

文章编号: 1001-2486(2008)03-0005-06

1.06 μm 激光仿真测试中 Mie 散射影响分析*

李 华¹, 秦石乔¹, 胡 欣², 王省书¹, 魏文俭¹, 张宝东¹

(1. 国防科技大学 光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073; 2. 南开大学 物理学院, 天津 300071)

摘要: 结合室内激光跟踪探测器仿真测试中脉冲激光目标指示信号的发射、传播和探测过程, 探讨 1.06 μm 波长脉冲激光大气传输中气溶胶米氏(Mie)散射对激光探测和跟踪的影响规律。通过建立室内气溶胶散射模型, 进行激光指示散射信号传输的建模与仿真计算。数学仿真和实际测试数据的对比分析表明, 该计算模型具有较高精度, 为设计激光跟踪探测器探测和跟踪仿真测试布局和采取减小散射影响措施提供了参考。

关键词: 仿真测试; Mie 散射; 影响; 分析

中图分类号: TJ760 文献标识码: A

Analysis to the Effects of Mie Scattering in 1.06 μm Laser Simulation Tests

LI Hua¹, QIN Shi qiao¹, HU Xin², WANG Xing shu¹, WEI Wen jian¹, ZHANG Bao dong¹

(1. College of Optoelectronic Science and Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. College of Physics, Nankai Univ., Tianjin 300071, China)

Abstract: Based on the laser signal's emission, propagation and detection during the indoor laser simulation, the effects of the aerosol's Mie scattering is provided for the 1.06 μm laser signals. By the construction of the models of the indoor aerosol's scattering, the laser designator's propagation simulation and calculation are carried out. Finally, the discussions related to the arrangement and the methods to reduce the effects of the scattering are delivered in terms of the analysis of and verification by practical measure data.

Key words: simulation tests; Mie scattering; effects; analysis

室内激光跟踪探测器半实物仿真测试过程中, 激光信号的能量探测是伴随激光器自身的不稳定性、传播距离、目标反射特性、路径大气光学效应以及激光跟踪探测性能等多因素变化的一个复杂的时变量, 该过程涉及激光信号的能量衰减、强度起伏、光束漂移和脉冲展宽效应等。大气分子吸收因子小于 10^{-6}km^{-1} 的分子散射比气溶胶衰减约小 1~2 个数量级, 气溶胶吸收比散射还小一个数量级, 可忽略不计^[1-2]。对于 1.06 μm 波长的脉冲激光, 激光传输中大气气溶胶 Mie 散射效应对波长 1.06 μm 脉冲激光影响较大^[3-7]; 室内激光半实物仿真测试中, 激光路径上的气溶胶大气散射效应影响不可忽略, 所以分析其对激光探测器探测和跟踪性能的影响是十分必要的。

研究激光大气气溶胶光散射过程的物理基础是电磁波和构成物质的电荷的相互作用。大气气溶胶粒子米氏散射过程是一个有许多复杂气溶胶粒子组成的多极子阵受入射波的激发, 形成多极子。这些多极子向外辐射次生的电磁波在远场区叠加构成了散射波。米氏理论从 Maxwell 方程出发^[1,3], 分析、计算因散射粒子存在所产生的散射场和透射场, 近似将它们看作是一个偶极子, 仅考虑电偶极矩的辐射作用, 而略去了其他电多极矩和磁极矩的作用, 得到粒子对电磁波散射和吸收的严格解。激光与气溶胶作用发生散射后能量向空间辐射, 又遇到其他粒子产生二次辐射, 这个过程会重复多次产生更高阶的散射现象。高次散射能量越来越弱, 当观察者的视场范围较窄时, 适用于单次散射近似。

* 收稿日期: 2007-10-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(60677041)

作者简介: 李华(1969-), 男, 高级工程师, 博士生。

1 气溶胶基本粒子谱分布和 Mie 散射分析

根据粒子尺度和光波长的关系,气溶胶形成米氏散射的散射介质粒子尺度和激光波长相差不多,气溶胶微粒的尺寸分布极其复杂,经验公式使用较多的是广义伽马分布。气溶胶(主要是固态微粒)是由半径 0.03~0.2 μm 之间的微粒组成;各种浓度的雾粒子的半径在 3~60 μm 之间;气溶胶粒子的浓度随环境的不同在 1~10¹³个/ m^3 内变化,其不同成分形成的粒子如雾滴、气体分子等,可以看作球形粒子处理;一些非球形粒子如沙尘,也可近似球形粒子处理,以它们的典型尺度作为等效直径^[1]。

