

DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461. 2011.05.006

## 强飞秒激光大气传输成丝特性研究

王海涛, 范承玉, 乔春红, 张京会, 张鹏飞, 马慧敏

( 中国科学院安徽光学精密机械研究所大气成分与光学重点实验室, 安徽 合肥 230031 )

**摘要:** 基于对强飞秒激光大气传输的非线性薛定谔方程的变分法, 模拟研究飞秒激光大气传输成丝特性。研究了在是否考虑多光子吸收损耗的情况下, 激光成丝状态的演化。研究表明: 多光子吸收损耗会破坏自聚焦与等离子体散焦之间的动态平衡, 进而引起成丝的不稳定性; 在不同的入射功率下, 成丝的起点位置会发生移动; 在实验室条件下,  $p_{in} \geq 3p_{cr}$  时才可能形成多次聚焦成丝传输。继续增加激光入射功率时, 光束因强烈聚焦发生崩塌而成多丝结构。

**关键词:** 激光技术; 自聚焦; 等离子体散焦; 飞秒激光成丝; 多光子吸收

**中图分类号:** O437 **文献标识码:** A **文章编号:** 1007-5461(2011)05-0544-07

## Properties of filamentation of intense femtosecond laser pulses propagating in air

WANG Hai-tao, FAN Cheng-yu, QIAO Chun-hong,  
ZHANG Jing-hui, ZHANG Peng-fei, MA Hui-min

( Key Laboratory of Atmospheric Composition and Optical Radiation, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China )

**Abstract:** Based on the variational principle of nonlinear Schrödinger(NLS) equation describing laser pulses propagation in air, the properties of femtosecond filamentation were studied by using numerical simulation method. Numerical results were derived on the developing process of filamentation under the situations of whether or not taking account of multiphoton absorption dissipation (MPA). It is shown that a dynamic equilibrium between optical self-focusing and plasma defocusing will be broken due to the MPA, which can induce instability of femtosecond filamentation. The first foci of the filaments are displaced for different incidence laser power. Further investigation reveals that stable filamentation propagation described by defocusing-refocusing cycles can only arise for power  $p_{in} \geq 3p_{cr}$  in laboratory. With the incidence power gradually increasing, the beam will undergo optical collapse due to intense focusing, and then the formation of femtosecond multiple filamentation(MF) can be obtained.

**Key words:** laser techniques; self-focusing; plasmas defocusing; femtosecond laser filamentation; multiphoton absorption

**基金项目:** 国家高技术研究发展计划 (A825021, A825011) 和中国科学院合肥物质科学研究院计算科学中心 (0330405002-7) 资助

**作者简介:** 王海涛 (1982 -), 博士生, 主要从事飞秒激光传输方面的研究。 **E-mail:** haitaow@mail.ustc.edu.cn

**导师简介:** 范承玉 研究员, 博士生导师, 主要从事激光大气传输与自适应光学校正方面的研究。 **E-mail:** cyfan@ajofm.ac.cn

**收稿日期:** 2010-04-29; **修改日期:** 2010-12-15

## 1 引言

近些年来, 强飞秒激光脉冲在大气中的非线性效应及成丝现象引起了研究者的广泛关注<sup>[1~3]</sup>, 飞秒激光成丝现象在白光激光雷达、大气遥感、激光引雷以及激光诱导电离光谱分析 (LIBS) 等方面展现出了极其广阔的应用前景。

当激光的入射功率  $p_{in}$  大于光束在空气中的克尔自聚焦阈值功率  $p_{cr}$  时, 光束就会在聚焦后形成一条很窄的通道结构, 被称之为“光丝”<sup>[4]</sup> 或者“等离子体通道”<sup>[5]</sup>。在激光传输数值模拟和在空气、玻璃和水等介质中的实验都已观测到光丝现象。

