

## 不同散射介质对飞秒脉冲激光传输特性影响研究

张克瑾 刘磊<sup>†</sup> 曾庆伟 高太长 胡帅 陈鸣

(国防科技大学气象海洋学院, 南京 211101)

(2019年3月27日收到; 2019年8月12日收到修改稿)

基于分层传输模型和 Mie 散射理论, 在粒子散射模型中充分考虑了谱分布特征, 数值模拟了 800 nm 飞秒激光在冰云、水云、雾、气溶胶和降雨环境中的传输特性. 结果表明, 谱分布和粒子相态对光丝传输特性有较大的影响. 雨滴的粒径较大, 光丝在降雨环境中传输时, 由于散射导致的能量衰减最强, 产生的光丝峰值光强和能量最低. 同时, 光丝能量在空间的分布不均, 产生了明显的多丝结构, 并导致光丝长度缩短. 水云和雾具有类似的谱分布特征, 光丝在水云和雾中的传输特性十分相似. 但由于雾中的粒子尺度更小, 光丝的能量较高, 光丝分布更集中. 气溶胶对光丝的散射最弱, 因此在传输前期没有对光丝的结构产生影响, 并以稳定的单丝结构传输, 光丝的峰值光强和能量最高, 但在距离成丝位置一段距离后光丝结构才逐渐出现扰动. 相同谱分布下, 由于冰粒子的散射能力强于水粒子, 造成光丝在冰云中的能量更低, 光丝分布不集中, 光丝的数量明显增多.

**关键词:** 飞秒激光, 成丝, 谱分布, 散射介质**PACS:** 42.68.Ge, 42.25.Fx, 42.55.-f**DOI:** 10.7498/aps.68.20190430

## 1 引言

近些年来, 飞秒脉冲激光在大气中成丝的现象引起了众多学者的广泛关注. 飞秒激光成丝是飞秒激光在光学介质中传输时, 由于克尔自聚焦与等离子体散焦等非线性效应之间达到动态平衡时所形成的稳定传输通道. 飞秒激光光丝在大气中非线性传输时, 也伴随着产生诸如光谱的展宽<sup>[1]</sup>、太赫兹辐射<sup>[2]</sup>以及高次谐波发射<sup>[3]</sup>等非线性效应. 这些效应的发现在大气光学和热力学领域产生了一些非常有前景的应用, 包括检测大气成分及污染物气体<sup>[4]</sup>、太赫兹辐射技术<sup>[5]</sup>、诱导闪电<sup>[6]</sup>以及诱导形成水凝物<sup>[7]</sup>等. 目前, 这些应用大多尚处在实验室研究阶段, 在实际应用时飞秒激光很可能会在大气云、雾、雨和气溶胶等散射介质中传输. 粒子群的强烈散射不但会造成光束能量的下降, 还会造成光束截面光场不均匀的分布, 从而对光丝技术在大气

中的应用带来影响.

针对上述问题, 学者们开展了大量研究. 实验室研究发现超短脉冲激光光丝与 95  $\mu\text{m}$  粒径的水滴作用后能够继续传输<sup>[8]</sup>. 这是由于光丝周围存在的一种能量库对受阻光丝能量的不断补充从而延长光丝的传输. 粒子的浓度会影响到激光成丝的特性. 光丝在浓雾 ( $z = 10 \text{ m}$ ,  $N = 6.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) 中传输时, 光丝能量会因散射吸收而严重衰减, 光丝数量随着传播距离不断减少<sup>[9]</sup>. 进一步研究发现, 不仅气溶胶层的厚度会影响光丝的长度, 气溶胶位置的改变也会影响到成丝位置和光丝长度<sup>[10]</sup>. 基于大气色散介质中的相干散射影响, Militsin 等<sup>[11]</sup>在研究中提出分层传输模型, 利用 Gamma 分布比较单散射和多散射云层对激光光场传输的影响, 证明散射对光丝结构特性的影响程度与粒子尺度有关. Jeon 等<sup>[12]</sup>在最新的实验中证明, 光丝能量在液滴内部会经历散射、等离子体吸收等多种作用的影响而衰减, 其中单个 50  $\mu\text{m}$  的水粒子能耗损 40  $\mu\text{J}$

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: liuleidll@gmail.com

的光丝能量, 这为定量分析光丝在气溶胶和云雾散射介质的传输提供了参考. 除此之外, Matthews 等<sup>[13]</sup>在云室实验条件下研究了冰相态粒子的次生长过程, 并观察到了光强在表面粗糙的冰晶上因散射而分布不均匀的现象, 为进一步研究光丝在卷云中的传输特性奠定了实验基础.

