

激光在不同类型气溶胶中传输特性研究*

王红霞[†] 竹有章 田涛 李爱君

(第二炮兵工程大学理学院, 西安 710025)

(2011年8月22日收到; 2012年8月27日收到修改稿)

激光在大气中的传输衰减特性是激光工程应用中需要考虑的一个重要问题. 本文针对常用的 $1.06\ \mu\text{m}$ 和 $10.6\ \mu\text{m}$ 激光, 基于 Mie 散射理论计算了气溶胶粒子的单次散射参量; 对于激光在气溶胶中多次散射传输衰减, 建立了蒙特卡罗模拟计算模型, 利用 Matlab 语言编制了相应的计算程序, 计算分析了两种波长的激光分别在沙尘性、水溶性、海洋性和煤烟性四种不同类型气溶胶中透过率与传播距离、能见度的关系, 并将蒙特卡罗方法和单次散射的计算结果进行了比较. 结果表明, 当能见度较低、气溶胶粒子反照率较高时, 单次散射计算存在很大的误差, 用蒙特卡罗方法更能揭示多重散射现象; 煤烟性气溶胶对 $1.06\ \mu\text{m}$ 激光的传输衰减影响最大, 沙尘性气溶胶对 $10.6\ \mu\text{m}$ 激光的传输衰减影响最大.

关键词: 激光传输, 气溶胶, 蒙特卡罗方法, 多次散射

PACS: 42.68.Ay, 42.68.Jg, 92.60.Mt, 87.55.K-

DOI: 10.7498/aps.62.024214

1 引言

随着激光雷达、激光通信以及激光制导武器的发展, 激光技术在国家安全防御方面发挥着越来越重要的作用, 激光在大气中的传输特性是军用和民用激光工程系统在大气中运行时必须研究的重要问题之一. 气溶胶是地球大气的重要组成部分, 是指悬浮在大气中的直径在 $0.001\text{--}100\ \mu\text{m}$ 的液体或固体微粒体系, 它们大都是尘埃、烟粒、微水滴、盐粒以及有机微生物等, 其中大多数固态微粒不但直接使大气混浊, 而且也是水蒸气的凝结中心, 对于形成云、雾、雨、雪具有很大作用. 当激光在大气中长距离传输时, 会受到大气气溶胶粒子的散射和吸收, 使激光在传输过程中能量不断衰减, 影响激光系统的作用效能. 因此, 研究激光在大气中的传输特性具有非常重要的意义. 当前虽有不少文献资料对激光的大气传输特性进行了分析和计算, 但不同文献资料的研究角度和着重点各不相同, 比较分散, 实际应用较困难. 光波在大气中的传输衰减, 人们习惯用 Lambert-Beer 定律, 该方法虽然简

单, 但局限于光的单次散射条件, 有时计算结果存在较大误差. 吴振森等通过研究激光在沙尘暴中的衰减特性指出^[1]: 在沙尘天气能见度较大时, 多重散射的效果可以不用考虑, 传输衰减可简单地视作单次散射情况来计算; 对于较低能见度的沙尘天气, 粒子数密度很大, 多重散射将会对结果产生较大的影响, 不可忽略.

对于存在多重散射的辐射传输问题, 人们已提出了多种研究方法, 如逐次迭代方法以及建立在输运方程的离散坐标法、球谐函数法、倍加-累加法、四通量法和蒙特卡罗统计法 (MC). 蒙特卡罗法^[2-10]是以概率模型为基础, 用随机数和概率统计研究光在随机分布介质中的传输问题. 相对而言, 蒙特卡罗方法更能揭示光子的多重散射现象, 特别是在介质粒子浓度比较大时, 多重散射的影响更加突出, 使用蒙特卡罗方法, 只要光子数取的足够多, 就能很准确地模拟光的多重散射问题. 随着计算机的发展, 蒙特卡罗方法广泛应用于光波在生物组织、水下和云雾中的传输特性研究^[11-17].

利用蒙特卡罗方法对光的传输进行模拟主要有直接模拟法、权重法和统计估计法, 后两种方法

* 国家自然科学基金 (批准号: 60908044) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: redlightw@163.com

是在第一种方法的基础上发展起来的. 直接模拟法的模拟过程和思想比较简单, 但介质层较厚时计算结果起伏较大, 精度不高 [5]. 权重法和统计估计法通过对散射过程加权重的办法减小了模拟计算的方差, 尤其是统计估计法较多地利用了光子的历史信息, 能获得更好的结果. 由于 1.06 μm 和 10.6 μm 是激光工程中常用的两种波长, 其应用涉及在不同大气环境中的传输衰减特性, 为了给激光大气传输工程计算提供依据, 本文针对这两种波长的平面波激光, 基于蒙特卡罗加权统计估计方法, 建立了其在大气气溶胶中传输衰减的计算模型, 分别就沙尘性、水溶性、海洋性和煤烟性四种不同类型的气溶胶粒子对激光的传输衰减进行了数值计算, 比较了不同气溶胶对激光传输的影响, 指出了单次散射计算的适用条件.

2 气溶胶类型及尺度分布

大气气溶胶的种类繁多, 形态各异, 其尺度分布也相当复杂, 并且随地域变化很大. 根据实验观测的数据, 人们建立了一些经验公式描述其尺度分布. 其中, 对数正态分布函数目前使用较普遍, 且适用性较大. 用该函数表示的粒子尺度分布的概率密

度函数为 [18]

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

$n(r)$ 表示单位体积内半径值在 r 处单位半径间隔内的相对粒子数, 在 $r=0$ 和 $r=\infty$ 处为零. 其中 r_m 是粒子的几何平均半径, σ 是标准差, 不同类型的气溶胶粒子, 这两个参数取值不同.

