

# 制导武器激光在细水雾中的衰减特性

杜永成 杨立

(海军工程大学船舶与动力学院, 湖北 武汉 430033)

**摘要** 采用蒙特卡罗法研究了人工细水雾对制导用激光的双程衰减过程。通过计算多分散细水雾的米氏累积概率分布函数(CPDF),利用 Matlab 软件对相函数进行自定义函数拟合,建立了一种新的光子随机散射方向的确定方法。对两种蒙特卡罗光子追踪方法进行了效率对比分析,发现权重法的计算效率要优于事件法。普通细水雾的半径一般为 $10^1 \sim 10^2 \mu\text{m}$ ,其对  $10.6 \mu\text{m}$  激光有着很好的衰减效果,可用于激光制导隐身;而对  $1.06 \mu\text{m}$  激光,由于单次反照率接近于 1,当水雾体积分数较高时,在多重散射作用下甚至会出现增强反射的现象。

**关键词** 激光光学;激光制导;细水雾;隐身;蒙特卡洛法;自定义函数拟合

**中图分类号** TN249 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201340.0402005

## Attenuation Characters of Laser Used for Guided Weapons in Fine Water Sprays

Du Yongcheng Yang Li

(College of Power Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China)

**Abstract** The round-trip attenuating process of laser used for guiding by artificial water sprays is studied with the Monte-Carlo method. A new way for confirming the directions of scattered photons is established. The method is based on calculating the cumulative probability distribution function (CPDF) of polydisperse mists and user-defined function (UDF) fitting by Matlab. Software efficiencies of two kinds of Monte-Carlo methods for photons tracking are analyzed and compared. A conclusion comes to that the wight method is evidently more efficient than the event method. The radii of frequently-used water mists are usually in the range of  $10^1 \sim 10^2 \mu\text{m}$  which are suited to attenuate the  $10.6 \mu\text{m}$  laser and can be used for laser stealth. But the effect is worse for  $1.06 \mu\text{m}$  laser, under the condition of dense water sprays, for the single scattering albedo is close to 1.

**Key words** laser optics; laser guiding; fine water sprays; stealth; Monte-Carlo method; user-defined function fitting

**OCIS codes** 140.3430; 280.3400; 300.6430

## 1 引 言

基于激光制导方式的导弹、炸弹在现代战场上应用越来越广,由于制导精度高,抗干扰能力强,对现代舰船、坦克以及大型陆地目标等构成了极大威胁。烟幕技术作为有效的对抗手段早已有所应用<sup>[1~2]</sup>,但具有一定的作战使用难度,主要是烟幕形成需要一定的弥散时间,要在发现来袭导弹之前有足够的释放时间;且烟幕受风的影响较大,易被吹散;另外烟幕还会污染环境。而细水雾作为一种高

效的隐身手段在红外隐身领域早已有所研究和应用<sup>[3,4]</sup>,但目前缺乏细水雾对于激光制导隐身作用的研究成果。

研究人员已对激光在其他颗粒系(比如烟幕、沙尘暴及大气气溶胶等)中的传输衰减做了大量研究。比如杨瑞科等<sup>[5]</sup>研究了激光在沙尘暴中的衰减特性;朱耀麟等<sup>[6,7]</sup>研究了降雨对激光传输的影响;葛强胜等<sup>[1]</sup>研究了烟幕干扰激光制导武器空袭的机理;王玄玉等<sup>[2]</sup>研究了红磷烟幕的使用特性及对红

收稿日期: 2012-11-23; 收到修改稿日期: 2012-12-20

基金项目: 国防预研基金(1010502020202)资助课题。

作者简介: 杜永成(1985—),男,博士研究生,主要从事红外光谱隐身方面的研究。E-mail: dycheng@yeah.net

导师简介: 杨立(1962—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事传热传质热流体学应用及量测等方面的研究。

E-mail: lyang39@hotmail.com

外激光的最佳消光直径。但总体来讲,利用人工细水雾对抗红外激光制导还需要深入研究。

本文以蒙特卡罗法(MCM)作为计算手段,建立了光子随机散射方向的一种新确定方法,定义了表观反射率,研究了细水雾对抗 1.06 μm 和 10.6 μm 两种波长激光制导的回波能量分布,以及对抗效果随水雾体积分数、水雾厚度和水雾粒径等参数的变化规律。

