

气溶胶粒子微观特性对后向散射回波的影响

陈鹏^{1*}, 赵继广², 宋一铄², 朱常明¹

¹航天工程大学研究生院, 北京 101416;

²航天工程大学电子与光学工程系, 北京 101416

摘要 提出了一种从微观角度分析气溶胶粒子微观特性对后向散射回波影响的方法。基于 Mie 散射理论,建立了蒙特卡罗仿真模型,对收发同轴激光雷达的气溶胶后向散射回波特性进行仿真分析,得到了气溶胶粒径、复折射率实部及虚部对后向散射回波的峰值强度、信号延迟、波形展宽的影响规律,分析了由气溶胶粒子微观特性引起的多种宏观特性的同时作用对后向散射回波产生的影响。结果表明:后向散射回波强度主要取决于散射系数和不对称因子,回波延迟和脉宽与散射系数相关;随着复折射率实部的增大,后向散射回波强度增加,回波延迟和脉宽先减小后增大,但影响较小;随着复折射率虚部的增大,后向散射回波强度先减小后增大,虚部对回波延迟和脉宽无明显影响。

关键词 散射; 后向散射; 激光近距探测; 气溶胶粒子; 粒子微观特性; Mie 散射

中图分类号 TN247

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0405001

Influence of Microscopic Characteristics of Aerosol Particles on Backscattering Echo

Chen Peng^{1*}, Zhao Jiguang², Song Yishuo², Zhu Changming¹

¹Graduate School, Space Engineering University, Beijing 101416, China;

²Department of Electronics and Optical Engineering, Space Engineering University, Beijing 101416, China

Abstract A method is proposed to analyze the influence of the aerosol particles on the backscattering echo from a microscopic point of view. Based on the Mie scattering theory, a Monte Carlo simulation model is established to simulate and analyze the aerosol backscattering echo by the transmitting and receiving coaxial lidar. The influence law of the aerosol particle size, real part and imaginary part of the complex refractive index on the peak intensity, signal delay and waveform broadening of backscattering echoes is obtained. The effect of the simultaneous action of multiple macroscopic properties caused by the microscopic properties on the backscattering echoes is analyzed as well. The results show that the backscattering signal intensity mainly depends on the scattering coefficient and the asymmetry factor. The echo delay and pulse width are related to the scattering coefficient. As the real part of the complex refractive index increases, the backscattering echo intensity increases, while the echo delay and pulse width decrease first and then increase, but the influence is relatively small. With the increase of the imaginary part of the complex refractive index, the backscattering echo intensity decreases first and then increases, but the imaginary part has no obvious influence on echo delay and pulse width.

Key words scattering; backscattering; laser proximity detection; aerosol particles; particle microscopic properties; Mie scattering

OCIS codes 290.1350; 290.1090; 010.1350; 290.5850

1 引 言

激光探测在军事和民用方面都得到了广泛的应

用,尤其是在高技术侦察和精确武器制导领域发挥着至关重要的作用。但在实际应用中,烟、雾、沙尘等气溶胶^[1]会导致激光能量衰减、信噪比降低,甚至

收稿日期: 2018-11-03; 修回日期: 2018-12-11; 录用日期: 2019-01-14

基金项目: 国家自然科学基金(61805284)

* E-mail: chenpeng_7777@163.com

会由后向散射干扰引发虚警^[2-3]。在激光近距探测中,影响最严重的是后向散射问题,特别是有针对性地释放烟幕等干扰时,会产生严重的后向散射回波,虚假信号使激光探测设备产生误判和虚警,这已成为限制激光近距探测发展和应用的瓶颈问题。

为有效区分目标信号和干扰信号,国内外学者均开展了对后向散射干扰信号特性的研究。Grabner 等^[4]研究了后向散射回波与云雾衰减系数的关系。王凤杰等^[5]研究了不同质量浓度和不同距离时的激光回波散射次数。寇添等^[6-7]研究了激光器距离选通对后向散射回波强度的影响,并研究了目标距离、速度等因素对后向散射回波延迟和波形展宽的影响。张京国等^[8-10]分别研究了激光引信收发间距、激光脉宽、引信和云雾边界距离对云雾回波波形、峰值功率、峰值点位置等时域特性的影响,并用实验验证了云雾后向散射回波的峰值功率和波形展宽。

上述关于气溶胶后向散射的研究大多是从气溶胶宏观特性(如衰减系数、能见度、散射与吸收系数等)的角度分析,或从激光器参数(如激光引信参数、激光发射脉冲参数等)的角度分析,但目前关于粒径、复折射率实部及虚部的粒子微观特性对后向散射的影响的研究鲜有报道。从宏观特性角度研究时,分析单一气溶胶宏观散射参数改变后对后向散射的影响,但实际散射参数不是单独改变的,而是多种参数同时变化并耦合作用在后向散射上。多种宏观散射参数同时变化本质上也是由粒子微观特性变

