

文章编号: 0258-7025(2007)10-1393-05

沙尘暴多重散射对激光脉冲传输的影响

杨瑞科, 马春林, 李良超

(西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071)

摘要 根据光脉冲在离散随机介质中的传输理论,应用米氏理论和蒙特卡罗方法,研究了不同能见度情况下 $1.06\text{ }\mu\text{m}$ 脉冲激光在沙尘暴中的传输特性。得到了双频互相关函数的幅度和相位随相干带宽、脉冲时域展宽和延时随能见度的关系。结果表明,脉冲的展宽和延时随沙尘暴能见度的变化非常显著。当能见度为 $3\sim 5\text{ km}$ 时,多重散射对脉冲双频互相关函数、脉冲展宽和延时的影响已较明显。当能见度小于 1 km 时,对于 1 ns 的输入脉冲,其展宽大于 10 ns ,延时大于 15 ns 。因此,当沙尘暴的能见度较低时,必须考虑多重散射对激光脉冲频域及时域特性的影响。

关键词 大气与海洋光学;传输;多重散射;沙尘暴;脉冲

中图分类号 P 427.1¹2;TN 012 **文献标识码** A

Influence of Multiple Scattering on Laser Pulse Propagation through Sand and Dust Storm

YANG Rui-ke, MA Chun-lin, LI Liang-chao

(School of Science, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract Based on optics pulse propagation theory in discrete random media, by means of Mie theory and Monte Carlo method, the characteristics of $1.06\text{ }\mu\text{m}$ pulsed laser propagating in sand and dust storm are studied under various visibility conditions. The relations of the amplitude and phase of the two-frequency mutual coherence function with coherence bandwidth, pulse width extension in time domain and time delay with visibility are obtained. These results show that the width extension and time delay of laser pulse increase apparently with visibility increase. When the visibility is about $3\sim 5\text{ km}$, the influences of the multiple scattering of sand and dust storm on the two-frequency mutual coherence function, pulse width extension and time delay become apparent. Under visibility less than 1 km , for a 1 ns input pulse, the width extension is more than 10 ns , and the time delay is more than 15 ns . Therefore, when the visibility of sand and dust storm is low, the effects of the multiple scattering on the pulse characteristics of frequency and time domains should be taken into account for laser propagation in sand and dust storm.

Key words atmospheric and ocean optics; propagation; multiple scattering; sand and dust storm; pulse

1 引言

激光在近地大气中的传输特性是军用和民用激光系统在大气中运行时必须研究的重要问题之一,尤其是近地大气中随机分布的各种离散悬浮粒子,如沙尘、云雾等对激光的散射和吸收,不但会引起激光信号的衰减,而且会使激光脉冲信号的频域和时域特性发生变化^[1~5]。研究各种沙尘大气引起激光脉冲特性变化,对于开发和应用沙漠和干旱地区的各种激光系统,如激光雷达、测距、通信、成像等系统

具有重要的实际价值;特别对于实现我国北方地区的激光宽带通信,提高系统精度和常年可用性研究具有重要的现实意义。本文基于测量和计算得到的沙尘暴的一些物理特性,根据激光在离散随机介质中的传输和散射理论,先应用米氏理论计算单次散射时沙尘暴引起激光的衰减、脉冲双频互相关函数、脉冲形状变化和时间延时;再应用蒙特卡罗法在考虑粒子多重散射的情况下,计算分析脉冲激光通过沙尘暴传输时的脉冲时域和频域特性。

收稿日期:2007-02-27;收到修改稿日期:2007-04-23

作者简介:杨瑞科(1963—),男,陕西人,教授,博士,主要从事电磁波、光波在随机介质中的传输与散射特性等方面的研究。E-mail: ruikeyang@sohu.com

万方数据

2 沙尘大气的物理特性

自然沙尘暴大气中的悬浮粒子尺度半径一般在 $0.001 \sim 0.1 \text{ mm}$ 范围内,且在各个粒子半径间隔内的粒子数可用尺度分布函数表示。常用的函数主要有:指数、幂指数、正态或对数正态分布等。董庆生^[6]通过对中国一些主要沙漠地区的沙尘暴进行了研究,发现对数正态分布与实际沙尘粒子尺度分布有较好的吻合。对数正态粒子尺度分布函数为^[6]

$$n(r) = \frac{N}{2r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\ln(2r) - \mu}{\sigma}\right]^2\right\}, \quad (1)$$