## 2 细水雾的激光衰减原理

激光是一种受激辐射,在水雾中传输时将被水雾粒子散射和吸收。若雾滴半径  $r$  远小于激光波长  $\lambda$ ,而复折射率  $m$  的绝对值又不大,即尺度参数  $\chi < 0.1$ ,  $\chi = 2\pi r/\lambda$ ,  $|\chi m| \ll 1$ ,则激光入射到雾滴上时产生瑞利散射;而当  $\chi > 1$  时将发生米氏散射。由于细水雾的粒径一般为  $10^1 \sim 10^2 \mu\text{m}$ ,而应用最多的激光波长为 1.06 μm 和 10.6 μm,所以细水雾对于激光制导的干扰机理为米氏散射。

当一束激光入射到水雾粒子系时,将会因为散射与吸收效应而被衰减,如图 1 所示,通常可用朗伯-比尔定律描述该过程<sup>[8]</sup>:

$$I_{\lambda,L} = I_{\lambda,0} \exp(-\kappa_{\text{ext},\lambda} L), \quad (1)$$

式中  $I_{\lambda,0}$ ,  $I_{\lambda,L}$  分别表示激光初始强度和传输  $L$  距离后的强度; $\kappa_{\text{ext},\lambda}$  为容积衰减系数,由容积吸收系数  $\kappa_{\text{abs},\lambda}$  和容积散射系数  $\kappa_{\text{sca},\lambda}$  组成<sup>[9]</sup>:

$$\kappa_{\text{ext},\lambda} = \kappa_{\text{abs},\lambda} + \kappa_{\text{sca},\lambda}, \quad (2)$$

其中

$$\kappa_{\text{abs},\lambda} = N_d \int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q_{\text{abs}} dr, \quad (3)$$

$$\kappa_{\text{sca},\lambda} = N_d \int_0^\infty \pi r^2 n(r) Q_{\text{sca}} dr, \quad (4)$$

式中  $Q_{\text{abs}}$  和  $Q_{\text{sca}}$  分别表示吸收效率因子和散射效率因子,由米氏理论计算获得; $N_d$  表示细水雾雾滴数密度,由水雾体积分数  $f_v$  表示:

$$N_d = f_v / \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi r^3 n(r) dr, \quad (5)$$

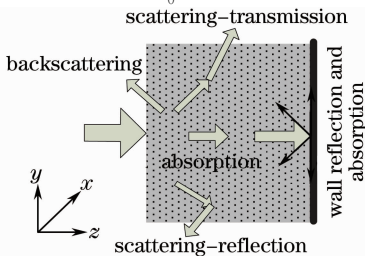


图 1 细水雾衰减激光示意图

Fig. 1 Diagram for laser attenuated by water sprays

式中  $n(r)$  表示水雾粒径尺寸的概率密度函数,采用对数正态分布描述:

$$n(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r \ln \sigma}} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_0)^2}{2(\ln \sigma)^2}\right], \quad (6)$$

式中  $r_0$  表示水雾几何平均粒径, $\sigma$  表示水雾粒径几何标准偏差。

朗伯-比尔定律是基于光子单次散射假设的,将散射过程等同于吸收过程。但实际的散射过程只是改变了激光的传输方向,并未衰减激光能量。当水雾粒径较大,有明显的前向散射,或水雾粒子稠密,有强烈的多重散射时,朗伯-比尔定律的前提假设并不准确<sup>[10,11]</sup>,而文献[12]已证明细水雾衰减红外、激光的过程涉及到了复杂的多重散射。由于 MCM 在解决光传输问题上灵活方便,且可以充分考虑多重散射<sup>[13]</sup>,因而本文选择该算法描述细水雾对激光的衰减过程。

## 3 蒙特卡罗方法

蒙特卡罗法将激光在细水雾中的输运过程转变成概率模型,将激光抽象成大量独立光子,通过一系列伪随机数  $\xi$  追踪光子的轨迹,以此来描述水雾粒子对激光的影响。

