

文章编号:2095-6134(2017)01-0119-05

简报

空气中相位板调制下的飞秒激光成丝过程^{*}

张肖玲, 奚婷婷[†]

(中国科学院大学物理科学学院, 北京 101408)
(2016年5月3日收稿; 2016年5月17日收修改稿)

Zhang X L, Xi T T. Femtosecond laser filamentation with phase plates in air[J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2017, 34(1): 119-123.

摘要 对均匀和非均匀分布的两种相位板调制下飞秒激光成丝过程进行理论研究。研究表明,两种情况下飞秒激光都形成模式可控的细丝阵列。对比发现,使用均匀相位板产生的细丝模式更为分隔清晰且稳定,而非均匀分布的相位板使激光形成的细丝阵列长度更长。

关键词 飞秒激光成丝; 相位板; 细丝阵列

中图分类号:O437.5 文献标志码:A doi:10.7523/j.issn.2095-6134.2017.01.016

Femtosecond laser filamentation with phase plates in air

ZHANG Xiaoling, XI Tingting

(School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China)

Abstract The distribution and evolution of filamentation of femtosecond laser pulses with the chessboard-like and grid-like phase plates, respectively, in air are numerically studied. It is demonstrated that the filamentation can be controlled by using the two phase plates. More clearly separated and more stable filaments are formed by using the chessboard-like phase plate, while longer filaments are formed by using the grid-like phase plate.

Keywords femtosecond laser filamentation; phase plate; filament array

自1995年飞秒激光在空气中成丝过程被首次报道以来,由于其丰富的非线性光学过程及巨大的应用潜力而备受关注^[1]。高峰值功率的飞秒激光在空气的克尔效应作用下能够克服衍射效应而聚焦,随着光强的增加,空气发生电离产生等离子体,等离子体的产生又对飞秒激光产生散焦作用。衍射、克尔自聚焦以及等离子体散焦之间的动态平衡支持飞秒激光远远超过瑞利距离的长

距离成丝传输。飞秒激光的成丝过程伴随丰富的非线性现象,如光强钳制、等离子体产生及演化以及超连续辐射等过程,利用这些特点,飞秒激光空气中成丝的远距离传输应用有着潜在的巨大应用前景,如白光雷达^[2]、激光诱导闪电^[3]、空气激光^[4]和传导射频能^[5]等等。

飞秒激光成丝过程的众多应用也对成丝传输提出了不同的优化控制要求,比如成丝起点和长

^{*} 中国科学院青年创新促进会项目(2014143)资助

[†] 通信作者, E-mail: ttxi@ucas.ac.cn

度、细丝数目和模式、等离子体长度及寿命以及超连续辐射展宽及强度等。长距离成丝过程通常采用较高功率的激光来实现,这时飞秒激光由于光强在横截面上的分布存在随机扰动而产生位置随机的细丝分布的情况更为显著,这增加了优化控制飞秒激光成丝过程的难度。然而飞秒激光细丝间的相互作用以及细丝与低强度背景间的能量交换过程深刻影响了飞秒激光的传输过程。因此,要实现飞秒激光成丝传输过程的控制首先要控制多丝的模式。目前为止,许多优化控制飞秒激光成丝模式的方法被相继提出,如使用光阑^[6]、时空啁啾调节^[7-11]和相位调制^[6,10,12-13],都能够在一定程度控制细丝模式。通过使用光阑对激光能量进行重新划分,引入附加的光场梯度以抵制随机扰动带来成丝位置的随机分布。这种方法可以有效地控制细丝的分布,但光阑的引入会造成不必要的激光能量的损失。使用周期相位调制的方式,如微透镜阵列^[14]和相位板^[15-18]都能够在空间上产生细丝阵列,通过改变周期相位调制的参数来改变细丝阵列的模式。这种方法可以避免激光能量的额外损失,同时能够产生细丝的阵列式分布,不仅有利于研究细丝间的相互作用,以便于控制飞秒激光的成丝传输过程,还有着重要的应用前景,如作为高转化效率的超连续辐射源^[19]和空气波导传输射频能^[20-21]。对比微透镜阵列和相位板可以发现,微透镜阵列的单元为小的聚焦透镜,由于聚焦距离的限制,无法在更远距离处成丝。而相位板为相邻单元相位反相的结构,没有透镜聚焦的限制,更适用于长距离的自由传输。相位板调制产生的多丝阵列为飞秒激光成丝过程的远距离应用提供了更多可能。通过不同的划分单元的形式可以产生不同的细丝阵列模式。然而引入相位板后激光成丝特征,如细丝模式的演化,等离子体细丝长度等过程至今还不明确。