实际气溶胶粒子尺度谱通常用单位体积中单位对数半径间隔内的气溶胶粒子的数密度来近似描述粒子谱:

$$n(r) = \frac{dN(r)}{d \lg r} = C_1 r^{-v} \quad (1)$$

式中, v 为 Junge 谱指数,是 $n(r) \sim r$ 在双对数坐标中的斜率,大的 v 值对应着小粒子较多的谱分布,小的 v 值对应着大粒子较多的谱分布。在没有特殊粒子源的情况下, Junge 谱在 0.1~10 μm 粒径范围内近似成立。Diemedjian 提出具有单个峰值的修正 Γ 谱,形式为

$$n(r) = ar^\alpha \exp(-br^\beta) \quad (2)$$

式中,四个可调参数 a, b, α 和 β 为正实数。

假设入射光波长是 λ , 光强是 $I_0(\text{W}/\text{m}^2)$; 散射颗粒呈球形, 半径是 r 且各向同性。散射光一般是部分偏振光, 散射光方向和入射光方向构成的平面称为散射面。散射光垂直偏振光矢量(其矢量垂直于散射面)的强度 $I_{\text{垂直}}$ 和平行偏振光矢量(其矢量平行于散射面)的强度 $I_{\text{平行}}$ 分别为^[3]

$$I_{\text{垂直}} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 i_1, \quad I_{\text{平行}} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2 r^2} I_0 i_2 \quad (3)$$

式中, $i_1 = s_1(m, \theta, K) \cdot s_1^*(m, \theta, K)$, $i_2 = s_2(m, \theta, K) \cdot s_2^*(m, \theta, K)$; i_1, i_2 为散射光的强度函数; s_1, s_2 为散射光的振幅函数; s_1^*, s_2^* 分别是 s_1, s_2 的共轭复数; K 为颗粒尺度参数, $K = 2\pi r/\lambda$; $m = m_1 - m_2 i$, 为粒子相对周围介质的折射率, 当虚部为零时, 表示粒子无吸收。

s_1, s_2 表示为下列无穷级数:

$$\begin{aligned} s_1 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \pi_n + b_n \tau_n) \\ s_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \tau_n + b_n \pi_n) \\ s_1(0) &= s_2(0) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n + b_n) \end{aligned} \quad (4)$$

式中, a_n, b_n 为米氏系数, 由下式计算得到:

$$a_n = \frac{\varphi_n(K) \varphi'_n(mK) - m \varphi_n(K) \varphi_n(mK)}{\xi_n(K) \varphi_n(mK) - m \xi_n(K) \varphi_n(mK)} \quad (5)$$

$$b_n = \frac{m \varphi_n(K) \varphi'_n(mK) - \varphi_n(K) \varphi_n(mK)}{m \xi_n(K) \varphi_n(mK) - \xi_n(K) \varphi_n(mK)} \quad (6)$$

其中,

$$\varphi_n(z) = \dot{g}_n(z) = \sqrt{\frac{z}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(z)$$

$$\xi_n(z) = z h_n^2(z) = \sqrt{\frac{z}{2}} H_{n+\frac{1}{2}}^2(z)$$

式中, $J_{n+\frac{1}{2}}(z)$ 是半奇阶的第一类贝塞尔函数, $H_{n+\frac{1}{2}}^2(z)$ 是第二类汉克尔函数; φ_n, ξ_n 为对各自变量的微商。 π_n, τ_n 只与散射角有关, 有下列递推公式:

$$\pi_n(x) = \frac{2n-1}{n-1} x \pi_{n-1} - \frac{n}{n-1} \pi_{n-2}$$

$$\begin{aligned} \tau_n(x) &= nx\pi_n - (n+1)\pi_{n-1} = x\pi_n - (1-x^2)\frac{d\pi_n}{dx} \\ \pi_0 &= 0 & \tau_0 &= 0 \\ \pi_1 &= 1 & \tau_1 &= x \\ \pi_2 &= 3x & \tau_2 &= 6x^2 - 3 \\ \pi_3 &= \frac{1}{2}(15x^2 - 3) & \tau_3 &= \frac{1}{2}(45x^3 - 33x) \end{aligned}$$