化引起的,因此研究气溶胶粒子微观特性对后向散射回波的影响是十分必要的。本文基于 Mie 散射理论和蒙特卡罗仿真,提出了一种从微观角度分析气溶胶粒子特性对后向散射回波影响的方法。所提方法完善了对气溶胶后向散射规律的研究,一方面从侧面印证了气溶胶宏观特性的相关结论,另一方面得出了在粒子微观特性影响下多种气溶胶宏观特性同时作用对后向散射回波的影响规律。此外,因为气溶胶宏观特性改变的根源是发生了微观特性的改变,所以相比之下本文从微观特性分析的思路更加直观。

2 气溶胶后向散射模型

本节建立了气溶胶后向散射模型,首先介绍了模型的结构,然后分别介绍 Mie 散射理论与蒙特卡罗仿真的流程。

2.1 后向散射模型结构

后向散射仿真模型如图 1 所示,详细步骤为:

- 1) 根据粒子参数(粒径 D 、复折射率 m 和激光波长 λ),计算出单粒子散射效率因子 Q_s 、吸收效率因子 Q_a 和不对称因子 g ;
- 2) 由上述参数和粒子数密度 N 计算出气溶胶宏观的散射系数 μ_s 和吸收系数 μ_a ;
- 3) 根据 μ_s 、 μ_a 及 g 进行蒙特卡罗仿真,求得气溶胶环境的冲激响应;
- 4) 利用高斯脉冲卷积冲激响应,计算得到激光脉冲的时域响应。

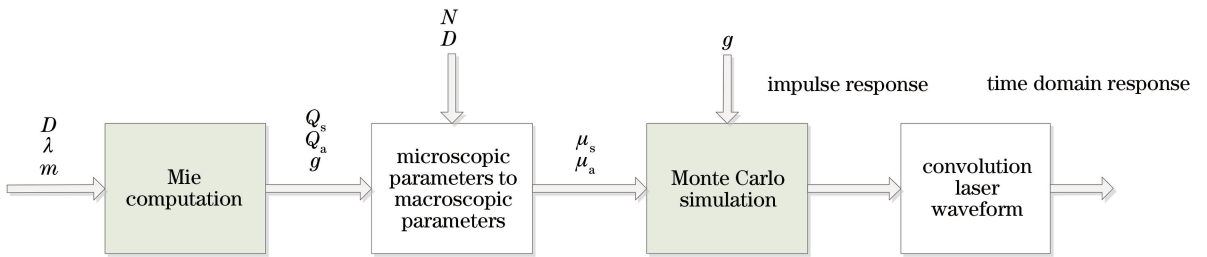


图 1 后向散射仿真模型

Fig. 1 Model of backscattering simulation

2.2 Mie 系数计算及微观宏观转换

Mie 散射理论又称为球形粒子光散射理论,该理论利用 Maxwell 方程推算出具有一定尺寸且材料均匀的球体的光散射精确解^[11]。基于 Mie 散射理论计算得到消光效率因子 Q_e 、 Q_s 、 Q_a 和 g ,具体计算公式参见文献^[11-12]。根据 Q_e 、 Q_s 和 Q_a 的定义,可得到对应的消光截面 σ_e 、散射截面 σ_s 和吸收截面 σ_a :

$$\sigma_i = Q_i \pi D^2 / 4, \quad (1)$$

式中: $i = e, s, a$ 。

根据 Mie 散射理论求得的结果是单个气溶胶粒子微观参数,在进行气溶胶特性分析时,需要得到气溶胶整体的宏观参数。在单一分散系下有

$$\mu_i = \sigma_i N, \quad (2)$$

式中: μ_e 为消光系数。

在非单一分散系下有^[13]

$$\mu_i(\lambda) = \int_{D_1}^{D_2} \sigma_i(\lambda, D)n(D)dD = \int_{D_1}^{D_2} \frac{\pi D^2}{4} Q_i(\lambda, D)n(D)dD, \quad (3)$$

式中: $n(D)$ 为粒子直径分布函数, 常用对数正态谱来表示, 它可以很好地描述粒子的尺度分布, 对不同环境的适用性较好, 其表达式为

$$n(D) = \frac{dN}{d(\ln D)} = \frac{N}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma} \exp\left[-\frac{(\ln D - \ln D_m)^2}{2(\ln \sigma)^2}\right], \quad (4)$$

式中: D_m 为粒子平均直径; σ 为标准差。

2.3 蒙特卡罗仿真流程

气溶胶对激光的吸收和散射作用可以用一系列光子和粒子的碰撞过程来描述。具体的仿真过程如下:

1) 计算光子的初始运动方向。

$$\theta_m = \begin{cases} \arccos\left\{\frac{1}{2g}\left[1 + g^2 - \left(\frac{1 - g^2}{1 + g - 2g\zeta_\theta}\right)^2\right]\right\}, & g \neq 0, \\ \arccos(2\zeta_\theta - 1), & g = 0 \end{cases}, \quad (7)$$

