

1kHz 飞秒激光脉冲在空气中传输成丝的演化过程^{*}

段作梁[†] 陈建平 方宗豹 王兴涛 李儒新 林礼煌 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强激光光学开放研究实验室, 上海 201800)

(2003 年 2 月 10 日收到, 2003 年 4 月 30 日收到修改稿)

利用高重复频率(1kHz)低能量的飞秒激光脉冲研究激光脉冲在空气中传输成丝的演化过程. 采用成像的方法观测飞秒激光脉冲在大气传输过程中光束截面上光强分布变化, 以及大气等离子体通道对光强分布的反作用. 实验结果表明, 激光脉冲在传输过程中先形成双丝结构, 再逐渐合并成单丝结构. 实验结果与利用非线性薛定谔方程耦合多光子电离的数值模拟结果基本一致.

关键词: 飞秒激光脉冲, 等离子体通道, 成像

PACC: 4265J, 5235M

1. 引 言

近年来, 超短高强度激光脉冲在空气中的传输成丝现象引起了科研人员的很大兴趣, 尤其是在激光雷达(LIDAR)^[1]和飞秒激光空气中成丝诱导云层放电等方面有更加诱人的应用前景^[2,3]. 飞秒高强度激光脉冲在空气中传输时形成成长的等离子通道, 主要是由于空气的克尔效应产生光束自聚焦过程以及光束衍射和多光子电离形成的等离子通道的散焦过程之间的动态平衡形成的. 选择合适的激光脉冲能量能在空气中形成很长的等离子体通道^[4-6]. Yang 等人在飞秒高强度激光脉冲在空气中传输成丝方面取得重要的成果, 诸如得到 5 m 以上的等离子通道, 等离子体通道中的平均电子密度为 $2.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ^[5,6], 他们所用激光系统的重复频率 10Hz, TW 量级. 为了研究成丝过程中光束截面上光强的变化, 我们使用高重复频率(1kHz), 亚 TW 量级的钛宝石激光系统, 因为该系统具有输出能量高度稳定、光束质量好等优点, 对直接观测细丝通道在空气中的演化过程非常有利.

飞秒高强度激光脉冲在空气中传输时, 由于克尔自聚焦的作用光束横截面上光强分布向成丝状态演化. 当中心波长 $\lambda_0 = 800\text{nm}$ 的飞秒激光脉冲在空

气中传输时, 等离子细丝通道中的光强最大达到 10^{14} W/cm^2 , 通道的电子密度大约为 10^{16} cm^{-3} ^[7,8]. 如此高的光强无法直接用仪器观测, 常用的方法是让光直接打在相纸上, 然后根据烧斑来粗略判断光斑的大小, 但不能得到光束内光强分布的细节. 在实验中我们利用相干光成像原理, 通过实时观测激光脉冲传输到不同位置处光束截面上光强的分布情况, 研究激光脉冲在空气中传输成丝的演化过程, 同时研究飞秒激光脉冲在传输过程中能量的损失, 进而研究在成丝过程中由于多光子电离、等离子体通道吸收等因素造成激光脉冲能量损失的机理.

2. 实验装置

实验中采用商业化的钛宝石飞秒激光系统(SPECTRA-PHYSICS 公司), 其重复频率 1 kHz, 输出脉宽 35fs, 中心波长 800nm, 最大输出功率 700mW (单脉冲能量 0.7mJ), 光束直径 0.8cm, 光束质量 $M^2 < 1.3$. 激光脉冲在空域和时域上呈近似高斯分布. 实验光路如图 1. 从激光系统中输出的光经过平面镜 M_1 (M_1-M_6 都是对中心波长 800nm 的宽带激光在 45°高反射的平面镜), M_2 和 M_3 的反射到达 M_4 , 在这里 M_2 和 M_3 的作用是调节和控制光束的传播方向, 在 M_3 和 M_4 之间有两个光阑作为调节激光的

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 29890210)、国家基础研究专项基金(批准号: G1999075200)和上海科技基金(批准号: D159mm022)资助的课题.

