

超快激光成丝现象的 多丝控制技术

孙晓东 著



北京理工大学出版社



超快激光成丝现象的 多丝控制技术

**Control of Multiple Filamentation Induced by
Ultrafast Laser Pulses**

孙晓东 著

 **北京理工大学出版社**
BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

内 容 简 介

超快激光成丝现象一直是非线性光学领域的前沿课题。本书总结了超快激光成丝现象中多丝控制技术研究的最新进展,其主要内容包括超快激光成丝现象简介、超快成丝现象中的非线性光学效应及其物理模型、基于望远系统的多丝控制研究、基于轴锥镜的多丝控制技术研究、超快激光成丝在大气湍流中传输空间分布特性研究、基于轴锥镜阵列的多丝控制技术研究等。

本书对于从事超快激光科学和非线性光学的工作人员具有参考价值,同时也可以作为高等院校研究生的科研参考书。

版权专有 侵权必究

图书在版编目(CIP)数据

超快激光成丝现象的多丝控制技术 / 孙晓东著. —北京: 北京理工大学出版社, 2018.6
ISBN 978-7-5682-5760-2

I. ①超… II. ①孙… III. ①非线性光学—研究 IV. ①O437

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 130943 号

出版发行 / 北京理工大学出版社有限责任公司

社 址 / 北京市海淀区中关村南大街 5 号

邮 编 / 100081

电 话 / (010) 68914775 (总编室)

(010) 82562903 (教材售后服务热线)

(010) 68948351 (其他图书服务热线)

网 址 / <http://www.bitpress.com.cn>

经 销 / 全国各地新华书店

印 刷 /

开 本 / 787 毫米×1092 毫米 1/16

印 张 / 7

彩 插 / 8

字 数 / 189 千字

版 次 / 2018 年 6 月第 1 版 2018 年 6 月第 1 次印刷

定 价 / 42.00 元

责任编辑 / 梁铜华

文案编辑 / 曾 仙

责任校对 / 周瑞红

责任印制 / 李志强

图书出现印装质量问题, 请拨打售后服务热线, 本社负责调换

前 言

超快激光脉冲在光学介质中传输引起的成丝现象是当前科学研究领域的前沿问题。在成丝过程中，超快激光脉冲可以保持高强度、长距离传输。成丝现象的产生一般被认为是由于激光光束自身衍射、克尔自聚焦与等离子体散焦三者之间的动态平衡。这种动态平衡最终导致激光的自引导传输，其传输距离为几百米甚至几千米，远远超过光束的瑞利距离。

在 20 世纪 70 年代，激光脉冲的功率较低，激光脉冲宽度在皮秒 (10^{-12} s) 量级，因此人们只能局限于研究纳秒 (10^{-9} s) 激光脉冲或皮秒激光脉冲在凝聚态物质中的自聚焦现象。随着锁模与啁啾脉冲放大技术的发展，激光脉冲宽度越来越小，可以达到飞秒 (10^{-15} s) 量级与阿秒 (10^{-18} s) 量级，功率密度可以达到几百太瓦每平方厘米，能量可达几十毫焦。由于有了如此高功率的超快激光脉冲，所以激光成丝过程在气体介质中也很容易被观察到，人们的研究工作便不再局限于凝聚态物质。

超快激光脉冲在光学介质中传输引起的成丝现象的光强峰值可以达到 $10^{13} \sim 10^{14} \text{W/cm}^2$ 。如此高的强度足以电离空气分子，形成一条等离子体通道，其峰值等离子体密度数量级为 $10^{14} \sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。除此以外，成丝现象还包含其他丰富的非线性光学过程，如光强钳制、自相位调制、超连续光谱的产生等。由于其独特的优势，成丝现象具有广泛的应用前景，如大气污染探测、引雷控制及微波通道等。

在实际的实验环境中，当入射的激光功率高于自聚焦阈值功率时，我们经常能观察到多丝的现象。多丝的产生往往是由于脉冲波前不均匀。这种不均匀性主要来自激光本身的强度横截面分布不均匀，或者是外部的扰动造成的。

值得注意的是，多丝都会从激光脉冲的背景能量池吸收能量来完成自身的自聚焦，这也就构成了多丝之间能量竞争的物理现象。多丝竞争的物理机制就是脉冲在传输过程中场能量的重新分布，这导致了多丝的数量和位置都是不可预测的，多丝呈随机性分布，我们称之为“光学湍流”现象。显然，无序的多丝降低了激光光束的光斑质量，影响了光丝的能量分布，限制了超快激光成丝现象在实际中的应用。

多丝控制的目的主要有两方面：一方面是抑制多丝的产生，避免多丝之间的能量竞争，提高光丝的鲁棒性，延长光丝的长度，从而满足成丝现象在脉冲压缩和长距离探测技术等的应用；另一方面是克服多丝分布的空间无序性，使多丝可以在空间中实现稳定、有序分布，

以满足成丝现象在高精密的微加工以及微波通道领域的应用需求。

本书主要介绍超快激光成丝现象中的多丝控制技术，探讨超快激光在介质传输过程中各种非线性光学效应对多丝分布的影响，使用相位模板或自适应光学器件等新型微纳光学器件实现对多丝的控制，完成光丝长度、空间分布、光强和等离子体浓度等品质参数的优化，为超快激光成丝现象在不同应用领域的需求提供坚实的物理基础。

本书对于从事超快激光科学和非线性光学的工作人员具有参考价值，同时也可以作为高等院校研究生的科研参考书。由于作者知识水平有限，本书难免存在疏漏和不妥之处，恳请各位专家和广大读者批评指正。