式中: ζ_θ 为 $[0, 1]$ 区间内服从均匀分布的随机数。

根据光子第 m 次散射后的散射角 θ_m 和方位角 φ_m , 可知散射后光子运动方向 D_m 的余弦函数 ($\mu_{x,m}, \mu_{y,m}, \mu_{z,m}$) 为

$$\begin{cases} \mu_{x,m} = \sin \theta_m (\mu_{x,m-1} \mu_{z,m-1} \cos \varphi_m - \mu_{y,m-1} \sin \varphi_m) / \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{x,m-1} \cos \theta_m \\ \mu_{y,m} = \sin \theta_m (\mu_{y,m-1} \mu_{z,m-1} \cos \varphi_m - \mu_{x,m-1} \sin \varphi_m) / \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{y,m-1} \cos \theta_m, & |\mu_{z,m-1}| < 0.999999, \\ \mu_{z,m} = -\sin \theta_m \cos \varphi_m \sqrt{1 - \mu_{z,m-1}^2} + \mu_{z,m-1} \cos \theta_m \end{cases} \quad (8)$$

或

$$\begin{cases} \mu_{x,m} = \sin \varphi_m \cos \theta_m \\ \mu_{y,m} = \sin \varphi_m \sin \theta_m \\ \mu_{z,m} = \text{sign}(\mu_{z,m-1}) \cos \varphi_m \end{cases}, \quad |\mu_{z,m-1}| > 0.999999, \quad (9)$$

式中: $\text{sign}(x)$ 为符号函数。

5) 仿真结束条件及结果统计。当光子的权重小于阈值或者光子沿 z 轴的传输距离超过所设定的激光传输距离时, 判定该光子仿真结束, 进行下一光子仿真, 直至所有光子仿真结束。对所有光子的自由程和权重进行统计, 得到气溶胶传输过程的冲激响应, 将该冲激响应与激光调制信号进行卷积, 即可得到经气溶胶传输后任意调制信号下的激光信号波形。

2) 计算光子在气溶胶中的自由程。光子两次碰撞间在介质中的自由程与消光系数有关, 根据 Beer-Lambert 定律对光子的自由程 l 抽样可得^[14]

$$l = -\frac{1}{\mu_e} \ln \zeta_l, \quad (5)$$

式中: ζ_l 为 $[0, 1]$ 区间内服从均匀分布的随机数。

3) 计算光子与气溶胶粒子发生碰撞的位置。光子第 m 次碰撞点的位置 (x_m, y_m, z_m) 可以由当前的光子位置 ($x_{m-1}, y_{m-1}, z_{m-1}$) 和传输方向 ($\mu_{x,m-1}, \mu_{y,m-1}, \mu_{z,m-1}$) 确定:

$$\begin{cases} x_m = x_{m-1} + \mu_{x,m-1} l \\ z_m = z_{m-1} + \mu_{z,m-1} l \\ y_m = y_{m-1} + \mu_{y,m-1} l \end{cases}. \quad (6)$$

4) 计算光子散射后的运动方向。当粒子散射类型为 Mie 散射时, 归一化散射相函数可用 H-G (Henyey-Greenstein) 相函数表示^[15], 抽样得到 Mie 散射后的光子第 m 次散射后的散射角 θ_m 为

3 仿真结果与分析

通过仿真, 研究 D 和 m 对气溶胶宏观特性及后向散射回波的影响, 以气溶胶环境下的脉冲激光探测为背景进行仿真, 气溶胶粒子选择沙尘性粒子^[16-17], 具体仿真参数如表 1 所示, 每组参数用 10^7 个光子进行蒙特卡罗仿真。复折射率的实部 m_1 和虚部 m_2 有不同的含义, 实部代表散射, 虚部不为 0 表示有吸收。在分析复折射率对后向散射的影响时, 应把二者分开, 分别研究实部和虚部改变下后向散射回波的变化。

本节共进行 3 类仿真,分别研究了 D 、 m_1 、 m_2 3 种微观特性对气溶胶宏观特性和后向散射回波时域特性的影响。其中宏观特性包括 μ_e 、 μ_s 、 μ_a 和 g 。将微观特性与宏观特性联系起来,对仿真结果进行对比分析,讨论了由微观特性导致的各种宏观特性耦合对后向散射回波的影响。

表 1 沙尘性气溶胶仿真参数

Table 1 Simulation parameters of dust aerosol

Particle parameter	Value
Particle size $D / \mu\text{m}$	0-5
Complex refractive index m	$1.52-0.008i$
Particle number density N / m^{-3}	10^{11}
Laser wavelength λ / nm	1060

3.1 粒径 D 对后向散射回波的影响

由文献[15]可知,约 94% 的沙尘性粒子的粒径都在 $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 范围内,因此主要研究了粒径在 $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 范围内的定性规律。粒径取 $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 间的 10 个点(0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0), 激光波长为 1060 nm,复折射率为 $1.52-0.008i$,粒子数密度为 10^{11}m^{-3} ,得到的时域曲线如图 2 所示。