式中 N 为单位体积中的平均粒子数, μ 和 σ 分别为 $\ln(2r)$ 的均值和标准方差, r 为粒子半径。自然沙尘暴大气中的粒子尺度参数 $\mu = -9.72$ 和 $\sigma = 0.405$ ^[7]。

3 激光在沙尘暴中的散射和传输

3.1 激光在沙尘暴中传输的单次散射和衰减

沙尘大气中悬浮和漂移的沙尘粒子能引起激光能量的吸收和散射。沙尘粒子是形状接近于球状的无规则体,虽然不是严格的球形,但由于粒子形状和空间方位分布的随机性,多个粒子在各个方向散射的统计可等效于球形粒子的散射。因此,可用米氏理论计算粒子散射和消光截面等参数^[8]。对于电磁波在离散随机介质中传播时单位距离上的衰减,即特征衰减(dB/km),可表示为^[9]

$$A = 4.343 \times 10^3 \int_{r_1}^{r_2} N \sigma_t(r) p(r) dr, \quad (2)$$

式中 r_1 和 r_2 分别为最小和最大粒子半径, $p(r)$ 为粒子尺度分布概率密度函数, N 为平均粒子数密度, $\sigma_t(r)$ 为粒子的消光截面。通常 N 较难确定,一般在研究中可借助于能见度 V_b 来描述沙尘的浓度^[1]

$$V_b = 15/\alpha_0, \quad (3)$$

$$\alpha_0 = 8.686 \times 10^3 \pi N \int_{r_1}^{r_2} r^2 p(r) dr, \quad (4)$$

式中 α_0 为衰减系数。由(3)和(4)式可以得到单位体积中沙尘粒子个数为

$$N = \frac{15}{8.686 \times 10^3 \pi V_b \int_{r_1}^{r_2} r^2 p(r) dr}, \quad (5)$$

将(5)式代入(2)式,可得激光在沙尘大气中单次散射的特征衰减

$$A = \frac{15 \int_{r_1}^{r_2} \sigma_t(r) p(r) dr}{2\pi V_b \int_{r_1}^{r_2} r^2 p(r) dr}. \quad (6)$$

3.2 激光在沙尘暴中传输的多重散射

由单次散射(6)式计算的衰减只适用于沙尘所占大气空间体积较小的情况。随着沙尘大气能见度的减小,粒子数密度的增大,光波在沙尘粒子间的多重散射就需要考虑。蒙特卡罗方法通过光子被介质中随机分布粒子的多次散射和吸收过程来模拟研究电磁波的传播特性。因此,可用来研究激光在沙尘暴中传输的多重散射效应对脉冲特性的影响。

蒙特卡罗方法认为光子与随机分布粒子相互作用为弹性散射,光子在随机分布的沙尘粒子中或被散射或被粒子吸收或从介质中逃逸出,每个光子遭受多重散射时,每一次散射只与前一次散射有关,即可把光子历史的状态序列用马尔可夫过程描述。用光子经过 m 次空间传播和散射后的状态序列 $\{s_l\}$ ($l = 1, \dots, m$) 构成样本空间。光子在沙尘介质层中经传播和散射后到达相空间点 s 是由 m ($m = 0, 1, \dots, M$) 个相互排斥的事件构成的。利用全概率公式,这一事件的概率可以写成^[10]

$$P_t(s) = \sum_{m=0}^M P_m(s), \quad (7)$$

式中 $P_m(s)$ 为光粒子在沙尘暴中经过 m 次空间传播或散射后到达相空间点 s 的概率。由于光子在沙尘介质中的随机游动是一种马尔可夫过程,则有

$$P(s) = P(s_0)P(s_1/s_0) \cdots P(s/s_{m-1}), \quad (8)$$

式中条件概率 $P(s_l/s_{l-1})$ ($l = 1, \dots, m$) 表示光子相空间点 s_{l-1} 经过传播或散射后到达的相空间点 s_l 的概率,有^[10]

$$P_t = \sum_{m=0}^M P_m = \sum_{m=0}^M W_m \exp\left(-C_t \frac{h - z_m}{\mu_m}\right) \times \eta(-\mu_m) \cdot \prod_{i=1}^m \eta(h - z_i) \eta(z_i), \quad (9)$$