### 3.1 光子追踪模型

光子在介质内的随机步长为<sup>[14,15]</sup>  $l = -\ln(1 - \xi_1)/\kappa_{\text{ext}}$ ;光子的散射方向由天顶角  $\theta$  和方位角  $\varphi$  确定,考虑到雾滴散射在方位角方向各向同性,因此,  $\varphi = 2\pi\xi_2$ ;因天顶角方向各向异性,令散射光子在天顶角方向分布的累积概率分布函数(CPDF)为随机数  $\xi_3$ ,即  $\xi_3 = F(\theta) = (1/2) \int_0^\theta P(\theta) \sin \theta d\theta$ ,式中  $P(\theta)$

表示光子散射的相函数;由于  $P(\theta)$  并不能写成显式,因此无法通过求反函数的途径来获取天顶角。考虑到 CPDF 符合对数函数的曲线样式,定义目标函数为

$$F(X) = [\lg(X)]^\gamma, \quad (7)$$

式中  $X \in (1,10)$ ,则  $F(X) \in (0,1)$ ,满足 CPDF 对值域的要求; $X$  与天顶角  $\theta[\theta \in (0, \pi)]$  可建立线性对应关系

$$X = \frac{9}{\pi}\theta + 1, \quad (8)$$

由(7),(8)式可得

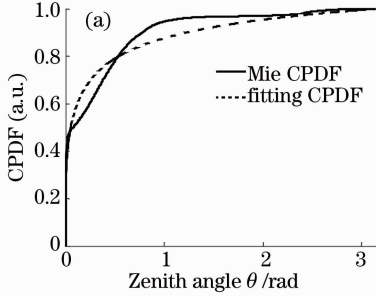
$$F(\theta) = \left[\lg\left(\frac{9}{\pi}\theta + 1\right)\right]^\gamma, \quad (9)$$

建立  $F(\theta)$  与伪随机数  $\xi_3$  的对应关系,通过求反函数

可获取相应的天顶角  $\theta$ ：

$$\theta = F^{-1}(\xi_3) = \frac{\pi}{9}(10^{\xi_3^{1/\eta}} - 1). \quad (10)$$

拟合函数曲线如图 2(a) 所示。而待定参数  $\eta$  可由



(9)式基于最小二乘原理利用 Matlab 软件拟合求得。通过大量的数据拟合发现,待定系数  $\eta$  与不对称因子  $g$  近似呈线性关系,如图 2(b) 所示。

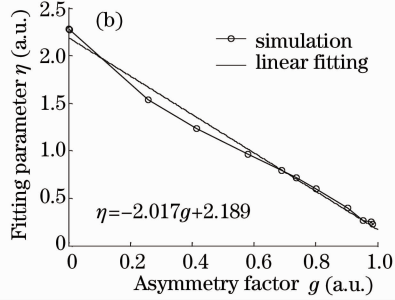


图 2 (a) 米氏散射与自定义拟合的 CPDF 的对比; (b) 待定参数  $\eta$  和不对称因子  $g$  间的关系

Fig. 2 (a) Comparison between Mie and fitting CPDF; (b) relation between unknown parameter  $\eta$  and asymmetry factor  $g$

### 3.2 光子衰减

光子在水雾中传输的追踪方法有两种:一种是认为光子与雾滴碰撞,同时产生吸收与散射。给每一个光子赋初始权值  $w_d = 1$ ,光子每与雾滴作用一次,权值衰减一次,即  $w_{d,n+1} = aw_{d,n}$ ,  $a$  表示雾滴散射的单次反照率,且  $a = \kappa_{\text{sca},\lambda} / \kappa_{\text{ext},\lambda}$ ; 设定一个判定光子湮灭阈值  $\gamma$ ,当  $w_d < \gamma$  时,认为该光子湮灭,终止循环。本文将这种方法称作权重法。

另一种方法是将散射与吸收视为相互排斥事件,认为光子与雾滴相互作用时根据伪随机数与单次反照率  $a$  的关系决定发生吸收与散射事件的一种:若  $\xi_4 \geq a$ ,光子被吸收;若  $\xi_4 < a$ ,光子被散射。若发生吸收事件,则认为光子湮灭,循环终止;若发生散射事件,则循环继续,直至光子湮灭或逸出。本文将这种方法称作事件法。

在两种方法中,单次反照率  $a$  是一个重要参数。由图 3 可见,对于服从对数正态分布的水雾 ( $r = 50 \mu\text{m}$ ,  $\ln \sigma = 0.55$ ),  $1.06 \mu\text{m}$  激光对所选水雾的单次反照率接近 1,说明光子与雾滴的作用主要是散射作用,而  $10.6 \mu\text{m}$  激光的单次反照率约为 0.5,散射与吸