气溶胶常含有多种化学成分, 不同地区气溶胶粒子的性质有很大不同. 1983 年国际气象与大气物理学会 (IAMAP) 提出无云大气的气溶胶-标准辐射大气模型, 把大气气溶胶按性质不同分为 6 种, 分别是沙尘性粒子、可溶性粒子、海洋性粒子、煤烟、火山灰和 75% 硫酸水溶液滴. 表 1 给出了常见的四种气溶胶的参数选取情况 [18]. 计算气溶胶的散射消光参量时, 还涉及到复折射率参数, 表 2 是四种气溶胶对于 1.06 μm, 10.6 μm 波长的复折射率 [19].

表 1 不同类型气溶胶尺度分布模型中的参数

	煤烟	沙尘性	海洋性	水溶性
$r_m/\mu\text{m}$	0.0118	0.50	0.30	0.05
σ	2.00	2.99	2.51	2.99

表 2 不同类型气溶胶的复折射率

	煤烟	沙尘性	海洋性	水溶性
1.06 μm	1.75+0.44i	1.520+0.008i	1.367+6.01×10 ⁻⁵ i	1.520+0.017i
10.6 μm	2.220+0.730i	1.620+0.120i	1.271+0.0522i	1.760+0.070i

3 单次散射衰减

激光在气溶胶中的传输衰减不仅与气溶胶的种类有关, 还与气溶胶的粒径分布及粒子数密度有关. 当随机分布的气溶胶粒子比较稀少时, 可认为激光在传播过程中只有单次散射. 对于具有一定尺度分布的球形气溶胶粒子, 总的衰减、散射和吸收系数为

$$\mu_i = N \int_0^\infty \sigma_i(r)n(r)dr, \quad (i = t, s, a), \quad (2)$$

上式中, N 为气溶胶粒子数密度, $n(r)$ 是气溶胶粒子尺度分布概率密度函数, σ_t , σ_s 和 σ_a 分别为单个粒子的消光、散射和吸收截面, 其值可根据 Mie 散

射理论计算.

离散分布粒子不对称因子用平均不对称因子表示, 即

$$\langle g \rangle = \frac{\int_0^\infty n(r)\sigma_t(r)g(r)dr}{\int_0^\infty n(r)\sigma_t(r)dr}. \quad (3)$$

气溶胶粒子数密度 N 是一个较难测量的物理量, 一般根据能见度 V 来确定. 对于人眼最敏感的绿光 (0.55 μm), 能见度与衰减系数的关系为 [20]

$$V = \frac{3.912}{\mu_{t0.55}} (\text{km}). \quad (4)$$

因此, 根据 (2) 式和 (4) 式可得气溶胶粒子数密度为

$$N = \frac{3.912}{V \int_0^\infty \sigma_{t0.55}(r)n(r)dr}. \quad (5)$$

当强度为 I_0 的激光通过距离为 l 的均匀介质后, 计算激光在介质中传输衰减的基本方法是 Lamber-Beer 定律, 根据此定律, 其透射强度可表示为

$$I = I_0 \exp(-\mu_l l). \quad (6)$$

根据以上各式, 即可计算多尺度分布情况下的单次散射传输衰减.

表 3 是在可见度 $V = 1 \text{ km}$ 的情况下, 根据以上各式计算得到的四种不同类型气溶胶的消光参数, ω 表示反照率. 计算中用到的折射率见表 2, 气溶胶尺度分布概率密度函数如 (1) 式所示.

表 3 可见度 $V = 1 \text{ km}$ 时不同类型气溶胶的消光参数

	1.06 μm				10.6 μm			
	μ_t/km	μ_a/km	ω	$\langle g \rangle$	μ_t/km	μ_a/km	ω	$\langle g \rangle$
煤烟	1.6615	1.5194	0.0855	0.0689	0.1461	0.1460	0.00068	0.00061
水溶性	3.0307	0.2358	0.9222	0.6952	0.0447	0.0397	0.1119	0.0227
沙尘性	4.1489	0.8644	0.7917	0.7990	3.6623	1.2965	0.6460	0.6872
海洋性	4.0883	0.0056	0.9986	0.7769	0.6612	0.2975	0.5501	0.6206

4 多次散射衰减

4.1 蒙特卡罗计算模型

蒙特卡罗方法应用于研究光在随机介质中的传输问题时, 是把光看成由很多光子组成的光子束, 光子与随机分布介质中的粒子的相互作用为弹性散射, 光的传输问题就转化为光子的传输问题, 通过对大量光子的“行为”进行跟踪得到问题的近似解. 大气中气溶胶粒子的分布都是随机的, 所以光子的行走和散射也是完全随机的, 光子在介质当中两次碰撞之间所走的距离是与介质的衰减系数有关的一个随机变量. 通过计算机产生随机数来确定. 光子发生散射之后, 运动方向会发生改变, 新的方向与散射相位函数有关, 也由计算机产生随机数来确定. 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, 这个过程会一直被重复进行, 直到光子权重小于阈值、或光子离开介质、或到达接受界面为止. 对大量光子的“行为”跟踪后, 统计最终到达接收界面的光子个数以及位置等参量, 就可以得到相应的结果.

设激光沿 z 方向垂直射入厚度为 H 的介质中, 蒙特卡罗方法使每一个光子在与介质碰撞前都有一个很小的运动步长, 其步长由平均自由程的累计概率分布决定. 因光子在行进距离 L 后生存概率为 $\exp(-\mu_l L)$, 对概率密度函数进行抽样, 得光子在相邻两次碰撞间随机运动步长的抽样值为

$$L = -\frac{1}{\mu_l} \ln \xi, \quad (7)$$

其中 ξ 是 $(0, 1)$ 之间的任意随机数, μ_l 为衰减系数, 其值根据 (2) 式计算. 光子行进步长 L 后, 由 (x, y, z) 点到达下一碰撞点 (x', y', z') , 则有以下关系:

$$\begin{aligned} x' &= x + \mu_x L, \\ y' &= y + \mu_y L, \\ z' &= z + \mu_z L, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 μ_x, μ_y 和 μ_z 是光子在两点之间直线运动的方向余弦值.