本书的出版得到了国家自然科学基金（61605144）以及天津市自然科学基金（17JCQNJC02000）的支持，在此，作者表示衷心的感谢。同时，本书的出版得到了北京理工大学出版社和南开大学现代光学研究所的竭诚协助，对以上单位，作者表示由衷的感谢。

作 者

2018 年 1 月于天津工业大学

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 超快激光成丝现象简介	1
1.2 超快激光成丝现象的物理机制简介	2
1.2.1 克尔自聚焦效应	2
1.2.2 等离子体散焦效应	4
1.2.3 成丝的基本物理模型	5
1.2.4 超连续光谱的产生 (白光激光)	6
1.2.5 背景能量池的重要性	8
1.2.6 多丝以及多丝竞争	8
1.3 超快激光成丝现象应用简介	10
1.4 本书的结构内容	12
1.4.1 多丝控制的研究背景和研究目的	12
1.4.2 本书的主要内容	15
参考文献	17
第 2 章 成丝非线性动力学理论模型及理论模拟方法	27
2.1 描述非线性传输的波动方程	27
2.2 理论模拟方法	31
2.2.1 Crank-Nicolson 方法求解偏微分空间域数值解	31
2.2.2 分步傅里叶算法求解偏微分方程的时间域数值解	35
2.3 小结	37
参考文献	37
第 3 章 基于望远系统的多丝抑制技术	39
3.1 概述	39
3.2 基于望远系统的多丝抑制实验研究	39
3.2.1 实验装置	39
3.2.2 光丝光强测量方法简介	40
3.2.3 实验结果分析	42

3.3 小结	45
参考文献	45
第4章 基于轴锥镜的多丝抑制技术	47
4.1 轴锥镜的无衍射传输特性	47
4.1.1 轴锥镜简介	47
4.1.2 光束经过轴锥镜聚焦的衍射理论	49
4.2 基于轴锥镜的多丝抑制研究	52
4.3 小结	60
参考文献	61
第5章 基于轴锥镜的多丝控制在空间有序分布技术	63
5.1 基于轴锥镜实现多丝在空间有序分布实验研究	63
5.2 利用轴锥镜控制多丝的理论研究	67
5.3 小结	73
参考文献	74
第6章 超快激光成丝在大气湍流中传输空间分布特性研究	77
6.1 大气湍流相位屏模型	77
6.2 大气湍流条件下光丝漂移现象的研究	82
6.3 轴锥镜聚焦飞秒激光在大气湍流下的多丝分裂现象	85
6.4 小结	90
参考文献	91
第7章 基于轴锥镜阵列的多丝控制技术	93
7.1 概述	93
7.2 空气中利用轴锥镜控制多丝空间分布的理论研究	94
7.3 在空气中基于轴锥镜阵列控制多丝的理论研究	97
7.4 轴锥镜阵列的制作工艺	100
7.4.1 光刻胶上的轴锥镜阵列	100
7.4.2 电感耦合等离子体刻蚀技术	101
7.5 小结	104
参考文献	104

第 1 章 绪 论

1.1 超快激光成丝现象简介

超快激光成丝是一种独特的非线性光学现象。在此现象中，超快激光脉冲以几乎不变的光斑直径在介质中进行无衍射长距离传输，并且传输距离可以超过光束瑞利距离的许多倍。当超快激光在光学介质中传输时，由于激光光束自身衍射、克尔自聚焦与等离子体散焦三者之间的动态平衡，其传输路径上会形成丝状通道。图 1-1 为德国和法国合作科研小组利用太瓦 (10^{12} W) 激光器在大气中的成丝图像^[1]，从图中我们可以清晰地看到一条白光通道从海拔高度 3 km 一直传输到海拔高度 20 km，在对应海拔高度 4 km 和 9 km 的位置可以观察到光在大气层中的散射。

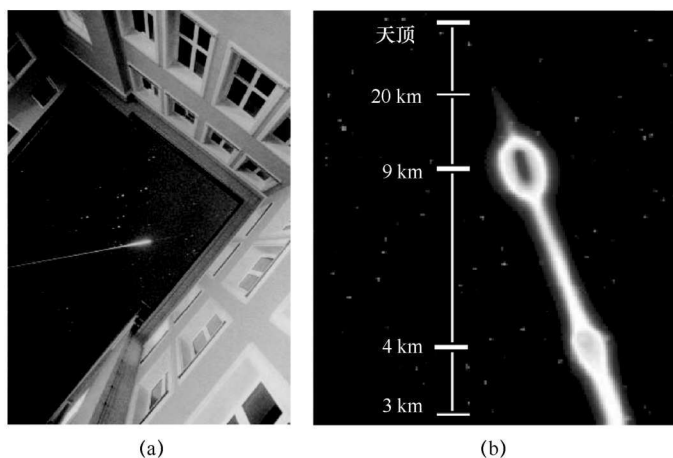


图 1-1 飞秒激光在大气中的成丝图像

(a) 用照相机拍摄的成丝；(b) 用望远系统记录的成丝

成丝现象最早是由 Hercher 在 1964 年研究固体中的光损伤时发现的^[2]。Hercher 发现，当一束功率为几兆瓦的调 Q 激光光束聚焦到固体物质上时，会产生许多直径为几微米长线状的损伤痕迹。在当时，研究者们对于此现象并未给予过多的关注。1972 年，Reintjes 等人在研究皮秒激光脉冲与二硫化碳和玻璃相互作用时，发现了光丝的产生以及红光光谱展宽的物理现象^[3]。