强飞秒激光在大气中的非线性传输涉及到诸多的物理过程, 主要的物理效应有: 群速色散 (GVD)、衍射、自相位调制 (SPM)、克尔自聚焦 (SF)、多光子 (隧道) 电离 (MPI/TI)、等离子体散焦、自陡峭、多光子吸收 (MPA) 和拉曼效应等<sup>[6]</sup>。非线性成丝过程主要是两种物理机制相互作用的结果: 首先是由于克尔效应, 光束产生自聚焦, 使得光强增大; 高强度的激光通过多光子电离 (隧道电离) 产生低密度的等离子体, 等离子体对光束的传输有着负透镜效应, 对光束起着散焦的作用。这样, 自聚焦和等离子体散焦之间的动态平衡就形成了长距离传输的光丝结构。等离子体的产生主要是通过光子电离, 电离模式主要取决于 Keldysh 判据  $\gamma$  值<sup>[7]</sup>, 当  $\gamma \gg 1$  时, 对电离的计算采用 PPT<sup>[8]</sup> 的多光子电离模式; 当  $\gamma \ll 1$  时, 就采用 ADK<sup>[9]</sup> 的隧道电离模式。

在过去的很多关于飞秒激光成丝现象的研究中, 重点研究了相位调制的作用; 而把多光子吸收也纳入计算范围, 对大气成丝传输进行模拟研究, 有助于我们对成丝动态作理论分析。更加重要的是, 在激光通过多光子电离产生的部分电离等离子体中, 束缚电子引起的原子调制不稳定性 (AMI) 可能会强于相对论调制不稳定性 (RMI) 和前向拉曼散射调制不稳定性 (FRS); 束缚电子还会引起原子成丝不稳定性 (AFI), 而且它可能强于相对论成丝不稳定性 (RFI)<sup>[10]</sup>。因而研究多光子电离对激光在空气中成丝传输特性的影响和其重要潜在效应的机理是很有必要的。本文主要采用常用的描述强飞秒激光大气传输的非线性薛定谔方程 (NLSE), 在变分法的基础上模拟分析飞秒激光大气成丝特性, 重点考察多光子吸收损耗对稳态成丝的影响; 得出飞秒激光大气传输产生多次聚焦的条件和产生多丝的阈值功率, 并且分析了在不同入射功率下的焦移和光丝长度的变化。

## 2 理论模型

我们考虑光束在空气中沿着  $Z$  轴方向传播, 电场  $E(r, z, t)$  的慢变包络方程可以写成<sup>[11]</sup>

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) E - \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega\tau) \rho E - \frac{\beta^{(K)}}{2} |E|^{2K-2} E + ik_0(1-f)n_2|E|^2 E + ik_0fn_2 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} dt' R(t-t') |E(t')|^2 \right] E, \quad (1)$$

式中  $|E|^2$  表示激光功率密度, 采用延迟坐标  $t = t_{lab} - z/v_g$ ,  $v_g$  表示激光群速度。在 (1) 式的右边, 第一项表示横向衍射,  $\omega$  表示激光的频率,  $k = n_0 k_0 = n_0 \omega/c$ ,  $n_0$  表示空气的折射率; 第二项表示 GVD 效应,  $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$  表示群速色散系数; 第三项表示等离子体散焦作用,  $\sigma = 5.1 \times 10^{-24} \text{ m}^2$  为逆向韧致辐射截面,  $\tau = 3.5 \times 10^{-13} \text{ s}$  为电子碰撞时间,  $\rho$  为电子密度; 第四项表示多光子吸收,  $K = 7$ ,  $\beta^{(7)} = 6.5 \times 10^{-104} \text{ m}^{11} \text{ W}^{-6}$  为多光子吸收系数; 第五项表示受激拉曼散射自发克尔效应,  $n_2 = 4.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \text{ W}^{-1}$  为非线性折射率, 自聚焦阈值功率为  $p_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$ ,  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$  为激光波长; 第六项表示延迟克尔响