光子在某点与粒子碰撞后, 其空间散射角的分布由 Henyey-Greenstein 相函数确定, 对该函数抽样, 可得散射角 θ 的抽样值为^[21]

$$\theta = \cos^{-1} \left\{ \frac{1}{2g} \left[(1+g)^2 - \left(\frac{1-g^2}{1-g+2g\xi} \right)^2 \right] \right\}, \quad (9)$$

式中 g 为不对称因子, 其值根据 (3) 式计算.

散射方位角 φ 可认为在 $(0, 2\pi)$ 内均匀分布, 抽样值为

$$\varphi = 2\pi\xi. \quad (10)$$

根据光子散射方向的抽样值, 通过坐标变换可得光子碰撞后在全局坐标系中新的方向余弦为^[2]

$$\begin{aligned} \mu'_x &= \frac{\sin \theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos \varphi - \mu_y \sin \varphi) + \mu_x \cos \theta, \\ \mu'_y &= \frac{\sin \theta}{\sqrt{1-\mu_z^2}} (\mu_x \mu_z \cos \varphi + \mu_x \sin \varphi) + \mu_y \cos \theta, \\ \mu'_z &= -\sin \theta \cos \varphi \sqrt{1-\mu_z^2} + \mu_x \cos \theta. \end{aligned} \quad (11)$$

加权统计估计法认为,光子在每个碰撞点都有可能以一定的概率透射出去. 以被跟踪的第 n 个光子为例, 在第 i 个碰撞点直接透射出去的概率为 P_n^i , 则 [22]

$$P_n^i = \begin{cases} w_i \exp\left(-\mu_t \frac{H-x_i}{\mu_{zi}}\right), & \mu_{zi} > 0, \\ 0 & \mu_{zi} \leq 0, \end{cases} \quad (12)$$

式中 w_i 为光子在第 i 个碰撞点的权重, 该权重与光子在行进距离 L_i 后的生存概率有关, 其值为

$$w_i = w_{i-1} \exp(-\mu_a L_i). \quad (13)$$

初始权重 $w_0 = 1$, μ_a 为吸收系数, 其值根据 (2) 式计算. 当光子权重 w 小于某一阈值 (本文取 10^{-8}) 时, 认为光子消亡而不再跟踪, 或者光子运动到介质以外. 光子终止后, 重新进行下一个光子的模拟, 直到完成所有光子的模拟计算.

将光子在各个碰撞点直接透射出去的概率相加, 即为该光子对透过率的贡献

$$P_n = \sum_{i=0}^{M-1} P_n^i, \quad (14)$$

式中 M 为被跟踪的第 n 个光子在介质中的碰撞次数. 如果一共跟踪了 N 个光子, 则透过率的估计值为这 N 个光子贡献的叠加 [22]

$$T = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P_n = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sum_{i=0}^{M-1} P_n^i. \quad (15)$$

4.2 计算结果及分析

基于以上蒙特卡罗计算模型, 利用 Matlab 语言编程, 实现了激光在气溶胶中传输的透过率计算. 为验证程序的正确性, 在相同条件下, 首先将本文计算结果和文献 [11] 的蒙特卡罗方法计算结果进行了比较. 在文献 [11] 中, 大气粒子尺度分布采用修正 Gamma 模型: $N(r) = a \cdot r^\alpha \exp(-b \cdot r^\gamma)$, 入射波长为 $0.6328 \mu\text{m}$, 粒子折射率取为 1.59, 传播距离 $H = 4/\mu_t$, μ_t 根据粒子尺度分布和 Mie 散射理论求得. 在光学厚度相同 ($\tau = 4$)、粒径分布不同情况下, 用 10^6 个光子计算透过率, 本文计算结果和文献 [11] 的计算结果基本一致, 如表 4 所示.

4.2.1 透过率随传播距离的变化

图 1 和图 2 是在可见度 $V = 1 \text{ km}$ 的情况下, $1.06 \mu\text{m}$ 和 $10.6 \mu\text{m}$ 激光分别在海洋性、沙尘性、水溶性和煤烟性气溶胶中传输时, 透过率随传播距

离变化的单次散射和蒙特卡罗方法多次散射计算结果. 计算中用到的消光参数见表 3.

表 4 不同粒子尺度分布时透过率计算结果比较

Gamma 分布 a, b, α, γ	$\langle g \rangle$	μ_t/km	文献	本文
1,0,0,0 $0.0001 < r < 0.001$	1.6×10^{-5}	1.369×10^{-21}	0.3113	0.3109
1,1,0,1 $0.0001 < r < 0.001$	1.6×10^{-5}	1.366×10^{-21}	0.3112	0.3109
1,0,0,0 $1.0 < r < 2.0$	0.7154	1.709×10^{-2}	0.6501	0.6496
1,1,0,1 $1.0 < r < 2.0$	0.7115	3.558×10^{-3}	0.6454	0.6450

由图中可以看出, 透过率随传播距离的增加呈下降的趋势. 对于煤烟性气溶胶, 无论是 $1.06 \mu\text{m}$ 激光或 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 两种方法的计算结果差异不大, 尤其在传播距离较短的情况下, 两种方法计算结果基本一致. 对于 $1.06 \mu\text{m}$ 激光, 另外三种气溶胶的两种方法计算结果差异较大, 相对误差随传播距离的增大而增大, 如图 3(a) 所示, 这时单次散射计算完全不适用. 对于 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 两种方法计算透过率差异较 $1.06 \mu\text{m}$ 激光变小, 尤其是水溶性和煤烟性气溶胶, 两种方法计算结果基本一致, 相对误差很小, 这时可以近似利用单次散射计算透过率; 而对于沙尘性和海洋性气溶胶, 单次散射计算仍不适用.

