

飞秒激光诱导多丝产生与调控研究进展

程俊皓¹, 胡理想^{1*}, 王铁军², 罗剑¹, 张芳沛³, 余同普^{1**}¹中国人民解放军国防科技大学理学院, 湖南长沙 410073;²中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室及超强激光科学卓越中心, 上海 201800;³中国电子科技集团公司信息科学研究院, 北京 100086

摘要 强飞秒激光在大气中的成丝过程伴随着自聚焦、群速度色散和等离子体散焦等非线性光学现象, 对于研究激光雷达、新型光源、人工降雨、大气污染物探测、激光远程探测和激光遥感等具有重要意义。飞秒激光在大气中传输时, 通常会由于大气湍流导致的空气折射率扰动以及飞秒激光初始能量分布不均匀而产生随机多丝现象, 从而影响了光丝的能量分布, 缩短了光丝的传播距离并降低了光斑质量, 限制了光丝的实际应用。本文介绍了近 20 年来国内外有关多丝调控研究的进展, 分析了调节入射光束的椭圆率、改变激光场强梯度、调制激光相位、引入像散等多丝调控手段, 旨在为研究飞秒激光多丝调控提供参考。这些调控手段都能在一定程度上消除多丝产生的随机性, 但仍然存在多丝分布控制精度不高、激光能量损耗偏大、激光传输距离不够远等问题。因此, 对多丝的调控还有待更加深入的研究。

关键词 非线性光学; 飞秒激光成丝; 自聚焦; 多丝操控; 多丝抑制

中图分类号 O436 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221015

1 引言

通常情况下, 激光在均匀的透明介质或真空中传输时, 将会发生衍射, 在传输一定距离后光斑将变大, 光强随之下降。1995 年, 美国 Mourou 团队^[1]在研究飞秒激光时发现峰值功率超过几吉瓦(GW)的激光脉冲经过远距离传输后反而更容易损伤反射镜。同时, 他们还发现这样的激光脉冲能够在传播路径上产生长达几十米的光通道, 其内核直径在 100 μm 量级, 因此称之为“光丝”。进一步的研究表明, 一旦激光脉冲的峰值功率大于一定阈值, 其在透明介质中传输时都会发生飞秒激光成丝这种特殊的非线性光学现象。

飞秒激光成丝现象自从被发现以来就引起了科研人员的广泛思考和讨论, 人们对于激光成丝的机制开展了深入研究。Marburger 等^[2]提出, 脉冲时域中不同强度的切片在空间中具有不同的自聚焦位置, 因此激光脉冲在传输过程中会沿着纵向形成一系列的自聚焦焦点, 从而形成光丝。Béjot 等^[3-4]认为, 激光成丝源于光学克尔效应与高阶非线性效应(阶数不小于 5)的动态平衡。目前的主流观点认为, 在各种不同非线性效应与线性效应的协同作用下, 大气环境中传输的飞秒激光的功率一旦高于激光自聚焦阈值功率 P_{cr} =

$3.72\lambda_0^2 / (8\pi n_0 n_2)$ (其中 λ_0 为激光在真空中的波长, n_0 和 n_2 分别是空气的线性折射率和非线性折射率)^[5-6], 等离子体对激光的散焦与激光在克尔效应作用下的聚焦将会呈现动态平衡。飞秒激光聚焦-散焦交替出现的状态会在大气中形成较长且稳定的激光通道, 通道内的电子密度可达 $10^{16} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 典型的光丝半径为 40~60 μm。光丝内部的激光强度会维持在一个稳定值附近, 其强度可达 10^{14} W/cm^2 ^[7-12]。

随着激光技术的不断进步, 实验室获得的飞秒激光峰值强度已经远超过相对论强度 (10^{18} W/cm^2), 甚至达到了 10^{23} W/cm^2 ^[13-14], 这使得飞秒激光大气成丝的难度显著降低, 为光丝的实验研究和实际应用提供了条件。目前, 飞秒激光成丝在激光雷达^[15]、虚拟天线、大气污染物探测^[16-19]、新型光源^[20-30]、远距离探测、土壤检测^[31]、超快光学加工^[32-33]、激光诱导核反应、激光武器、激光遥感^[34-35]、人工降雨^[36-38]、激光引雷、太赫兹辐射源^[39]等领域都有巨大的应用价值。

为了实现上述应用, 首先需要获得稳定可控的飞秒光丝。然而, 如果脉冲峰值功率远大于激光自聚焦阈值功率 P_{cr} , 飞秒激光在实际传输过程中就会产生无序且不均匀分布的多丝现象。2001 年, Tzortzakis 等^[40]在实验中将脉冲功率提升到超过 $25P_{cr}$ 后发现单

收稿日期: 2022-07-01; 修回日期: 2022-08-16; 录用日期: 2022-09-01; 网络首发日期: 2022-09-10

基金项目: 国家自然科学基金(11875319, U2130123, 12105362)、湖南省科技创新计划(2020RC4020)、湖南省自然科学基金(2021JJ40653)、中国科学院国际合作重点项目(181231KYSB20200033)、上海市科技计划(21511105000)

通信作者: *hulixiang@nudt.edu.cn; **tongpu@nudt.edu.cn

根光丝在空间传播过程中分裂成两根光丝,他们当时把这种现象的成因归于光学克尔效应的增强。研究人员在随后的工作中发现多丝现象产生的主要原因是大气湍流导致的空气折射率扰动以及飞秒激光初始能量的分布不均匀^[41-49]。进一步的研究还表明,在飞秒激光成丝过程中只有少部分激光能量集中在光丝中,而绝大部分激光能量都以背景能量的形式储存于光丝周围,这些背景能量常被称作能量池。对此,Mlejnek等^[44-45]提出了光丝传播的动态能量补偿理论,即:光丝周围低光强的能量池为激光光丝传播提供了能量,激光光丝通过与背景能量池相互作用才能维持传播。这一理论于2005年在实验上被Liu等^[46]证实。Liu等^[46]通过屏蔽光丝外环致使背景能量传输中断,结果发现光丝立即停止传播。Liu等^[47]在随后的仿真模拟研究中发现维持光丝自导引传输的背景能量至少要大于总能量的50%。

飞秒激光在空气中传输时,由于大气湍流的不确定性以及激光能量的随机非均匀分布,多光丝的位置、能量和数量通常是不确定的,光丝常常以随机分布的形式传播,这种物理现象被称为“光学湍流”^[50]。光学湍流现象不仅会影响光丝的能量分布,还会缩短光丝的传播距离,同时也会降低光束的光斑质量,从而限制了光丝在实际中的应用。目前,对多光丝有效操控的研究已成为飞秒激光传输研究中的热点课题。从应用的角度出发,多丝的空间分布对于不同的实际应用有着不同的需求,如:精密微加工^[51]或白光阵列^[52]等需要空间分布规律的多丝,而脉冲压缩^[25]则需要抑制多丝的产生。因此,对于多丝的控制,研究方向主要可以分为两类:一类是产生稳定可控的多光丝,另一类是只产生单光丝(即抑制多丝的产生)。

本文综述了近20年来国内外学者在多光丝产生和操控方面的研究进展。第二部分介绍飞秒激光成丝理论的基础以及多光丝维持传输的原因,第三部分介绍如何可控地产生稳定的多光丝,第四部分介绍如何抑制多光丝的产生,旨在为研究飞秒激光多丝调控提供参考。

2 飞秒激光成丝理论的基础

2.1 激光成丝动力学

飞秒激光脉冲在空气中传输时,一般考虑的物理效应有衍射、克尔效应、多光子电离、等离子体散焦、群速度色散、自陡峭效应等。衍射是光束在任何介质甚至真空中传播时都会发生的物理现象。发生衍射后,光束宽度会在传播一个瑞利长度后增大到原来的 $\sqrt{2}$ 倍。

克尔效应是由飞秒激光在大气中传播时激光强度分布不均匀导致的。大气的折射率可以表示为

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

式中: n_0 和 n_2 分别是线性折射率和非线性折射率; I 是激光强度。对于相同的激光波长, n_0 为一个常数, $n_2 I$ 则与激光强度 I 成正比。对于高斯激光,激光中心光强大于边缘光强,在非线性折射项 $n_2 I$ 的影响下,高斯激光的中心折射率大于边缘折射率,这对于激光光束来说具有聚焦作用。当激光功率达到一定阈值后,克尔效应能够克服激光的衍射效应,使整个光束聚焦,这个功率即为自聚焦阈值功率 P_{cr} ^[53]。在克尔效应的影响下,峰值功率大于 P_{cr} 的飞秒激光在传输时会发生自聚焦,并在激光场强度足够大时引起空气电离,此时氮、氧分子在多光子电离作用下产生等离子体。

等离子体散焦来源于等离子体对激光的散焦作用。由于克尔效应,激光强度会不断增大,当激光强度超过大气的电离阈值时,大气就会被电离产生正离子和电子,此时在激光的传播路径上会产生低密度的等离子体。等离子体对大气折射率的贡献与等离子体频率 ω_{pe} 有关^[53],可以表示为

$$\Delta n = -\frac{\omega_{pe}^2}{2\omega_0^2}, \quad (2)$$

式中: Δn 为等离子体对大气折射率的贡献; ω_0 是激光脉冲中心的角频率。由式(2)可以看出等离子体对空气折射率的贡献为负值,这说明由克尔效应产生的等离子体会对激光有散焦作用。