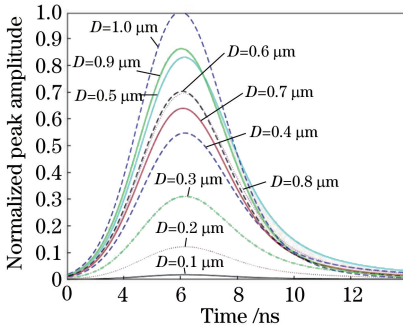


图 2 不同粒径下的时域特性对比图

Fig. 2 Time domain characteristics under different particle sizes

从图 2 中可以看出,当粒径较小时,后向散射的强度较弱,随着粒径的增大,后向散射回波强度的总体趋势是增大的,中间有时增大有时减小。

由仿真结果可知,后向散射回波形状类似高斯曲线,因此后续采用回波信号的峰值代表后向散射的强度,用峰值点时刻代表后向散射回波的延迟,用半峰全宽代表回波脉宽。为研究回波强度随粒径变化的规律,设间隔为 $0.01 \mu\text{m}$,取 $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 之间的 500 个点进行仿真,得到图 3~7 5 幅图。

图 3、4 为不同粒径下的气溶胶宏观特性,可以看出:随着粒径的增大,气溶胶光散射参数(μ_e 、 μ_s 、 μ_a)持续增大,不对称因子出现上下起伏,当粒径为 $1.1 \mu\text{m}$ 和 $3.3 \mu\text{m}$,不对称因子出现极大值,当粒径

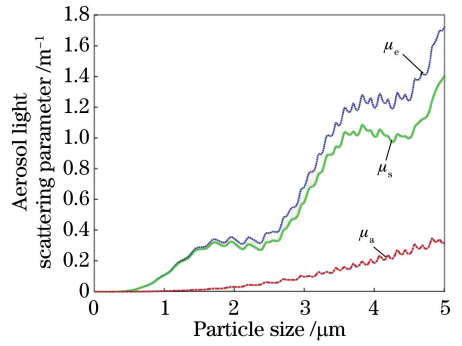


图 3 不同粒径下的气溶胶光散射参数

Fig. 3 Aerosol light scattering parameters under different particle sizes

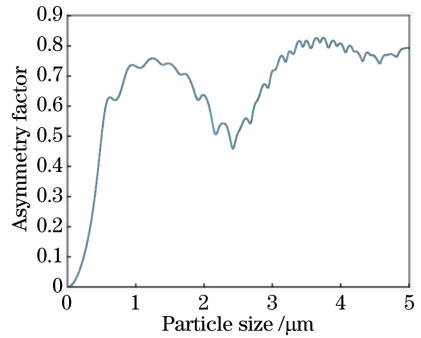


图 4 不同粒径下的不对称因子

Fig. 4 Asymmetry factors under different particle sizes

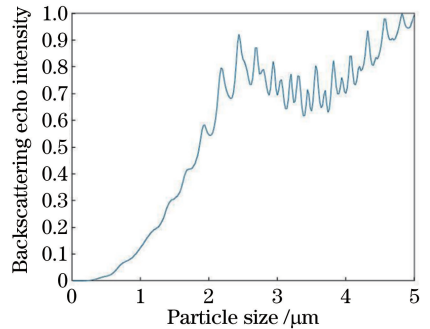


图 5 不同粒径下的后向散射回波强度

Fig. 5 Backscattering echo intensity under different particle sizes

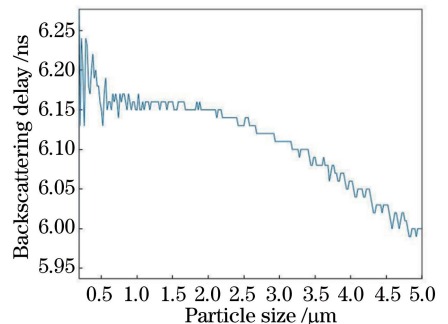


图 6 不同粒径下的后向散射延迟

Fig. 6 Backscattering delay under different particle sizes

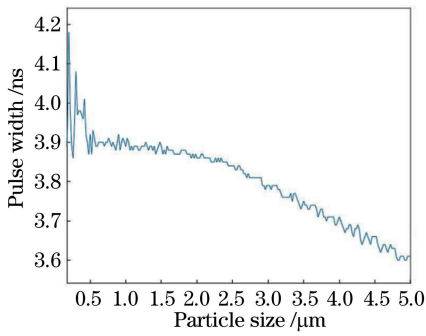


图 7 不同粒径下后向散射回波脉宽

Fig. 7 Pulse width of backscattering echo under different particle sizes

在 2.2~2.3 μm 范围内时,不对称因子出现极小值。

由图 5 可以看出,后向散射回波强度的变化趋势为先增大后减小再增大,粒径为 2.2~2.3 μm 之间时出现极大值,粒径为 3.3 μm 附近时出现极小值。结合图 3、4 可知,这是由于随着粒径的增大,散射系数增大导致后向散射回波强度增大,当粒径处于 2.2~2.3 μm 范围内时,散射系数增速放缓,同时不对称因子出现极小值,导致后向散射回波强度出现极大值。当粒径继续增大时,不对称因子的骤然上升导致前向散射增强、后向散射减弱,因此粒径在 3.3 μm 附近出现后向散射回波强度极小值。当粒径继续增大时,散射系数持续增大,而不对称因子保持稳定,因此粒径大于 3.3 μm 时后向散射回波强度持续增大。