本文主要通过数值求解非线性薛定谔方程的方法研究相位板调制下的飞秒激光成丝过程,包括细丝模式的演化及等离子体细丝的长度;并引入非均匀划分的相位板对飞秒激光成丝过程进行优化控制。

1 数值模拟方程及计算参数

飞秒激光在空气中的成丝过程由如下的非线性薛定谔耦合电子密度方程来描述:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = i \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E + i \frac{k_0 n_2}{2} (|E|^2 + \frac{1}{\tau_k} \int_{-\infty}^t \exp(- (t-t')/\tau_k) |E(t')|^2 dt') E - ik_0 \frac{n_e}{2n_c} E - \frac{1}{2} \beta^{(K)} |E|^{2K-2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\beta^{(K)}}{Kh\omega_0} |E|^{2K} (1 - \frac{n_e}{n_{at}}). \quad (2)$$

方程(1)中右侧各项依次为飞秒激光在空气中传输的衍射、群速度色散、克尔效应(包含瞬时和延时响应)、等离子体散焦及多光子电离效应。激光中心波数 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, 中心波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$; 群速度色散系数 $k'' = 0.2 \text{ fs}^2/\text{cm}$; 克尔系数 $n_2 = 4.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$; 分子响应特征时间 $\tau_k = 70 \text{ fs}$ 。在方程(1)和(2)中考虑的是激光多光子电离空气中氧气分子的过程,所以产生一个自由电子需要的光子数 $K = 8$; 并且多光子电离系数 $\beta^{(K)} = 3.1 \times 10^{-98} \text{ cm}^{13}/\text{W}^7$, 临界等离子体密度为 $n_c = 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, 中性氧原子密度为 $n_{at} = 5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。

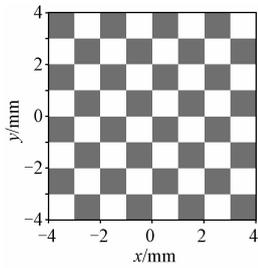
2 均匀单元相位板调制下的飞秒激光成丝过程

通过数值求解描述飞秒激光在空气中传输的耦合方程(1)和(2),再根据给定的初始激光参数,就可以模拟飞秒激光的成丝过程,获得成丝的特征,理解其中的物理机制。初始激光波形为高斯分布,具有如下形式:

$$E(r, t, z = 0) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi w_0^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{t^2}{\tau_0^2}\right), \quad (3)$$

其中,初始激光功率为 $P_{in} = 160 \text{ GW}$, 激光束宽 $w_0 = 2 \text{ mm}$, 脉宽 $\tau_0 = 42.4 \text{ fs}$ 。根据上述激光参数,我们对比计算了无相位板和加入均匀单元相位板两种情况下的成丝过程。在激光传输的初始位置引入均匀划分的相位板,每个单元长度为 1 mm , 相邻单元间相位差为 π ,如图 1 所示。

图 2 对比无相位板(a)和加入均匀划分相位板(b)调制两种情况下的激光成丝过程。从图 2(a)中可看出无外加相位调制时,激光在 $z = 1 \text{ m}$ 位置处开始成丝,之后分裂成多丝分布,并且多细丝在横截面上的位置无法根据初始激光条件来预测。而在加入均匀相位板后,激光能量则按照相位板的划分重新分布,如图 2(b)所示。相位板的