[†] duanzl-213@mail.siom.ac.cn

基准. 激光经过 M_4 反射后, 激光经过一个半波片 ($1/2\text{WP}$) 和一个偏振片 (P_1). 旋转半波片可以连续改变激光的能量, 偏振片是一个镀多层介质膜的偏振片. 飞秒激光经过 M_5 和 M_6 的反射后经过一个凸透镜 L_1 在空气中会聚, 透镜的焦距 $f = 150\text{cm}$, 劈板 W_1 和光束的夹角 45° , 它的作用是提取光束截面上的光强分布并衰减光强, 劈板 W_2 进一步衰减光强. 透镜 L_2 是成像透镜, 透镜 L_2 ($f = 10\text{cm}$) 距 CCD 摄像机的像面 20cm , W_1 上光束中心位置距透镜 L_2 的距离也是 20cm . 这样光束截面上的光强分布成像到 CCD 的像面上, CCD 上的光强分布由计算机采集. 在这里, W_1 , W_2 , L_2 和 CCD 固定在一个导轨上, 导轨的活动范围为 1m . 在实验中, 我们使用了多块不同衰减程度的中性衰减片, 以使光强落到 CCD 的工作线性区.

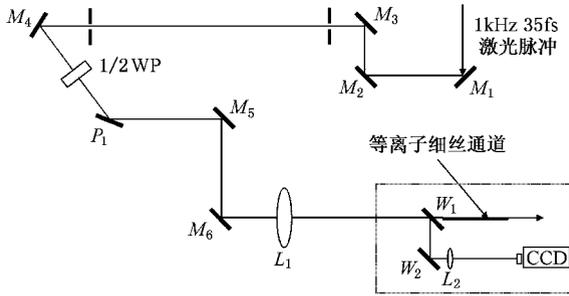


图1 实验装置图

3. 实验结果

调节半波片, 使透镜 L_1 后单脉冲激光能量为 0.35mJ , 在传播过程中最大光强在非线性能区可以达到 $\sim 5 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$. 图2是在传播方向上不同位置截面上光强的分布情况. 根据图2能够得到飞秒激光脉冲被透镜 ($f = 150\text{cm}$) 会聚时, 光束截面上光强的演化过程. 据此能推断出等离子体细丝通道的形成过程, 以及通道影响光束截面上能量分布.

图2表明在几何焦区附近的前面位置处光束先形成两个细丝结构, 通过几何焦区后逐渐变成了单丝. 在非线性能区得到 20cm 以上的等离子体细丝通道. 由于光强的起伏、空气的扰动及成丝不稳等因素的影响^[9], 不同的飞秒激光脉冲形成等离子体细丝通道的位置不同. 通过长时间的累积观测表明细丝通道在同一位置的截面上出现在光束中心位置附近,

这是由光束截面上光强的近高斯分布决定的. 光强达到多光子电离的阈值, 开始形成等离子体细丝通道, 其对光束有散焦作用. 等离子体通道的散焦作用、光束衍射和克尔自聚焦作用, 三者之间达到一定平衡时, 可以形成自导传播, 但是由于多光子电离要消耗激光脉冲的能量. 随着多光子电离的进行, 激光脉冲的能量逐渐消耗. 当降低到阈值附近时, 激光脉冲的能量不足以支持双丝结构, 逐渐合并成单丝结构并维持一段距离, 直到激光功率降到自聚焦阈值, 光强不能达到多光子电离, 细丝通道终止.

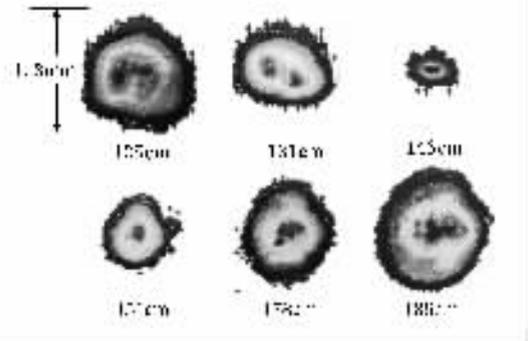


图2 单脉冲能量为 0.35mJ 的飞秒激光脉冲在空气中传播到不同位置处的截面上光强的分布

图3和图4给出激光脉冲在不同能量下, 光束传播到不同位置处光束直径的变化情况. 从这两个图中能够看出, 改变飞秒激光脉冲能量时, 虽然在非线性焦区成丝过程中, 随着激光脉冲能量的降低, 双丝结构变成了单丝结构, 而且细丝通道的长度也随之变短直至消失, 截面上的光强分布变化很大, 但是整个光束的直径差别不大, 这说明不同能量的激光脉冲成丝位置虽然不是固定的, 但细丝通道的位置总是分布在光强中心位置附近.