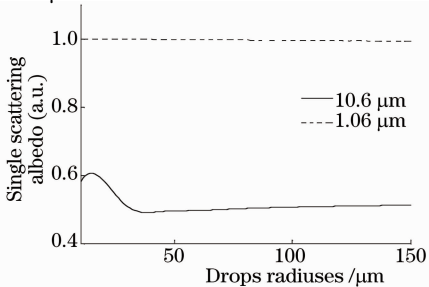


图 3 单次反照率随水雾粒径的变化情况

Fig. 3 Single scattering albedo versus drop radius of different wavelengths

收概率接近。光子散射的另一个重要参数是不对称因子  $g$ ,它表征了光子散射在前后向的分布情况。由图 4 可见,  $10.6 \mu\text{m}$  激光的不对称因子大于 0.95,而  $1.06 \mu\text{m}$  激光的不对称因子小于 0.9,说明水雾对  $10.6 \mu\text{m}$  激光的前向散射比对  $1.06 \mu\text{m}$  强烈。

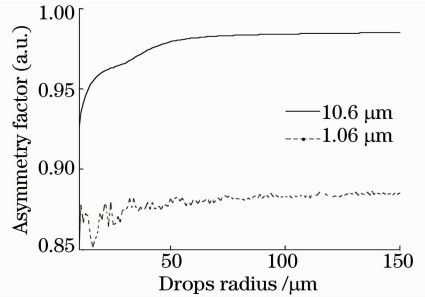


图 4 不对称因子随水雾粒径的变化情况

Fig. 4 Asymmetry factor versus drops radius of different wavelengths

### 3.3 边界处理

水雾的入射界面及侧面是透明边界条件;反射壁面为朗伯体,反射率为  $\rho = 0.1$ ,对于权重法有:  $w_{d,n+1} = \rho w_{d,n}$ ;对于事件法有:若  $\xi_5 < \rho$ ,光子被反射;若  $\xi_5 \geq \rho$ ,光子被吸收。

根据朗伯定律可得反射激光在各个方向上的能量为  $I_L = \rho E_{\text{in}} (\cos \theta) / \pi$ ; 建立反射激光能量的 CPDF,并令其等于一个伪随机数:  $\xi_5 = \left( \int_{\pi/2}^{\theta} 2\pi I_L \sin \theta d\theta \right) / \rho E_{\text{in}}$ , 可得  $\theta = \arcsin \sqrt{\xi} + \pi/2$ ; 反射方位角分布依然是均匀分布,所以:  $\varphi = 2\pi \xi_7$ 。

### 3.4 表观反射率

定义表观反射率为入射激光经水雾后向散射  $E_b$ 、多重散射  $E_m$  及壁面反射  $E_w$  等所形成的在  $\pi/2 \sim \pi$  范围内有效激光能量与入射激光能量的比值

$$\rho_a = (E_b + E_m + E_w)/E_{in}. \quad (11)$$

## 4 数值模拟与分析

计算参数如表 1 所示,包括水雾参数(宽度、长度、厚度和体积分数)、粒径参数(均值和对数标准偏差)和光子样本容量。在围绕某个参数的分析计算时,该参数在表中值的基础上做一定范围的变化(详见图示和各图横坐标),而其他参数保持不变。

表 1 计算参数

Table 1 Parameters for calculation

Width /m	Length /m	Depth /m	Volume fraction /%	$r_0/\mu\text{m}$	$\ln \sigma$	Sample size
3	3	0.5	$1 \times 10^{-5}$	50	0.55	$1 \times 10^6$

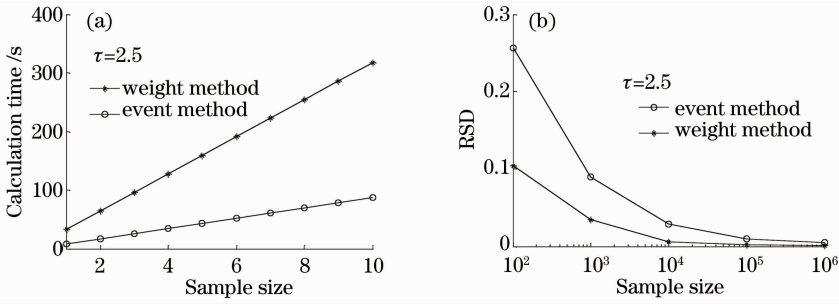


图 5 (a) 计算时间与样本容量的关系;(b) 收敛性与样本容量的关系

Fig. 5 (a) Relation between calculation time and sample size; (b) relation between RSD and sample size