关于 $\phi_n, \xi_n, \varphi_n, \xi_n$ 有下列递推公式, 即

$$\left\{ \begin{aligned} \varphi_n(x) &= \frac{2n-1}{x}\varphi_{n-1}(x) - \varphi_{n-2}(x) \\ \xi_n(x) &= \frac{2n-1}{x}\xi_{n-1}(x) - \xi_{n-2}(x) \\ \varphi'_n(x) &= \varphi_{n-1}(x) - \frac{n}{x}\varphi_n(x) \\ \varphi'_n(mx) &= \varphi_{n-1}(mx) - \frac{n}{mx}\varphi_n(mx) \\ \xi'_n(x) &= \xi_{n-1}(x) - \frac{n}{x}\xi_n(x) \\ \varphi_0(x) &= \sin x \\ \varphi_1(x) &= \frac{1}{x}\sin x - \cos x \\ \xi_0(x) &= \sin x + i\cos x \\ \xi_1(x) &= \frac{1}{x}(\sin x + i\cos x) - (\cos x - i\sin x) = \varphi_1(x) + i\left(\frac{\cos x}{x} + \sin x\right) \end{aligned} \right. \quad (7)$$

这里散射截面是

$$C_{sca} = \int_{4\pi} F(\theta, \varphi) d\Omega = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) (|a_n|^2 + |b_n|^2)$$

接收视场内一散射体积分元 dv 在 θ 方向上的散射辐射照度表示为

$$I = \frac{I_0 F(\theta, \varphi)}{k^2 L^2} dv \quad (8)$$

式中: I_0 — 入射光强;

I — 距离散射体中心 L 处的散射光强;

k — 波数, $k = 2\pi/\lambda$

θ — 散射角, 定义为以入射光前进的方向为起始点, 观测方向与入射光的方向的夹角;

$F(\theta, \varphi)$ — 散射分布函数, $F(\theta, \varphi)/k^2$ 表示粒子对入射光的散射能力和方向分布。

$$F(\theta, \varphi) = |s_1(\theta)|^2 \cos^2 \varphi + |s_2(\theta)|^2 \sin^2 \varphi \quad (9)$$

对于强度为 I_0 的自然光, 散射的特征量可视为两个振动方向互相正交的入射电场, 强度都是 $I_0/2$,

有

$$F(\theta, \varphi) = \frac{|s_1(\theta)|^2 + |s_2(\theta)|^2}{2} \quad (10)$$

对式(10)两边在全球空间立体角 4π 积分, 得到总的散射功率为

$$\int IL^2 d\omega = \frac{I_0}{k^2} \int F(\theta, \varphi) d\omega = I_0 C_{sa}$$

即

$$\frac{\int IL^2 d\omega}{I_0 C_{sa}} = \int \frac{F(\theta, \varphi)}{k^2 C_{sa}} d\omega = 1 \quad (11)$$

最后计算探测器处的激光散射总能量

$$I = I_0 \cdot e^{\nu \cdot (K_1 + K_3)} \cdot \frac{F}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2} \cdot NUM \cdot \frac{\Omega}{K_3^2} \quad (12)$$

散射光传输到某处 A , 光强已经变成 $I_0 \cdot e^{\nu \cdot K_1}$, 散射后, 每一个粒子在 d 处的方向上散射的光强为:

$$\frac{I_0 \cdot e^{\nu \cdot K_1} \cdot F}{k^2 \cdot K_3^2} \cdot \Omega \quad (13)$$