20 世纪 70 年代，许多科学研究都专注于用纳秒激光或者皮秒激光来产生成丝的现象^[4,5]。受当时激光功率较低的限制，成丝的研究只局限于凝聚态物质。然而，长脉冲激光在凝聚态物质中产生的光学击穿现象阻碍了人们对成丝研究的深入理解，并且限制了成丝发展前

景的深入拓展。尽管在 20 世纪 70 年代早期 Bloembergen 就已经提出成丝过程中等离子体的产生^[6,7]，但在当时，这一想法并未得到广泛考虑。

自 1985 年以来，随着啁啾脉冲放大（Chirped Pulse Amplification, CPA）技术的发展^[8,9]，飞秒激光脉冲的峰值功率已经可以达到拍瓦量级（ 10^{15} W）^[10]，如此高强度下的超短脉冲传输所产生的非线性现象要远比长脉冲激光更加显著。这不仅因为超短脉冲激光有较高的峰值功率，而且其较短的脉冲持续时间避免了常规情况下长脉冲碰撞过程导致的介质电离而引起的光学击穿现象^[11-17]。此外，由于激光功率通常可以达到几吉瓦（ 10^9 W），并超过气体中自聚焦的阈值功率，激光成丝的过程很容易在气体介质中被观察到^[18]。这使成丝现象引起了更多研究者的关注。在随后的时间里，研究者的兴趣逐渐转移到由近红外（ ~ 800 nm）飞秒脉冲激光在空气中引起的成丝过程，此时光丝的长度可以达到千米量级^[19-21]。

在空气中，光丝自身的直径很小（约 $100\ \mu\text{m}$ ），其内部可以获得的光强峰值能够达到 $5 \times 10^{13}\ \text{W/cm}^2$ ^[22,23]。在如此高的强度下，空气中的成分电离成离子状态，等离子体密度的数量级为 $10^{14} \sim 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ^[24]。此外，成丝过程中还伴随着超连续光谱的产生^[25-27]，这一现象在凝聚态^[28-35]、气体^[20,36]和空气中^[37,38]均已普遍观察到。超连续光谱包含了从紫外波段到红外波段的各种波段。与不相干的白光光源对比，超连续光谱现象中所有波长成分的相干长度与激光脉冲相干长度在本质上是相同的，Chin 等人也将超连续光谱称为超短的白色激光^[26,27]。这在激光雷达、激光测距和激光遥感等领域均有极其重要的应用前景。

1.2 超快激光成丝现象的物理机制简介

1.2.1 克尔自聚焦效应

在飞秒激光成丝的过程中，最基本的两个物理机制为克尔自聚焦效应和等离子体散焦效应，其中克尔自聚焦效应引起的非线性折射率变化可以表示为：

$$n_{\text{nl}} = \Delta n_k = n_2 I \quad (1-1)$$

式中， Δn_k 为克尔自聚焦效应导致的折射率变化， n_2 为非线性折射率， I 为激光的光强。 n_2 可以进一步表示为：

$$n_2 = \frac{3\eta}{n_0 \epsilon_0} \chi^{(3)} \quad (1-2)$$

式中， η 为介质的阻抗，表示为 $\eta = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} / n_0$ ， n_0 为介质中的线性折射率， μ_0 和 ϵ_0 分别表示真空中的磁导率和介电常量； $\chi^{(3)}$ 表示三阶电磁化率。

脉冲的电场波动形式的数值表示为 $E = A \cos(\omega t - kz + \varphi)$ ， A 为脉冲包络的振幅， ω 为脉冲频率， k 为波数， z 为传输距离， φ 为初始相位。 I 进一步表示为：

$$I = \frac{|A|^2}{2\eta} \quad (1-3)$$

如果激光的光强在横截面上的分布是不均匀的，那么它将会导致相位速度 v_{phase} 在空间上的不一致。假定一个高斯光束，其光强由中心向边缘径向衰减。相位速度可以用 $v_{\text{phase}} = c/n_0$ 计

算, c 表示真空中的光速, 因此高斯光束中心的相位速度要比周围的相位速度慢一些。这种相位速度的差异将会导致一个凹的波前平面, 光束在传输过程中进行会聚, 如图 1-2 所示。这就是光束的自聚焦效应^[39,40], 它的作用类似于会聚透镜。

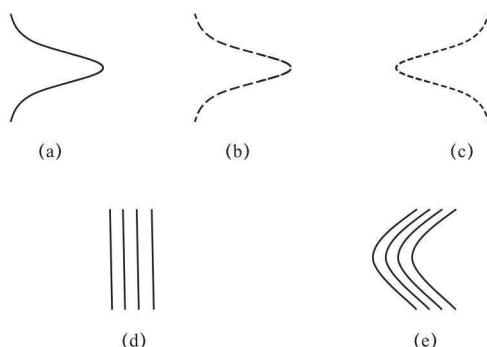


图 1-2 非线性折射率 n_2 导致的自聚焦效应

(a) 光强 I ; (b) 折射率 $n = n_0 + n_2 I$; (c) 相位速度 $v_{\text{phase}} = c/n_0$; (d) 初始平面波; (e) 经过自聚焦之后的会聚波前