式中 $C_t = N\langle\sigma_t\rangle$, 函数 $\eta(x) = \begin{cases} 1 & (x > 0) \\ 0 & (x \leq 0) \end{cases}$, 权函

数 $W_m = W_{m-1} \exp\left[-C_a \left|\frac{z_m - z_{m-1}}{\mu_{m-1}}\right|\right]$, 初始 $W_0 = 1$, $C_a = N\langle\sigma_a\rangle$, $\langle\sigma_a\rangle$ 和 $\langle\sigma_t\rangle$ 为平均吸收和消光截面。 $\mu_m = \cos(a_m)$, z_m 和 a_m 分别为第 m 次的散射位置和散射角。

跟踪 N_0 个光子,通过对光子散射路径抽样以及对光子散射方向和位置跟踪,最后检验从介质中逃逸和被吸收的光子。可以获得平均透过率为

$$T = \frac{1}{N_0} \sum P_t. \quad (10)$$

4 光脉冲在离散随机介质中的传输

光脉冲在随机介质中的传播特性可用双频互相关函数 $\langle \Gamma \rangle$ 来表征,并用它进一步描述光脉冲在传播过程中的脉冲形变等特性^[2]。基于信号系统的方法,把发射和接收之间的沙尘暴大气可看成是一个传输系统,当入射场为 $u_i(t)$ 时,其输出场为

$$u_o(t) = \int_{-\infty}^t u_i(t') h(t, t') \exp(-i\omega t') dt', \quad (11)$$

式中 $h(t, t')$ 为冲击响应函数。通过傅里叶变换,输出场为

$$u_o(t) = \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\omega) H(\omega, t) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (12)$$

式中 $U_i(\omega)$ 和 $H(\omega, t)$ 分别为 $u_i(t)$ 与 $h(t, t')$ 的傅里叶变换。输出场的相关函数为^[2]

$$\langle u_o(t_1) u_o(t_2) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_2 U_i(\omega_1) U_i^*(\omega_2) \times \\ \Gamma \exp(-i\omega_1 t_1 + i\omega_2 t_2), \quad (13)$$

其中

$$\Gamma = \Gamma(\omega_1, \omega_2, r_1, r_2, t_1, t_2) = \\ \langle H(\omega_1, r_1, t_1) H^*(\omega_2, r_2, t_2) \rangle, \quad (14)$$

若 \vec{z} 为波传播方向,有 $\vec{r} = \vec{\rho} + z\hat{z}$, $\vec{\rho}$ 为与 \vec{z} 方向垂直的径向向量。在 $z_1 = z_2 = z$ 时, Γ 为

$$\Gamma = \Gamma(\omega_1, \omega_2, \rho_1, \rho_2, z, t_1, t_2), \quad (15)$$

Γ 的微分方程形式为^[2]

$$\left[2i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{K_{1r}} \nabla_1^2 - \frac{1}{K_{2r}} \nabla_2^2 + 2(K_1 + K_2^*) - \right. \\ \left. - 2iP(\rho_d - Vt_d) \right] \Gamma = 0, \quad (16)$$

式中 V 为介质粒子的径向速度,当不考虑粒子的运动时 $V = 0$,对 $P(\rho_d - Vt_d)$ 有

$$P(\rho_d) = \int \rho f_1(s) f_2^*(s) \exp(-iK_{cr} s \cdot \rho_d) ds,$$

∇_1^2 和 ∇_2^2 为在 z 平面上分别关于 ρ_1 和 ρ_2 的二维拉普拉斯算子, $\rho_d = \rho_1 - \rho_2$, $\rho_c = (\rho_1 + \rho_2)/2$, $t_d = t_1 - t_2$, $K_{1r} = \text{Re}(K_1)$, $K_{2r} = \text{Re}(K_2)$, $K_{cr} = (K_{1r} + K_{2r})/2$, $K_1 = k_1 + 2\pi N_0 f_1(s)/k_1$, $k_1 = \omega_1/c$, $K_2 = k_2 + 2\pi N_0 f_2(s)/k_2$, $k_2 = \omega_2/c$, $f(s)$ 是单个粒子的前向散射幅度,下标 1 和 2 分别表示在 z_1 和 z_2 处相应的参数, c 为真空中的光速。对于入射在半无限空间介质中的平面波($z > 0$),在 $z = 0$ 时,有

$$\Gamma(\omega_1, \omega_2, z = 0) = 1, \quad (17)$$

对于平面波 Γ 与 ρ_c 无关,因此, (16) 式可写为

$$\left\{ \partial/\partial z + [iK_{dr}/(2K_{1r}K_{2r})] \nabla_d^2 - \right. \\ \left. i(K_1 - K_2^*) - P(\rho_d) \right\} \Gamma = 0, \quad (18)$$