应,  $R(t)$  为拉曼散射引起的非线性延迟响应函数,  $f$  是由非线性延迟引起的非线性光学响应的一部分。

与激光场演化方程相对应的等离子体密度的产生和演化, 我们采用 Drude 模型<sup>[12]</sup> 来表示

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{n_0^2} \frac{\sigma}{E_g} \rho |E|^2 + \frac{\beta^{(K)} |E|^{2K}}{K \hbar \omega} - \alpha \rho^2, \quad (2)$$

上式右边第一项表示雪崩电离对电子等离子体的贡献,  $E_g$  表示空气分子的电离势; 第二项表示多光子吸收的作用, 第三项表示电子的复合过程,  $\alpha$  表示电子复合系数。

考虑到飞秒脉冲在空气中的传输, 二阶色散系数  $k'' = 0.2 \text{ fs}^2/\text{cm}$ 。脉冲宽度小于 100 fs, 电子碰撞时间为  $\tau = 3.5 \times 10^{-13} \text{ s}$ , 在这么短的脉冲时间尺度内, 可以认为离子是静止的, 但对于长脉冲 (如纳秒) 与等离子体之间的相互作用, 必须考虑离子的运动。由于 (1) 式没有解析解, 鉴于本文的目的, 我们将忽略 (1) 式中的色散和克尔延迟项, 重点考察 MPA 的作用。为此我们把 (1)、(2) 联立后采用变分法求方程的数值解。假设入射电场<sup>[13,14]</sup> 表示为

$$E(z, x, y, t) = A(z, t) e^{-(x^2+y^2)/r^2} e^{ib(z,t)(x^2+y^2)} e^{i\varphi(z,t)},$$

其中,  $A, r, b, \varphi$  分别表示振幅, 光束半径, 调制参量和相位。方程组的拉格朗日密度函数  $L_c$  可以表示为

$$L_c = \frac{i}{2} \left( E \frac{\partial E^*}{\partial z} - E^* \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \frac{1}{2k_0} \left( \left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial E}{\partial y} \right|^2 \right) - \frac{k_0 n_2}{2} |E|^4 + \frac{\zeta}{K+1} |E|^{(2K+2)},$$

式中  $\zeta = \frac{\sigma \beta^{(K)} \tau}{4K\hbar} (t_{\min} + t)$ , 模拟中采用的最小时间切片  $t_{\min} = 2$ 。变分要求拉格朗日量  $L = \int L_c dx dy$ , 并满足方程

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{L}{\partial \left( \frac{\partial u_i}{\partial z} \right)} \right] - \frac{\partial L}{\partial u_i} = 0,$$

其中  $u_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 分别表示  $A, r, b, \varphi$ 。由此可得耦合方程组

$$\frac{\partial r}{\partial z} = 2br + Dk \frac{2^K p_{\text{cr}}^{K-1}}{K \pi^{K-1} r_0^{2K-4}} \frac{p^{K-1}}{r^{2K-3}} \left( 1 - \frac{1}{K} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -Dk \frac{2^K p_{\text{cr}}^{K-1}}{K \pi^{K-1} r_0^{2K-4}} \frac{p^K}{r^{2K-2}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial b}{\partial z} = \frac{2}{r^4} - 2b^2 - \frac{2p}{r^4} + \left[ \frac{4\zeta k K 2^K p_{\text{cr}}^K}{\pi^K (K+1)(2K+2)r_0^{2K-2}} \right] \frac{p^K}{r^{2K+2}}, \quad (5)$$

式中已采用归一化处理:  $\frac{z}{kr_0^2} \rightarrow z, \frac{r}{r_0} \rightarrow r, br_0^2 \rightarrow b, \frac{t}{t_0} \rightarrow t, \frac{p}{p_{\text{cr}}} \rightarrow p$ 。光束总功率为  $p = \int |E|^2 dx dy$ 。

$p_{\text{cr}} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2}, D = \frac{\beta^{(K)} |E|^{2K-2}}{2}$  表示由于多光子电离导致的电场衰减系数。