现有的模拟研究中, 云、雾、气溶胶等环境模型区分度不够, 普遍采用一种尺度的粒子近似代替多种环境场. 然而, 实际大气云、雾、降雨及气溶胶环境中的粒子不仅粒径大小不一, 而且不同环境粒子相态各异. 粒子在空间中的分布特性遵循着谱分布规律, 不同环境谱分布也存在较大差异, 而国际上在这方面的研究较少. 因此, 开展飞秒激光在不同散射介质中的传输过程研究, 对掌握真实大气环境中飞秒激光的传输特性具有重要意义.

基于此, 本文利用 Mie 散射<sup>[14,15]</sup>理论, 构建了可切换谱分布函数的粒子屏模型, 分别模拟了 800 nm 飞秒激光在冰云、水云、雾、雨和气溶胶中的传输, 分析不同相态和不同谱分布的散射介质对成丝位置、光丝强度和数量等的影响差异.

## 2 数值模型

### 2.1 飞秒激光传输模型

飞秒激光成丝过程是一种复杂的非线性变化过程, 采用非线性 (3D + 1) 方程来描述光场在散射介质中的变化<sup>[16,17]</sup>:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) U - \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \frac{ik}{2} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} U + ikn_2 IU - \frac{\beta_K}{2} |U|^{2K-2} U + \alpha_{\text{par}} U(x, y, z, t), \quad (1)$$

方程 (1) 右边前两项分别为横向衍射项和群速度色散项,  $k = 2\pi/\lambda$  表示入射光的波数,  $\lambda(800 \text{ nm})$  为入射光波长, 色散系数  $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 = 20 \text{ fs}^2/\text{m}$ <sup>[18]</sup>; 另外三项依次为等离子体散焦项、克尔效应项、多光子吸收项,  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$  表示角频率, 非线性克尔系数  $n_2 = 2.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ <sup>[19]</sup>,  $I = cn_0|E|^2/8\pi$  为光束光强,  $\beta_K = K\hbar\omega_0 n_{\text{air}} \sigma_K$  为多光子系数, 电子个数  $K = 8$ ; 最后一项为粒子散射项,  $\alpha_{\text{par}}$  为粒子散射对光场造成的散射衰减量.

### 2.2 大气散射介质模型构建

为了分析连续散射介质中的光丝辐射传输, 采

用分层传输模式<sup>[13]</sup>, 将激光传输路径划分为具有间距  $\Delta z$  的连续层 (图 1). 层与层之间为激光自由传输的部分, 飞秒激光与空气分子发生的电离反应、衍射以及自诱导聚焦等非线性光学效应都发生在该部分, 而粒子半径和数密度对光丝空间传输的散射影响则发生在屏上. 当激光光束打在粒子屏上时, 粒子群通过散射光束, 使光场信息重新分布. 随后经过自由传输部分影响传递到下一层, 下一层上的粒子群又会对光场产生新的扰动, 最终通过一系列的粒子散射屏来描述整个散射介质的散射特性. 已有的研究表明<sup>[20]</sup>, 粒子表面等离子体的分布对大气中成丝过程的贡献基本可忽略不计, 因此文中模型并未考虑光丝与粒子的电离反应.

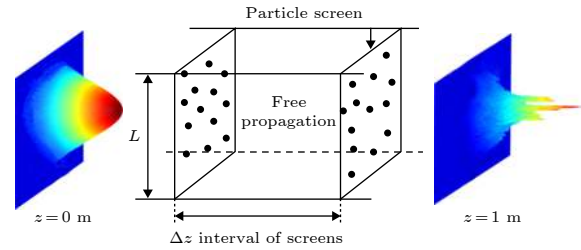


图 1 分层传输模式概念图  $\Delta z$  为屏间距,  $L$  为散射屏的宽度

Fig. 1. Stratified-medium model.  $\Delta z$  is distance between screens,  $L$  is the width of the screen.

沿着光束传播方向, 粒子对激光场的散射扰动只考虑前向散射方向范围 ( $\theta < 10^\circ$ ), 而对后向散射方向的扰动不进行计算<sup>[21]</sup>. 同时, 大粒子的散射扰动强度强于小粒子对光场的散射扰动 (图 2(a)). 根据粒子的散射相函数分布 (图 2(b)), 利用相函数曲线的第一个波谷来选取前向散射角, 从而用这部分前向散射能量来计算对光场的扰动. 粒子尺度越大前向散射角度的取值范围越小 ( $\theta_{100} < \theta_{15} < \theta_{10} < \theta_5$ ).