4. 数值模拟

为了验证我们实验上得到的飞秒激光脉冲在空气中传输成丝演化过程的可靠性, 并考虑在成丝过程中造成能量损耗的主要因素. 我们取飞秒激光脉冲在时域和空域都为高斯分布, 并假设飞秒激光脉冲是线偏振的, 光场是柱对称的, 电场振幅是渐变的. 激光脉冲的初始位置 $z = 0$ 取在会聚透镜的后表面. 采用时间延迟坐标 $\tau = t - z/v_g$, v_g 是激光脉冲的群速度. 飞秒激光脉冲在空气中传输时, 电场的振幅满足非线性薛定谔方程

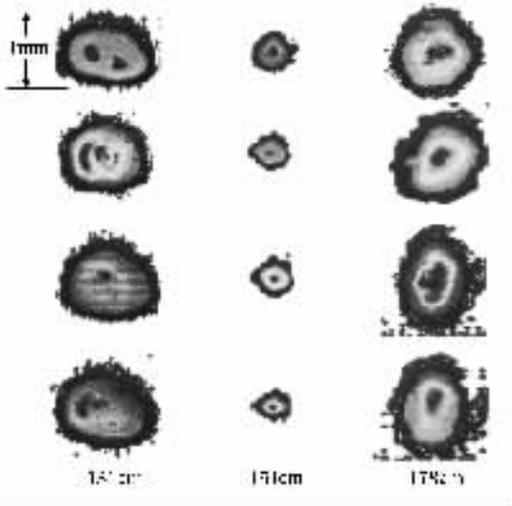


图3 不同能量情况下飞秒激光脉冲在空气中传输到不同位置处的截面上光强分布的比较

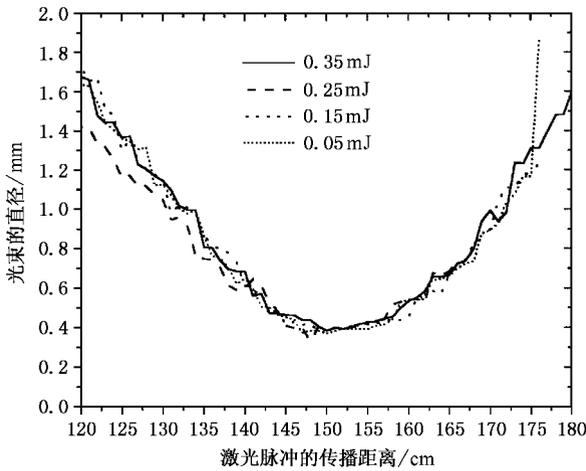


图4 不同能量(单脉冲)下激光脉冲传播到不同位置处的光束直径

$$i \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2k} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \right) + k \delta n E + i \gamma E = 0. \quad (1)$$

电子密度由多光子电离知

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} = N_0 R(|A|^2), \quad (2)$$

$$\delta n = n_2 I - \frac{n_e}{2n_c} \quad (3)$$

在(1)–(3)式中, $E(x, y, z, \tau)$ 是电场的振幅, k 是激光脉冲在空气中传输时的波数, 空气的密度 $N_0 = 2.7 \times 10^{19} / \text{cm}^3$, 多光子电离率 $R(|A|^2) = \beta^{(K)} |A|^{2K}$, n_2 是空气的非线性折射率系数, n_e 是等离子体通道中的电子密度, $n_c = m_e \omega^2 / (4\pi e^2)$ 是等离子体的临界密度, $\gamma = K h \omega n_0 \beta^{(K)} I^{K-1} / 2$ 是表示光场由于