### 3 模拟结果与分析

#### 3.1 不考虑多光子吸收损耗的聚焦成丝过程

飞秒激光脉冲在大气传输过程中, 入射功率高于自聚焦阈值功率时, 光束会因自聚焦而发生会聚, 使能量向光束中心流动。光束聚焦后通过多光子电离产生低密度等离子体, 衍射和产生的等离子体都起到散焦作用, 又使光束发散, 能量又由光束中心向周边流动。在不考虑多光子吸收耗散能量的情况下, 即在方程 (3)、(4) 中令  $D = 0$ , 然后求解耦合方程组表明: 聚焦和散焦在达到一种动态的平衡以后, 可以使得光

束能够稳定地传输很长一段距离, 形成如图 1 所示的“光束自陷”。光束的半径和峰值强度几乎不变, 光束能量被钳位在光束周围一定范围内, 犹如出现“能量势井”现象<sup>[13]</sup>。这种周期性的聚焦 - 散焦动态平衡、稳定的传输就形成一个一个的聚焦点, 焦点附近产生有低密度的等离子体, 整条光束就形如一条由等离子体串组成的光丝, 如图 2, 图中横坐标表示传输距离, 纵坐标  $r/r_0$  表示归一化半径 (下同)。

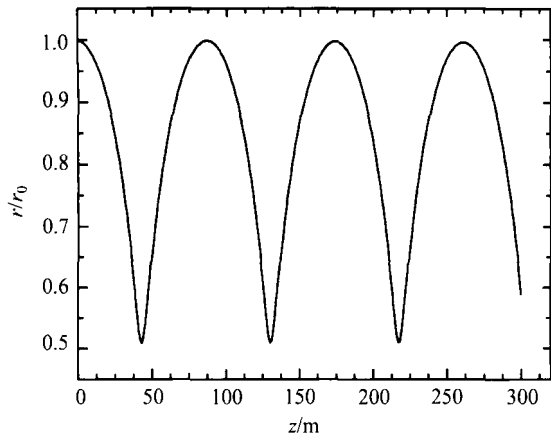


Fig.1 The beam diameter versus propagation distance for  $D = 0$

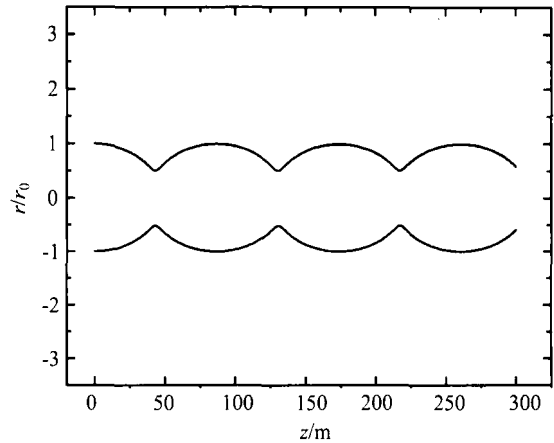


Fig.2 The profile of filamentation for  $D = 0$

### 3.2 考虑多光子吸收损耗的聚焦成丝过程

在长距离传输情况下, 应该考虑多光子吸收损耗对成丝过程的影响, 即方程 (3)、(4) 中  $D \neq 0$ 。在自聚焦效应发生以后, 光束中心光强增加, 在产生等离子体后, 光束的能量由于等离子体吸收和多光子电离而被耗散一部分, 使得总的能量下降, 尽管光束的剩余功率仍大于  $p_{cr}$ 。但是多光子吸收损耗已经破坏了自聚焦与等离子体散焦之间的平衡, 光束的自陷结构发生畸变, 光束半径会扩大, 时空廓线发生扭曲, 如图 3。这样随着传输距离的增加, 光束的峰值强度也会降低, 如图 4