自陡峭效应产生的原因是克尔效应中的非线性折射项 $n_2 I$ 使得强度较高的激光脉冲中心的相速度低于强度较低的激光脉冲后沿的相速度,即:激光脉冲后沿会追赶激光脉冲中心部分,使得激光脉冲后沿变得更陡峭,同时也会使光谱向短波方向展宽。

由于飞秒激光是不同频率波组成的波包,而大气属于正色散介质,因此蓝频率光比红频率光的速度慢。飞秒激光在大气中传输时,蓝光和红光会分别堆积在脉冲尾部和前沿,导致脉宽增大、光强减小,产生群速度色散效应。

多光子电离是激光脉冲成丝过程中产生电子的重要途径。电子密度随时间的变化^[54]可以表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma^K I^K (\rho_{at} - \rho), \quad (3)$$

式中: ρ 是电子密度; σ^K 是电离系数; K 是产生一个电子需要同时吸收的光子数; ρ_{at} 是中性分子密度。对于大气来说,氧分子和氮分子的电离都需要考虑,一般认为产生一个电子所需的光子数 $K = 10$ ^[55]。

对于激光脉冲来说,采用慢包络振幅近似和傍轴近似的方法可将麦克斯韦方程组简化为非线性薛定谔方程^[56],即

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} = & i \frac{1}{2k_0} \Delta_{\perp}^2 A - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \frac{k_0 n_2}{2} |A|^2 A - \\ & i k_0 \frac{\rho_e}{2\rho_c} A - \frac{\beta^{(K)}}{2} |A|^{2K-2} A, \end{aligned} \quad (4)$$

式中: $A(x, y, z, t)$ 表示激光包络随传播距离 z 的演化;

$$\Delta_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

表示衍射效应在 xy 平面上的拉普拉斯算符; $k = 2\pi/\lambda_0$ 是中心波长对应的波矢的大小,其对时间的二阶导数代表在色散系数 $k'' = \partial k/\partial \omega$ 下的色散效应; k_0 表示真空中的波数; ρ_e 和 ρ_c 分别表示等离子体密度和等离子体临界密度; $\beta^{(K)}$ 为多光子吸收系数。

飞秒激光在水或玻璃等其他透明凝聚态物质中的成丝动力学与在大气中的基本相同,主要差异是不同介质对应的自聚焦阈值功率和电离机制有所不同。此外,式(4)比较复杂,很难进行解析求解,目前主要采用数值模拟方法进行求解,可分别采用龙格-库塔法和分步傅里叶法求解式(3)和式(4)。

2.2 背景能量池

由于光强钳制效应的限制,实际上光丝内的能量只占总能量的10%,绝大部分能量以背景能量的形式储存在光丝周围^[57]。光丝与背景能量之间的相互作用是维持光丝传播的最根本原因,能量池的存在直接决定了光丝传输的延续性。多光丝也在光丝和能量池交换能量过程中产生。传输过程中形成的多根光丝之间并非完全独立,各光丝的传播都依赖于其背景能量池。为了维持光丝传输,光丝不断地从背景能量池中补充能量。在此过程中,各光丝之间将发生竞争,最终导致背景能量池中的电场重新分布。

多光丝之间的竞争可以归纳为5个阶段:1)空气折射率的初始扰动以及激光初始能量分布不均匀导致飞秒激光在传输过程中开始形成多丝。2)如果各光丝之间距离较近,它们将很快发生相互作用,背景能量池被重新分配;如果各光丝之间距离较远,背景能量池之间的相互作用很弱,各光丝之间没有明显的相互作用,可以视为独立传播的多根光丝。3)背景能量池的相互干涉将诱导新的光强不均匀分布,并产生新的光强极大值点(简称“热点”)。4)当新“热点”的功率超过 P_c 时,飞秒激光将会在克尔效应作用下重新聚焦,并演变为“子丝”,从而形成更多的光丝。5)多光丝的出现会加剧激光能量耗散,当激光脉冲的峰值功率降低到小于 P_c 时,飞秒光丝消失。

3 产生稳定可控的多光丝

多丝现象产生的主要原因是大气湍流导致的空气折射率扰动以及飞秒激光初始能量分布不均匀。为了可控地产生稳定的多光丝结构,研究人员提出了引入入射光束的椭圆率、改变激光场强梯度、调制波前相位、引入像散或设置轴锥镜等方法,通过调制飞秒激光的初始能量分布或抑制大气湍流引起的空气折射率扰动来减小甚至消除随机扰动对飞秒光丝传输的影响,从而在实验上实现可重复的飞秒激光传输过程。此外,通过增大各光丝背景能量池之间的距离,减少各能

量池之间的相互干涉,也可以产生能稳定传输的多丝结构。

3.1 引入入射光束的椭圆率

引入入射激光的椭圆率是指将初始入射激光强度分布截面由原本的圆形调整为椭圆形,其中椭圆的短轴与长轴之比被称为“入射激光的椭圆率”。2004年,Dubietis等^[58]在实验中通过引入入射激光的椭圆率实现了对多光丝现象的调控。他们的实验结果表明:当初始椭圆率较小时,激光脉冲在水中传输时能够出现可重复的多丝分布;在引入较大的椭圆率后,飞秒激光能产生位于光轴的单根光丝或者沿椭圆短轴和长轴方向分布的多根稳定光丝。同年,Kandidov等^[59]通过数值模拟研究了椭圆率对多丝融合以及多丝分布的影响,并将与光丝自聚焦传播距离相关的近似公式推广到了椭圆光束。随后,Grow等^[60]研究了椭圆率与多丝分布的关系,他们发现椭圆率的增大将会降低形成多丝所需的最小入射功率。2006年,Fedorov等^[61]发现当激光功率较高时,使用特定形状的椭圆激光可以得到有序分布的多丝结构。2007年,Dubietis等^[62]通过实验研究发现具有大椭圆率的飞秒激光脉冲在熔融石英或水中传输时产生的多丝分布具有可重复性和周期性。此外,Majus等^[63-64]在研究飞秒激光脉冲在熔融石英中的传输时也发现多丝的空间分布特性与激光的入射功率、椭圆率有关。以上研究均表明可以通过引入入射光束的椭圆率将随机的多丝现象变得有序且可重复,而且多丝的空间分布可以通过椭圆率、入射激光的峰值功率、初始光斑的尺寸等进行调节。但是,由于激光传播过程中光丝变化的复杂性以及噪声的不确定性,目前还不能仅通过引入椭圆率来精确控制多丝的分布,还需要进一步深入研究。

3.2 改变激光场强梯度

改变激光场强梯度是指通过使用不同类型的掩模板、晶格等在飞秒激光传输过程中调控激光电场的梯度。2004年,Méchain团队^[65]通过三叶形和五叶形金属掩模板来改变飞秒激光脉冲的场强梯度,实现了对多丝分布的调控。调控结果如图1所示,其中:图1(a)和图1(b)分别是加入三叶形和五叶形膜片后单脉冲能量为10 mJ的飞秒激光在空气中传输时获得的光丝的空间分布;图1(c)表示飞秒光丝的峰值光强(连续曲线,左轴)以及对应的电子密度(虚线,右轴)随传播距离的变化,细曲线对应三叶形膜片,粗曲线对应五叶形膜片。由图1不难看出金属孔的个数完全决定了光丝的数目,这种控制手段可以有效地将多丝在空间随机无序的分布调整为有序分布。但是,利用三叶形或五叶形膜片改变场强梯度的方式会导致部分光束能量无法通过膜片,后续的激光能量只能通过三叶膜片或五叶膜片的一部分,致使激光能量显著降低,不利于激光的远距离传输。

2005年,Liu等^[66]在实验中研究飞秒激光在乙醇

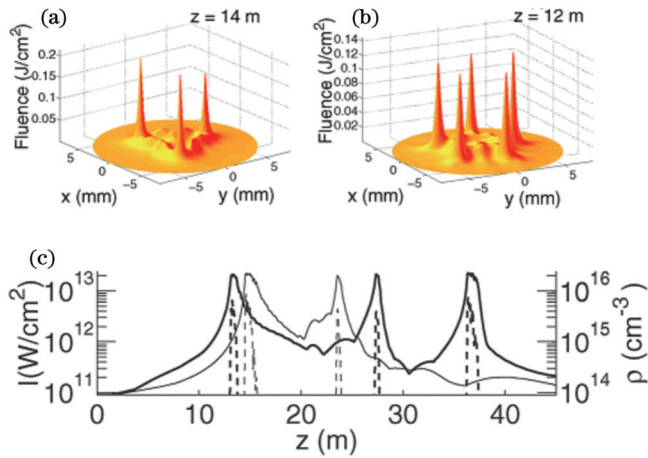


图 1 加入三叶形或五叶形膜片后,能量大小为 10 mJ 的激光脉冲在空气中传播时的光丝空间分布图像^[65]。(a)加入三叶形膜片后获得的细丝图案;(b)加入五叶形膜片后获得的细丝图案;(c)光丝光强最大处的光强大小(连续曲线,左轴)以及对应的电子密度(虚线,右轴),其中细曲线对应三叶膜片,粗曲线对应五叶膜片