另外考虑到散射光传输衰减, 乘以因子 $e^{\nu \cdot K_3}$, 最后对所有的粒子散射的光强求和即可得到探测器处的激光散射能量。

2 单分散系气溶胶 Mie 散射计算

考虑到在室内粒子分布与高度关系的变化不大, 这里采取径向对称的粒子分布。利用以上分析结果, 进行单分散系室内气溶胶 Mie 散射计算。先计算不同散射角度、不同散射分布函数情况下散射的光强值, 角度计算可以根据几何结构得出。然后, 对于不同粒子分布采取分段计算, 假设一定宽度内所有粒子的半径都是同一个值, 例如取 $0.1\mu\text{m}$ 为最小宽度, 那么 $0.1 \sim 0.2\mu\text{m}$ 内的所有粒子, 其散射都用 $0.1\mu\text{m}$ 来计算。这样就把所有粒子(从 $0.1 \sim 10\mu\text{m}$) 的散射光强分别计算出来, 相加就可以得到整个粒子范围内的散射光强。激光信号传播散射和探测过程如图 1 所示。

考虑到探测器的探测时间分辨率是 ns 级的, 需分时段计算接收光强。设定每一份光柱传输的时刻为光柱的起点传到探测器的时间, 持续时间为脉冲激光的脉宽。在假定光强大小不变的情况下按照上述方法计算时间—散射光强对应数值。取每一小份的时间间隔是 s , 应用排列将其计算结果变成与时间严格一致的矩阵, 这里, 初始时间取第一束光照射到的时刻, 结束时间取最后一束光照射到的时刻。然后, 按已经归一化了的时间—散射光强矩阵相加, 得到最终的散射光强与总体时间的值。

设入射波长为 $1.06\mu\text{m}$, 粒子半径为 $1\mu\text{m}$, 折射率是 $1.56 - 0.089i$ 。这里考虑了不同粒子半径的影响, 改变激光跟踪探测器视场角和传输距离等参数, 得到在仿真测试空间任意点处任意时间的散射光强。计算典型情况下的单分散系气溶胶散射相函数, 得到的散射相函数的归一化曲线局部放大图和散射方向分布函数与散射角关系曲线图分别如图 2 和图 3 所示。

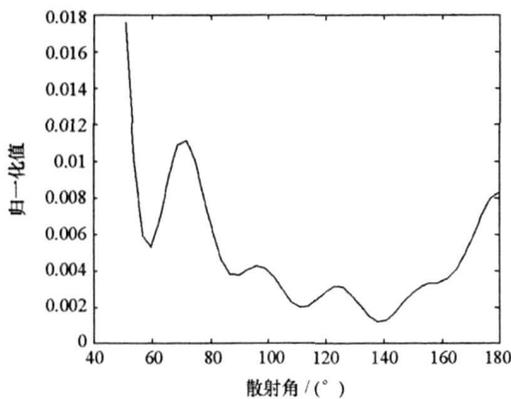


图2 单分散系散射相函数的曲线图
Fig. 2 Mono particles scattering phase function with the unitary value

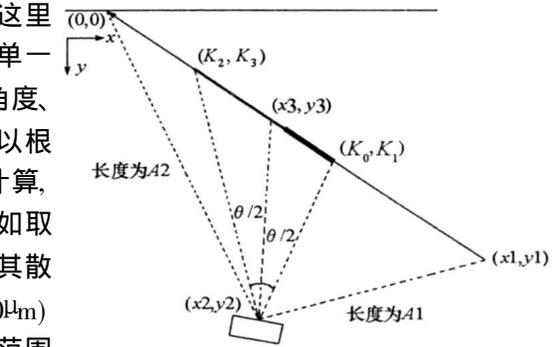


图1 激光散射对探测器影响的计算示意图
Fig. 1 Sketch map of the effects to laser Mie scattering for laser detector

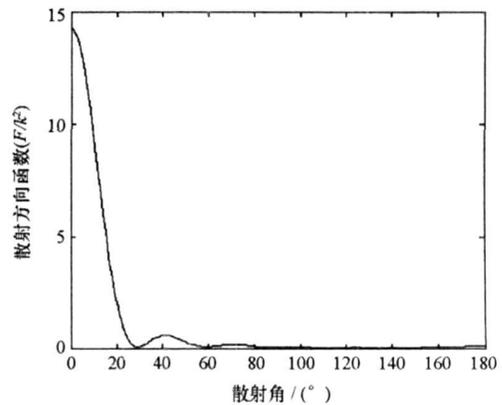


图3 散射方向分布函数与散射角关系曲线
Fig. 3 Scattering direction function related to scattering angle