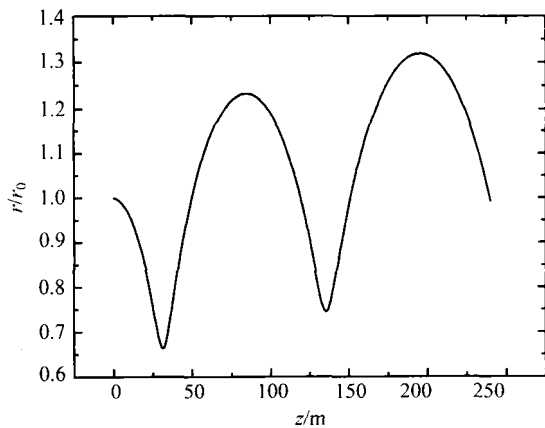


Fig.3 The beam diameter versus propagation distance for  $D \neq 0$

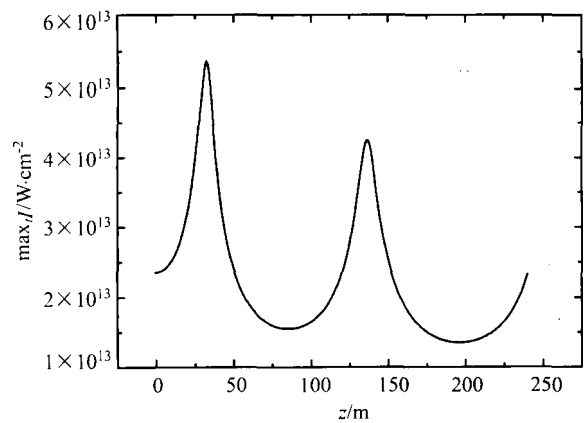


Fig.4 Peak intensity versus propagation distance for  $D \neq 0$

### 3.3 多次聚焦成丝传输与输入功率的关系

强飞秒激光脉冲在空气中传输时, 随入射功率的不同, 光束的传输在非线形作用下会表现出不同的形式。在  $p_{in} \leq p_{cr}$  时, 衍射效应强于自聚焦效应, 光束就会发散。在  $p_{in} > p_{cr}$  时, 自聚焦强于衍射, 光束将发生自聚焦; 聚焦后产生的等离子体又耗散激光能量, 使光束功率低于自聚焦阈值, 光束聚焦一次后又开始发散。如果入射功率足够高, 聚焦一次后, 尽管存在等离子体吸收和多光子吸收损耗, 但每次能量耗

散并不会损耗掉所有的能量, 自聚焦和等离子体散焦仍然可以共同作用于光束, 激光剩余功率仍然远大于自聚焦阈值, 故光束可能再次发生自聚焦, 如图 5(a) 计算表明: 当  $p_{in} \geq 3p_{cr}$  时, 在实验室条件下水平传输 300 m 以后才会产生多次聚焦现象, 如图 5(b)、(c)、(d) 直至损耗使得光束剩余的能量不足以提供再次产生自聚焦能量, 即  $p < p_{cr}$  时, 光束就会在衍射作用下完全发散, 成丝将完全终止。