分析以上两种计算方法产生差异的原因, 主要是由于多次散射现象的存在导致单次散射计算存在较大误差. 对于煤烟性气溶胶粒子, 由表 3 可以看出其吸收能力很强, 散射能力弱, 对应两种波长的反照率都很低, 多次散射现象不明显, 因此单次散射计算和蒙特卡罗方法计算基本一致. 而其他三种类型的气溶胶, 对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的反照率都很高, 散射能力强, 多次散射现象突出, 单次散射计算存在较大误差; 尤其是随着传播距离的增大, 多次散射现象更显著, 单次散射计算误差更大. 对 $10.6 \mu\text{m}$ 的激光, 除了煤烟性气溶胶以外, 水溶性气溶胶粒子的反照率也较小. 相对而言, 沙尘性和海洋性气溶胶的反照率较大, $10.6 \mu\text{m}$ 激光在这两种气溶胶中传播, 仍存在较明显的多重散射现象, 尤其是沙尘性气溶胶, 其衰减系数最大, 反照率最大, 单次散射计算误差最大, 如图 3(b) 所示.

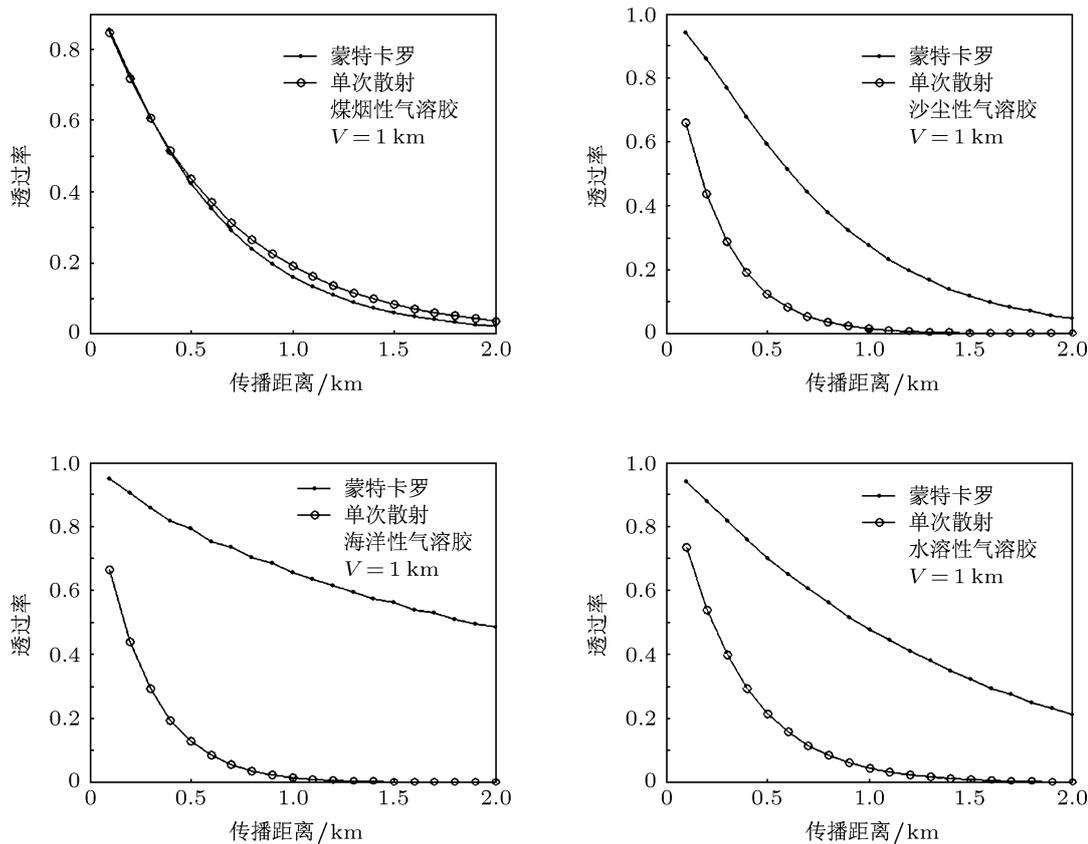


图1 1.06 μm 激光透过率与传播距离的关系 (可见度 V = 1 km)