然而, 仅有自聚焦的作用并不能保证成丝现象的产生。因为, 在通常情况下激光脉冲在传输的过程中产生的线性衍射会使光波产生发散。如果自聚焦的作用不能克服光波衍射的影响, 那么光波脉冲的传输仍然会是一个缓慢衍射的过程, 不过比只有线性衍射时的脉冲发散效果慢一些。当脉冲的自聚焦效应刚好克服线性衍射效果时, 对应的激光脉冲功率就被称为自聚焦阈值功率 (Critical Power), 具体表示为:

$$P_{\text{cr}} = \frac{3.77 \lambda_0^2}{8 \pi n_2 n_0} \quad (1-4)$$

式中, λ_0 为激光光源的中心波长。自聚焦阈值功率在凝聚态介质中一般有兆瓦 (MW), 在气体介质中一般有吉瓦 (GW)。

从式 (1-4) 可以看出, 自聚焦阈值功率的定义只与 n_2 、 n 、 λ_0 相关, 与入射光束的光强是没有关系的。因此, 当入射光束的功率高于自聚焦阈值功率时, 入射光的波前平面就会如图 1-2 (e) 所示进行会聚, 从而产生自聚焦效应。介质中自聚焦的焦点距离为^[5]:

$$z_f = \frac{0.367 k a_0^2}{\left\{ \left[(P / P_{\text{cr}})^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219 \right\}^{1/2}} \quad (1-5)$$

式中, f 为透镜的焦距, a_0 为光强 $1/e$ 处的光束半径, P 为激光的入射功率。

特别是当我们用正透镜 ($f > 0$) 聚焦入射光束时, 自聚焦的效果被加强了, 自聚焦的起始位置要比没有透镜时靠前。这个改变的自聚焦焦点位置 z'_f 可以通过透镜变换公式求得:

$$z'_f = \frac{z_f f}{z_f + f} \quad (1-6)$$

相反, 负透镜 ($f < 0$) 将使自聚焦的焦点位置更远一些。在这种情况下, 自聚焦的焦点位置仍然由式 (1-5) 确定, 但此时的阈值功率将变为:

$$P'_{\text{cr}} = \left[0.852 + 0.0219 + \left(\frac{0.367 k a_0^2}{f} \right)^2 \right] P_{\text{cr}} \quad (1-7)$$

1.2.2 等离子体散焦效应

除了自聚焦影响外，在成丝现象中还会伴随其他一系列的非线性过程，等离子体的产生就是其中一个非常重要的现象。当入射光波发生自聚焦时，聚焦点位置的光强很高，以至于介质会被激光电离，并产生一定密度的自由电子，同时伴随着等离子体的产生。凝聚态介质中产生自由电子的主要方式是多光子激发（Multiphoton Excitation, MPE）过程，即电子由价电子带跃迁到导带的过程^[6,7,34,35]。在气体中等离子体主要是由多光子/隧道电离（multiphoton/tunnel ionization）^[11,19]产生的。通常，自由电子与分子的撞击周期（在空气中约为 1 ps）相比于飞秒脉冲的持续时间是相当长的，因此气体中飞秒脉冲的雪崩电离是可以忽略的。由于等离子体对折射率的负贡献，它的出现将阻止激光光束在空间的会聚。如果将克尔自聚焦效应等效于会聚透镜的作用，那么等离子体散焦效应就相当于发散透镜，如图 1-3 所示。

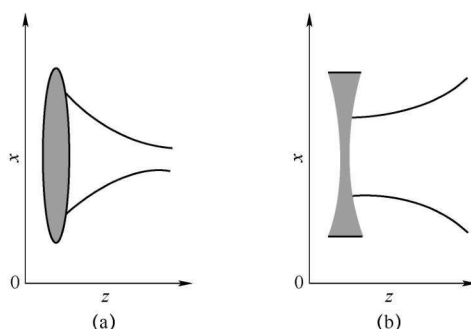


图 1-3 非线性效应等效于透镜的作用

(a) 克尔自聚焦效应等效示意；(b) 等离子体散焦效应等效示意

空气中（ $n_0 \approx 1$ ）等离子体产生的折射率变化可以表示为：

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \quad (1-8)$$

式中， ω_0 为激光脉冲的中心圆频率， ω_p 为等离子体圆频率，可以表示为：

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}} \quad (1-9)$$

式中， m_e 和 e 分别为电子的质量和电量， N_e 表示电子的密度。在克尔自聚焦和等离子体散焦两个非线性过程的作用下，介质的整体折射率变化为：

$$n_{nl} = \Delta n_k + \Delta n_p \quad (1-10)$$

很明显，当克尔自聚焦效应和等离子体散焦效应达到平衡时，即

$$\Delta n_k + \Delta n_p = 0 \quad (1-11)$$

时，光束的收缩效果将停止，在这个平衡点将不会再有自聚焦的效果，并且光强达到最大值，这种现象被称为光强钳制（Intensity Clamping）^[22,23,41]。光强钳制是飞秒激光成丝现象中一个重要的物理现象，它为空气和光学介质中成丝的传输设置了光强上限。空气中光强钳制现象的实验验证最早是由 A. Braun 等人提出的^[19]。A. Braun 及其研究者测量了光丝中的脉冲能量，实验发现脉冲的光强在成丝传输的较长距离内几乎维持恒定，在空气中的最大值为 $5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ^[42-44]。