Fig. 1 Spatial distribution images of filaments obtained by propagating a laser pulse with an energy of 10 mJ in the air after adding three-leaf or five-leaf diaphragm^[65]. (a) Filamentation pattern obtained by three-leaf diaphragm; (b) filamentation pattern obtained by five-leaf diaphragm; (c) light intensity (continuous curves, left axis) at the point where the light intensity of the filament is most vigorous and the corresponding electron density (dashed line, right axis), where delicate curve represents three-leaf membrane and thick curve represents five-leaf membrane

溶液中的传输时,通过金属网格来改变激光场强梯度,实现了对飞秒多丝分布的控制。这一实验结果表明使用金属网格可以得到有序分布的多丝。使用金属掩模板或者金属网格调控多丝的物理机制是:金属掩模板或网格的介入使得飞秒激光在传播时其场强梯度朝着预想方向发生改变,从而使得激光的背景能量池被有序隔开,背景能量池中的能量交换大大减少,光丝之间的相互作用减弱,从而在单独的金属掩模板或网格中形成一根光丝,达到削弱随机效应实现光丝有序分布的目的。2007年,Kandidov等^[67]进一步研究了网格形状对多丝分布的影响,并基于数值模拟得到了最佳网格大小的计算公式。与使用金属掩模板相比,使用金属丝网可以大大提升对激光能量的利用率。但是,在每个金属网格中光丝的位置仍然无法精确控制,各个网格之间光丝的距离也无法统一。2017年,Zvorykin等^[68]通过在激光传输路径中引入周期性排布圆形或方形孔的振幅掩模,得到了长度超过 20 m 的数百条可控光丝阵列。

2020年,Guo等^[69]通过引入一种新的气态晶格介质实现了对多光丝分布的调控,这种新的气态晶格介质具有交替的正负折射率分布。从图 2 所示的模拟结

果可以看出气态晶格介入后可以产生规则分布的多丝阵列。Guo等认为这种气态晶格参与了光丝的动态平衡、激光能量分配以及光丝阵列排布等过程。通过调整气态晶格的参数,可以选择性地调整光丝阵列的空间分布、峰值强度、脉宽及其他特性。此外,Guo等还发现气态晶格引入的附加聚焦效应将产生新的动态平衡,从而使光丝在传输过程中保持高的光场强度和高的电子密度。气态晶格介质与之前的金属网格不同,它不会阻碍飞秒激光的传输,因此,气态晶格介质在要求高能量多光丝的相关领域具有潜在的应用价值,例如,可以在空气中触发高压放电^[70-71]或引导飞秒激光的射频能量^[72-73]。这项工作还为可控飞秒多丝的其他潜在应用提供了新途径。

3.3 调制波前相位与引入像散

像散是轴外像差的一种,即光束经透镜折射后,传播方向与光轴之间存在一定夹角,致使光束不能聚焦于一点,从而产生像散。通过引入像散可以调控飞秒多丝的分布,而调制飞秒激光的相位同样可以调控飞秒激光的多丝结构。2006年,Panov等^[74]发现通过异形反射镜或透镜阵列调制飞秒激光的波前相位可以控制飞秒激光在大气传输中的多丝现象,同时发现经过透镜阵列的飞秒多丝在空间中呈现出明显的规则分布。2008年,Hauri等^[75]利用变形反射镜改变波前相位实现了对二维空间中飞秒激光多丝分布的调控,他们利用变形反射镜引入的附加相位对由介质不均匀性以及激光初始相位不均匀分布带来的干扰进行调制,实现了对气体介质中传输的飞秒多丝的调控。同年,Rohwetter等^[76]通过实验发现在一定的相位分布下,通过引入平滑变化的横向相位可以实现对飞秒激光多丝现象的控制。2011年,Liu等^[77]在聚焦透镜和相位板的共同作用下实现了对飞秒激光多丝现象的调控,他们的实验结果表明:只使用半圆形相位延迟板能够可控地产生 2 根光丝,同时使用半圆形和圆环形相位延迟板可以产生 4 根光丝。2011年,Fu等^[78]利用一对相互垂直的柱透镜引入像散,实现了对飞秒激光多丝现象的控制。Fu等所用实验装置如图 3 所示,飞秒激光脉冲持续时间为 40 fs,其中心波长为 795 nm,光束直径为 9.7 mm。他们的研究表明,柱透镜能够使飞秒光丝可控地产生子丝,而且子丝之间的角度与透镜焦距相关。调制波前相位与引入像散的物理机制是通过调控激光脉冲的初始相位削弱无序相位扰动的影响,从而获得有序的可重复的多丝现象。

2013年,Gao等^[79]利用跃迁型相位板产生了可控的多丝。2018年,Pushkarev等^[80]研究了激光相位对飞秒光丝合并的影响,结果发现相位的不连续分布可以阻止光丝合并。2020年,Liu等^[81]采用 π 相位板调控多丝,研究了光束椭圆率对飞秒多丝的影响,结果如图 4 所示。Liu等发现与衍射相关的相位变化由激光强度的空间梯度决定,而源自光学克尔效应的非线性

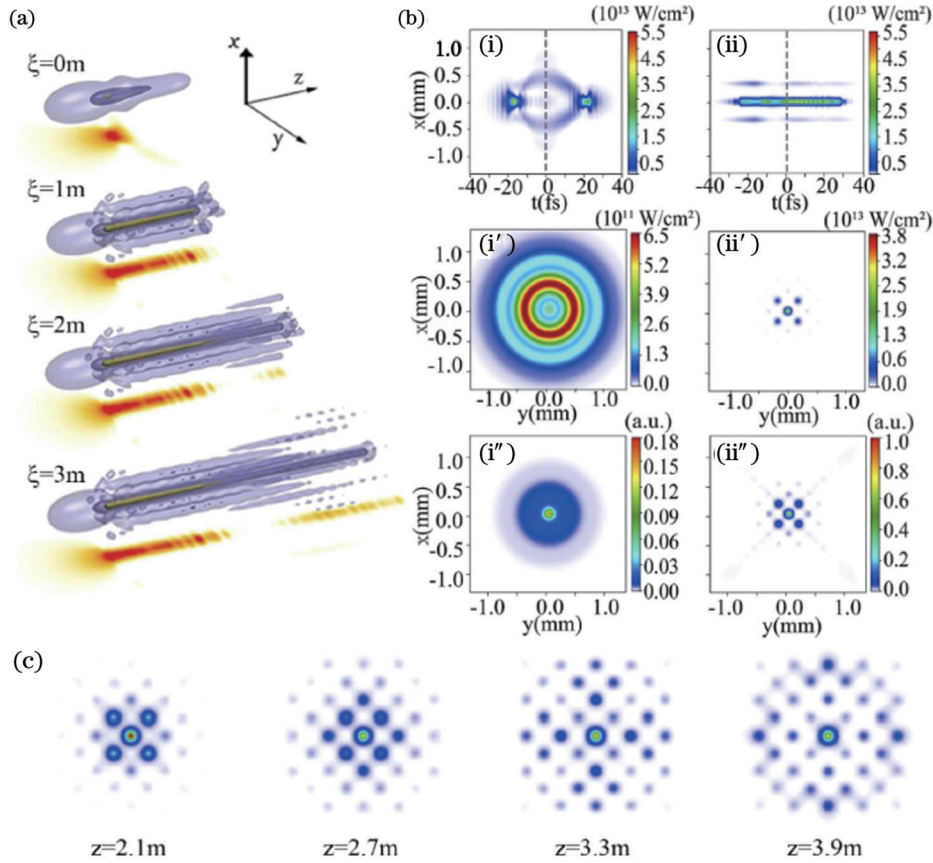


图 2 飞秒激光在空气和气态晶格介质结构中传播时的演变^[69]。(a) 不同气态晶格长度 [$\xi=0$ m (无晶格), $\xi=1$ m, $\xi=2$ m, $\xi=3$ m] 下, y - z 平面中飞秒激光脉冲传播的三维等能量密度; (b) $z=1.5$ m 处无晶格 (i, i', i'') 和有晶格 (ii, ii', ii'') 条件下激光脉冲的横截面强度分布, 其中 (i) 和 (ii) 是激光脉冲的时空强度分布, (i') 和 (ii') 是激光脉冲中心部分的横截面瞬时强度分布 (0 fs), (i'') 和 (ii'') 是横截面上的热点轮廓; (c) $\xi=3$ m 条件下, $z=2.1, 2.7, 3.3, 3.9$ m 距离处的“热点”分布

Fig. 2 Evolution of femtosecond laser propagation in air and gaseous lattice media structures^[69]. (a) Three-dimensional isoenergy densities of femtosecond laser pulse propagation in y - z plane for different gaseous lattice lengths [$\xi=0$ m (no lattice), $\xi=1$ m, $\xi=2$ m, and $\xi=3$ m]; (b) cross-sectional intensity distributions of laser pulse at $z=1.5$ m under lattice-free (i, i', i'') and lattice (ii, ii', ii'') conditions, where figures (i) and (ii) are spatiotemporal intensity distributions of laser pulse, figures (i') and (ii') are cross-sectional instantaneous intensity distributions (at 0 fs) of central part of laser pulse, and figures (i'') and (ii'') are transverse section hot spot profile; (c) distribution of “hot spots” at distances $z=2.1, 2.7, 3.3, 3.9$ m for $\xi=3$ m