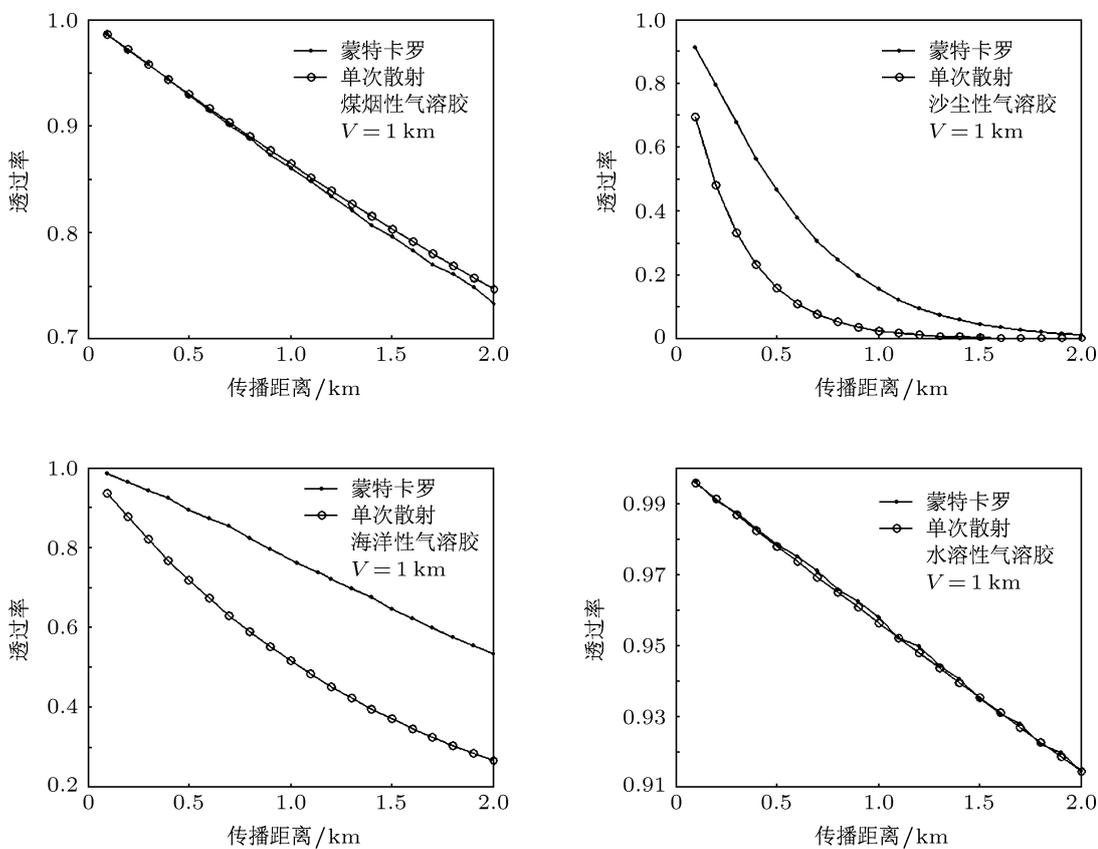


图2 10.6 μm 激光透过率与传播距离的关系 (可见度 V = 1 km)

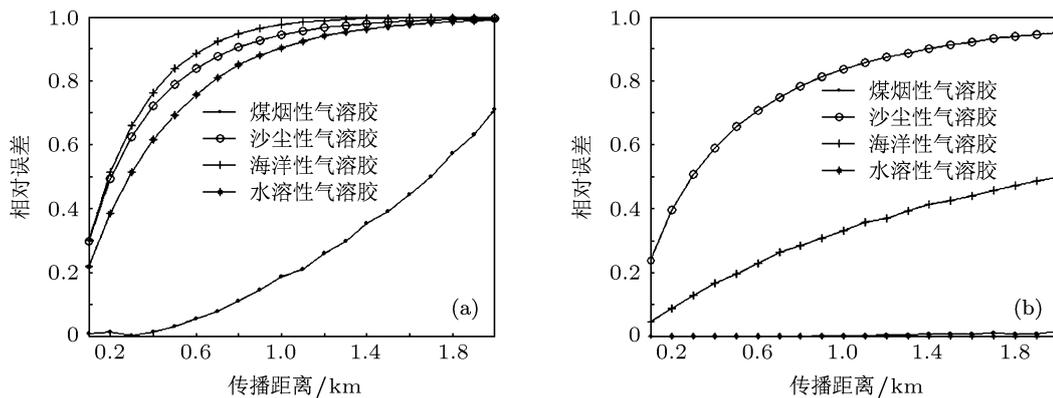


图3 相对误差与传播距离的关系 (a) $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$

图4是激光分别在四种不同类型的气溶胶中传输透过率蒙特卡罗方法计算结果比较(能见度 $V = 1 \text{ km}$)。对于 $1.06 \mu\text{m}$ 激光, 由图4(a)可以看出, 煤烟性气溶胶衰减能力最强, 其次是沙尘性和水溶性气溶胶, 海洋性气溶胶对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减最弱。由表3可知, 虽然煤烟性气溶胶对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减系数在四种气溶胶中属最小, 但吸收系数大, 反照率最低, 对入射激光仍有较强的衰减能力; 沙尘性气溶胶虽然对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减系数最大 (4.1489 km^{-1}), 但反照率为 0.7917 , 有较强的散射能力, 故其衰减能力并不是最强; 海洋性气溶胶

对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减系数是 4.0883 km^{-1} , 略小于沙尘性气溶胶的衰减系数, 但具有 0.9986 很高的反照率, 散射能力最强, 对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减能力最弱。因此, 激光在气溶胶中的衰减, 不仅与衰减系数有关, 还与反照率密切相关, 这与(6)式单次散射计算所体现的思想有所不同。对于 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 由图4(b)可以看出, 沙尘性气溶胶对应的透过率明显最小, 衰减能力明显较另三种气溶胶强, 主要是沙尘性气溶胶的衰减系数 ($\mu_t = 3.6623 \text{ km}^{-1}$) 远大于另三种气溶胶的衰减系数。水溶性气溶胶的透过率最大, 衰减能力最弱。

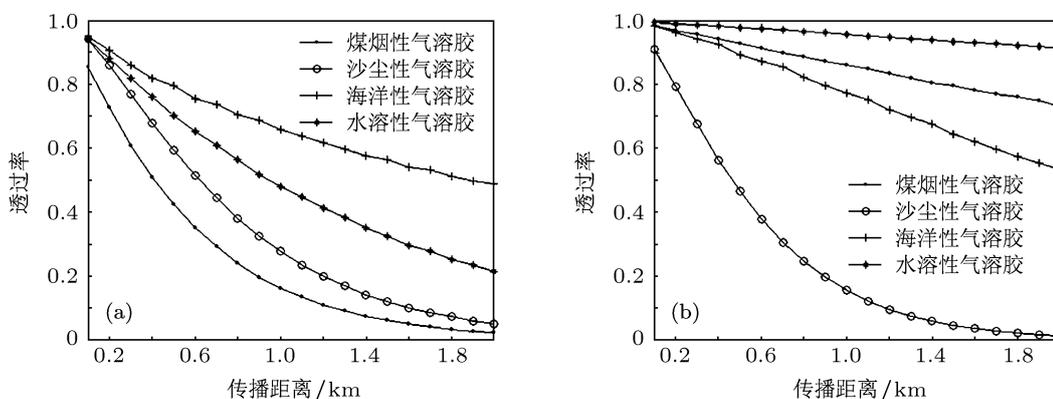


图4 能见度一定时不同类型气溶胶透过率比较 (a) $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$