由上述散射角  $\theta$  可以计算一个任意形状和大小的粒子的前向散射值, 其中距离粒子  $R$  处的散射电场  $U^s$  与入射电场  $U^i$  存在一定的函数关系<sup>[22]</sup>:

$$U^s = \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma) U^i, \quad (2)$$

式中  $R$  为远场中点  $(x, y, z)$  与粒子间的直线距离;  $S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma)$  为粒子的振幅函数矩阵,  $\theta$  和  $\varphi$  为天顶角和方位角;  $\alpha, \beta, \gamma$  为粒子在空间中的取向角度, 包含着粒子的所有散射特性, 不同散射特性粒子的振幅函数不同. 因此, 散射扰动量  $\alpha_{\text{par}}$  可表

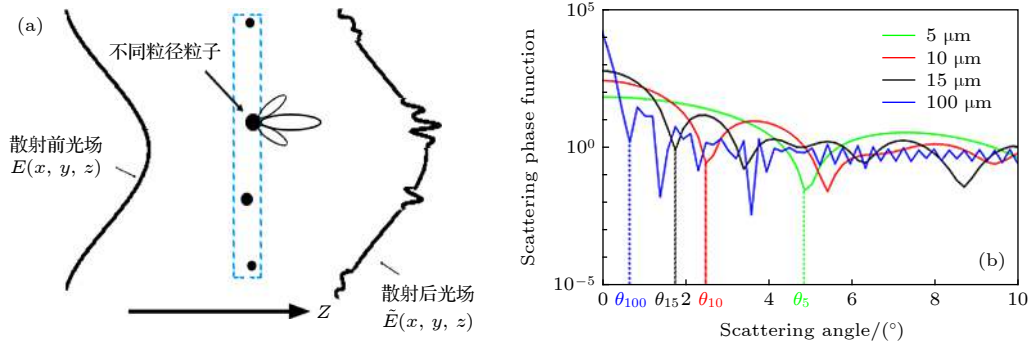

 图 2 (a) 粒子对激光光场的散射扰动图; (b) 利用散射相函数获得不同粒径粒子 (100, 15, 10, 5  $\mu\text{m}$ ) 的前向散射角

Fig. 2. (a) Scattering on light field by particles; (b) Use the scattering phase function to obtain forward scattering angle of particles with different sizes.

示为

$$\alpha_{\text{par}} = \sum_1^N \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma), \quad (3)$$

(3) 式中  $N$  为屏上粒子数目:

$$N = \frac{N_0 \times \Delta z \times L^2}{\omega_0}, \quad (4)$$

其中  $N_0$  为粒子浓度,  $\omega_0$  为束腰半径, 计算时假设每个粒子都位于计算截面网格点上.

文中采用 Mie 散射理论<sup>[23]</sup> 计算粒子的振幅函数  $S(\theta, \varphi, \alpha, \beta, \gamma)$ . 由于球形粒子的散射特性与空间取向无关, 振幅函数  $S(\theta)$  只与散射角  $\theta$  有关, 即

$$U^s_{\text{Mie}} = \frac{\exp(-ikR + ikz)}{ikR} S(\theta) U^i_{\text{Mie}}. \quad (5)$$

实际上, 研究云雾和降雨环境对飞秒激光的传输影响, 本质上是研究粒子群对光束传输的影响, 而真实大气条件下粒子群的粒径与数浓度间的分布特性可以通过函数关系构建. 目前, 国际上常用修正的  $\Gamma$  谱分布<sup>[24]</sup> 函数来近似准确的描述大气云雾、降水和气溶胶的分布特性:

$$n(r)dr = ar^\mu \exp(-br^\nu)dr, \quad (6)$$

(6) 式中,  $r$  为粒径尺寸,  $n(r)$  为对应粒径  $r$  的数浓度;  $a, b, \mu, \nu$  为四个控制参数, 且都为正数. 通过改变控制参数的数值, 可以拟合出不同环境的谱型.

文中用于描述云、雾、雨以及气溶胶散射介质的谱参数如表 1 所列. 图 3 给出了不同环境的粒子浓度随直径变化情况. 从图中可见, 雨滴粒子的尺度分布最大为 1 mm, 因此对光束的散射最强. 云和雾的谱函数相近, 但云滴的尺度范围要大于雾滴的尺度范围. 气溶胶粒子的尺度最小, 产生的散射最弱. 不同散射介质拥有不同的谱分布, 因此对光

表 1 粒子谱函数参数

Table 1. Size distributions parameters.