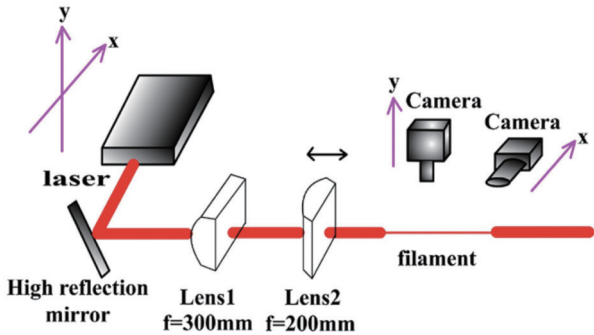


图 3 用数码相机捕捉灯丝轮廓的实验装置^[78] (由于不对称的聚焦几何形状, 照片必须在两个方向上拍摄, 即水平和垂直方向, 分别标记为 x 和 y)

Fig. 3 Experimental setup for capturing filament profiles by a digital camera^[78] (photos have to be taken in two directions due to asymmetric focusing geometry, i. e. horizontal and vertical direction, which are labeled as x and y , respectively)

相位与激光强度成正比。由于入射激光的不对称强度分布, 飞秒激光的不同区域表现出了不同的相位增加率, 导致 π 相位板的多丝调节能力显著降低。以上研究均表明, 调制光束相位可以在一定程度上消除由介质的不均匀性或者激光初始相位的不均匀分布导致的随机多光丝分布, 使用透镜阵列、变形反射镜、相位板或者引入像散都可以通过有效改变光场分布实现对多丝分布的调控。

3.4 引入轴锥镜与微透镜

轴锥镜是用来产生贝塞尔光束的重要光学仪器, 高斯形激光束在轴锥镜的聚焦下会在一定范围内产生无衍射的贝塞尔光束。2012年, Sun 等^[82] 发现被轴锥镜聚焦后的飞秒激光脉冲在甲醇溶液中传输时多光丝分布具有规律性, 即子丝都规则地分布在贝塞尔中心光斑和各级次强度峰值对应的位置上。Sun 等在实验中使用的飞秒激光的中心波长为 800 nm, 直径为

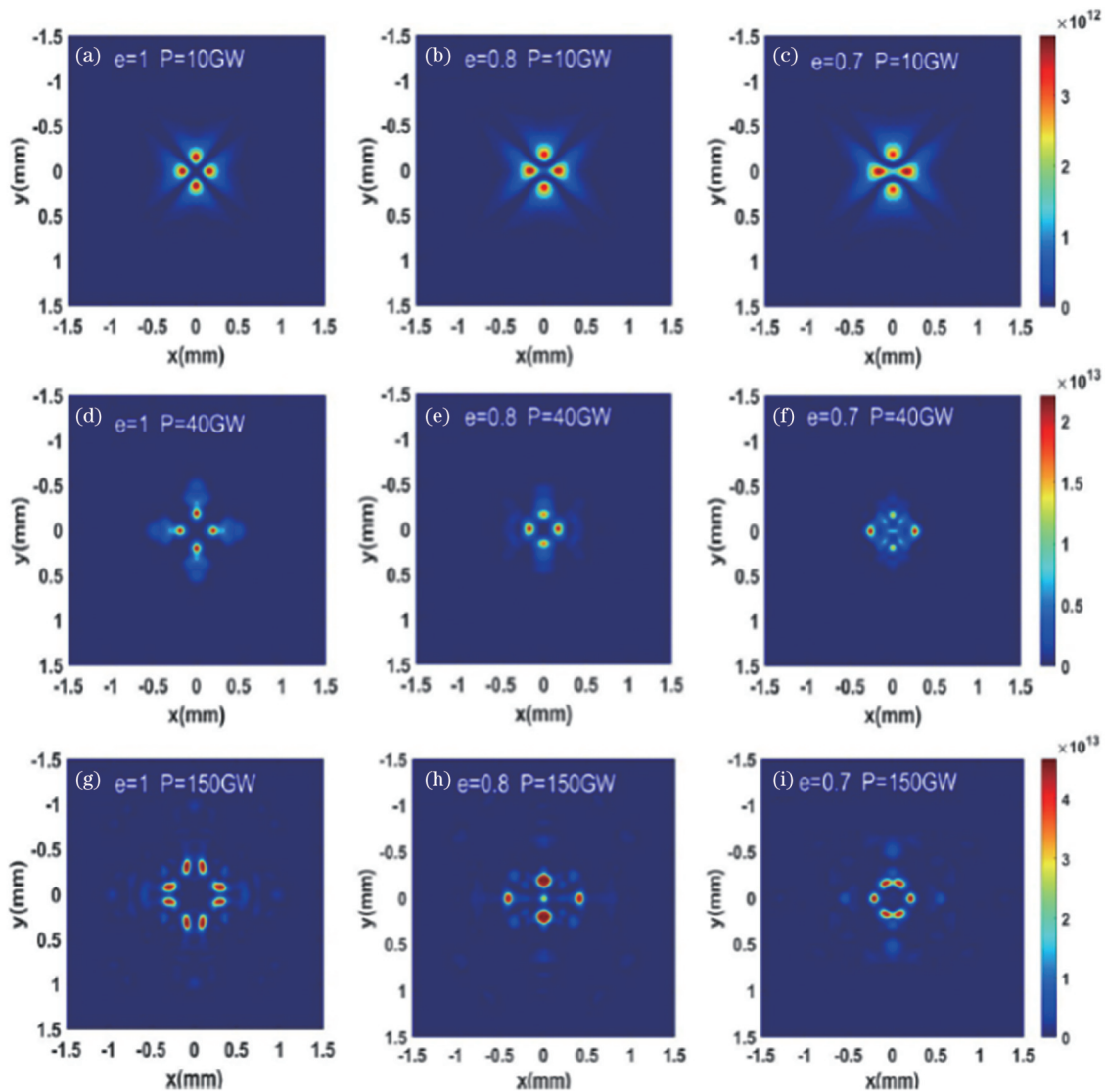


图 4 不同椭圆率和功率下非线性传播的焦点分布^[81](强度单位: W/cm^2)

Fig. 4 Focal distribution of nonlinear propagation with different ellipticities and powers^[81] (intensity unit: W/cm^2)

9.8 mm,所用的轴锥镜的顶角为 179° ,直径为25 mm。实验结果显示,未经轴锥镜聚焦的多丝表现出无序性,而经轴锥镜聚焦的激光多丝相互独立且规则分布。此外,他们通过数值模拟还发现由于双高斯光束的不对称性,局部的光强峰值有一定概率出现在贝塞尔光束周围的圆环上,从而形成“热点”,并诱导多丝现象发生。2014年, Camino等^[83]通过微透镜阵列实现了对飞秒激光多丝现象的调控,这种方案不仅可以产生可重复的长飞秒光丝,还可以增加连续谱的范围。同年, Barbieri等^[84]通过叠加多束贝塞尔光束来控制激光相位,并在实验中得到了2 m长的螺旋多丝结构。他们的模型准确地描述了光丝尺寸、间距和旋转速率,他们在实验中观察到了光丝和光丝之间的相互作用。这一结果表明,复杂的非衍射光束可以用于调控激光多丝。2015年, Xi等^[85]采用数值模拟方法对微透镜阵列下的多丝产生过程进行了研究,结果表明,连续谱辐射增加与光丝变长的主

要原因是多丝之间的相互竞争及时空演变。综上,利用轴锥镜聚焦的飞秒激光可以实现多丝分布的调控,而多丝主要集中在贝塞尔中心光斑和各级次强度峰值对应的位置上。

3.5 引入物质的光学各向异性

不同于调控激光相位、场强梯度这些手段,引入物质的光学各向异性可将激光的传播介质由原本的光学各向同性非线性介质改变为光学各向异性介质,从而达到调控飞秒多丝的目的。2018年, Wang等^[86]提出了将引入物质的光学各向异性作为与偏振结构相关的附加自由度来调控飞秒多丝的方案。Wang等的实验结果如图5所示,可以看出,通过设置不同的旋转对称性和初始相位都可以得到稳定可控的光丝分布。他们认为解决多丝传播无序性问题的关键是主动打破光与传播介质之间非线性相互作用的对称性。此外,理论研究和实验结果均表明,光学各向异性和偏振结构的协同作用是一种非常有效的调控飞秒多丝的手段,这

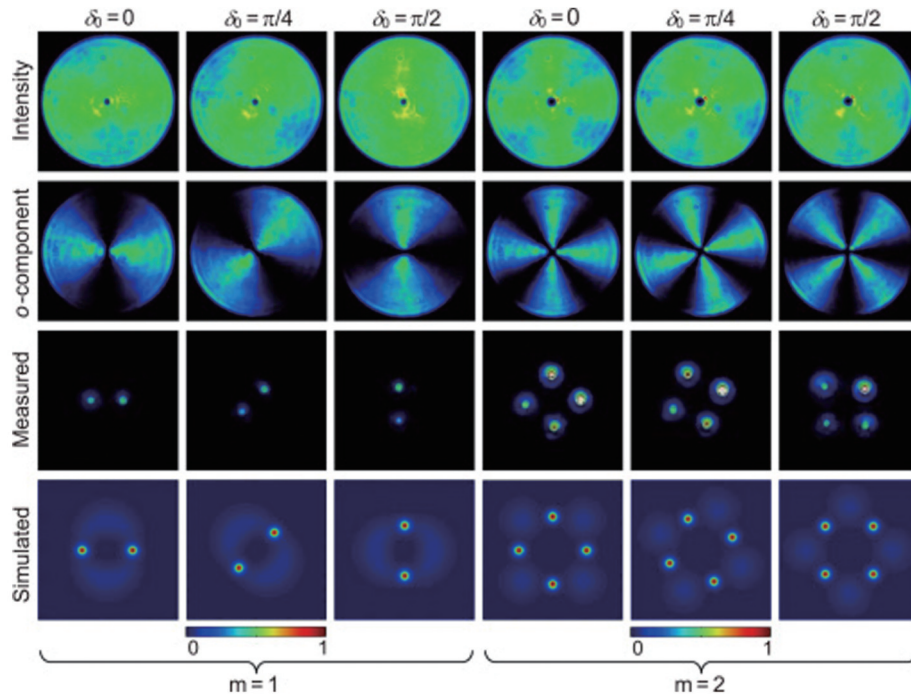


图 5 方位角变化的线性极化(拓扑电荷 $m=1, 2$)引发三个不同初始相位($\delta_0=0, \pi/4, \pi/2$)条件下的成丝行为^[86]