图 6 为不同粒径下后向散射延迟对比,当粒径小于 0.2 μm 时后向散射十分微弱,回波能量过小,波峰的位置随机性较大,因此文中从粒径为 0.21 μm 开始分析。从图 6 中可以看出,随着粒径的增大,后向散射回波的延迟呈减小趋势,即峰值时刻向左侧移动。粒径为 0.21 μm 时,峰值在 6.25 ns 处;而当粒径为 5 μm 时,峰值在 6 ns 处,回波延迟减小了 0.25 ns,相当于后向散射的中心移动了 0.0375 m,所以粒径较大时的后向散射的中心更接近气溶胶边界,此时更容易在边界发生散射。

图 7 为不同粒径下的后向散射回波脉宽,同样因为粒径较小时回波强度很低,波形的随机性较大,因此从粒径为 0.2 μm 开始研究。随着粒径的增大,脉宽呈逐渐减小趋势。蒙特卡罗仿真具有一定的随机性,导致曲线不是很平滑,但整体脉宽变窄的趋势很明显,说明当粒径较大时后向散射回波的能量在时域上更集中。

3.2 复折射率实部 m_1 对后向散射回波的影响

根据文献数据^[18],常用的 6 种气溶胶粒子(沙尘性、水溶性、海洋性、煤烟、火山灰和硫酸水溶液滴)的复折射率实部多处于 $1.0 < m_1 < 2.5$ 的范围内,因此在 1.0~2.5 之间共取 150 个点(间隔 0.01)进行仿真,虚部仍采用沙尘的折射率 $0.008i$,取粒径为 $0.5 \mu\text{m}$ 的单一分散系,激光波长为 1060 nm,粒子数浓度为 10^{11}m^{-3} ,得到图 8~12 5 幅图。

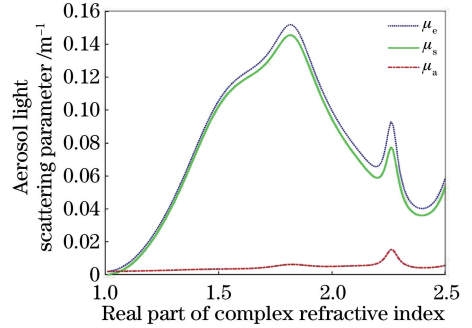


图 8 不同复折射率实部下的气溶胶光散射参数
Fig. 8 Aerosol light scattering parameters under different real parts of complex refractive index

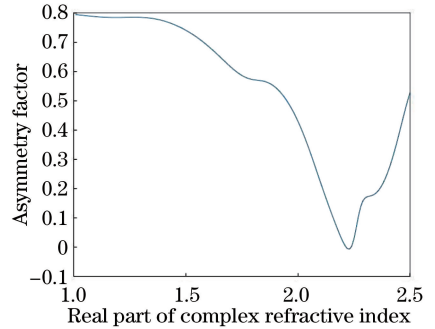


图 9 不同复折射率实部下的不对称因子
Fig. 9 Asymmetry factors under different real parts of complex refractive index

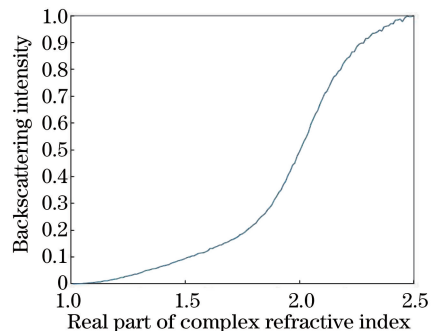


图 10 不同复折射率实部下的后向散射回波强度
Fig. 10 Backscattering echo intensity under different real parts of complex refractive index

图 8、9 为不同复折射率实部下的气溶胶宏观特性,从图 8 中可以看出,随着复折射率实部的增大,

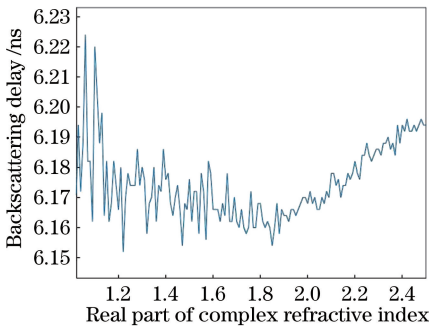


图 11 不同复折射率实部下的后向散射延迟
Fig. 11 Backscattering delay under different real parts of complex refractive index

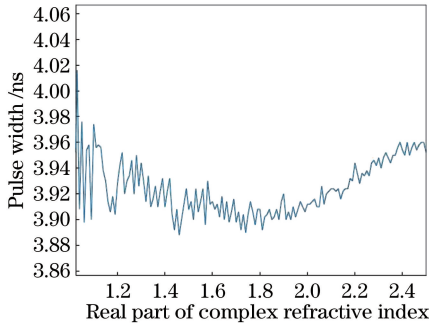


图 12 不同复折射率实部下的后向散射回波脉宽
Fig. 12 Pulse width of backscattering echo under different real parts of complex refractive index