	Cloud	Fog	Rain	Aerosol
$a$	1.8078	2.3730	$5.3333 \times 10^5$	$4.000 \times 10^5$
$b$	0.3610	3/2	8.9443	20
$\mu$	2	6	1	2
$\nu$	1	1	1/2	1

束的散射能力也不同.

在模拟中, 我们选用经典的高斯光束作为飞秒激光的入射光束<sup>[19]</sup>:

$$E(x, y, z = 0, t) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2} - \frac{t^2}{\tau_0^2} - i\frac{kr^2}{2f}\right), \quad (7)$$

其中,  $\tau_0$  为脉冲半宽,  $\omega_0$  为激光的束腰半径, 曲率半径  $f$  是描述激光聚焦的参数, 其与聚焦距离  $d$  有以下关系:

$$f = d + z_f^2/d, \quad (8)$$

式中  $z_f$  表示为瑞利长度, 其与束腰  $\omega_f$  有关:

$$z_f = k\omega_f^2/2. \quad (9)$$

数值模拟采用快速傅里叶变换运算 (fast Fourier transform, FFT), 格点分辨率为  $\Delta x = \Delta y = 14.7 \mu\text{m}$ , 网格点数为  $1024 \times 1024$ . 最小时间步长为  $\Delta t = 0.3 \text{ fs}$ .

### 3 模拟结果与分析

我们模拟了飞秒激光在冰云、水云、雾、降雨和气溶胶环境中的传输. 模型中的参数为: 束腰半径  $\omega_0 = 1.5 \text{ mm}$ , 脉冲宽度  $\tau_p = 120 \text{ fs}$ ,  $P_{\text{in}} = 100P_{\text{cr}}$ , 初始能量为  $W = 42 \text{ mJ}$ . 粒子数浓度为  $N = 100 \text{ cm}^{-3}$ . 冰云中冰晶的复折射率值为  $1.304 - 2.15 \times$

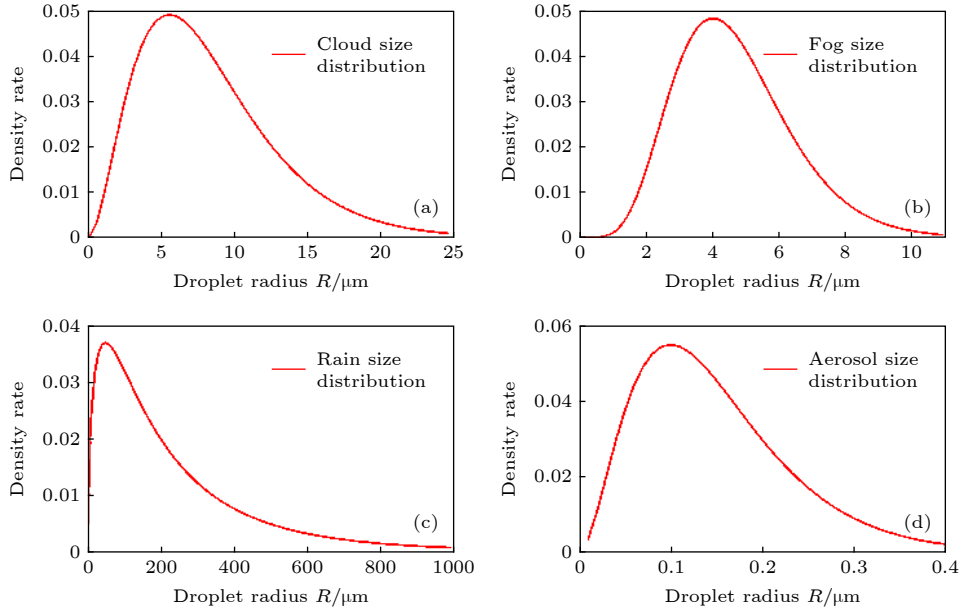


图 3 不同散射介质的粒子谱分布图 (a) 云; (b) 雾; (c) 雨; (d) 气溶胶

Fig. 3. Size distributions of different scattering medium: (a) Cloud; (b) Fog; (c) Rain; (d) Aerosol.

$10^{-7}$  i, 其他粒子统一为液态水粒子, 复折射率值为  $1.329-1.25 \times 10^{-7}$  i.

图 4(a) 展示的是不同环境场内飞秒激光轴上峰值光强随传播距离的变化. 由图可清楚地观察到, 不同环境场内的轴上峰值光强演变差异明显. 降雨场中的总体峰值光强最低, 其次是冰云中的总体峰值光强. 水云与雾中的总体峰值光强接近一致, 都低于冰云中的峰值光强, 而气溶胶场中的总体峰值光强最高.