式中 ∇_d^2 是关于 ρ_d 的拉普拉斯算子。设^[2]

$$\Gamma = \exp[\psi(\omega_1, \omega_2, z, \rho_d) + i(K_1 - K_2^*)z], \quad (19)$$

可得到

$$\partial\psi/\partial z + [iK_{dr}/(2K_{1r}K_{2r})] \langle \nabla_d^2 \psi + |\nabla_d \psi|^2 \rangle = P(\rho_d). \quad (20)$$

由于 ψ 是关于 ρ_d 的偶函数,当 $\rho_d \rightarrow 0$ 时,非线性项 $|\nabla_d \psi|^2$ 将趋于 0,而 $\nabla_d^2 \psi$ 趋近于一个常数值。所以忽略非线性项是合理的。对于无损散射体,能得到保存整个脉冲能量的解,当 $\rho_d = 0$ 时,是一个很好的近似,因此有

$$\partial\psi/\partial z + [iK_{dr}/(2K_{1r}K_{2r})] \nabla_d^2 \psi = P(\rho_d), \quad (21)$$

方程(21)能应用傅里叶变换方法精确求解。满足边界条件(17)式的解为

$$\Gamma(\omega_1, \omega_2, z, \rho_d) = \exp[\psi(\omega_1, \omega_2, z, \rho_d) + \\ i(K_1 - K_2^*)z], \quad (22)$$

$$\psi = \int ds \exp(iK_{cr} s \cdot \rho_d) p f_1(s) f_2^*(s) \times \\ \int_0^z \exp[iK_{dr} K_{cr}^2 / (2K_{1r}K_{2r}) s^2 z'] dz', \quad (23)$$

对于大多数实际情况,入射带宽远小于载波频率,因此有如下近似

$$i(K_1 - K_2^*)z \approx -\rho \sigma_i z + i(\omega_d/v_p)z, \quad (24)$$

$$f_1(s) f_2^*(s) \approx |f(s)|^2, \quad K_c^2 \approx K_{1r}K_{2r}, \quad (25)$$

式中 σ_i 和 $|f(s)|^2$ 均是在载波频率和 $K_{dr} = \omega_d/v_p$ 时根据粒子平均直径计算的, v_p 为波的相速度。

然而在实际中,粒子的尺度大小不一,其大小一般可用某一尺度分布函数描述。因此, (24) 式中的 $\rho \sigma_i$ 应该根据粒子尺度分布谱计算更为合理且符合实际,根据粒子尺度分布谱,式(24)可改写为

$$i(K_1 - K_2^*)z \approx -A_i z + i(\omega_d/v_p)z, \quad (26)$$

$$A_i = \int_{r_1}^{r_2} \sigma_i n(r) dr, \quad (27)$$

式中 $n(r)$ 为粒子尺度谱($\text{m}^{-3} \cdot \text{mm}^{-1}$)。当直径比波长小时^[2]

$$|f(s)|^2 \approx \sigma_s (\gamma/\pi) \exp(-\gamma\theta^2), \quad (28)$$

式中 σ_s 为粒子的散射截面, $s = \sin\theta \approx \theta$, $\gamma = 2.5(2r/\lambda)^2$ 。则 Γ 可表示为

$$\Gamma = A(\omega_d) \exp[i\Phi(\omega_d) + i(\omega_d/v_p)z], \quad (29)$$

$$A(\omega_d) = \exp\{-A_i z [1 - (W_0/x) \arctan x]\}, \quad (30)$$

$$\Phi(\omega_d) = (A_i z/2) [(W_0/x) \ln(1+x^2)], \quad (31)$$

式中 $x = \omega_d/\omega_c$, $\omega_c = 2\gamma v_p/z$, $W_0 = \sigma_s/\sigma_i$ 为单个粒子的反射率。