散射系数先增大后减小,在 $m_1 = 1.8$ 附近达到峰值。当复折射率实部超过 2 以后,复折射率实部的增大也会导致吸收作用增强,复折射率实部在 2.25 附近时对吸收效果的影响最大。同时,复折射率实部的增大导致了不对称因子先减小后增大,且在 2.25 附近达到极小值。

图 10 为不同复折射率实部 m_1 的后向散射回波强度对比,随着 m_1 的增大,后向散射回波强度呈单调增大。当 $m_1 < 1.8$ 时,随着 m_1 的增大,散射系数增大,因此后向散射回波强度增大。当 $m_1 > 1.8$ 时,虽然散射系数逐渐减小,但后向散射回波强度仍然持续增大,出现这种现象的原因是:不对称因子大幅降低导致前向散射减弱、后向散射增强。

图 11 为后向散射回波延迟随 m_1 变化的情况,随着 m_1 的增加,后向散射回波延迟先减小后增大,在 m_1 为 1.6~1.8 之间取到极小值。由于蒙特卡罗仿真的随机性,曲线前期振荡幅度相对较大,曲线的趋势不是十分明显。当多次仿真取平均值后,曲线变得平滑,延迟先减小后增大的趋势更加明显。图 12 为后向散射回波脉宽随 m_1 变化的情况,与后向散射回波延迟的趋势一致,随着 m_1 的增加,后向散射

回波脉宽先减小后增大,在 m_1 为 1.6~1.8 之间取到极小值。结合图 8、11、12 的仿真可以看出,当 $m_1 = 1.8$ 时,散射系数达到最高值,对应 m_1 点处的延迟和脉宽达到最低,说明延迟和脉宽与散射作用有关。虽然延迟和脉宽随 m_1 的变化趋势较明显,但其变化幅度较小,说明 m_1 对延迟脉宽的影响较小。

3.3 复折射率虚部 m_2 对后向散射回波的影响

不同种类气溶胶粒子的复折射率虚部相差很大^[19],表 2 给出了 1060 nm 激光下 6 种常见气溶胶粒子的复折射率。可以看出,6 种常见气溶胶粒子的复折射率实部比较相近,而虚部相差了几个数量级,因此在研究复折射率虚部的影响时,应该在较大范围内进行仿真,根据文献[18]的数据,在 0.2~40.0 μm 入射波长范围内,6 种典型气溶胶粒子复折射率虚部的范围为 $10^{-9}i \sim i$,因此本次仿真采用几个典型值 ($10^{-9}i, 10^{-8}i, 10^{-7}i, 10^{-6}i, 10^{-5}i, 10^{-4}i, 10^{-3}i, 10^{-2}i, 10^{-1}i, i$) 及相邻点的中点 ($5 \times 10^{-9}i, 5 \times 10^{-8}i, 5 \times 10^{-7}i, 5 \times 10^{-6}i, 5 \times 10^{-5}i, 5 \times 10^{-4}i, 5 \times 10^{-3}i, 5 \times 10^{-2}i, 5 \times 10^{-1}i$),得到图 13~17。

表 2 不同种类气溶胶粒子在 1060 nm 激光下的复折射率
Table 2 Complex refractive index of different kinds of aerosol particles under 1060 nm laser

Particle type	Complex refractive index
Dust	$1.52 - 0.008i$
Water soluble	$1.52 - 0.017i$
Marine	$1.367 - 6.01 \times 10^{-5}i$
Soot	$1.75 - 0.44i$
Volcanic ash	$1.5 - 0.008i$
Sulfate	$1.42 - 1.5 \times 10^{-6}i$

图 13、14 为不同 m_2 下的气溶胶宏观特性,可以看出:当 $m_2 < 10^{-3}i$ 时,吸收系数接近于 0,吸收作用可以忽略;当 $m_2 > 10^{-3}i$ 时,同时对散射作用和吸收作用产生影响;随着 m_2 的增大,吸收系数持续

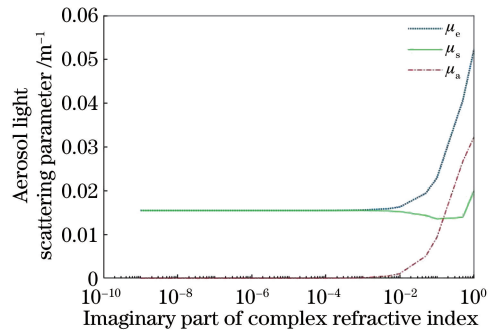


图 13 不同复折射率虚部下的气溶胶光散射参数
Fig. 13 Aerosol light scattering parameters under different imaginary parts of complex refractive index

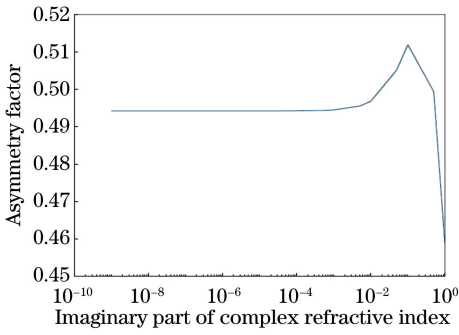


图 14 不同复折射率虚部下的不对称因子

Fig. 14 Asymmetry factors under different imaginary parts of complex refractive index