白色区域和粉色阴影区域相位差为 π 。

图 1 均匀单元相位板的划分

Fig. 1 Chessboard-like phase plate

引入不仅引起能量的重新分布, 还对激光光斑引入额外的梯度, 使得激光成丝提前, 在 $z = 0.2 \text{ m}$ 处就开始成丝, 并且形成细丝阵列传输。但由于相位板的相邻单元间相位差为 π , 使得相邻单元内的激光光场反相, 并在交界处光场反相叠加使得光强为零, 如同在相位板的相邻单元间设置了“势垒”。在激光传输过程中, 能量的互相补充与交换只发生在同一单元的细丝与背景间, 而相邻单元间的光场由于相位相反无法互相协调维持很长距离的传输。在细丝阵列传输到 $z = 1 \text{ m}$ 位置处, 细丝就慢慢弥散开了。要延长均匀相位板调制产生的成丝距离就需要提高激光功率或者改变激光的啁啾。这一点与微透镜阵列的情况相反, 在微透镜阵列中, 相邻单元的光场间相干叠加互相补充能量能够将激光成丝长度明显延长。但微透镜阵列调制的成丝过程仍然受制于透镜焦距的限制, 无法通过改变啁啾有效地改变成丝起点和成丝长度。要在更远的位置上产生长距离的细丝阵列还需要对相位板的调制进行进一步的优化。

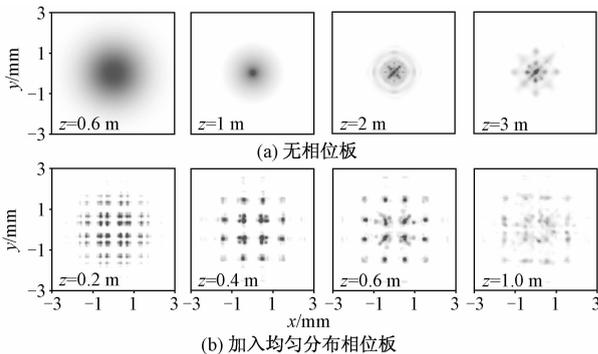
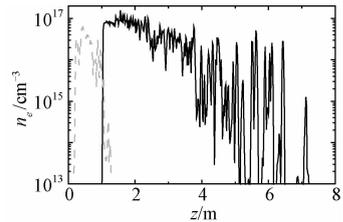


图 2 2 种情况下激光流量随传输距离的演化

Fig. 2 Evolution of energy fluence of the laser pulse as a function of propagation distance z in the two kinds of conditions

我们还对比计算了有无均匀相位板加入两种情况下激光产生的电子密度随传输距离的演化, 如图 3 所示。图 3 中电子密度为每个传输距离处

激光产生的峰值电子密度。黑色实线为无相位板调制下飞秒激光的自由传输过程产生的峰值电子密度, 可见, 在传输距离为 1 m 的成丝起点处, 电子密度陡然增加至 10^{17} cm^{-3} , 并且整个通道的长度约为 6 m 。在加入长度为 1 mm 的均匀相位板后, 等离子体成丝的起点提前至 0.2 m , 与流量的演化(图 2)保持一致。并且整个通道长度大大缩短, 约 1 m 长。据此, 可以得到, 使用均匀划分的相位板, 能够产生规则分布的细丝阵列, 为相关应用提供细丝可控的方法和基础, 但由于相邻单元光场反相, 使得整个激光光场无法协同传输更远距离。



黑色实线: 无相位板; 虚线: 加入均匀分布相位板。

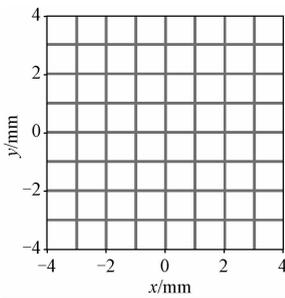
图 3 2 种情况下飞秒激光产生的峰值电子密度随传输距离的演化

Fig. 3 Evolution of peak electron densities of the laser pulse as functions of propagation distance z with and without phase plate