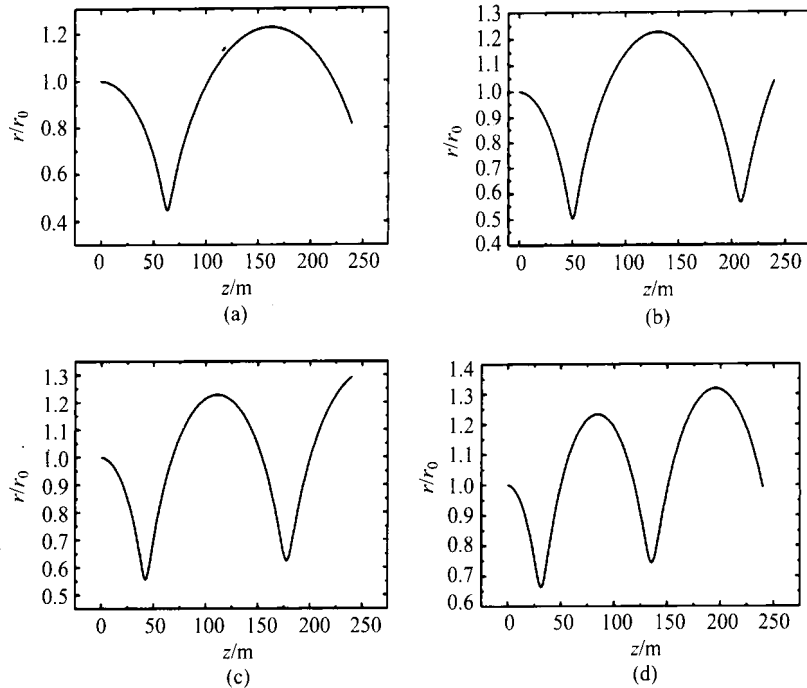


Fig.5 The spatial profile of focusing with various input laser power. (a)~(d) is the ratio of  $p_{in}/p_{cr} = 3, 4, 5, 7.4$ , respectively

### 3.4 不同入射功率下的焦移情况

我们模拟得出了在不同入射功率下 (即不同  $p_{in}/p_{cr}$  值), 在考虑等离子体散焦和多光子吸收作用时, 焦点位置的移动变化情况如表 1。

Table 1 Focus position for different input power (m)

$p_{in}/p_{cr}$	First focus $z_1$	Second focus $z_2$	$z_2 - z_1$
2	92	无	无
3	63.2	260	196.8
4	50.4	208.8	158.4
5	42.4	177.6	135.2
7.4	31.2	136	104.8
10	24	112	88

对表 1 中的数据意义分析如下: 飞秒激光在大气中水平传输 300 m, 在准直入射下, 当  $p_{in}/p_{cr} \geq 3$  时, 自聚焦作用就会强于衍射, 光束发生聚焦; 在第一个非线性焦点附近, 聚焦的光强对空气进行电离而产生低密度等离子体; 产生的等离子体会对光束起着散焦作用, 散焦会抑制自聚焦而使光束继续向前传输, 这样就使得光束聚焦所需要的传输距离延长。由于电离中有部分能量会被损耗掉, 光束总能量有所下降, 但总功率仍在阈值功率以上, 光克尔效应仍然可能处于优势而使光束发生再次聚焦。所以从前一次到再次聚焦光束要比第一次聚焦传输更远的距离, 正如表中所示的  $z_2 - z_1 > z_1$ , 成丝传输距离远大于光束的瑞利长度。在其他条件相同的情况下, 入射功率越大, 成丝起始就越早, 成丝起点就越靠前。正如图 6 所示: 入

射功率  $p_{in}/p_{cr}$  由 3 增大到 7.4 时, 成丝起点发生前移的同时聚焦间隔缩短, 成丝总长度得到延长。

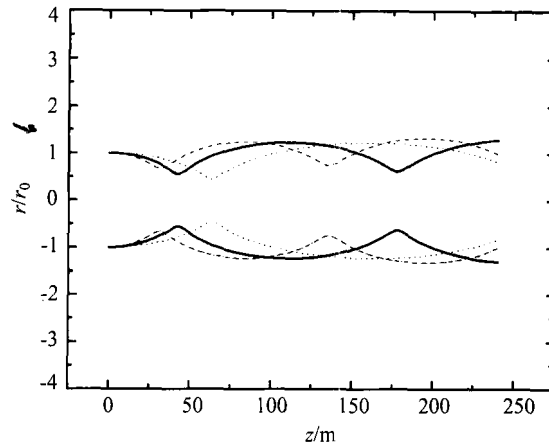


Fig.6 Plot of the filamentation at  $p_{in}/p_{cr} = 3$ (dotted curves),  $p_{in}/p_{cr} = 5$ (solid curves),  $p_{in}/p_{cr} = 7.4$ (dashed curves)