5 激光脉冲在沙尘暴中的传输特性

根据沙尘暴的粒子尺度谱分布(1)式,在 $z = 5 \text{ km}$, $\lambda = 1.06 \text{ }\mu\text{m}$ 条件下,用(6), (10)和(30),

(31)式分别计算了激光在不同能见度的沙尘暴大气中传播的单次散射和多重散射时的衰减,计算时沙尘粒子的折射率^[11]取为 $1.48-0.01i$,并分别在单次散射近似和考虑多重散射的情况下,计算了不同能见度下的双频互相关函数的幅度和相位随相干带宽的变化,其结果如图1,2所示。图中Mie表示的是单次散射时根据米氏计算的结果,Mc为考虑多重散射时应用蒙特卡罗方法模拟计算的结果。从图1中 Γ 的幅度可看出,当能见度小于5 km时,多重散射对其影响已较显著。从图2的 Γ 相位图上可以看出,随着能见度的减小,对相位的影响愈来愈严重,当能见度为0.1 km时,相位变化相当大,如图中最上面的两条曲线;当能见度大于1 km时沙尘暴对相位的影响较小。

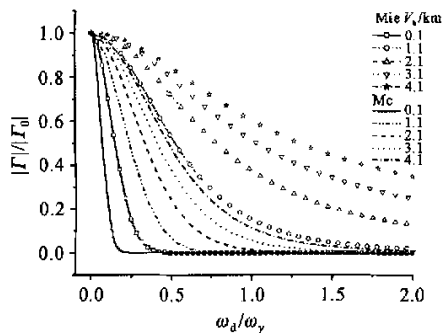


图1 双频互相关函数的幅度与相干带宽的关系

Fig. 1 Relations of Γ amplitude with coherent bandwidth

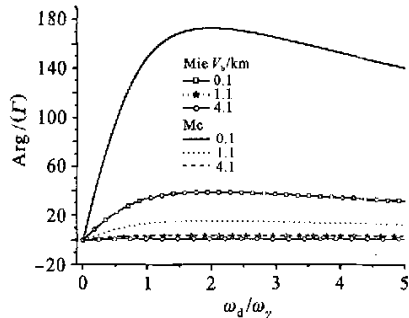


图2 双频互相关函数的相位与相干带宽的关系

Fig. 2 Relations of Γ phase with coherent bandwidth

对双频互相关函数进行傅里叶变换,可得到脉冲激光在沙尘暴大气中传输时的脉冲时域展宽和时间延迟特性。在不同能见度情况下,当输入脉宽为1 ns,传输距离为5 km时,其输出脉冲的形状变化和延时的计算结果如图3,4所示。

图3为沙尘暴大气能见度较大(2.6~4.6 km)时的计算结果,图4是能见度为0.6~2.1 km时的

万方数据

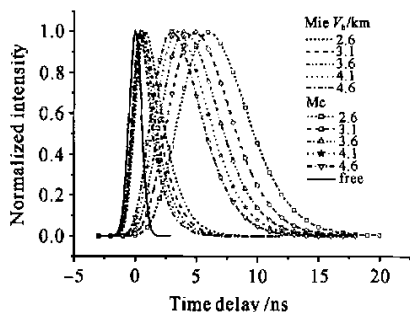


图3 $V_b \geq 2.6$ km时脉冲展宽和延时与能见度的关系

Fig. 3 Relations of the pulse width extension and time delay with visibility at $V_b \geq 2.6$ km

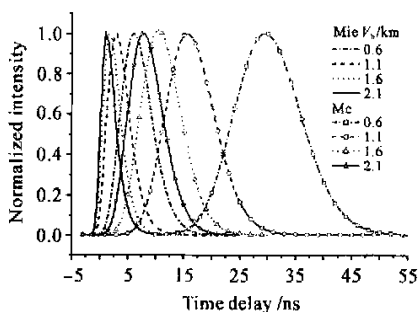


图4 $V_b < 2.1$ km时脉冲展宽和延时与能见度的关系

Fig. 4 Relations of the pulse width extension and time delay with visibility at $V_b < 2.1$ km