多光子电离导致的电场衰减系数, K 是多光子吸收过程的有效阶次, 空气密度 $N_0 = 2.7 \times 10^{19} / \text{cm}^3$, I 是飞秒激光脉冲的光强. 飞秒激光脉冲在开始位置 $z = 0$ 处的电场的表达式

$$E(x, y, z = 0, \tau) = E_0 \exp \left[-\tau^2 / \tau_0^2 - (x^2 + y^2) / r_0^2 - ik(x^2 + y^2) / 2f \right] \quad (4)$$

式中 E_0 是输入电场的振幅, $\tau_{\text{FWHM}} = 35 \text{fs}$, $\tau_0 = 30 \text{fs}$, r_0 是光束在 $z = 0$ 处的光腰半径, $f = 150 \text{cm}$ 是会聚透镜的焦距. 设光束在空气中自由传输的表达式为

$$E(z, x, y, \tau) = E_0(z, \tau) \exp \left[-(x^2 + y^2) / r^2(z, \tau) + ik(z, \tau)(x^2 + y^2) + i\phi(z, \tau) \right]. \quad (5)$$

利用变分法^[10, 11]可以得到一组关于 z 的一阶微分方程组

$$\frac{\partial r}{\partial z} = 2br + \gamma k \frac{2^k P_{\text{cr}}^{K-1}}{K \pi^{K-1} r_0^{2K-4}} \frac{P^{K-1}}{r^{2K-3}} \left(1 - \frac{1}{K} \right), \quad (6a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\gamma k \frac{2^k P_{\text{cr}}^{K-1}}{K \pi^{K-1} r_0^{2K-4}} \frac{P^K}{r^{2K-2}}, \quad (6b)$$

$$\frac{\partial b}{\partial z} = \frac{2}{r^4} - 2b^2 - \frac{2P}{r^4} + \left[\frac{4k\alpha K 2^k P_{\text{cr}}^K}{\pi^k (K+1)(2K+2)r_0^{2K-2}} \right] \frac{P^K}{r^{2K+2}}. \quad (6c)$$

在这里为了表示简洁, 令 $r/r_0 \rightarrow r$, $br_0^2 \rightarrow b$, $\tau/\tau_0 \rightarrow \tau$, $P/P_{\text{cr}} \rightarrow P$, z 是以 kr_0^2 为单位, 输入激光脉冲的功率 $P = \int |E|^2 dx dy = E_0^2 r^2 \pi / 2$, $P_{\text{cr}} = \lambda_0^2 (2\pi n_0 n_2)$, $\alpha = kn_e / (2n_c)$. 然后利用 Runge-Kutta 法数值解该微分方程组便得到如图5所示的结果.

图5表明数值模拟的结果, 显示能得到更长的等离子体细丝通道. 从实验中得到的细丝通道的长度大约 20—30cm. 数值模拟的结果和实验结果主要差别在于: 进行数值模拟时, 飞秒激光脉冲的电场初始值在时域和空域都采用理想的高斯分布函数来表示, 会聚透镜也是采用理想透镜, 光束在径向是旋转对称的, 飞秒激光脉冲在透镜的传播过程中, 光束的束腰半径由于自聚焦和透镜的会聚作用而快速收缩, 在实验中所用的 kHz 的飞秒高强度激光脉冲的电场在时域和空域是近似高斯分布的, 这样其径向分布不是完全的旋转对称, 于是它在传播过程中, 光束的束腰半径的收缩比模拟的收缩要慢一些, 所以数值模拟结果(在 120—160cm 范围内部)比实验值小. 透镜也会引入一些像差. 如果考虑这些差别, 那么从图5能够得到数值模拟和实验结果基本吻合,