在传输的初始阶段, 由于雨滴谱中大雨滴的强烈散射, 降雨场中的光束提前进入钳制位置 ( $z = 0.78$  m), 在  $0.85$  m 左右开始形成光丝, 其他环境光束的钳制位置和成丝位置相对靠后. 气溶胶由于

谱中粒子尺度最小, 光束的钳制位置和成丝位置最远, 分别为  $0.98$  m 和  $1.3$  m. 随着传输距离的增加, 光强开始剧烈变化, 气溶胶中的峰值光强最高可达  $174$  GW/cm<sup>2</sup>; 其次是水云和雾中的最大峰值光强, 均为  $160$  GW/cm<sup>2</sup>; 冰云中的最大峰值光强较低约为  $150$  GW/cm<sup>2</sup>, 降雨场中的最低, 约为  $148.8$  GW/cm<sup>2</sup>. 对比  $3$  m  $< z < 4$  m 距离上的光强演变过程, 降雨场中光丝提前在  $3.17$  m 处结束, 此时光丝长度最短, 为  $2.32$  m. 冰云中的光丝结束位置靠后, 光丝的长度为  $2.35$  m. 水云与雾同时在  $3.5$  m 左右结束成丝, 光丝长度分别为  $2.38$  m 和  $2.39$  m. 气溶胶中的光丝结束的距离最远, 光丝长度最长, 约为  $2.42$  m. 传输末期, 降雨场中的光强

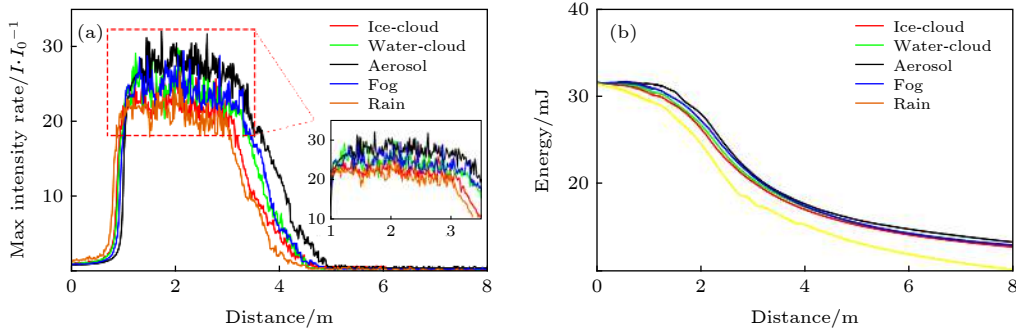


图 4 (a) 不同散射介质内飞秒激光轴上峰值光强随传播距离的变化,  $I_0 = 5.2 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>; (b) 不同散射介质内激光能量随传播距离的变化

Fig. 4. (a) The peak intensity on axis as a function of the propagation distance in different scattering medium,  $I_0 = 5.2 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>; (b) The laser energy as a function of the propagation distance in different scattering medium.



在 4.4 m 左右提前进入衰减缓慢阶段. 冰云、水云和雾的光丝依次在 4.62 m 左右进入衰减缓慢阶段. 气溶胶的散射衰减最弱, 在更远的 5 m 左右进入缓慢衰减阶段.

通过对比激光能量在传输距离上的变化趋势 (图 4(b)) 可以看出, 降雨场中的激光能量最弱, 其次为冰云、水云和雾, 而气溶胶场中的激光能量最高, 说明雨滴谱的散射衰减最强. 由于雨滴尺寸相对较大, 最大可达 1000  $\mu\text{m}$ , 造成雨滴的散射衰减也是最强的. 由于水云和雾的谱分布相近, 表现出的散射衰减影响也相近. 气溶胶谱中的粒子尺度最小, 对光束表现出的散射影响最弱. 冰晶粒子的散射衰减强于水滴粒子, 产生的散射衰减较强, 因此, 冰云中的光束能量弱于水云中的光束能量.

为了深入研究不同谱分布环境对飞秒激光光丝空间演变特性的影响, 我们对比分析了飞秒激光光束截面能流在不同位置的变化 (图 5). 传输的初期 ( $z = 0.12 \text{ m}$ ), 由于雨滴谱中大雨滴粒子 (图 5(a)) 的强烈散射, 在图像上表现出清晰可见的环形结