从图 2 和图 3 可以看出, 和入射夹角 $60^\circ \sim 140^\circ$ 方向的数值相比, 散射相函数(归一化后)在 180° 附近的后向散射有增大的趋势。而散射方向分布函数随散射角的增加也有一定的起伏, 即在激光光束传播的侧向方向有一定的散射能量进行传播, 在一定情况下到达激光跟踪探测器, 影响其探测和跟踪。

设定模拟初始条件为: 入射波长为 $1.06\mu\text{m}$, 粒子浓度为 1×10^6 个/ m^3 , 粒子半径为 $1\mu\text{m}$, 折射率是 $1.56 - 0.089i$, 仿真中脉冲能量取归一化后单位值 1, 计算归一化后结果, 单位取 cm^{-2} , 激光跟踪探测器接收点处 Mie 散射数值计算结果如图 4 所示。

3 验证和测试

作为验证, 根据 Junge 谱函数和单分散系散射相函数, 进行归一化方向散射函数数值模拟, 两种方法计算得到的值相对误差曲线如图 5 所示。

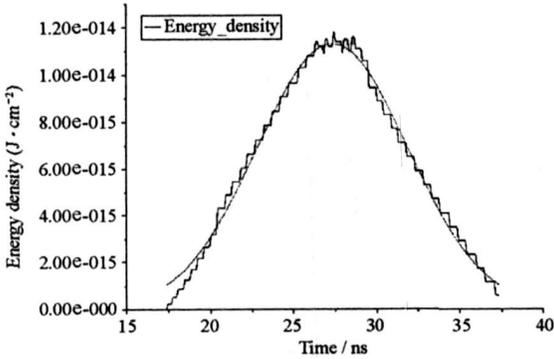


图 4 激光跟踪探测器处 Mie 散射能量数值计算结果
Fig. 4 Numerical simulation results of Mie scattering energy distribute near the detector

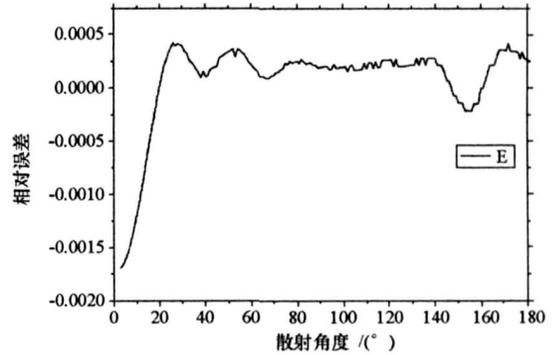


图 5 两种方法计算得到的散射函数值相对误差
Fig. 5 The errors between two methods for Mie scattering function

从图 5 散射函数值相对误差曲线可以看出, 两种方法计算得到的散射函数在整个半球空间的相对误差小于 0.2%, 满足计算的精度要求。

此外, 结合实际激光仿真测试, 利用激光消光暗室进行了 Mie 散射能量在实际测试环境中的检测。整个测试系统在激光消光测试暗室进行, 如图 6 所示, 测试系统由激光器、大口径平行光管、激光探测器组件、角度调整平台、数据采集系统、激光消光窗、激光消光暗室组成, 通过反射镜和激光消光暗室的作用, 消除激光散射光能量在测试空间的多次间接反射。采用 1064nm Nd: YAG 脉冲激光器和口径平行光管模拟远场激光, 脉冲宽度为 10ns , 利用分光系统和能量/功率计进行光束稳定性监测, 激光探测器组件配合角度调整平台给出探测器相对于激光传播方向的夹角。利用遮光系统通过精确调整激光器与探测器的相对位置关系严格限制激光出口散射和直接照射到达探测器组件。图 7 给出了典型条件下激光跟踪探测器处 Mie 散射能量测量曲线。

