形态是不一样, 未抽真空时更

规则些。

3. 三平板全息干涉测量优于横向剪切测量, 它一次可以得到激光束在空间分布的二维图形。通过计算或全息复元还可以得到远场的光强分布细节。信息量丰富, 处理和操作都较简便。

该课题是由邓锡铭教授提出的, CCD 电荷耦合器件由本所周复正和竺庆春同志提供。在此一并表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] 余文炎, 王桂英; 《光学学报》, 1982, 12, No. 4, 349.
- [2] 干福熹; 《光学玻璃》, 科学出版社, 1982, 118.
- [3] P. L. Kelley; *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15, 1005.