1.2.3 成丝的基本物理模型

空气中飞秒脉冲传输的非线性物理过程一直是研究者的兴趣所在,为了更好地解释成丝的形成,Chiao 等人建立了基于连续波理论的自陷(self-trapping)模型^[45]。Chiao 认为,光学克尔效应引起的自聚焦会使激光光束产生特有的电解质波导,并实现光束截面无变化传输。换言之,激光产生了自陷。飞秒激光成丝很可能是由高强度自陷的光束诱导产生的。随后,围绕自陷模型出现了许多理论模拟计算。然而,基于此模型模拟出的结果并不稳定,自聚焦和自然衍射之间的平衡问题亟待解决。Marburger 和 Wagner 发现自从脉冲激光广泛用于实验研究之后,早期模拟计算中对激光功率与时间无关的假设是无效的^[46]。他们指出,由于激光功率是一个变量,所以自聚焦的焦点范围会产生移动,这就引出了移动焦点模型(moving focus model)的理念^[47,48]。根据移动焦点模型理论,激光脉冲自聚焦产生的移动焦点会形成条纹光线,这一理论为成丝的形成给出了一个很好的解释。

近年来,围绕着激光成丝物理过程,人们普遍接受的物理模型主要有三种:自引导模型(self-wave guiding model)、移动焦点模型(moving focus model)和空间动态补偿模型(dynamical spatial replenishment model)。

1. 自引导模型

自引导模型^[19,20]的理论认为,由于激光的非线性克尔自聚焦效应和等离子体散焦效应之间存在着不断的竞争,当二者达到动态平衡时即产生成丝现象。当激光光束会聚到一定程度时,激光功率达到空气电离的临界功率,空气会被激光电离,形成等离子体。式(1-10)确定了超短激光脉冲对空气折射率的影响。在理想情况下,聚焦和散焦达到动态平衡时,激光光束处于稳定的自陷状态,进而形成在空气中传输的光丝。

2. 移动焦点模型

超快激光脉冲在空气中传输的移动焦点模型是由 A. Brodeur 等人提出的^[26]。不同于自引导模型,移动焦点模型认为激光脉冲是由许多切片(slice)组成的,如图 1-4 所示。激光脉冲在横截面上和纵向上都是近似的高斯分布,这将导致每层切片的功率 P 都不同,并且功率会随时间的变化而改变,那么,各自焦点位置必然也是不同的。如果增加激光脉冲在时间上的分层数目,使得激光脉冲的分层足够“薄”,那么可以认为每层的功率是连续的,此时各层的焦点位置也是连续的,即形成了光丝。在图 1-4 中,中心切片的光强最大,根据式(1-5)可以知道,中心切片将聚焦在传输距离最近的位置,而在它前面的切片将聚焦在中心切片聚焦位置靠后的一些位置

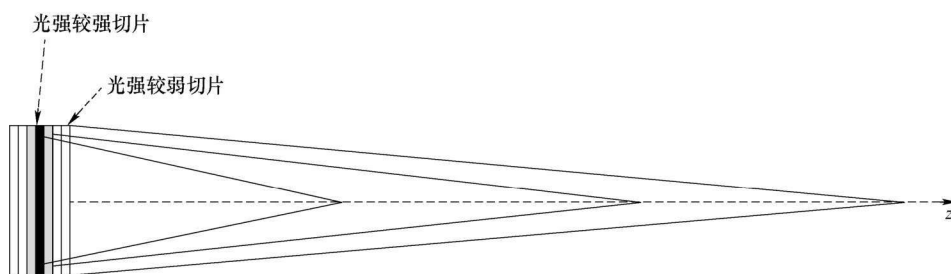


图 1-4 移动焦点模型示意^[26]

上, 众多切片不同的聚焦位置形成了一系列焦点序列。实验中观测到的光丝, 正是这系列焦点序列。应用移动焦点模型的模拟计算, 可以成功地预测到光丝的产生和结束, 并可以对光丝能量占总能量的 10% 给出很好的解释, 表明细小的光丝被巨大背景能量池包围^[21]。

3. 空间动态补偿模型

在移动焦点模型和自引导模型的基础上, Mlejnek 等人提出了空间动态补偿模型^[49,50]。该理论认为, 在自聚焦效应的影响下, 脉冲的上升沿峰值会超过空气的电离临界功率, 因此在脉冲上升沿会产生等离子体, 这些等离子体必然对脉冲的下降沿产生散焦的作用。另一方面, 多光子吸收会引起脉冲上升沿强度的下降, 进而使得上升沿产生的等离子体不断减弱甚至消失, 等离子体的散焦作用也必将减弱。此时, 脉冲上升沿的自聚焦作用明显增强并重新成为主导。

空间动态补偿模型可以概括理解为脉冲“聚焦——散焦——聚焦”的循环, 如图 1-5 所示。这种循环过程将一直存在于光束的传输中, 循环将持续到脉冲的功率不足以形成再聚焦为止。这个模型很好地解释了强激光光束可以不受瑞利距离的限制, 传输很长的距离。强激光光束在传输中会不断地衰减、能量被补偿。

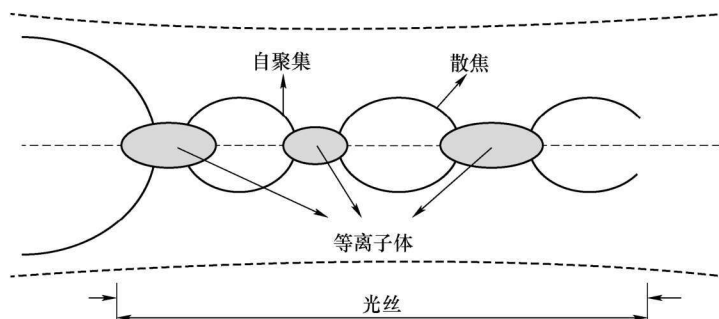


图 1-5 空间动态补偿模型示意^[50]