构. 而其他环境由于散射能力弱, 环形结构表现的不明显. 散射能力越弱, 环形结构越模糊. 进入光强钳制距离后 ( $z > 0.85 \text{ m}$ ) 光丝开始形成, 在传输到 1.2 m 时, 干净空气中 (图 5(f)) 的光束以稳定的单丝结构传输. 雨滴谱中的光束能量因强散射衰减而分布不均, 高能量位置上明显分裂出 4 条光丝. 冰云 (图 5(b))、水云 (图 5(c)) 和雾 (图 5(d)) 中光束出现三条光丝, 其中冰云中的光丝开始分裂, 水云中只有两条光丝能量较高, 雾中的三条光丝能量最高. 由于气溶胶散射效应较弱, 光丝能量没有受到扰动影响, 与干净空气中光丝演化过程一致. 进一步传输到 3.82 m, 光丝逐渐演化为多光丝结构, 降雨场中出现 6 条光丝且能量的空间分布极不规则. 冰云中出现 5 条光丝, 背景能量分布较集中. 水云与雾中的光丝演变过程极为相似, 光束中心主导着一条主光丝, 四周环绕着 4—5 条光丝, 背景能量也较为集中. 相比之下, 雾中的光丝能量更高, 这是由于雾中的粒子尺度总体较小的原因. 由于散射效应的累积, 气溶胶 (图 5(e)) 中光丝开始出现

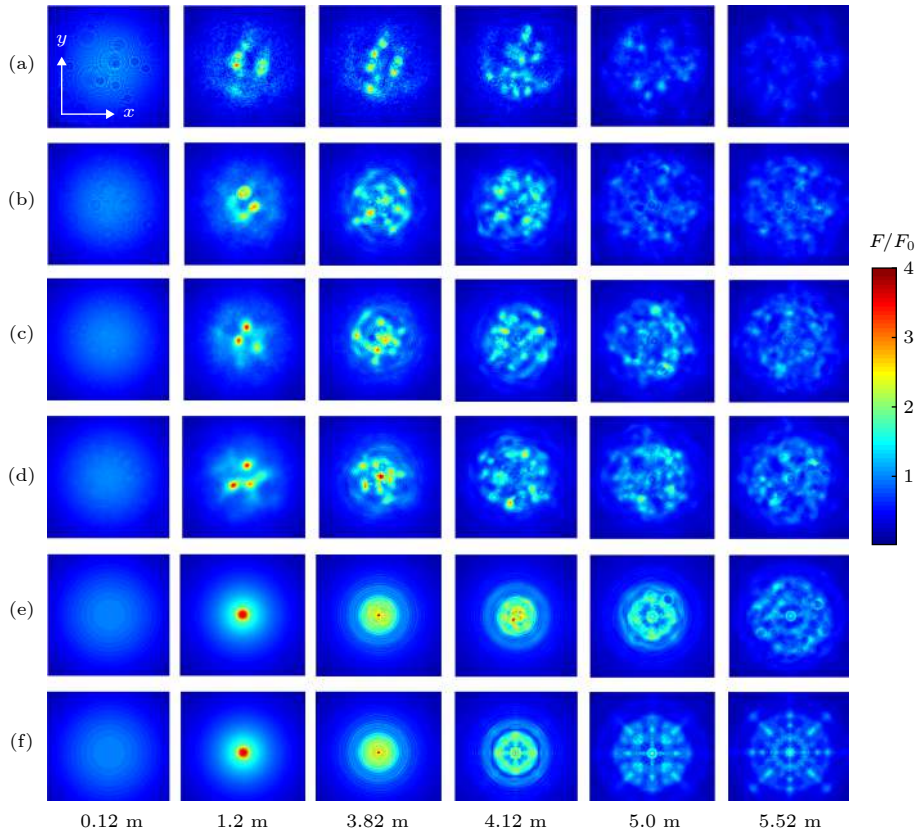


图 5 不同散射场中光丝的截面能流随传播距离的变化 (a) 降雨; (b) 冰云; (c) 水云; (d) 雾; (e) 气溶胶; (f) 干净空气;  $F_0 = 0.592 \text{ J/cm}^2$

Fig. 5. Fluence distribution  $F/F_0$  as a function of the propagation distance in different scattering medium: (a) Rain; (b) Ice-cloud; (c) Water-cloud; (d) Fog; (e) Aerosol; (f) Clear air.  $F_0 = 0.592 \text{ J/cm}^2$ .