由图 5(a)、(b)可见,两种方法的计算耗时都与样本容量呈线性递增的关系;在样本容量相同时,权重法的计算耗时要明显大于事件法,但权重法的收敛性要明显好于事件法;在本例中,事件法计算耗时大概是权重法的 1/3,但达到相同的收敛标准(即相同的 RSD)权重法的样本容量可以比事件法小一个数量级。这主要是因为权重法中每个光子都对计算结果有贡献,使得计算的随机性降低,从这个角度来讲,WM 的模拟效率更高,本文的计算也采用这一方法。

### 4.2 回波激光的能量分布

图 6 是根据表 1 中参数计算所得,描述的是当

### 4.1 两种方法的效率对比

为了准确反应权重法和事件法的计算效率,在计算实例中不进行参数的计算,并且避免大型稀疏矩阵的出现,两种方法的收敛性采用相对标准偏差(RSD)来评价。按表 1 中计算参数,光学厚度取  $\tau=2.5$ ,图 5 (a) 中光子样本容量变化范围为  $1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6$ ;图 5 (b) 采用对数横坐标,光子样本容量变化范围为  $1 \times 10^2 \sim 1 \times 10^6$ 。

弧度的取值范围为  $(\pi/2, \pi)$  时  $1.06 \mu\text{m}$  和  $10.6 \mu\text{m}$  的反射激光强度的对数值在随水雾体积分数的变化。由图 6 可见,随着水雾体积分数的增大,  $10.6 \mu\text{m}$  反射激光的强度明显减弱;而  $1.06 \mu\text{m}$  反射激光是在侧向,即当弧度取值范围为  $(\pi/2, 2\pi/3)$  时强度随水雾体积分数的增大而增大,  $(2\pi/3, \pi)$  时随水雾体积分数增大回波强度几乎不变,这主要是因为  $1.06 \mu\text{m}$  激光的单次反照率接近 1, 散射远大于吸收,当水雾体积分数增大时多重散射加剧。由两图可见,若水雾体积分数增大,水雾对  $10.6 \mu\text{m}$  激光的衰减作用增强,但对  $1.06 \mu\text{m}$  激光的衰减作用则减弱。

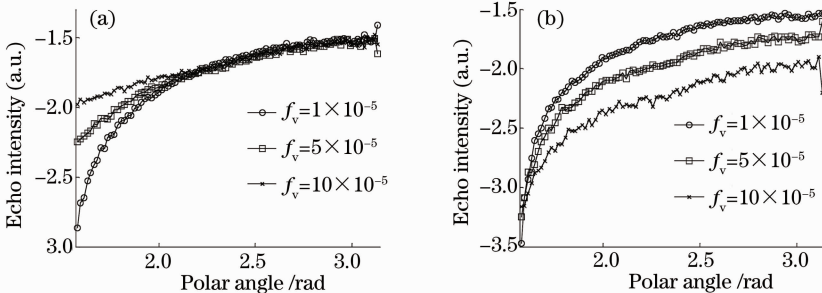


图 6 (a)  $1.06 \mu\text{m}$  激光和 (b)  $10.6 \mu\text{m}$  激光的回波强度

Fig. 6 Echo intensity of (a)  $1.06 \mu\text{m}$  laser and (b)  $10.6 \mu\text{m}$  laser

### 4.3 激光的表现反射率

图 7,8 描述的激光表现反射率随水雾和粒径参数的变化,变化参量的范围如横坐标所示,其余参量

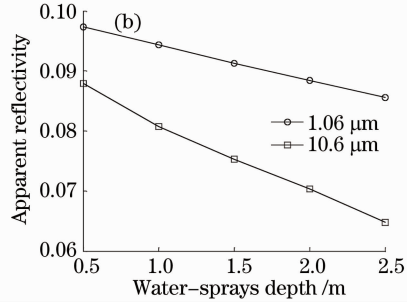
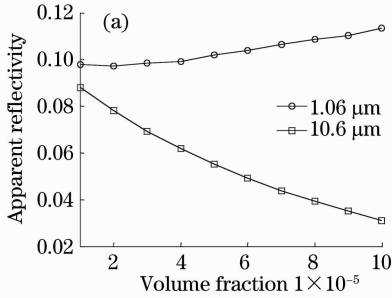