计算结果。图3中的实线是不考虑沙尘暴时1 ns脉冲的形状,左边一组(Mie)为根据单次散射计算的结果,右边的一组(Mc)为考虑多重散射时的结果。结果表明,考虑多重散射时的结果有较宽的脉宽和较大的延时。从图4的结果可看出,随着能见度的减小,脉冲展宽和延时有较大的增加,尤其对于能见度小于1 km时,延时增加较快,且多重散射对脉冲展宽和延时的影响都非常大。即能见度较小时,沙尘暴对脉冲的影响及多重散射对脉冲的影响都非常显著。

6 结论

脉冲激光在沙尘暴中传输时,不但会引起脉冲能量的衰减,而且会使脉冲的频域和时域特性发生变化。在能见度较大时,脉冲展宽已较显著;能见度较小时,脉冲展宽和延时均较大,更重要的是多重散射效应的影响尤为显著。因此,对于开发和研究沙漠地区可用的各种激光系统,为了提高系统的精度和可用性,在能见度较低时必须要考虑多重散射对

系统脉冲传输特性的影响。当然,反过来,也可通过脉冲特性的变化来反演沙尘暴大气的一些参数。

参 考 文 献

- 1 Wu Zhensen, You Jinguang, Yang Ruike. The study on laser attenuation character in sand and dust storms [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, 31(9):1075~1080
吴振森, 由金光, 杨瑞科. 激光在沙尘暴中的衰减特性研究[J]. *中国激光*, 2004, 31(9):1075~1080
- 2 S. T. Hong, A. Ishimaru. Two-frequency mutual coherence function, coherence bandwidth, and coherence time of millimeter and optical waves in rain, fog, and turbulence [J]. *Radio Science*, 1976, 11(6):551~559
- 3 Yang Ruike, Wu Zhensen, Yang Zhiyong. The numerical analyses of two-frequency mutual coherence function for infrared laser propagation in clouds [J]. *Int. J. Infr. Millim. Waves*, 2004, 25(8):1153~1162
- 4 Ye Yunxia, Fan Dianyuan. Theoretical analysis and numerical calculation of transmitted light intensity of light scattering from nano-particle random scatterers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(5):951~956
叶云霞, 范奠元. 光通过纳米颗粒随机散射体透射光强的计算及分析[J]. *光学学报*, 2007, 27(5):951~956
- 5 Han Yiping, Du Yungang. Electromagnetic scattering for a non-spherical aerosols with arbitrary shaped beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(4):630~633
韩一平, 杜云刚. 非球形大气粒子对任意波束的电磁散射特性[J]. *光学学报*, 2006, 26(4):630~633
- 6 Dong Qingsheng. Physical characteristics of the sand and dust in different desert of China [J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 1997, 12(1):15~21
董庆生. 我国典型沙区中沙尘的物理特性[J]. *电波科学学报*, 1997, 12(1):15~21
- 7 Zhou Wang, Zhou Dongfang, Hou Deting et al.. Calculation and simulation of sand and dust attenuation in microwave propagation [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(8):1259~1262
周 旺, 周东方, 侯德亭 等. 微波传输中沙尘衰减的计算与仿真[J]. *强激光与粒子束*, 2005, 17(8):1259~1262
- 8 E. J. McCartney. Optics of the Atmosphere; Scattering by Molecules and Particles [M]. Pan Naixian, Mao Jietai, Wang Yongsheng, trans.. Beijing: Science Press, 1988. 228~237
E. J. McCartney. 大气光学: 分子和粒子散射[M]. 潘乃先, 毛节泰, 王永生 译. 北京: 科学出版社, 1988. 228~237
- 9 Yin Wenyan, Xiao Jingming. The effects of sand and dust storms on microwave links [J]. *Journal of China Institute of Commnincations*, 1991, 12(5):91~96
尹文言, 肖景明. 沙尘暴对微波通信线路的影响[J]. *通信学报*, 1991, 12(5):91~96
- 10 Wu Zhensen, Yan Yi, Chen Lihong. Monte Carlo simulation for millimeter wave propagation and scattering in rain medium [J]. *Int. J. Infr. Millim. Waves*, 1992, 13(7):981~994
- 11 Huang Peiqiang, Sheng Xia. A number of scattering characteristics of atmospheric aerosol particles in troposphere and stratosphere [J]. *Scientia Meteorologica Sinica*, 1996, 16(3):233~239
黄培强, 盛 夏. 对流层与平流层大气气溶胶粒子的若干散射特性[J]. *气象学报*, 1996, 16(3):233~239