Fig. 5 Linear polarization with changing azimuth (topological charges $m=1, 2$) induces filamentation behavior under three different initial phase ($\delta_0=0, \pi/4, \pi/2$) conditions^[86]

使得在不同非线性介质中获得稳定可控的多丝成为了可能。

3.6 极化轴对称性破缺

对称性破缺是一个跨物理学、生物学与系统论等学科的概念,可以解释为对称元素的丧失,也可以理解为原来具有较高对称性的系统出现不对称因素后对称程度自发降低。2016年, Li等^[87]通过理论模拟和实验研究发现将具有轴对称破缺极化的混合极化矢量场与一对携带反方向轨道角动量的正交线性极化旋涡相关联,可以实现飞秒激光多丝现象的控制。Li等的实验结果如图 6 所示,可以看出光丝的数目随着混合极化矢量场中拓扑电荷的增加而增加,可以以此实现对飞秒激光多丝数目的控制。他们揭示了这种可控的飞秒

激光多丝现象的物理机制:由于对称性破坏是主动可控的,随机噪声可以通过调控对称性破坏来抑制。相比于可控稳定的多丝现象中的单根光丝之间的相位始终锁定,无序的多丝现象总是伴随着光丝之间相位关系的丧失,这使得多根光丝变得彼此不连贯从而出现不可预测的性质。在均匀的极化场中,任意单根光丝的累积相位与任意两根光丝之间的相对累积相位都是不可预测的,也就是说,细丝彼此不相干。相比之下,方位角变化的混合极化矢量场影响了单根光丝累积相位的不确定性,即任意两根确定性光丝之间的相对相位始终处于锁定状态。因此,实现多丝现象稳定的潜在机制是锁相。此外,由于随机噪声无法避免,而背景能量场塌陷的初始原因一般是随机噪声引起的不可预

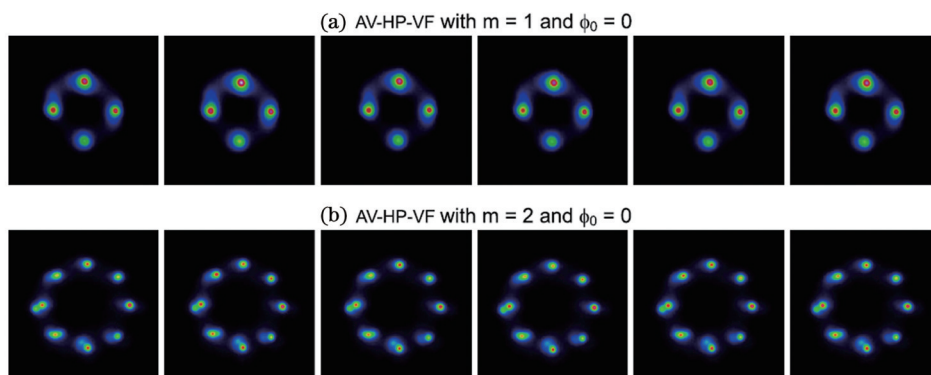


图 6 在 $2.0 \mu\text{J}$ 脉冲能量下测量两个方位角变化的混合极化矢量场成丝的 6 个连续 10 次平均 CCD 图像^[87]。(a) 拓扑电荷 $m=1$; (b) 拓扑电荷 $m=2$

Fig. 6 Measured six consecutive 10-time-averaged CCD images of two azimuthally varying mixed polarization vector field filaments at $2.0 \mu\text{J}$ pulse energy^[87]. (a) Topological charge $m=1$; (b) topological charge $m=2$

测的对称性破缺,所以控制对称性破缺有望成为一种实现可控激光多丝的新手段。

3.7 光束相互作用

利用光束间的相互作用调控多光丝分布是指将初始光束由一束变为多束,并使这些光束发生相互作用,从而达到调控飞秒多丝的目的。2017年,Fairchild等^[88]利用两束强飞秒激光脉冲的相互作用实现了飞秒多丝的精细调控。他们通过实验和理论分析证明,当介质的非线性光学特性占主导时,利用两个初始功率低于临界值的平行飞秒激光脉冲的相互吸引和融合,能够在空气中可控地形成单根光丝。2020年,Reyes团队^[89]通过光束之间的非线性相互作用提高了飞秒光丝的电导率。他们认为光丝的形成会受到光丝强度的限制,激光光丝的应用同样受到低电子密度和短寿命的限制。因此,增加初始激光束的能量可使激光束分裂成多根光丝并有效增加光丝的电子密度和电导率,同时增加光丝的持续时间。他们发现,两个总功率在68~88 GW之间的共同传播的飞秒光束之间的能量交换产生的等离子体密度是单根光束中等离子体密度的3倍。

3.8 狭缝与双折射晶体

激光多丝调控主要是通过改变振幅和相位实现的,在激光光束路径中加入狭缝或双折射晶体也可以产生稳定可控的多光丝。2004年,Schröder等^[90]通过在激光光束路径中加入狭缝在液体中产生了稳定的多光丝现象。他们的研究表明,如果每个狭缝内部的激光功率都远高于激光场的随机波动功率,就可以产生稳定可控的多光丝现象。2018年,Li等^[91]使用专门设计的楔形双折射石英板在空气中产生了具有正交偏振的稳定多光丝阵列。他们的实验结果表明,通过操纵石英片的光轴可以将产生的光丝分为偏振方向相互垂直的两部分,生成的光丝数量稳定为石英片数量的两倍。

4 多丝抑制

另一种控制飞秒多丝的方法是抑制多丝的产生,即将激光传输过程中产生的多丝调控为单根光丝。与调控多丝的目的相同,抑制多丝产生也是为了获得可控的光丝。抑制多丝产生的主要方式之一是使激光脉冲的初始光强分布尽量平滑,降低初始光强不均匀分布带来的影响,遏制多“热点”的产生;另一种方式则是减小“热点”之间距离,促使各“热点”的能量池彼此重叠,从而使得多光丝融合成单根光丝。循着这两种思路,研究人员提出了望远镜系统缩束法和引入像散法以及使用相位板、直径可变的孔径光阑及轴锥镜等方法,部分方案已经得到实验证实。

4.1 望远镜系统缩束法

望远镜系统缩束是指使用望远镜将飞秒激光的光斑面积缩小。2005年,Luo等^[92]发现用一个凹透镜和

一个凸透镜组成的望远镜系统将飞秒激光缩束后,可以抑制飞秒激光多丝的形成。他们的实验结果如图7所示,可以看出,相比于未缩束的大光斑多丝结构[如图7(a)所示],缩束后的飞秒激光光丝只剩下中心很亮的单根丝[如图7(b)所示]。2012年,Sun等^[93]发现,望远镜缩束系统在抑制多丝产生的同时还能使光丝尾部的强度增强并出现强度峰值。望远镜缩束系统的工作机制是通过缩小光束的光斑面积来减小初始光斑背景能量池之间的距离,进而促进多光丝相互融合,最终得到很亮的单丝。

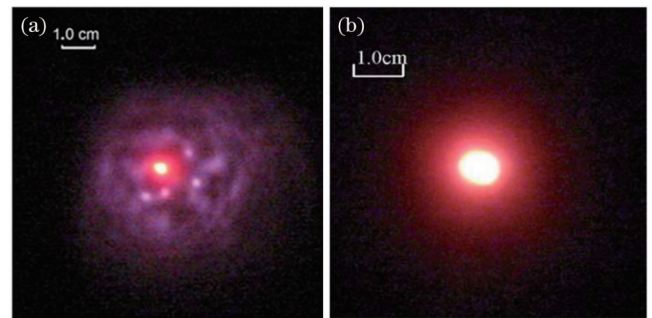


图7 不同条件下的光丝截面图^[92]。(a)未缩束的光丝横截面图;(b)经望远镜系统缩束后的光丝横截面图

Fig. 7 Cross-sectional view of filament under different conditions^[92]. (a) Cross-sectional view of filament before narrowing; (b) cross-sectional view of filament after narrowing with telescopic system