扰动, 此时距离成丝位置 ( $z = 1.2$  m) 已有一段距离. 由于干净空气中没有粒子散射, 仅在自身衍射作用下半径增大. 虽然在等离子体的吸收下能量有所衰减, 但中心的能量能够维持光丝的传输. 随着传输距离的增加 ( $z = 4.12$  m), 降雨场中的光丝结构消失, 背景能量衰减严重. 冰云、水云和雾中的光丝能量大幅度下降, 光丝数量减少. 而此时, 气溶胶场中开始新生多丝结构, 光丝能量表现较高. 对于干净空气, 中心光丝能够继续传输, 周围能量受等离子体的分布影响, 出现局部的能量衰减. 在传输的后期 (5.52 m), 干净空气中背景能量下降较快, 但中心光丝的结构较为完整. 散射介质场对光束能量的扰动累积到最大, 所有场中光丝结构都已消失. 降雨场中的背景能量消失, 冰云、水云和雾中的背景衰减严重, 相比之下, 气溶胶中背景能量依旧存在, 在图像上可以看清粒子散射出的环状结构.

综上可发现, 谱分布的差异对光丝演化有着显著的影响. 因此, 延伸到实际大气问题上, 在研究飞秒激光传输不同谱分布环境实验中, 应考虑到大气粒子分布和物理特性对光丝传输造成的扰动影响差异.

## 4 结 论

数值模拟了不同散射介质对 800 nm 飞秒激光光丝传输特性的影响. 结果显示, 谱分布差异对光丝传输特性有较大影响. 降雨环境中的激光能量最低, 光丝长度最短, 产生了显著的多丝结构, 这是由于雨滴谱中多以大尺度粒子为主, 对激光传输表现出强烈的散射特性. 对比水云与雾中激光传输情况发现, 两者的散射影响程度接近, 激光能量和光丝结构随传播距离的变化程度相似, 这是由于两种谱分布中占主导地位的粒子相同. 但是雾中粒子总体尺度偏小, 光丝位置更集中, 光丝能量较高. 由于冰晶粒子散射能力强于水滴, 相同谱分布条件下, 冰云中光丝能量更低, 光丝长度更短, 光丝分布不集中. 气溶胶粒子尺度最小, 对激光能量的散射衰减最弱, 光丝长度最长. 传输前期, 气溶胶粒子的散射对光丝结构没有造成扰动, 单丝结构完整, 这与干净空气中的光丝演化过程一致. 随着传播距离的增加, 累积的散射效应开始显现, 在距离成丝位置一段距离后光丝结构逐渐出现扰动.

上述结果证明了不同散射介质对飞秒激光成丝特性有较大的影响. 然而, 由于云、雾、降水等散射介质中的非线性参数测量十分困难<sup>[25]</sup>, 因此文中的非线性参数采用的是理论计算的结果, 与实际的情况可能存在差异. 同时, 文中对于粒子的构造只考虑了最简单的球形模型, 但实际大气中存在大量非球形粒子, 这两种粒子的散射特性存在差异. 因此, 在接下来的工作中将进一步考虑粒子的非球形特性并开展传输特性分析研究. 此外, 对于本文传输模拟的结果, 将进一步开展相关实验进行模型检验.

## 参考文献

- [1] Reintjes J, Carman R L, Shimizu F 1973 *Phys. Rev. A* **8** 1486
- [2] Koulouklidis A D, Fedorov V Y, Tzortzakis S 2016 *Phys. Rev. A* **93** 033844
- [3] Wei S S, Li S Y, Guo F M, Yang Y J, Wang B B 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063418
- [4] Rodriguez M, Sauerbrey R, Wille H, Fujii T, André Y B, Mysyrowicz A, Klingbeil L, Rethmeier K, Kalkner W, Kasparian J, Salmon E, Yu J, Wolf J P 2002 *Opt. Lett.* **27** 772
- [5] Wang T J, Yuan S, Chen Y P, Chin S L 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 25
- [6] Chin S L, Brodeur A, Petit S, Kosareva O G 1999 *J. Nonlinear Opt. Phys.* **8** 121
- [7] Rohwetter P, Kasparian J, Stelmaszczyk K, Hao Z Q, Henin S, Lascoux N, Nakaema W M, Petit Y, Queisser M, Salame R, Salmon E, Wöste L, Wolf J P 2010 *Nat. Photonics* **4** 451
- [8] Courvoisier F, Boutou V, Kasparian J, Salmon E, Méjean G, Yu J, Wolf J P 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 213
- [9] Méchain G, Méjean G, Ackermann R, Rohwetter P, André Y B, Kasparian J, Prade B, Stelmaszczyk K, Yu J, Salmon E, Winn W, Schlie L A, Mysyrowicz A, Sauerbrey R, Wöste L, Wolf J P 2005 *Appl. Phys. B* **80** 785
- [10] Zemlyanov A A, Geints Y E 2006 *Opt. Commun.* **259** 799
- [11] Militsin V O, Kouzminskii L S, Kandidov V P 2005 *Proc. SPIE* **5708** 277
- [12] Jeon C, Harper D, Lim K, Durand M, Chini M, Baudelet M, Richardson M 2015 *J. Opt.* **17** 055502
- [13] Matthews M, Pomel F, Wender C, Kiselev A, Duft D, Kasparian J, Wolf J P, Leisner T 2016 *Sci. Adv.* **2** e1501912
- [14] Zemlyanov A A, Geints Y E 2007 *Opt. Commun.* **270** 47
- [15] Kandidov V P, Militsin V O 2006 *Appl. Phys. B* **83** 171
- [16] Fu G Y 2013 *M. S. Thesis* (Chengdu: Southwest Jiaotong University) (in Chinese) [付光宇 2013 硕士学位论文(成都: 西南交通大学)]
- [17] Silaeva E P, Kandidov V P 2009 *Atmos. Ocean. Opt.* **22** 26
- [18] Couairon A, Mysyrowicz A 2007 *Phys. Rep.* **441** 47
- [19] Kandidov V P, Shlenov S A, Kosareva O G 2009 *Quantum Electron* **39** 205
- [20] Militsin V O, Kachan E P, Kandidov V P 2006 *Quantum Electron* **36** 1032
- [21] Kandidov V P, Militsin V O, Bykov A V, Priezhev A V 2006 *Quantum Electron* **36** 1003
- [22] Lion K N (translated by Guo C L, Zhou S J) 2004 *An*