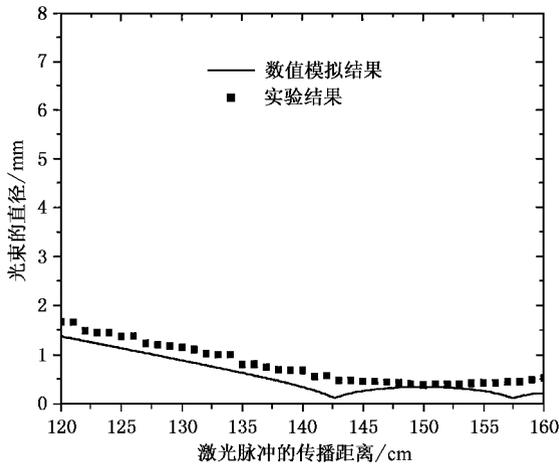


图 5 数值模拟的结果和实验结果(单脉冲能量 0.35 mJ)的比较

这说明实验上所采用的方法是可行的,为研究飞秒激光脉冲在空气中传输成丝的演化过程提供了一种强有力的工具.

5. 结 论

本文通过实验手段观测 1kHz 飞秒激光脉冲在空气中传输形成等离子体细丝通道的整个过程中,激光脉冲的强度在光束截面上的分布以及细丝通道的形成对光场分布的影响.在较高能量下,我们观测了等离子体细丝通道的开始形成双丝结构到合并为单丝结构的整个过程.改变激光脉冲的能量,研究了从双丝结构到单丝结构的变化情况.当激光脉冲的能量降到 0.15mJ 以下双丝结构消失.数值模拟结果和实验结果基本一致.

- | | |
|--|---|
| <p>[1] Jérôme Kasparian , Jean-Pierre Wolf 1998 <i>Opt. Commun.</i> 152 355</p> <p>[2] Zhao X M , Diels J C , Wang C Y <i>et al</i> 1995 <i>IEEE J. QE</i> 31 599</p> <p>[3] Pépin H , Comtois D , Vidal F <i>et al</i> 2001 <i>Phys. Plasms.</i> 8 2532</p> <p>[4] La Fontaine B , Vidal F , Jiang Z <i>et al</i> 1999 <i>Phys. Plasms.</i> 6 1615</p> <p>[5] Yang H , Zhang J , Yu W <i>et al</i> 2001 <i>Phys. Rev. E</i> 65 016406</p> <p>[6] Yang H , Zhang J <i>et al</i> 2002 <i>Phys. Rev. E</i> 66 016406</p> | <p>[7] Braun A , Korn G , Liu X <i>et al</i> 1995 <i>Opt. Lett.</i> 20 73</p> <p>[8] Nibbering E T J , Curley P F <i>et al</i> 1996 <i>Opt. Lett.</i> 21 62</p> <p>[9] Wen Shuang-chun and Fan Dian-yuan 2001 <i>Chin. Phys.</i> 10 1032</p> <p>[10] Aközbek N , Bowden C M , Talebpour A <i>et al</i> 2000 <i>Phys. Rev. E</i> 61 4540</p> <p>[11] Chávez-Cerda S , Cavalcanti S B <i>et al</i> 1998 <i>Eur. Phys. J. D</i> 1 313</p> |
|--|---|

Evolution of filamentation of femtosecond laser pulses of a kHz repetition rate propagating in Air^{*}

Duan Zuo-Liang[†] Chen Jian-Ping Fang Zong-Bao Wang Xing-Tao

Li Ru-Xin Lin Li-Huang Xu Zhi-Zhan

(*Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

(Received 10 February 2003; revised manuscript received 30 April 2003)

Abstract

In this paper the evolution of the filamentation of femtosecond laser pulses propagating in air is studied experimentally. We observed the variation of light intensity in the beam profile and the interaction of the filament with the distribution of light intensity in the forming of the plasma filament by using imaging. The experimental results show that the laser pulse propagating in air first forms two filaments and then merges into a single filament. The numerical simulation using the nonlinear Schrödinger equation coupled to a multiphoton ionization law appears to describe several experimental results quite well.

Keywords : femtosecond laser pulse , plasma filament , imaging

PACC : 4265J , 5235M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 29890210) , the National Basic Research Special Foundation (Grant No. G1999075200) and Shanghai Foundation of Science & Technology , China (Grant No. 0159nm022) .

[†] duanzl-213@mail.siom.ac.cn