图 7 表现反射率随(a)水雾体积分数或(b)水雾厚度的变化

Fig. 7 Variation of apparent reflectivity with (a) water-sprays volume fraction or (b) water sprays depth

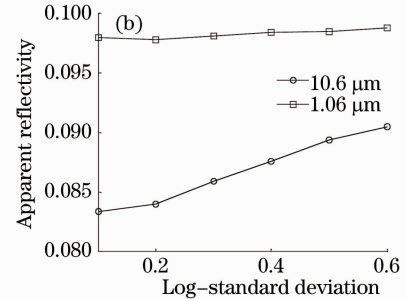
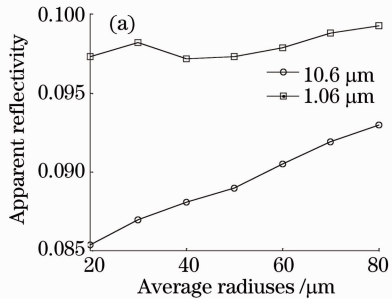


图 8 表现反射率随(a)均值粒径或(b)对数标准偏差的变化

Fig. 8 Variation of apparent reflectivity with (a) average particle radius or (b) log of standard deviation

1.06  $\mu\text{m}$  激光的表现反射率对粒径几何均值和对数标准偏差两个参数的响应并不灵敏,在所选的自变量参数范围内表现反射率变化很小;1.06  $\mu\text{m}$  激光的表现反射率随水雾厚度的变化与 10.6  $\mu\text{m}$  激光相同,都是呈递减趋势;随水雾体积分数的变化与 10.6  $\mu\text{m}$  激光相反,即随着水雾体积分数的增大,表现反射率呈增大的趋势,且不以壁面反射率为极值;当水雾体积分数大于  $4 \times 10^{-5}$  时,表现反射率大于壁面反射率,此时施放水雾反而适得其反。

对此现象有如下解释,根据图 3、图 4 可知,1.06  $\mu\text{m}$  激光对所选的水雾粒子系的平均单次反照率高达 0.997,平均不对称因子为 0.87,而 10.6  $\mu\text{m}$  激光的这两个参数分别为 0.503 和 0.97,这说明所选水雾对 10.6  $\mu\text{m}$  激光吸收能力和前向散射能力强;对 1.06  $\mu\text{m}$  激光的散射能力强而吸收能力极弱,并且后向散射占有一定比例,易于形成有效激光回波。散射激光经过二次散射乃至多重散射之后依然能形成有效的激光回波,而且水雾体积分数越高,多重散射越剧烈。由此可以解释当水雾遮蔽壁面时,会出现 1.06  $\mu\text{m}$  激光表现反射率高于壁面反射率的情况。

见表 1。由图 7,8 可见,10.6  $\mu\text{m}$  激光的表现反射率随水雾体积分数或水雾厚度的增大而减小;随着几何均值粒径或对数标准偏差的增大而增大。

## 5 结 论

以蒙特卡罗法为工具,研究了人工细水雾对制导用激光的双程衰减过程。通过计算单个雾滴的米氏散射归一化相函数,并利用 Matlab 软件对相函数进行自定义函数拟合,建立了一种新的光子随机散射方向的确定方法。对两种蒙特卡罗光子追踪方法进行了效率对比分析,发现权重法的计算效率要高于事件法。

普通细水雾的半径一般处于  $10^1 \sim 10^2 \mu\text{m}$ ,其对长波激光比如 10.6  $\mu\text{m}$  激光有着很好的衰减效果,可用于激光制导隐身;而对短波激光的吸收作用很弱,比如 1.06  $\mu\text{m}$  激光,当水雾体积分数较高时由于多重散射作用,甚至会出现增强反射的现象,因此此时不宜用水雾来对抗激光导弹。