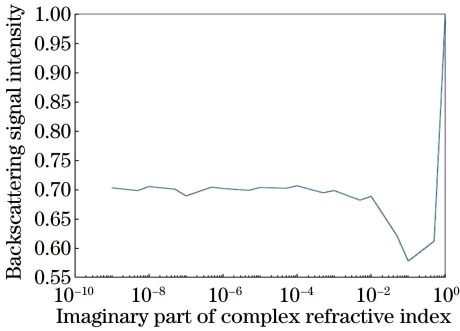


图 15 不同复折射率虚部下的后向散射回波强度

Fig. 15 Backscattering echo intensity under different imaginary parts of complex refractive index

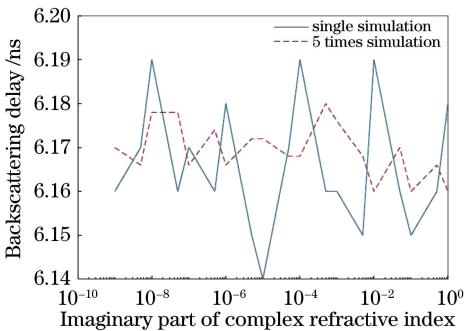


图 16 不同复折射率虚部下的后向散射延迟

Fig. 16 Backscattering delay under different imaginary parts of complex refractive index

升高, 散射系数降低; 当 m_2 达到较大值 ($5 \times 10^{-1}i$) 后, 散射系数升高。

图 15 为不同 m_2 下的后向散射回波强度, 后向散射回波强度开始保持不变, 然后先降低后升高, 在 $10^{-1}i \sim 5 \times 10^{-1}i$ 之间出现极小值。结合图 13、14 可以得到: 当 $m_2 < 10^{-3}i$ 时, 吸收系数接近于 0, 此时后向散射回波强度值几乎不变; 当 $m_2 > 10^{-3}i$ 时, 随着 m_2 的增大, 散射系数降低, 吸收系数升高, 不对称因子升高, 此时后向散射回波强度迅速降低; 后向散射回波强度在 m_2 为 $10^{-1}i \sim 5 \times 10^{-1}i$ 之间出

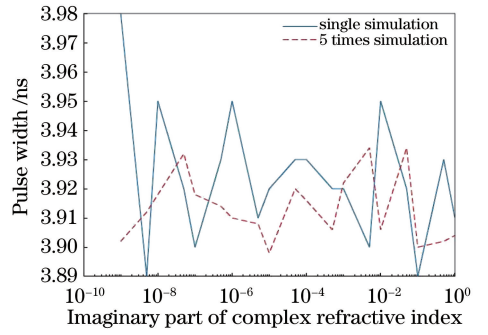


图 17 不同复折射率虚部下的后向散射回波脉宽

Fig. 17 Backscattering echo pulse width under different imaginary parts of complex refractive index

现极小值, 相对地, 散射系数在 m_2 为 $5 \times 10^{-1}i$ 附近取得极大值, 不对称因子在 m_2 为 $10^{-1}i$ 附近取得极大值, 这说明后向散射回波强度主要受散射系数和不对称因子的影响; 后向散射回波取得极值后, 随着 m_2 继续增大, 散射系数增大, 不对称因子减小, 因此后向散射回波强度增大。

图 16 为后向散射回波延迟随 m_2 变化的情况, 由图中可以看出, 不同 m_2 下的延迟差别仅为 0.01 ns 量级, 且没有规律。对 5 次仿真结果取平均值, 得到各点延迟的差别比 1 次仿真进一步缩小, 因此可认为不同的延迟是蒙特卡罗仿真的随机性造成的, 且 m_2 的变化对后向散射回波延迟没有明显影响。图 17 为后向散射回波脉宽随 m_2 变化的情况, 不同 m_2 下的脉宽差别很小, 对 5 次仿真结果取平均值, 得到各点脉宽的差别比 1 次仿真进一步缩小, 这同样可以归因于蒙特卡罗的随机性, 因此 m_2 对后向散射回波脉宽没有明显影响。

4 结 论

基于 Mie 散射理论和蒙特卡罗仿真, 提出了一种从微观角度分析气溶胶粒子特性(粒径、复折射率实部及虚部)对后向散射回波影响的方法。得到如下结论: 复折射率实部影响气溶胶的散射作用, 一般不影响吸收作用, 仅当实部较大时会对吸收作用产生微弱的影响, 复折射率虚部同时对散射作用和吸收作用产生影响; 后向散射回波强度主要取决于散射系数和不对称因子, 延迟和脉宽与散射作用有关; 随着粒径的增大, 后向散射回波强度先增大后减小再增大, 波形展宽程度呈逐渐降低趋势; 随着复折射率实部的增大, 后向散射回波强度单调增加, 信号延迟先减小后增大, 对延迟和脉宽影响的幅度较小; 回波强度随着复折射率虚部的增大先减小后增大, 复折射