4.2.2 透过率随可见度的变化

图5和图6是在传播距离 $h = 5 \text{ km}$ 的情况下, $1.06 \mu\text{m}$ 和 $10.6 \mu\text{m}$ 激光分别在四种不同类型气溶胶中传输时, 透过率随可见度变化的单次散射计算和蒙特卡罗方法多次散射计算结果。由图中可以看出, 透过率随可见度的增高呈上升趋势。对于 $1.06 \mu\text{m}$ 激光, 海洋性、沙尘性和水溶性气溶胶的两种方法计算结果差异仍然明显大于煤烟性

气溶胶的差异, 单次散射计算的相对误差随可见度的增高而减小, 如图7(a)所示。对于 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 水溶性和煤烟性气溶胶的两种方法计算结果完全一致, 而沙尘性气溶胶的两种方法计算结果仍存在较大误差, 如图7(b)所示。

图8是在传播距离相同的情况下, 激光分别在四种不同类型的气溶胶中传输透过率随可见度变化的蒙特卡罗方法计算结果比较。对于 $1.06 \mu\text{m}$ 激

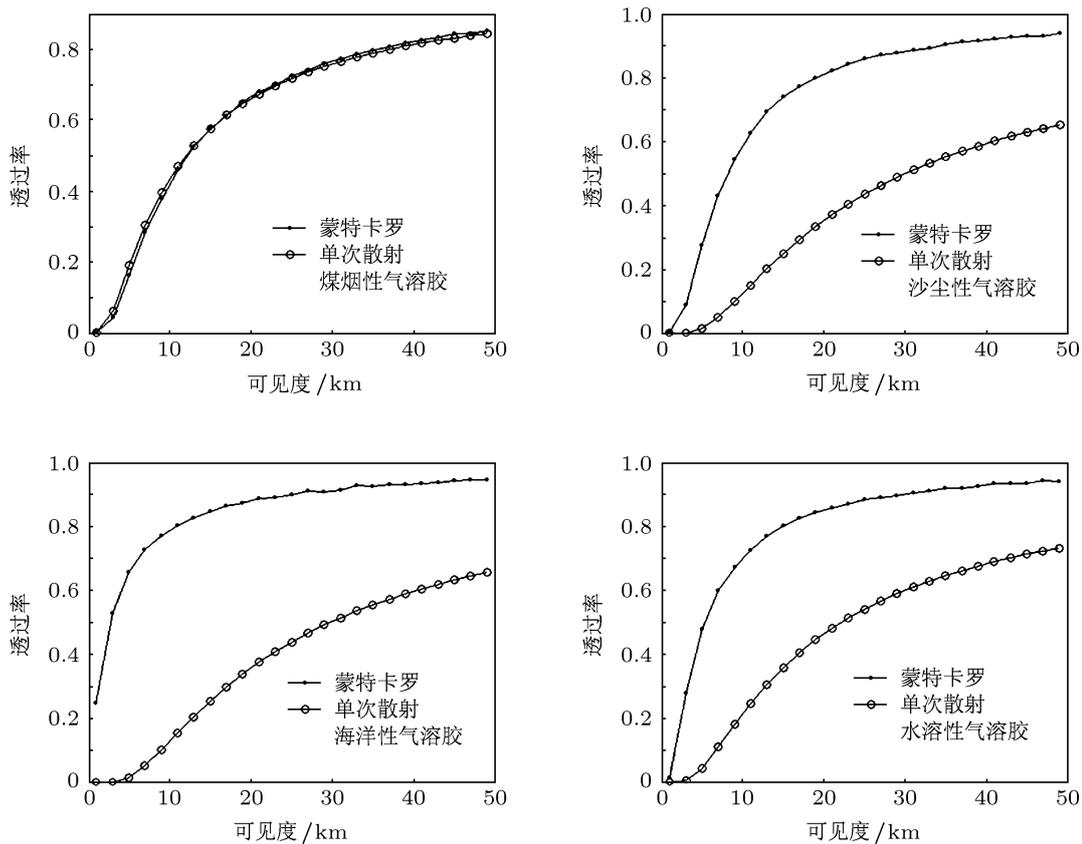


图5 $1.06 \mu\text{m}$ 激光透过率与可见度的关系 (传播距离 $h = 5 \text{ km}$)