*Introduction to Atmospheric Radiation: Second Edition* (Beijing: China Meteorological Press) pp174–263 (in Chinese)

[廖国男 著(郭彩丽, 周诗健 译) 2004 大气辐射导论: 第2版(北京: 气象出版社)第174—263页]

[23] Hu S 2018 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [胡帅 2018 博士学位论文(长沙: 国防科技大学)]

[24] Sheng P X, Mao J T, Li J G, Ge Z M, Zhang A C, Sang J G,

Pan N X, Zhang H S 2013 *Atmospheric Physics: Second Edition* (Beijing: Peking University Press) p478 (in Chinese)

[盛裴轩, 毛节泰, 李建国, 葛正谟, 张霁琛, 桑建国, 潘乃先, 张宏升 2013 大气物理学: 第二版(北京: 北京大学出版社) 第478页]

[25] Zahedpour S, Wahlstrand J K, Milchberg H M 2015 *Opt. Lett.* **40** 5794

## Influence of different scattering medium on propagation characteristics to femtosecond laser pulses

Zhang Ke-Jin   Liu Lei<sup>†</sup>   Zeng Qing-Wei   Gao Tai-Chang  
Hu Shuai   Chen Ming

(College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing 211101, China)

( Received 27 March 2019; revised manuscript received 12 August 2019 )

### Abstract

During recent years, the filamentation of femtosecond laser in the atmosphere has contributed considerable interest to researchers. However, the actual atmosphere can result in different scattering medium, which are adverse to the application of filamentation in the atmosphere. In order to study the propagation of femtosecond laser in real scattering medium, the propagation of 800 nm femtosecond laser in ice cloud, water cloud, fog, aerosol and rainfall is simulated numerically. Combined with the theory of stratified medium model and Mie scattering theory, we constructed a scattering model with a changeable size distribution function in the nonlinear laser model. The results indicated that the different size distribution and phase state of particles have different influence on the propagation properties of the filaments. As the rainfall was dominated by large raindrops, the scattering on filament was the strongest, resulting in the lowest peak intensity and energy. In the case, the distribution of filament energy was extremely inhomogeneous, causing the shortest length of filament and generation of multi-filament. In the image of fluence distribution, a diffraction ring can be observed clearly in the rainfall but was blurred in other medium. The propagation properties of filaments in water cloud and fog were similar because of the same size distribution. However, due to the size of particle in fog was smaller than that in water cloud, the filaments had more higher energy and more concentrated distribution in fog. In addition, the scattering of ice particles was stronger than that of liquid droplets, so the energy of filament in ice cloud was lower than that in water cloud, resulting a reducing of the length and number of filaments in ice cloud. The size of aerosols was the smallest, which had the weakest influence on the filament. Accordingly, in the early of propagation, there had little perturbation on the filament and the beam was transmitting with a stable single filament, and results in the highest peak intensity and energy. With the propagation increasing, the accumulation of scattering attenuation produced the perturbation on filament at a position after the onset of filamentation.

**Keywords:** femtosecond laser, filamentation, size distribution, scattering medium

**PACS:** 42.68.Ge, 42.25.Fx, 42.55.-f

**DOI:** 10.7498/aps.68.20190430

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: liuleidll@gmail.com