率虚部变化对后向散射回波延迟和后向散射回波的脉宽没有明显影响。

参 考 文 献

- [1] Pfennigbauer M, Wolf C, Weinkopf J, *et al.* Online waveform processing for demanding target situations [J]. Proceedings of SPIE, 2014, 9080: 90800J.
- [2] Arora V K. Proximity fuzes: theory and techniques [M]. New Delhi: Defence Research and Development Organisation, Ministry of Defence, 2010.
- [3] Cowell J. Fuzing validation [EB/OL]. (2012-11-30) [2018-11-03]. <https://www.aerosociety.com/Assets/Docs/Events/710/90800J.pdf>
- [4] Grabner M, Kvicera V. The wavelength dependent model of extinction in fog and haze for free space optical communication[J]. Optics Express, 2011, 19(4): 3379-3386.
- [5] Wang F J, Chen H M, Ma C, *et al.* Research on the characteristics of fog backscattering laser echo [J]. Infrared and Laser Engineering, 2018, 47(5): 94-98. 王凤杰, 陈慧敏, 马超, 等. 云雾后向散射激光回波特性研究[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(5): 94-98.
- [6] Kou T, Wang H Y, Wang F, *et al.* Study on backscattering light intensity in airborne laser range-gated imaging[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(1): 0113003. 寇添, 王海晏, 王芳, 等. 机载激光距离选通成像大气后向散射光强研究[J]. 中国激光, 2015, 42(1): 0113003.
- [7] Kou T, Wang H Y, Wang F, *et al.* Research on pulse echo characteristic of airborne laser detecting air target[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(4): 0414001. 寇添, 王海晏, 王芳, 等. 机载激光探测空中目标脉冲回波特性研究[J]. 光学学报, 2015, 35(4): 0414001.
- [8] Zhang J G, Liang X G, Liu J X, *et al.* Effect of pulse width on cloud-and-fog backscattering signal [J]. Acta Photonica Sinica, 2012, 41(12): 1422-1426. 张京国, 梁晓庚, 刘建新, 等. 脉冲宽度对云雾回波的影响研究[J]. 光子学报, 2012, 41(12): 1422-1426.
- [9] Zhang J G, Liu J X, Niu Q P, *et al.* Characters of cloud and fog backscattering of laser [J]. Journal of Detection & Control, 2012, 34(5): 1-4, 15. 张京国, 刘建新, 牛青坡, 等. 近距云雾散射激光回波特征[J]. 探测与控制学报, 2012, 34(5): 1-4, 15.
- [10] Zhang J G, Gao C, Liu J X, *et al.* Monte Carlo simulation and experimental study on cloud-and-fog backscattering signals[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(12): 2920-2924. 张京国, 高宠, 刘建新, 等. 近距云雾回波蒙特卡罗模拟与实验测量[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(12): 2920-2924.
- [11] Bohren C F, Huffman D R. Absorption and scattering of light by small particles[M]. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1998.
- [12] Mätzler C. MATLAB functions for Mie scattering and absorption [R]. Bern: Institut für Angewandte Physik, 2002: 1-18.
- [13] Guo J. Study on the transmission characteristics of pulse laser for near-field fixed-distance in the rain [D]. Nanjing: Nanjing University of Science & Technology, 2012. 郭婧. 近场定距脉冲激光在降雨中的大气传输特性研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2012.
- [14] Zhang Y L, Wang Y M, Huang A P. Influence of suspended particles based on Mie theory on underwater laser transmission[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(5): 0505002. 张莹珞, 王英民, 黄爱萍. 米氏理论下悬浮粒子对水下激光传输的影响[J]. 中国激光, 2018, 45(5): 0505002.
- [15] Yang Y F, Qin J H, Li T, *et al.* Calculation for the number concentration of dust aerosol particles and characteristics of laser transmission[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(S1): S106006. 杨玉峰, 秦建华, 李挺, 等. 沙尘气溶胶粒子数量浓度计算及激光传输特性[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(S1): S106006.
- [16] Yin H. Atmospheric radiology foundation[M]. Beijing: China Meteorological Press, 1993. 尹宏. 大气辐射学基础[M]. 北京: 气象出版社, 1993.
- [17] Sun Q Y, Xu J, Gao Y, *et al.* Transmission characteristics of visible light in different types of aerosols[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(11): 110103. 孙琦云, 徐军, 高旻, 等. 可见光在不同类型气溶胶中的传输特性[J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(11): 110103.
- [18] Shi G Y. Atmospheric radiology[M]. Beijing: Science Press, 2007: 71-73. 石广玉. 大气辐射学[M]. 北京: 科学出版社, 2007: 71-73.
- [19] Dong X, Hu Y H, Xu S L, *et al.* Echoing characteristics of coherent lidar in different aerosol environments[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(1): 0101001. 董骁, 胡以华, 徐世龙, 等. 不同气溶胶环境中相干激光雷达回波特性[J]. 光学学报, 2018, 38(1): 0101001.