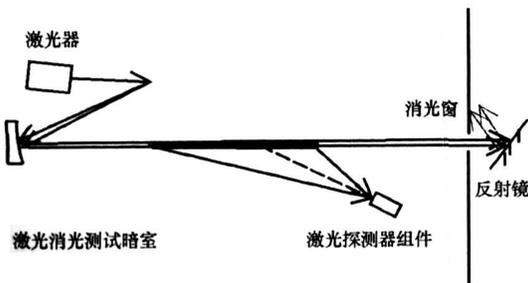


图 6 Mie 散射能量测量系统组成示意图
Fig. 6 Diagram of Mie scattering measure system

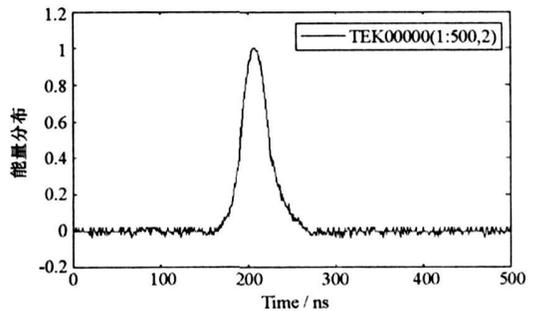


图 7 Mie 散射能量实际测量结果
Fig. 7 Results of Mie scattering energy distribute

为了便于比较,图7中测量曲线进行了能量归一化处理。从图7实际测量数据曲线与图4的数值计算数据比较来看,两者结果基本相符。其中横轴时间坐标的差异是由于实际测试中所采用的激光探测器组件的探测器、前放电路和示波器在测量中引入的脉冲展宽效应的影响。图4中光滑曲线是对计算结果进行高斯拟合的结果,探测器在侧向非直接接收激光信号,在一定角度范围到达的散射光能量影响探测器对激光信号的探测和接收。从图4、图7还可看出,探测器接收到的光能量在时域上呈现典型的脉冲形式,是路径上多个激光脉冲在光路不同位置的大气散射效应互相叠加引起的。因此,室内大气气溶胶 Mie 散射效应影响 $1.06\mu\text{m}$ 激光仿真测试的探测和跟踪结果,可根据模型和仿真结果采取减小其影响的合理空间布局和必要控制措施。

4 结束语

本文结合 Mie 散射理论初步分析和建立了对 $1.06\mu\text{m}$ 波长脉冲激光信号仿真测试中室内大气路径气溶胶 Mie 散射的影响模型,并以单分散系室内气溶胶 Mie 散射为例,计算了室内大气散射效应对激光探测器探测能量的影响。计算结果表明:在特定条件下,室内大气路径气溶胶 Mie 散射效应影响激光探测和跟踪结果,仿真测试中必须采取相应措施进行散射能量控制。室内仿真测试具有受外界影响因素较小、环境可控和易于复现等特点,为了使测试结果更为精确,建立路径大气影响的精确模型的方法是切实可行的。进一步的研究工作是采取更为精密的大气散射参数测量设备和设计周密的测试方法,结合实际仿真测试进行接收和跟踪模型的精密校正。

参考文献:

- [1] Van De Hulst H C. Light Scattering by Small Particles[M]. New York: Dover, 1980.
- [2] 王龙,张国俊,邹继伟,等.大气中激光散射信号的特征分析[J].应用激光,2002,22(5):487-490.
- [3] 宋正方.应用大气光学基础[M].北京:气象出版社,1992.
- [4] Podgaetsky V M, Tereshchenko S A, Selishchev S V. An Investigation for Attenuation and Scattering of Short duration Laser Pulses in a Strongly Scattering Medium[J].SPIE, 1999, 373(5).
- [5] Bastidas A, Rodríguez E, Jaramillo M, et al. Simulation Model of Absorption and Scattering Properties of Laser Light Applied to Urban Aerosols over the City of Popayán[C]//Proceedings of SPIE, Colombia, 2004.
- [6] Rodríguez E, Montilla E, Jaramillo M, et al. Simulation Model of Scattering Properties and Extinction of Laser Light Applied to Urban Aerosols over the City of Cali[C]//Proc. of SPIE, Colombia, 2005.
- [7] Cariou J.P. Off axis Detection of Pulsed Laser Beams: Simulation and Measurements in the Lower Atmosphere[C]//Proceedings of SPIE, 2003.