## 4 结 论

对强激光脉冲大气成丝传输进行模拟研究, 可以让从直观的角度去了解激光脉冲大气传输的特性, 为我们做进一步的理论分析和实验研究提供了行之有效的方法。研究飞秒激光成丝的方法有很多种: 有如源项展开法, 傅里叶法, 变分法等。我们主要利用变分法得出的方程模拟研究飞秒激光脉冲大气成丝特性; 在完全忽略多光子吸收的条件下, 自聚焦和等离子体散焦作用相互达到动态平衡, 形成近乎理想的稳态传输“自陷”结构, 激光脉冲可以在大气中成丝传输很长的距离。

在考虑多光子吸收的作用下, 光束的能量会因被多光子吸收而耗散, 光束的稳态结构会发生畸变, 待光束的剩余功率  $p < p_{cr}$  后, 光束在衍射作用下完全发散, 光束在传输一段距离后最终终止成丝。研究发现在实验室条件下水平传输 300 m 时, 只有在  $p_{in} \geq 3p_{cr}$  时, 光束才会产生多次聚焦成丝现象; 在不同入射功率下, 成丝具有不同的焦点位置; 且当入射功率增大时, 光束半径会增大, 成丝的起点会发生前移; 与此同时, 成丝间隔缩短, 成丝长度反而得到延长。但功率不可无限制地增加, 在  $p_{in}/p_{cr} \geq 18.5$  时, 光束会在焦点位置因强聚焦而发生崩塌, 光束开始分裂形成多丝。我们将结论与以往的研究<sup>[15]</sup>做了对比, 虽然各自方法不相同, 对问题的研究各有侧重, 但各自结果范围符合的很好。从以上的分析可以得出, 对于入射能量高达足以使得空气分子产生多光子电离的强激光飞秒脉冲, 关注多光子电离损耗对研究激光脉冲在大气中的非线性传输是很有意义的, 不仅是定性的分析, 而且还要探求定量的关系。

## 参考文献:

- [1] Ackermann R, Salmon E, Lascoux N, et al. Optimal control of filamentation in air [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 89: 171117.
- [2] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. *Phys. Rep.*, 2007, 441(2-4): 47-189.
- [3] Wöste L, Wedekind C, Wille H, et al. Femtosecond atmospheric lamp [J]. *Laser und Optoelektronik*, 1997, 29 (5): 51-53.
- [4] Chin S L, Chen Y, Kosareva O, et al. What is a filament [J]. *Laser Physics*, 2008, 18(8): 962-964.

- [5] Braun A, Korn G, Liu X, *et al.* Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air [J]. *Opt. Lett.*, 1995, 20(1): 73-75.
- [6] Peñano J R, Sprangle P, Serafim P, *et al.* Stimulated Raman scattering of intense laser pulses in air [J]. *Phys. Rev. E*, 2003, 68(5): 056502.
- [7] Kelley P L. Self-focusing of optical beams [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1965, 15(26): 1005-1008.
- [8] Perelomov A M, Popov V S, Terent'ev M V. Ionization of atoms in an alternating electric field [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1966, 23(5): 924-934.
- [9] Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1986, 64(6): 1191-1194.
- [10] Sprangle P, Esarey E, Hafizi B. Intense laser pulse propagation and stability in partially stripped plasmas [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 79(6): 1046-1049.
- [11] Mlejnek M, Wright E M, *et al.* Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air [J]. *Opt. Lett.*, 1998, 23(5): 382-384.
- [12] Feng Q, Moloney J V, Newell A C, *et al.* Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, 33(2): 127-137.
- [13] Aközbek N, Bowden C M, Talebpour A, *et al.* Femtosecond pulse propagation in air: variational analysis [J]. *Phys. Rev. E*, 2000, 61(4): 4540-4549.
- [14] Duan Z L, Chen J P, Fang Z B, *et al.* Involvement of filamentation of femtosecond laser pulses of a kHz repetition rate propagating in air [J]. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 2004, 53(02): 473-477 (in Chinese).
- [15] Méchain G, Olivier T, Franco M, *et al.* Femtosecond filamentation in air at low pressures: Part II: Laboratory experiments [J]. *Opt. Commun.*, 2006, 261: 322-326.