4.2 引入像散法

引入像散法不但可以调控多丝的空间分布,还可以抑制多丝现象的发生。2004年,Fibich等^[94]通过倾斜聚焦透镜的方式引入激光像散,有效抑制了飞秒激光在传输过程中的多丝现象。他们在实验中使用峰值功率为65.5 GW、中心波长为800 nm的激光脉冲,聚焦透镜的焦距为2 m。实验结果显示:透镜未倾斜时,可以观察到明显的多丝现象;当透镜倾斜20°时,飞秒激光的多丝现象消失,CCD图像显示为单丝。通过倾斜透镜抑制多丝现象的物理机制是:通过引入像散来减小激光脉冲在到达焦点之前的功率,防止在焦点前产生“热点”;当光束传播到焦点附近时,光斑面积已经变小,只能维持单丝的产生。虽然通过引入像散的方法可以有效抑制多丝的产生,但初始条件不同的激光脉冲所需的倾斜角度一般不同,因此该方法还需要进一步深入研究。

4.3 使用相位板

2006年,Pfeifer等^[95]发现使用圆形相位板可以有效抑制飞秒激光脉冲在传输过程中的多丝现象。2009年,Fu团队^[96]发现将单阶相位板置于聚焦透镜前方可以有效抑制多丝现象的产生。此外,他们在实验中发现这种方法还能增加成丝长度并产生高强度的超连续谱。实验结果如图8所示,其中入射激光脉冲能量分别为1.35、3.76、6.07 mJ,光阑孔径分别为3、6、13 mm。

未加入相位板时观察到了无序分布的多丝现象,如图 8(a)所示;加入相位板之后,多丝现象被很好地抑制,只能观察到中心处单一的光丝,如图 8(b)所示。相位板抑制多丝现象的物理机制是:调制初始入射激光脉冲的相位,在衍射作用下“热点”将会出现周期性分布,由此抑制多丝的产生。调制相位这种方法可以有效避免能量损失,增加了成丝长度。

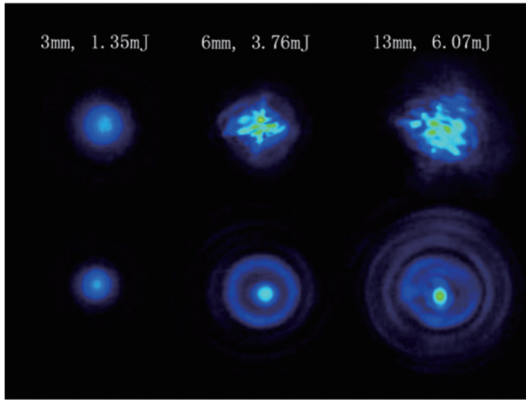


图 8 聚焦透镜前 2 cm 处的光丝截面图(光阑孔径分别为 3、6、13 mm,入射脉冲能量分别为 1.35、3.76、6.07 mJ)^[96]
Fig. 8 Cross-sectional views of filament at 2 cm in front of focusing lens (diaphragm aperture is 3, 6, and 13 mm, respectively, and incident pulse energy is 1.35, 3.76, and 6.07 mJ, respectively)^[96]

4.4 使用直径可变的孔径光阑

2007年,Hao等^[97]发现通过在激光脉冲的传输轴上放置直径可变的孔径光阑可以消除光丝外围的能量扰动,抑制飞秒激光脉冲在传输过程中的多丝现象,并有效增加飞秒光丝的空间稳定性和传输距离。实验结果显示:多丝的数量随着光阑孔径的减小而减少,多丝的产生被有效抑制。使用直径可变的孔径光阑调控多丝的物理机制是:通过减小孔径光阑的直径来消除一部分初始光斑光强的极大值,有效降低随机扰动的影响,抑制多丝的产生。然而,这种方法也削弱了背景能量池,带来了很大的能量损失。目前的研究也表明背景能量池与光丝的动态能量交换是光丝传播的主要能量来源,消除过多的背景能量池有可能导致光丝传输终止。

4.5 使用轴锥镜

轴锥镜不仅可以调控多丝的空间分布,还可以抑制多丝的产生。2008年,Polynkin等^[98]用波长为 800 nm、直径为 11 mm 的飞秒激光脉冲入射顶角为 179.48° 的轴锥透镜,将高光束转换为贝塞尔光束。他们发现飞秒激光脉冲被轴锥镜聚焦后可以有效延长飞秒光丝的长度。2009年,Song等^[99]在研究氯气中飞秒激光成丝现象的高斯模式、横向贝塞尔模式以及拉盖尔模式时发现:在相同的条件下,相比于高斯模式和拉盖尔模式,入射激光光束为贝塞尔模式时得到的等离子体通道长度和光丝长度要大得多。他们认为其中的主要物

理机制是贝塞尔光束的无衍射传输特性导致多丝的产生被有效抑制,降低了光束在传输过程中的能量损耗。轴锥镜可以有效调控多丝的分布并抑制多丝的产生,已成为大气中飞秒激光传输成丝现象研究中使用的重要光学器件。

5 结束语

本文系统地概述了飞秒激光在大气中传输时的多丝现象,介绍了多丝的调控方法和最新进展。飞秒激光成丝的过程伴随着荧光辐射、脉冲自压缩、超连续谱产生等丰富的光学效应,在大气污染探测、新型光源、激光引雷、太赫兹辐射源等方面具有广阔的应用前景。此外,对飞秒激光成丝过程进行研究也有利于光学理论的发展。随机多丝限制了激光成丝在实际中的应用,所以调控多丝的意义在于扩大飞秒激光的实际应用。目前人们对多丝现象的调控思路主要集中在产生可控、稳定的多丝结构以及抑制多丝的产生上,这两种思路都是通过减小光强初始分布的不均匀性以及介质折射率的不确定性对光丝传播的影响,达到控制多丝现象的目的。目前来看,各种不同的研究手段都能在一定程度上消除飞秒激光在大气中传输时多光丝的随机性,但仍然存在着多丝分布控制精度不够高、激光能量损耗偏大、激光传输距离不够远等问题。因此,对多丝的调控还有待更进一步的研究,以便在更多领域得到更广泛应用。

参 考 文 献

- [1] Braun A, Korn G, Liu X, et al. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(1): 73-75.
- [2] Marburger J, Wagner W. Self-focusing as a pulse sharpening mechanism[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1967, 3(10): 415-416.
- [3] Béjot P, Kasparian J, Henin S, et al. Higher-order Kerr terms allow ionization-free filamentation in gases[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(10): 103903.
- [4] Béjot P, Hertz E, Kasparian J, et al. Transition from plasma-driven to Kerr-driven laser filamentation[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(24): 243902.
- [5] Liu W, Chin S L. Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air[J]. *Optics Express*, 2005, 13(15): 5750-5755.
- [6] 王铁军, 陈娜, 郭豪, 等. 飞秒强激光大气遥感新技术的原理和研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(7): 0700001. Wang T J, Chen N, Guo H, et al. Principle and research progress of atmospheric remote sensing by intense femtosecond lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(7): 0700001.
- [7] Shen Y R. Self-focusing: experimental[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 1975, 4: 1-34.
- [8] Marburger J H. Self-focusing: theory[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 1975, 4: 35-110.
- [9] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(5): 382-384.
- [10] 王小月, 王子健, 彭博, 等. 基于时间拉伸的飞秒光丝动态测量方法研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2022, 59(13): 1336001. Wang X Y, Wang Z J, Peng B, et al. Study on dynamic