1.2.4 超连续光谱的产生（白光激光）

光谱展宽效应是伴随着成丝传输过程出现的, 这种强烈的光谱展宽效应是由很多非线性效应共同作用产生的, 这其中包含自相位调制 (Self-phase Modulation, SPM)、脉冲自陡峭 (self-steepening)^[51,52]以及介质电离等引起的在时域上脉冲分布的改变。超连续光谱一般指频域带宽从紫外波段一直延伸到红外波段的光谱。

本节将给出产生超连续光谱的物理机制的定性分析。为此, 我们首先需要研究满足不考虑脉冲空间变化的激光脉冲传输的波动方程:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{k_0}{n_0} n_{nl} A = 0 \quad (1-12)$$

式中, k_0 为线性情况下脉冲中心波长对应的波数。式 (1-12) 的解为:

$$A(z, t) = A_0(t) \exp \left(i \frac{\omega_0}{c} n_{nl} z \right) \quad (1-13)$$

脉冲相位随着传输距离的增大呈线性变化, 产生自相位调节。由于自相位的调节作用, 脉冲频率的变化为:

$$\Delta\omega = \frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{\omega_0}{c} z \frac{\partial n_{nl}}{\partial t} \quad (1-14)$$

结合式(1-10)，非线性折射率由两个因子组成：克尔自聚焦效应和等离子体散焦效应。一般来说，由多光子电离/隧道电离产生的自由电子可以近似表示为：

$$N_e = \int \sigma^{(m)} I^m N_0 dt \quad (1-15)$$

式中， m 为相应电离时实验测量曲线拟合参数。 $\sigma^{(m)}$ 表示有效的电离横截面， N_0 为中性物质密度。将式(1-15)代入式(1-10)，得到：

$$n_{nl} = n_2 I - \frac{2\pi e \int \sigma^{(m)} I^m N_0 dt}{m_e \omega_0^2} \quad (1-16)$$

将式(1-16)代回式(1-14)，频率变化可以表示为：

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_0 n_2 z}{c} I_0 \frac{\partial f(t)}{\partial t} + \frac{2\pi e^2 \sigma^{(m)} N_0 z}{c m_e \omega_0} I_0^m f^m(t) \quad (1-17)$$

在式(1-17)中，光强 I 已经表示为光强峰值 I_0 和时间包络曲线 $f(t)$ 的乘积： $I = I_0 f(t)$ 。在式(1-17)的右边，首项给出了中性介质中自相位调制引起的频移，而第2项表示等离子体的产生所引起的频率变化。激光脉冲在成丝的过程中，波前上升沿部分会在中性介质中传输 ($\partial f(t)/\partial t > 0$)，因此上升沿部分会产生斯托克斯频移。但是脉冲的下降沿部分会遇到上升沿脉冲产生的等离子体，相应地产生反斯托克斯频移。显而易见，两部分的光谱展宽程度均与光强峰值直接相关。自聚焦产生的强度很高，从而使得自相位调制将会产生相当程度的光谱展宽。

此外，由于等离子体中的频移与光强呈非线性关系，而中性介质中频移与光强呈线性关系，所以激光光谱产生非对称的展宽——短波段的展宽大于长波段的展宽。自陡峭导致脉冲下降沿部分的陡降是非对称光谱展宽的另一个原因。

图 1-6 (书后附有彩插) (a) 给出了一个啁啾的白光激光图样^[41]。请注意图中中心位置的白色光点，以及外部的彩虹环，红色的环(长波长)靠近中心，蓝色的环(短波长)出现在外围。图 1-6 (b) 是 Aközbek 等人考虑了自陡峭的影响后模拟得到的超连续光谱^[23]。

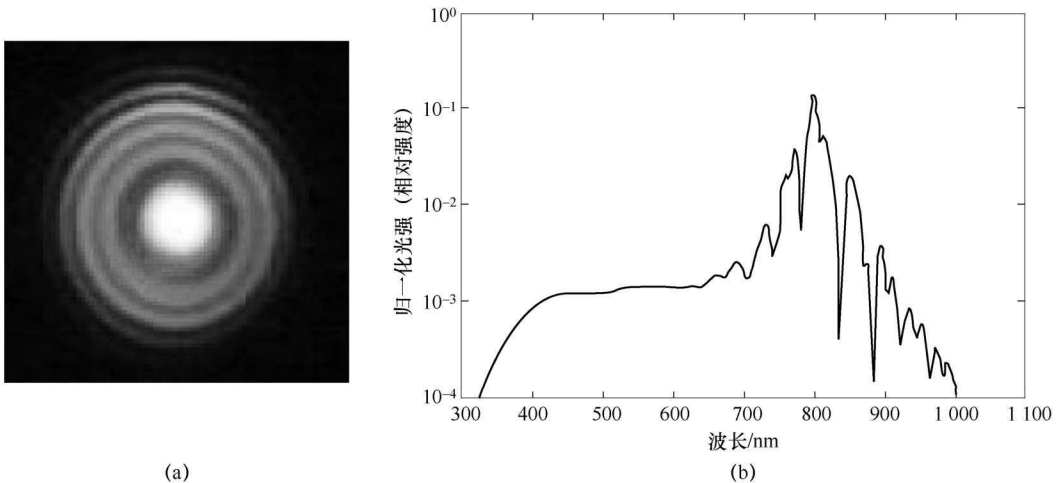


图 1-6 白光激光

(a) 一个啁啾的白光激光图样^[41]；(b) 空气中模拟的超连续光谱^[23]

超连续光谱也可以称为白光激光^[26,27]。产生超连续光谱所需的高强度一般由激光自聚焦产生,因此超连续光谱的阈值功率与自聚焦的阈值功率是一致的^[34,35]。超连续光谱的出现被视为成丝现象产生的特征。