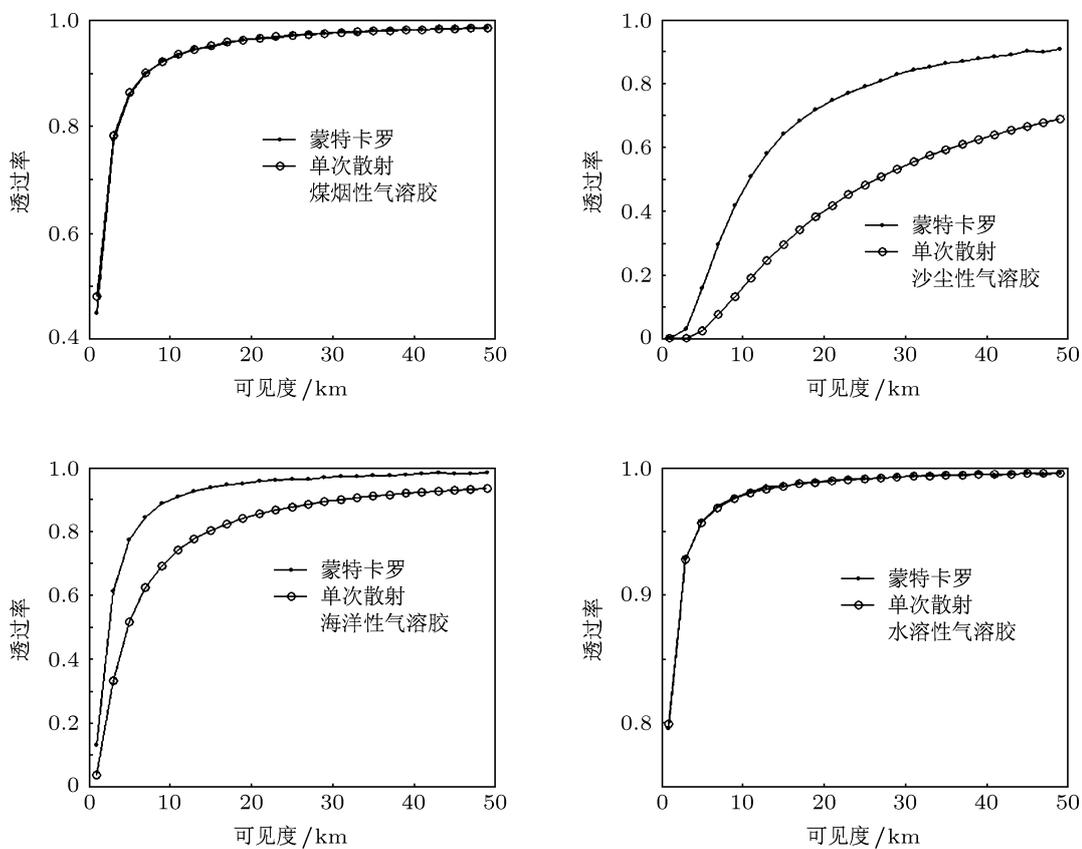
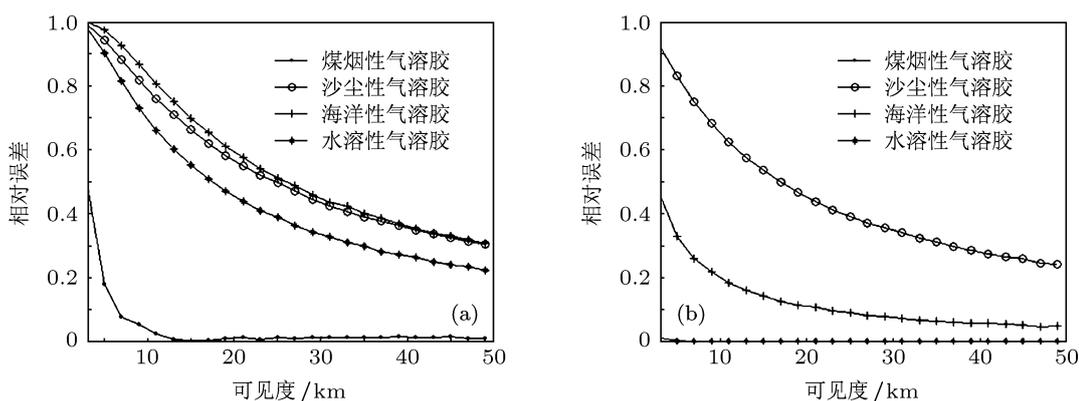
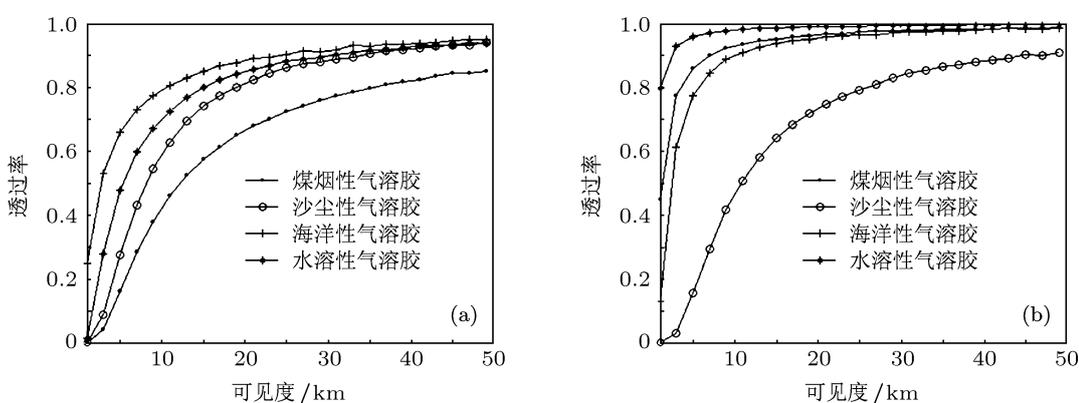


图6 $10.6 \mu\text{m}$ 激光透过率与可见度的关系 (传播距离 $h = 5 \text{ km}$)

图7 相对误差与可见度的关系 (a) $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 图8 传播距离一定时不同类型气溶胶透过率比较 (a) $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$; (b) $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$

光, 按衰减能力强弱排序的气溶胶依次是煤烟性、沙尘性、水溶性、海洋性气溶胶; 而对于 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 按衰减能力强弱排序的气溶胶依次是沙尘性、海洋性、煤烟性、水溶性气溶胶. 这个结论和在 4.2.1 节中的计算结果一致.

5 结论

激光在大气中传输时会受到大气气溶胶的吸收和散射作用, 导致激光能量减弱, 透过率与传播距离、可见度、气溶胶种类、激光波长有关. 本文针对常用的 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 利用蒙特卡罗方法分析计算了其在海洋性、沙尘性、水溶性和煤烟性四种不同类型的气溶胶中传输衰减特性, 并和单次散射计算结果进行了比较. 结果表明, 对于散射反照率较高的气溶胶粒子, 单次散射计算结果存在很大的误差, 这时 Lamber-Beer 定律不适用.