- measurement of femtosecond filaments based on time-stretch technology[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(13): 1336001.
- [11] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. *Physics Reports*, 2007, 441(2/3/4): 47-189.
- [12] Bergé L, Skupin S, Nuter R, et al. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2007, 70(10): 1633-1713.
- [13] Yoon J W, Jeon C, Shin J, et al. Achieving the laser intensity of 5.5×10^{22} W/cm² with a wavefront-corrected multi-PW laser[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 20412-20420.
- [14] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, et al. Realization of laser intensity over 10^{23} W/cm²[J]. *Optica*, 2021, 8(5): 630-635.
- [15] 李小路, 周依尔, 毕腾飞, 等. 轻量型感知激光雷达关键技术发展综述[J]. *中国激光*, 2022, 49(19): 1910002.
- Li X L, Zhou Y E, Bi T F, et al. Review on key technologies of lightweight type-aware LiDAR[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(19): 1910002.
- [16] Gravel J F, Luo Q, Boudreau D, et al. Sensing of halocarbons using femtosecond laser-induced fluorescence[J]. *Analytical Chemistry*, 2004, 76(16): 4799-4805.
- [17] Xu H L, Cheng Y, Chin S L, et al. Femtosecond laser ionization and fragmentation of molecules for environmental sensing[J]. *Laser & Photonics Review*, 2015, 9(3): 275-293.
- [18] Chin S L, Xu H L, Luo Q, et al. Filamentation “remote” sensing of chemical and biological agents/pollutants using only one femtosecond laser source[J]. *Applied Physics B*, 2009, 95(1): 1-12.
- [19] Xu H L, Chin S L. Femtosecond laser filamentation for atmospheric sensing[J]. *Sensors*, 2011, 11(1): 32-53.
- [20] Kasparian J, Sauerbrey R, Mondelain D, et al. Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(18): 1397-1399.
- [21] Liu J S, Schröder H, Chin S L, et al. Space-frequency coupling, conical waves, and small-scale filamentation in water[J]. *Physical Review A*, 2005, 72(5): 053817.
- [22] Wang Z X, Liu J S, Li R X, et al. Wavefront control to generate ultraviolet supercontinuum by filamentation of few-cycle laser pulses in argon[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(2): 163-165.
- [23] Kandidov V P, Kosareva O G, Golubtsov I S, et al. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation)[J]. *Applied Physics B*, 2003, 77(2): 149-165.
- [24] Hauri C P, Kornelis W, Helbing F W, et al. Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation[J]. *Applied Physics B*, 2004, 79(6): 673-677.
- [25] Liu J S, Li R X, Xu Z Z. Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtosecond laser pulse in materials with anomalous dispersion[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(4): 042801.
- [26] Brodeur A, Chin S L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1999, 16(4): 637-650.
- [27] Liu J S, Schröder H, Chin S L, et al. Nonlinear propagation of fs laser pulses in liquids and evolution of supercontinuum generation [J]. *Optics Express*, 2005, 13(25): 10248-10259.
- [28] Kasparian J, Sauerbrey R, Chin S L. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air[J]. *Applied Physics B*, 2000, 71(6): 877-879.
- [29] Chen X W, Leng Y X, Liu J, et al. Pulse self-compression in normally dispersive bulk media[J]. *Optics Communications*, 2006, 259(1): 331-335.
- [30] Wang Z X, Liu J S, Li R X, et al. Supercontinuum generation and pulse compression from gas filamentation of femtosecond laser pulses with different durations[J]. *Optics Express*, 2009, 17(16): 13841-13850.
- [31] 施沈城, 胡梦云, 张青山, 等. 等离子体光栅诱导击穿光谱检测土壤重金属元素[J]. *中国激光*, 2022, 49(13): 1311002.
- Shi S C, Hu M Y, Zhang Q S, et al. Plasma grating induced breakdown spectroscopic detection of heavy metal elements in soil [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(13): 1311002.
- [32] Sudrie L, Franco M, Prade B, et al. Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses[J]. *Optics Communications*, 2001, 191(3/4/5/6): 333-339.
- [33] Zhan X P, Xu H L, Li C H, et al. Remote and rapid micromachining of broadband low-reflectivity black silicon surfaces by femtosecond laser filaments[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(3): 510-513.
- [34] Kasparian J, Rodriguez M, Méjean G, et al. White-light filaments for atmospheric analysis[J]. *Science*, 2003, 301(5629): 61-64.
- [35] Kasparian J, Wolf J P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation[J]. *Optics Express*, 2008, 16(1): 466-493.
- [36] Rohwetter P, Kasparian J, Stelmazczyk K, et al. Laser-induced water condensation in air[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(7): 451-456.
- [37] Ju J J, Liu J S, Wang C, et al. Laser-filamentation-induced condensation and snow formation in a cloud chamber[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(7): 1214-1216.
- [38] 鞠晶晶, 刘建胜, 孙海轶, 等. 飞秒激光人工影响天气的物理机理及研究进展[J]. *中国激光*, 2019, 46(5): 0508004.
- Ju J J, Liu J S, Sun H Y, et al. Physical mechanism and research progress of femtosecond laser based artificial atmospheric modulation[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0508004.
- [39] Thul D, Bernath R, Bodnar N, et al. The mobile ultrafast high energy laser facility—a new facility for high-intensity atmospheric laser propagation studies[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2021, 140(1): 106519.
- [40] Tzortzakis S, Sudrie L, Franco M, et al. Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(21): 213902.
- [41] Bespalov V I, Talanov V I. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids[J]. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 1966, 3: 307.
- [42] Chin S L, Talebpour A, Yang J, et al. Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air[J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(1): 67-76.
- [43] Chin S L, Petit S, Liu W, et al. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air[J]. *Optics Communications*, 2002, 210(3/4/5/6): 329-341.
- [44] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Power dependence of dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air[J]. *Optics Express*, 1999, 4(7): 223-228.
- [45] Mlejnek M, Kolesik M, Wright E M, et al. A dynamic spatial replenishment scenario for femtosecond pulses propagating in air—a route to optical turbulence? [J]. *Laser Physics*, 2000, 10(1): 107-110.
- [46] Liu W, Gravel J F, Théberge F, et al. Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air[J]. *Applied Physics B*, 2005, 80(7): 857-860.
- [47] Liu W, Théberge F, Arévalo E, et al. Experiment and simulations on the energy reservoir effect in femtosecond light filaments[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(19): 2602-2604.
- [48] Thul D, Richardson M, Fairchild S R. Spatially resolved filament wavefront dynamics[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10: 8920.
- [49] Thul D, Fairchild S R, Richardson M. Direct wavefront measurements of filaments in the assisted-collapse regime[J]. *Optics Express*, 2019, 27(15): 21253-21263.
- [50] Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V, et al. Optically turbulent femtosecond light guide in air[J]. *Physical Review Letters*, 1999, 83(15): 2938-2941.
- [51] Kosareva O G, Nguyen T, Panov N A, et al. Array of femtosecond plasma channels in fused silica[J]. *Optics Communications*, 2006, 267(2): 511-523.

- [52] Cook K, Kar A K, Lamb R A. White light supercontinuum interference of self-focused filaments in water[J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(19): 3861-3863.
- [53] Esarey E, Sprangle P, Krall J, et al. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(11): 1879-1914.
- [54] Perelomov A M, Popov V S, Terentev' EV M V. Ionization of atoms in an alternating electric field[J]. Sovirt Physics JETP, 1966, 23(5): 924-934.
- [55] Couairon A, Tzortzakis S, Bergé L, et al. Infrared femtosecond light filaments in air: simulations and experiments[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2002, 19(5): 1117-1131.
- [56] 奚婷婷. 超强飞秒激光在大气中传输的理论研究[D]. 北京: 中国科学院物理研究所, 2008: 18-20.
- Xi T T. Theoretical study on propagation of ultra-intense femtosecond laser in atmosphere[D]. Beijing: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, 2008: 18-20.
- [57] Brodeur A, Chien C Y, Ilkov F A, et al. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air[J]. Optics Letters, 1997, 22(5): 304-306.
- [58] Dubietis A, Tamosauskas G, Fibich G, et al. Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity[J]. Optics Letters, 2004, 29(10): 1126-1128.
- [59] Kandidov V P, Fedorov V Y. Properties of self-focusing of elliptic beams[J]. Quantum Electronics, 2004, 34(12): 1163-1168.
- [60] Grow T D, Gaeta A L. Dependence of multiple filamentation on beam ellipticity[J]. Optics Express, 2005, 13(12): 4594-4599.
- [61] Fedorov V Y, Kandidov V P, Kosareva O G, et al. Filamentation of a femtosecond laser pulse with the initial beam ellipticity[J]. Laser Physics, 2006, 16(8): 1227-1234.
- [62] Dubietis A. Formation of periodic multifilamentary structures by use of highly elliptic light beams[J]. Lithuanian Journal of Physics, 2007, 47(1): 27-30.
- [63] Majus D, Jukna V, Valiulis G, et al. Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams[J]. Physical Review A, 2009, 79(3): 033843.
- [64] Majus D, Jukna V, Tamosauskas G, et al. Three-dimensional mapping of multiple filament arrays[J]. Physical Review A, 2010, 81(4): 043811.
- [65] Méchain G, Couairon A, Franco M, et al. Organizing multiple femtosecond filaments in air[J]. Physical Review Letters, 2004, 93(3): 035003.
- [66] Liu J S, Schroeder H, Chin S L, et al. Ultrafast control of multiple filamentation by ultrafast laser pulses[J]. Applied Physics Letters, 2005, 87(16): 161105.
- [67] Kandidov V P, Dormidonov A E, Kosareva O G, et al. Optimum small-scale management of random beam perturbations in a femtosecond laser pulse[J]. Applied Physics B, 2007, 87(1): 29-36.
- [68] Zvorykin V D, Goncharov S A, Ionin A A, et al. Arrangement of multiple UV filaments by periodic amplitude masks[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions With Materials and Atoms, 2017, 402: 331-335.
- [69] Guo Y J, Wang J J, Lin J Q. Manipulation of femtosecond laser filamentation by a gaseous lattice[J]. Optics Express, 2020, 28(25): 37362-37372.
- [70] Guo K M, Lin J Q, Hao Z Q, et al. Triggering and guiding high-voltage discharge in air by single and multiple femtosecond filaments[J]. Optics Letters, 2012, 37(2): 259-261.
- [71] Rodriguez M, Sauerbrey R, Wille H, et al. Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments[J]. Optics Letters, 2002, 27(9): 772-774.
- [72] ChÃteaufort M, Payeur S, Dubois J, et al. Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(9): 091104.
- [73] Ren Y, Alshershby M, Hao Z Q, et al. Microwave guiding along double femtosecond filaments in air[J]. Physical Review E, 2013, 88(1): 013104.
- [74] Panov N A, Kosareva O G, Murtazin I N. Ordered filaments of a femtosecond pulse in the volume of a transparent medium[J]. Journal of Optical Technology, 2006, 73(11): 778-785.
- [75] Hauri C P, Gautier J, Trisorio A, et al. Two-dimensional organization of a large number of stationary optical filaments by adaptive wave front control[J]. Applied Physics B, 2008, 90(3): 391-394.
- [76] Rohwetter P, Queißer M, Stelmaszczyk K, et al. Laser multiple filamentation control in air using a smooth phase mask[J]. Physical Review A, 2008, 77(1): 013812.
- [77] Liu L, Wang C, Cheng Y, et al. Fine control of multiple femtosecond filamentation using a combination of phase plates[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2011, 44(21): 215404.
- [78] Fu Y, Gao H, Chu W, et al. Control of filament branching in air by astigmatically focused femtosecond laser pulses[J]. Applied Physics B, 2011, 103(2): 435-439.
- [79] Gao H, Chu W, Yu G L, et al. Femtosecond laser filament array generated with step phase plate in air[J]. Optics Express, 2013, 21(4): 4612-4622.
- [80] Pushkarev D, Shipilo D, Lar'kin A, et al. Effect of phase front modulation on the merging of multiple regularized femtosecond filaments[J]. Laser Physics Letters, 2018, 15(4): 045402.
- [81] Liu J P, Tian X Q, Chu C Y, et al. Effect of beam ellipticity on femtosecond laser multi-filamentation regulated by π -phase plate [J]. Laser Physics Letters, 2020, 17(8): 085402.
- [82] Sun X D, Gao H, Zeng B, et al. Multiple filamentation generated by focusing femtosecond laser with axicon[J]. Optics Letters, 2012, 37(5): 857-859.
- [83] Camino A, Hao Z Q, Liu X, et al. High spectral power femtosecond supercontinuum source by use of microlens array[J]. Optics Letters, 2014, 39(4): 747-750.
- [84] Barbieri N, Hosseinimakarem Z, Lim K, et al. Helical filaments [J]. Applied Physics Letters, 2014, 104(26): 261109.
- [85] Xi T T, Zhao Z J, Hao Z Q. Femtosecond laser filamentation with a microlens array in air[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2015, 32(1): 163-166.
- [86] Wang D, Liu G G, Lü J Q, et al. Femtosecond polarization-structured optical field meets an anisotropic nonlinear medium[J]. Optics Express, 2018, 26(21): 27726-27747.
- [87] Li S M, Ren Z C, Kong L J, et al. Unveiling stability of multiple filamentation caused by axial symmetry breaking of polarization[J]. Photonics Research, 2016, 4(5): 29-34.
- [88] Fairchild S R, Walasik W, Kepler D, et al. Free-space nonlinear beam combining for high intensity projection[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 10147.
- [89] Reyes D, Peña J, Walasik W, et al. Filament conductivity enhancement through nonlinear beam interaction[J]. Optics Express, 2020, 28(18): 26764-26773.
- [90] Schröder H, Liu J, Chin S L. From random to controlled small-scale filamentation in water[J]. Optics Express, 2004, 12(20): 4768-4774.
- [91] Li H L, Zang H W, Huang Q L, et al. Polarization-orthogonal filament array induced by birefringent crystals in air[J]. Optics Express, 2018, 26(7): 8515-8521.
- [92] Luo Q, Hosseini S A, Liu W, et al. Effect of beam diameter on the propagation of intense femtosecond laser pulses[J]. Applied Physics B, 2005, 80(1): 35-38.
- [93] Sun X D, Xu S Q, Zhao J Y, et al. Impressive laser intensity increase at the trailing stage of femtosecond laser filamentation in air[J]. Optics Express, 2012, 20(4): 4790-4795.
- [94] Fibich G, Eisenmann S, Ilan B, et al. Control of multiple filamentation in air[J]. Optics Letters, 2004, 29(15): 1772-1774.
- [95] Pfeifer T, Gallmann L, Abel M J, et al. Circular phase mask for control and stabilization of single optical filaments[J]. Optics Letters, 2006, 31(15): 2326-2328.