## 参 考 文 献

- Ge Qiangsheng, Zhang Lijun, Ge Qianglin *et al.*. Mechanism study of smoke concealment interfering air-raid of laser-guided weapon[J]. *J. PLA University of Science and Technology*, 2005, 6(2): 149~152
- 葛强胜, 张立军, 葛强林等. 烟幕干扰激光制导武器空袭的机理[J]. *解放军理工大学学报(自然科学版)*, 2005, 6(2): 149~152
- Wang Xuanyu, Pan Gongpei. Red phosphorus smoke usage



- characteristic and optimal extinction diameter to emissions of infrared laser[J]. *Acta Aamamentarii*, 2007, **28**(9): 1138~1143  
王玄玉, 潘功配. 红磷烟幕使用特性及其对红外激光的最佳消光直径[J]. *兵工学报*, 2007, **28**(9): 1138~1143
- 3 Chen Zhongwei, Liang Xingang, Zhang Lingjiang *et al.*. Investigation of spray on temperature drop and infrared stealth of water surface object[J]. *J. Infrared & Millim. Waves*, 2010, **29**(5): 342~346  
陈中伟, 梁新刚, 张凌江 等. 雾状水幕降温衰减与水面目标红外隐身研究[J]. *红外与毫米波学报*, 2010, **29**(5): 342~346
- 4 Du Yongcheng, Yang Li. Study on optimal extinction radius of water fog particles based on phase function and extinction factor [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(8): 2459~2462  
杜永成, 杨立. 基于相函数和消光因子的水雾粒子最佳消光半径研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(8): 2459~2462
- 5 Yang Ruike, Ma Chunlin, Li Liangchao *et al.*. Influence of multiple scattering on laser pulse propagation through sand and dust storm[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(10): 1393~1397  
杨瑞科, 马春林, 李良超 等. 沙尘暴多重散射对激光脉冲传输的影响[J]. *中国激光*, 2007, **34**(10): 1393~1397
- 6 Zhu Yaolin, An Ran, Ke Xizheng. Effect of rainfall on wireless laser communication [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(12): 1206003  
朱耀麟, 安然, 柯熙政. 降雨对无线激光通信的影响[J]. *光学学报*, 2012, **32**(12): 1206003
- 7 Guo Jing, Zhang He, Wang Xiaofeng. Attenuation and transmission of laser radiation at 532 nm and 1064 nm through rain[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 0101004  
郭婧, 张合, 王晓锋. 降雨对 532 nm 和 1064 nm 激光传输的衰减特性研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(1): 0101004
- 8 Liu Min, Wang Hongxing, Wang Qian *et al.*. A revision model of the calculation of atmospheric attenuation in water fogs weather[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 1005002  
刘敏, 王红星, 王倩 等. 雨雾共存天气下大气衰减计算的修正模型[J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 1005002
- 9 Tan Heping, Xia Xinlin, Liu Linhua. Numerical Calculation on Infrared Radiative Properties and Transfer—Calculating Thermal Radiation[M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press, 2006  
谈和平, 夏新林, 刘林华. 红外辐射特性与传输的数值计算——计算热辐射学[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2006
- 10 S. Kumari, A. K. Nirala. Study of light propagation in human, rabbit and rat liver tissue by Monte Carlo simulation[J]. *Optik*, 2011, **122**(9): 807~810
- 11 S. Roy, G. A. Ahmed. Monte Carlo simulation of light scattering from size distributed sub-micron spherical CdS particles in a volume element[J]. *Optik*, 2011, **122**(11): 1000~1004
- 12 W. H. Yang, T. Parker, H. D. Ladouceur *et al.*. The interaction of thermal radiation and water mist in fire suppression [J]. *Fire Safety Journal*, 2004, **39**(1): 41~66
- 13 B. T. Wong, M. Francoeur, M. P. Mengüç *et al.*. A Monte Carlo simulation for phonon transport within silicon structures at nanoscales with heat generation[J]. *International J. Heat and Mass Transfer*, 2011, **54**(9,10): 1825~1838
- 14 B. Mayer. Radiative transfer in the cloudy atmosphere[J]. *Eur. Phys. J. Conferences*, 2009, **1**: 75~99
- 15 M. Keijzer, S. T. Jacques, S. A. Prahl *et al.*. Light distribution in artery tissue: Monte Carlo simulation for finitediameter laser beams [J]. *Lasers Surg. Med.*, 1989, **9**(2): 148~154

栏目编辑: 张 腾