只有在粒子散射反照率低、大气可见度高、传播距离短的情况下, 多次散射现象不明显, 单次散射计算才适用; 否则, 应考虑多次散射的影响. 相对而言, 蒙特卡罗方法虽然计算过程复杂、费时, 但能体现多次散射, 得到的预测结果更合理.

根据蒙特卡罗方法的计算结果表明, 对于 $1.06 \mu\text{m}$ 激光, 煤烟性气溶胶的衰减能力最强, 其次是沙尘性和水溶性气溶胶, 海洋性气溶胶对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的衰减最弱. 对于 $10.6 \mu\text{m}$ 激光, 沙尘性气溶胶的衰减明显较海洋性、煤烟性和水溶性三种气溶胶的衰减强, 水溶性气溶胶相应的透过率最大, 衰减能力最弱. 在传播距离、可见度相同的情况下, 激光在气溶胶中传输衰减不仅与气溶胶衰减系数有关, 还与气溶胶粒子散射反照率密切相关. 反照率越高, 多次散射现象显著, 有助于提高激光在气溶胶中的穿透性能.

- [1] Wu Z S, You J G, Yang R K 2004 *Chinese Journal of Lasers* **31** 1075 (in Chinese) [吴振森, 由金光, 杨瑞科 2004 中国激光 **31** 1075]
- [2] Prah1 S A, Keijzer M, Jacques S L 1989 *SPIE Proceedings IS* **5** 102
- [3] Seyoung M, Dongyun K, Eunji S 2008 *Appl. Opt.* **47** 336
- [4] Jonsson J C, Smith G B, Niklasson G A 2004 *Opt. Com.* **240** 9
- [5] Wu Z S, Wane Y P 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 698 (in Chinese) [吴振森, 王一平 1988 物理学报 **37** 698]
- [6] Huane C T, Liu Y F, Wu Z S, Sun Y Q, Lone S M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2397 (in Chinese) [黄朝军, 刘亚锋, 吴振森, 孙彦清, 龙妹明 2009 物理学报 **58** 2397]
- [7] Lei C X, Wu Z S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5692 (in Chinese) [类成新, 吴振森 2010 物理学报 **59** 5692]
- [8] Deng Y, Igor M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1396 (in Chinese) [邓勇, Igor Meglinski 2010 物理学报 **59** 1396]
- [9] Bai L, Tang S Q, Wu Z S, Xie P H, Wang S M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1749 (in Chinese) [白璐, 汤双庆, 吴振森, 谢品华, 汪世美 2010 物理学报 **59** 1749]
- [10] Sun X M, Shen J, Wei P Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6222 (in Chinese) [孙贤明, 申晋, 魏佩瑜 2009 物理学报 **58** 6222]
- [11] Ramella-Roman J C, Prah1 S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 10392
- [12] Ramella-Roman J C, Prah1 S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 4420
- [13] Selden A C 2006 *Appl. Opt.* **45** 3144
- [14] Bates D E, Porter J N 2008 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **109** 1802
- [15] Bender J E, Vishwanath K, Moore L K 2009 *IEEE Trans. Biomed. Engng.* **56** 960
- [16] Bai L, Wu Z S, Tang S Q, Li M, Xie P H, Wang S M 2011 *Optical Engineering* **50** 016002
- [17] Berrocal E, Sedarsky D L, Paciaroni M E, Meglinski I V, Linne M A 2007 *Opt. Express* **15** 10649
- [18] Yin H 1993 *Fundamentals of Atmospheric Radiation* (Beilinc: Meteorological Press) p73 (in Chinese) [尹宏 1993 大气辐射学基础 (北京: 气象出版社) 第 73 页]
- [19] Shi G Y 2007 *Atmospheric Radiation Science* (Beilinc: Science Press) p367 (in Chinese) [石广玉 2007 大气辐射学 (北京: 科学出版社) 第 367 页]
- [20] Sizun H, de Fornel F 2004 *Opt. Eng.* **43** 319
- [21] Binzoni T, Leung T S, Gandjbakhche A H 2006 *Phys. Med. Biol.* **51** 313
- [22] Ma W G 2009 *Computational Physics* (Beilinc: Science Press) p100 (in Chinese) [马文淦 2009 计算物理学 (北京: 科学出版社) 第 100 页]

Characteristics of laser transmission in different types of aerosols*

Wang Hong-Xia[†] Zhu You-Zhang Tian Tao Li Ai-Jun

(Faculty of Science, Second Artillery Engineering University, Xi'an 710025, China)

(Received 22 August 2011; revised manuscript received 27 August 2012)

Abstract

The characteristics of laser transmission in atmosphere are an important issue that must be considered for applications in laser engineering. For 1.06 μm and 10.6 μm laser, the single scattering parameters of aerosols are calculated based on the Mie scattering theory. For the transmission attenuation of the laser in aerosol, the Monte Carlo simulation model is established. For dust-like, water-soluble, oceanic and soot four types of aerosols, the relations of transmittance to visibility and propagation distance are computed and analyzed using the program written in MATLAB language respectively. The results show that single scattering calculation has a larger error when the visibility is low, and albedo is high. Using the Monte Carlo method to calculate the attenuation of the laser transmission in aerosol can reveal multiple scattering phenomenon. For the 1.06 μm laser, the attenuation capacity of soot aerosol is strongest, and for the 10.6 μm laser, the attenuation capacity of dust-like aerosol is strongest.

Keywords: laser transmission, aerosol, Monte Carlo method, multiple scattering

PACS: 42.68.Ay, 42.68.Jg, 92.60.Mt, 87.55.K-

DOI: 10.7498/aps.62.024214

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60908044).

[†] Corresponding author. E-mail: redlightw@163.com