- [96] Fu Y X, Xiong H, Xu H, et al. Generation of extended filaments of femtosecond pulses in air by use of a single-step phase plate[J]. Optics Letters, 2009, 34(23): 3752-3754.
- [97] Hao Z Q, Zhang J, Xi T T, et al. Optimization of multiple filamentation of femtosecond laser pulses in air using a pinhole[J]. Optics Express, 2007, 15(24): 16102-16109.
- [98] Polynkin P, Kolesik M, Roberts A, et al. Generation of extended plasma channels in air using femtosecond Bessel beams[J]. Optics Express, 2008, 16(20): 15733-15740.
- [99] Song Z M, Zhang Z G, Nakajima T. Transverse-mode dependence of femtosecond filamentation[J]. Optics Express, 2009, 17(15): 12217-12229.

Research Progress of Femtosecond Laser-Induced Multifilament Generation and Regulation

Cheng Junhao¹, Hu Lixiang^{1*}, Wang Tiejun², Luo Jian¹, Zhang Fangpei³, Yu Tongpu^{1**}

¹College of Sciences, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China;

²State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics and CAS Center for Excellence in Ultra-Intense Laser Science, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

³Information Science Academy of China Electronics Technology Group Corporation, Beijing 100086, China

Abstract

Significance The filamentation process of ultra-intense femtosecond lasers in the atmosphere is accompanied by significant nonlinear optical effects such as self-focusing, self-steepening, and plasma defocusing. This is essential for studying lidar, new light sources, artificial rainfall, air pollution detection, and laser remote sensing. When the femtosecond laser pulse is propagated into the atmosphere, a random multifilament phenomenon occurs owing to air refractive index perturbation caused by atmospheric turbulence and the initial inhomogeneous energy distribution of the femtosecond laser. This affects the energy distribution of the filament, shortens the propagation distance of the filament, and reduces the spot quality of the beam, therefore limits the practical application of the filament. This review summarizes local and international research progress on multifilaments in the past two decades. A series of multifilament control methods are reviewed, including the introduction of the elliptical rate of the incident beam, variation of the laser field gradient, modulation of the laser phase, and introduction of image dispersion to establish a reference for the study of multifilament regulation in femtosecond lasers.

Progress With continuous advancements in laser technology, the peak intensity of femtosecond laser pulse obtained in laboratory tests has far exceeded the relativistic threshold (10^{18} W/cm²) and even reaches 10^{23} W/cm², which significantly reduces the difficulty of femtosecond laser atmospheric filamentation. This serves as a foundation for experimental research and the practical application of the filament. Researchers have found that the multifilament phenomenon is mainly caused by the perturbation of the refractive index of air and the initial uneven energy distribution of the femtosecond laser. Further studies have also shown that during the formation of femtosecond laser filaments, only a small portion of the laser energy is concentrated in the filament, and most of the laser energy is stored around the filaments as background energy, which is often called the background energy reservoir. In this regard, Mlejnek *et al.* proposed the theory of dynamic energy compensation for optical filament propagation. It is believed that an energy reservoir with a low light intensity concentrated around the optical filament provides energy for the propagation of the laser filament, and the interaction between background energy reservoirs can sustain the filament. This theory was experimentally confirmed in 2005. Liu *et al.* interrupted the transmission of background energy by shielding the filament's outer ring, immediately stopping the filament's propagation. In subsequent simulation studies, they found that the required background energy must be at least 50% higher than the total energy required to sustain the self-guided propagation of the filament. The main reasons for the multifilament phenomenon are atmospheric turbulence caused disturbance of air refractive index and the uneven distribution of the initial energy of the femtosecond laser. To effectively control the generation of a stable multifilament structure, researchers have proposed several methods; these methods include introducing ellipticity in the incident beam, changing the laser field intensity gradient (Fig. 1, Fig. 2), introducing astigmatism (Fig. 3), modulating the wavefront phase (Fig. 4), introducing axicon, introducing optical anisotropy of the introduced species (Fig. 5), and using polarization axis symmetry breaking (Fig. 6). These methods reduce and even eliminate the effect of random perturbations on femtosecond filament transmission by modulating the initial energy distribution of the femtosecond laser or the perturbation of the air refractive index cause by atmospheric turbulence, thereby achieving experimentally reproducible femtosecond laser transmission processes. In addition, by increasing the distance between the background energy reservoirs of the filaments and reducing the mutual interference between the energy pools, a multifilament structure with stable transmission can also be produced. Another method to control the orderly spatial distribution of femtosecond multifilaments involves inhibiting the generation of multifilaments, that is, turning the multifilaments into single filaments during laser transmission. Similar to regulating multifilaments, inhibiting multifilament production can also produce controllable filaments. One of the main ways of suppressing the generation of multifilaments is by making the initial light intensity distribution of the laser pulse as smooth as possible, thus reducing the influence of the initial uneven distribution of light intensity and preventing the generation of multiple "hot spots". Another method

is to reduce the distance between “hot spots”, causing the energy pools of each “hot spot” to overlap with each other so that the multifilaments are fused into a single filament. Based on these two techniques, researchers have proposed the use of telescopic systems for beam reduction (Fig. 7), the introduction of astigmatism, the use of spatial light modulators or phase templates (Fig. 8), and the use of iris diaphragms and axicons to control multifilaments.

Conclusions and Prospects The formation process of femtosecond laser filaments is accompanied by rich optical effects such as fluorescence radiation, pulse self-compression, and supercontinuum generation. It has important application prospects in atmospheric pollution detection, new light sources, laser triggering, and terahertz radiation sources. Moreover, the study of femtosecond laser filamentation processes also benefits the development of the optics theory. Random multifilaments limit the practical applications of laser filamentation; hence, the significance of regulating multifilaments is to expand the practical applications of femtosecond lasers. Existing regulation methods for the multifilament phenomenon focus on generating controllable and stable structures and inhibiting multifilament production. Various research methods can be used to eliminate the randomness of multifilaments when the femtosecond laser is propagated to a certain extent in the atmosphere. However, there are still certain problems in multifilament control such as a low distribution control accuracy and shortened laser transmission distance due to laser energy loss. Therefore, the regulation of multifilaments needs to be studied further before it can be widely applied to various fields.

Key words nonlinear optics; femtosecond laser filamentation; self-focusing; multifilament manipulation; multifilament suppression