3 非均匀相位板调制下的飞秒激光成丝过程

为得到更长的细丝阵列, 我们还计算了非均匀划分的相位板对飞秒激光成丝过程的调制, 如图 4 所示。白色单元格与粉色阴影部分反相位。白色单元格仍为正方形均匀分布, 边长为 0.91 mm ; 粉色阴影区域为单元格边界部分, 宽度为 0.09 mm 。如此划分的非均匀相位板, 光场反相位部分只占整个激光很小一部分能量。

在初始位置引入如此非均匀分布的相位板调制后, 飞秒激光在空气中传输的流量如图 5 所示。激光能量由于相位板的调制而重新分布, 由此引入的光场梯度使得激光成丝位置相对无相位板时提前, 这一点与均匀相位板调制的传输情况相同。在非均匀相位板调制下, 飞秒激光也产生了多丝阵列, 这种情况下, 由于反相位的区域只在边界上, 细丝阵列的相邻单元格间的光场仍有交叠, 阵列的细丝间分隔并不十分明显, 如 $z = 0.4 \text{ m}$ 所示。随着传输距离的增加, 原有阵列的细丝结束, 光场弥散开分布, 但由于相邻细丝间光场相干叠加, 细丝间能量可以互相补充形成新的细丝 ($z =$



白色区域和粉色阴影区域相位差为 π , 两个区域的宽度分别为 0.91 mm 和 0.09 mm。

图 4 非均匀相位板的划分

Fig. 4 Grid-like phase plate

2.5 m)。在原有阵列的细丝结束后光场弥散分布进而叠加产生新光丝的过程中,激光光强减小,因而观察到从 $z = 1.5$ m 的位置到 2.5 m 处激光产生的电子密度很低,如图 6 所示。由于新的细丝的产生使得整个激光成丝长度变得很长。这种情况下激光产生的等离子体细丝长度和无相位板情况的相差不多。而均匀分布的相邻反相单元间光场没有能量交换,所产生的细丝阵列比较稳定,阵列的细丝间分隔比较明显,但也因此整个成丝长度比较短。

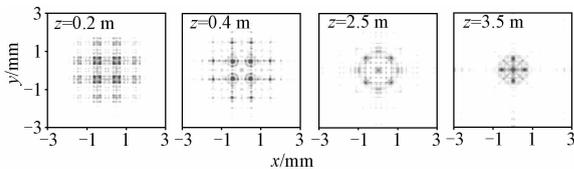


图 5 非均匀相位板调制下激光流量随传输距离的演化

Fig. 5 Evolution of energy fluence of the laser pulse as a function of propagation distance z with grid-like phase plate

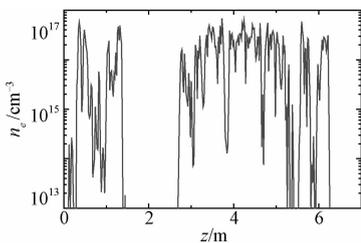


图 6 非均匀相位板调制下飞秒激光产生的峰值电子密度随传输距离的演化

Fig. 6 Evolution of peak electron density of the laser pulse as a function of propagation distance z with grid-like phase plate

4 结论

通过数值求解非线性薛定谔方程,我们对均匀分布和非均匀分布的相位板调制下的飞秒激光

成丝过程进行了理论研究。结果表明,在这两种相位板调制下,飞秒激光都可以产生模式可控的细丝阵列。反相单元均匀分布的情况下,阵列的相邻单元间光场由于反相位而无能量交换,因此成丝阵列的细丝分布相对清晰;但由于彼此间无相互支持的过程,整个成丝长度比较短。非均匀分布相位板的情况下,成丝阵列的细丝间彼此有光场交叠,因此产生的阵列分布没有均匀情况分隔得清楚;但由于光场间的能量交换过程,在原有阵列的细丝结束后,仍能够产生新的细丝分布,因而整个成丝长度比较长。我们使用不同相位板形成飞秒激光成丝阵列的理论研究,能够为空气波导^[20-21]以及波导阵列的形成等研究和应用提供基础。