1.2.5 背景能量池的重要性

研究者们注意到,伴随着成丝现象的出现,在脉冲的横截面中光丝被广阔的弱背景能量包围。研究者在观察到空气中成丝现象之后才意识到这些存在于成丝全过程中的背景能量池的重要性。

图 1-7 为理论模拟 $z = 59.75 \text{ cm}$ 位置处光丝的横截面^[53], 其中心突出的光强峰值为激光脉冲某一切片在此位置的自聚焦焦点。除此之外, 背景中还包含其他切片自聚焦的状态, 即背景能量池区域。背景能量池是不稳定的, 它多以环状的形式出现在光丝的周围。

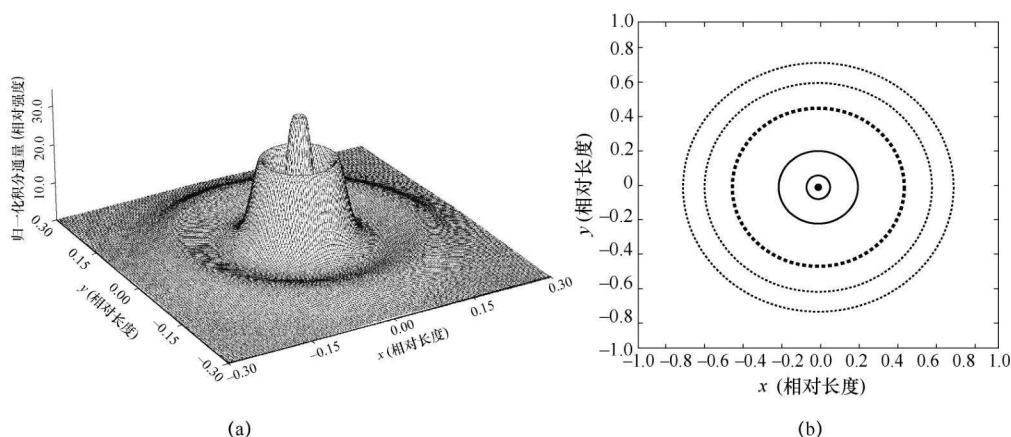


图 1-7 理论模拟光丝的横截面 ($z = 59.75 \text{ cm}$)

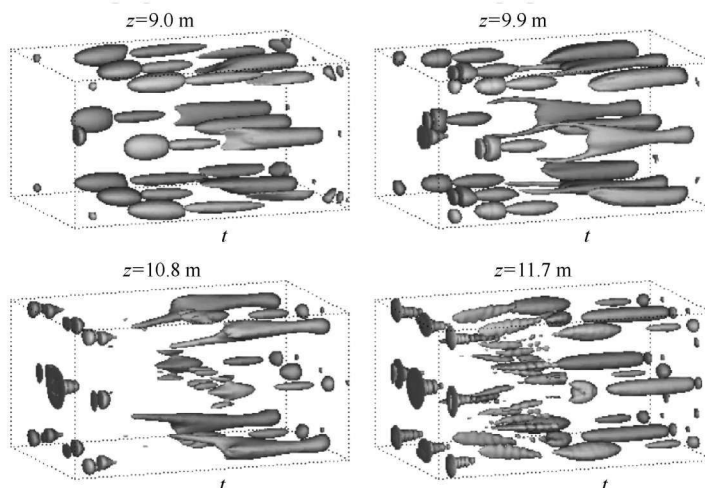
(a) 三维强度分布图; (b) 二维强度分布图^[53]

已有文献报道指出, 在光丝周围放置可变光阑以消除背景能量池的做法会导致成丝的终止^[20,21,54,55]。背景能量池存在着动态的能量交换, 这为飞秒成丝的传输过程提供了能量支持^[56]。

1.2.6 多丝以及多丝竞争

在实际的实验环境中, 当入射的激光功率高于自聚焦阈值功率很多时, 我们经常能观察到多丝的现象。多丝的产生往往是由于脉冲波前不均匀导致的^[57], 这种不均匀性主要来自激光本身的强度不均匀性, 或者是由外部的扰动造成的, 如空气中的湍流^[58]或者光束经过光学器件所造成的不均匀^[59]等。这些扰动会导致光束截面强度有多个极大值区域, 我们称之为“热点” (hot spot)。在传输的过程中, 每个“热点”就好像一个独立的脉冲, 由克尔自聚焦效应产生成丝, 这就是多丝产生的原因。

值得注意的是, 这些“热点”带并不是相互独立的, 这是因为它们都会从脉冲的背景能量池吸收能量来完成自聚焦, 这也就构成了能量的竞争。从本质上来说, 多丝竞争的物理机制就是脉冲在传输过程中场能量的重新分布, 这导致了多丝的数量和位置都是不可预测的, 多丝呈随机性分布, 称为“光学湍流”现象^[60]。图 1-8 为理论模拟不同传输距离的多丝分布状况。从图 1-8 中可以看出, 不同时间、不同位置的多丝分布均不同。多丝的空间分布呈现无序性和不可预知性。

图 1-8 理论模拟的多丝空间分布状况^[60]