参考文献

- [1] Couairon A, Mysrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. Phys Rep, 2007, 441(2-4): 47-189.
- [2] Petrarca M, Henin S, Berti N, et al. White-light femtosecond Lidar at 100 TW power level[J]. Appl Phys B, 2014, 114(4): 319-325.
- [3] Wang D, Ushio T, Kawasaki Z I, et al. A possible way to trigger lightning using a laser[J]. J Atmos Terr Phys, 1995, 57(5): 459-466.
- [4] Luo Q, Liu W, Chin S L. Lasing action in air induced by ultra-fast laser filamentation[J]. Appl Phys B, 2003, 76(3): 337-340.
- [5] Ren Y, Alshershby M, Hao Z Q, et al. Microwave guiding along double femtosecond filaments in air[J]. Phys Rev E, 2013, 88(1): 013104.
- [6] Méchain G, Couairon A, Franco M, et al. Organizing multiple femtosecond filaments in air[J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(3): 035003.
- [7] Xi T T, Zhao Z J, Hao Z Q. Filamentation of femtosecond laser pulses with spatial chirp in air[J]. J Opt Soc Am B, 2014, 31(2): 321-324.
- [8] Nuter R, Skupin S, Bergé L. Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air[J]. Opt Lett, 2005, 30(8): 917-919.
- [9] Rodriguez M, Bourayou R, Méjean G, et al. Kilometer-range nonlinear propagation of Femtosecond laser pulses[J]. Phys Rev E, 2004, 69(3): 036607.
- [10] Golubtsov I S, Kandidov V P, Kosareva O G. Initial phase modulation of a high-power femtosecond laser pulse as a tool for controlling its filamentation and generation of a super-continuum in air[J]. Quantum Electron, 2003, 33(6): 525-530.
- [11] Park J, Lee J, Nam C H. Laser chirp effect on femtosecond laser filamentation generated for pulse compression [J]. Opt Express, 2008, 16(7): 4465-4470.

- [12] Fibich G, Eisenmann S, Ilan B, et al. Control of multiple filamentation in air[J]. *Opt Lett*, 2004, 29(15):1 772-1 774.
- [13] Sun XD, Gao H, Zhang S W. Numerical simulation of the generation of multiple laser filaments by an axicon array[J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(19):1 637-1 643.
- [14] Xi TT, Zhao Z J, Hao Z Q. Femtosecond laser filamentation with microlens array in air[J]. *J Opt Soc Am B*, 2015, 32(1):163-166.
- [15] 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]. *Opt Lett*, 2009, 34(23):3 752-3 754.
- [16] Liu L, Wang C, Cheng Y, et al. Fine control of multiple femtosecond filamentation using a combination of phase plates[J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2011, 44(21):215404.
- [17] Gao H, Chu W, Yu GL, et al. Femtosecond laser filament array generated with step phase plate in air[J]. *Opt Express*, 2013, 21(4):4 612-4 622.
- [18] Zhao J Y, Guo L J, Chu W, et al. Simple method to enhance terahertz radiation from femtosecond laser filament array with a step phase plate[J]. *Opt Lett*, 2015, 40(16):3 838-3 841.
- [19] Camino A, Hao Z Q, Liu X, et al. High spectral power femtosecond supercontinuum source by use of microlens array[J]. *Opt Lett*, 2014, 39(4) 747-750.
- [20] Rosenthal E W, Jhajj N, Wahlstran J K. et al. Collection of remote optical signals by air waveguides[J]. *Optica*, 2014, 1(1):5-9.
- [21] Jhajj N, Rosenthal E W, Birnbaum R, et al. Demonstration of long-lived high-power optical waveguides in air[J]. *Phys Rev X*, 2014, 4(1):011027.