多丝之间的能量竞争主要由两个相互联系的物理过程构成：第 1 个物理过程是脉冲在传输过程中的线性场干涉以及在介质中的时空特征变化；第 2 个物理过程是由于非线性效应引起的场能量的重新分布。在第 1 个物理过程中，假设每一个“热点”都是一个独立的脉冲，在传输过程中中心会导致同心环的出现^[53,61]。当两个相邻的“热点”自聚焦到距离较近时，这两组圆环会发生干涉，形成“星星”状的图样，如图 1-9 所示^[61]。当两个相近的光丝干涉时，场的重新分布将会是比较复杂的结果，同时会伴随着产生一些新的“热点”，这些新的“热点”也会经历自聚焦的过程。因此，在激光脉冲横截面和传输轴上都会形成新的子丝（“children” filaments）^[61]。

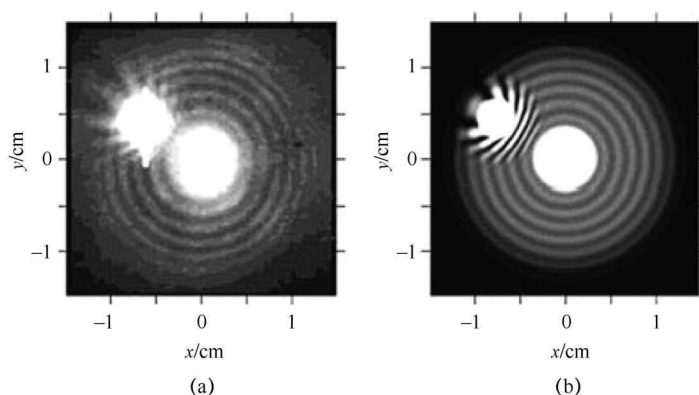


图 1-9 多丝之间的能量竞争

(a) 两个成丝干涉在实验中测得的横截面强度分布情况；(b) 根据双丝干涉进行的理论模拟^[61]

然而，当“热点”距离较远时，它们的干涉就会非常弱，使新生的“热点”没有足够的强度去进行自聚焦，这就会发生第 2 个物理过程。在第 2 个物理过程中，每一个“热点”都会按照自己的方式进行传输，仿佛它们是独立的。在传输时，非线性自聚焦效应会使每一个“热点”把场“拉”向自己的自聚焦范围，如同每一个“热点”从背景能量池“吸收”能量。这种从同一能量池竞争能量的结果会导致一些“热点”没有足够的能量使自己发展至成熟的成丝阶段，光强将达不到光强钳制所决定的最大值^[62]。

1.3 超快激光成丝现象应用简介

近年来,对超快激光成丝现象的研究逐渐成为超快激光脉冲在光学介质中传输研究的重要组成部分。成丝现象的独特优势(如较高的光强、超宽光谱带宽及可以远距离无衍射传输等特点)预示了其具有广泛的潜在应用空间。例如,成丝中等离子体的产生使之可能应用于激光引雷等领域^[63-67];由于不存在光学击穿,成丝可以应用于远距离探测技术^[68-72];成丝的超连续特性还可以用来压缩光学脉冲,得到亚周期的超短脉冲^[25,73]。

采用激光引雷的研究已经有近 40 年的历史^[67],主要用于保护敏感站点。例如,保护电力设施、机场等免受直接袭击或电磁干扰。早期采用的纳秒激光主要通过碰撞电离机制使空气电离,虽然产生的等离子体浓度较高,但等离子体的散焦作用使激光无法进行长距离传输。利用啁啾脉冲放大(CPA)技术可以产生太瓦量级的超强脉冲,在大气中飞秒激光成丝的传输可产生长达 100 m 的等离子体通道,使得电子密度高于在大气中引雷所需密度($N_{\text{init}} \approx 5 \times 10^{11} / \text{cm}^3$)的许多个数量级,使飞秒激光成丝在激光引雷技术上的应用成为可能。

Rodriguez 等人指出,通过激光成丝可以同时控制和引导大量的电子间隙放电^[65]。如图 1-10(a)所示,将实验装置置于高压设备中,水平输出的光束与电极在一条直线上,成丝扫描电极

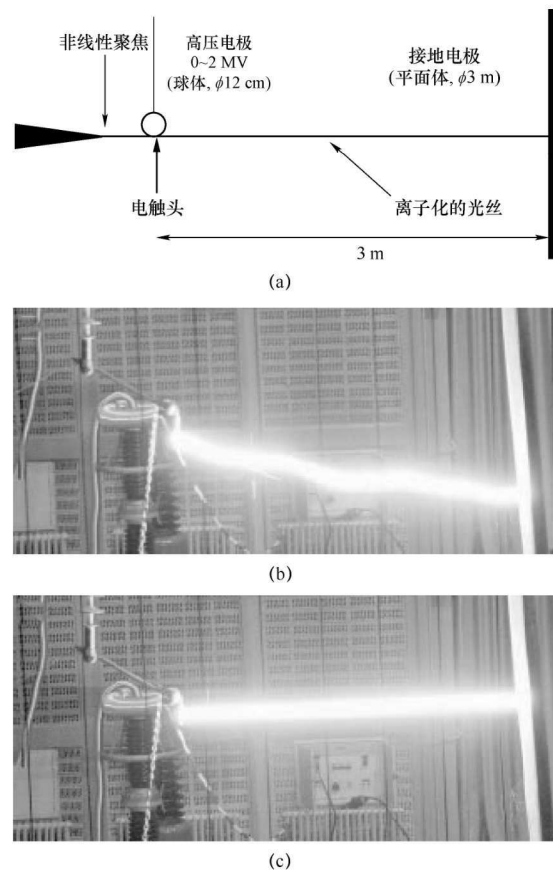


图 1-10 高压放电激光控制装置

(a) 实验装置示意; (b) 在没有激光成丝的情况下自由放电; (c) 飞秒激光成丝引导放电^[65]