

梯度密度成丝理论研究

宋振明¹ 赵 晗¹ 林俞先¹ 倪晓昌²

¹天津工业大学理学院物理系(研究所),天津 300387

²天津职业技术师范大学天津市现场总线控制技术中心,天津 300222

摘要 将梯度气压和梯度温度统一归为梯度密度,从而提出了梯度密度的概念,从理论上讨论了梯度密度对于超强飞秒(fs)脉冲成丝和等离子体通道形成和演化过程的影响。进一步提出了理想密度曲线的概念,并且对于各种不同情况下的理想密度曲线进行了计算和分析。在理想密度曲线下传输的脉冲能在避免多丝的情况下得到最大限度的非线性作用和光谱展宽,从而有望使得压缩后得到的脉冲宽度更短。对理想密度曲线下传输的实质进行了分析和解释,指出在理想密度曲线下传输的实质是保持 $n_2 P_c$ 的恒定,在避免自聚焦或者电离的情况下,能使得光脉冲光斑半径在保持一定范围内长距离传输,并且形成一种自波导。

关键词 超快光学;飞秒脉冲;梯度密度;理想密度;成丝

中图分类号 O437 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.s132002

Study on Controlling the Filament by Gradient Density Method

Song Zhenming¹ Zhao Han¹ Lin Yuxian¹ Ni Xiaochang²

¹Department and institute of Physics, School of Science, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300387, China

²Tianjin Engineering Center for Fieldbus Control Technology,

Tianjin University of Technology and Education, Tianjin 300222, China

Abstract The gradient pressure and temperature are unified into gradient density, the characteristics of femtosecond filamentation is investigated and the plasma channel in gases with gradient density is accompanied, the feasibility of gradient density method to enlarge the length of the filament and plasma channel is studied. Furthermore, the concept of ideal density curve is presented. The ideal shapes of gradient density under different conditions are calculated and analyzed. The femtosecond pulses which propagate under the ideal gradient density curve can achieve the maximum spectra broadening and shorter pulses after compression while avoiding the multi-filament. It is found that the nature of intense femtosecond pulses propagation under the ideal density curve is in the condition of maintain constant $n_2 P_c$, to make the spot radius of the pulse at certain range in the long distance propagation, and to perform a self-guide while avoiding the self focusing or ionization.

Key words ultrafast optics; femtosecond pulse; gradient density; ideal density; filament

OCIS codes 320.2250; 320.7110; 320.7160.

1 引 言

高能量单周期飞秒(fs)脉冲在现在的科学与技术研究领域发挥着越来越大的作用,比如在原子和分子动力过程中的时间分辨测量,利用高次谐波产生阿秒脉冲等。

利用冲惰性气体中空光波导展宽光谱和位相反馈技术进行压缩,Yamashita 小组在可见光范围内获得了 2.8 fs 的超短脉冲^[1-2]。成丝技术^[3]和利用成丝过程中的自压缩^[4-5]是获得高能量脉冲的一个简便的方法。然而,在成丝过程中当能量达到一定程度时多丝的形成又是不可避免的。进而,梯度气压的方法被提出来解决脉冲传输过程中的自聚焦和多丝形成等问题以实现高能量单周期飞秒脉冲的获得^[6-7]。梯度气压存

收稿日期:2015-01-13;收到修改稿日期:2015-03-31

基金项目:国家自然科学基金(11104201)

作者简介:宋振明(1978—),男,博士,副教授,主要从事超快光学和非线性光学方面的研究。E-mail:song.zm@163.com

在自身的缺点,例如大量惰性气体的浪费以及气流对脉冲稳定性以及光谱的影响等。

对比梯度气压,提出了利用梯度温度进行光谱展宽的方法^[8-9]。在密闭的充惰性气体的中空光波导一端进行加热,另一端进行冷却,以形成梯度温度。梯度温度和梯度气压都是改变气体的密度以实现非线性系数的改变从而影响脉冲传播中的物理过程,因而有一样的效果。而且,梯度温度能有效地克服梯度气压的各种缺点。

文中先将梯度气压和梯度温度统一归为梯度密度,并且从理论上讨论了梯度密度对于超强飞秒脉冲成丝和等离子体通道^[10-12]的影响。提出了理想梯度密度的概念,进而,对各种情况下的理想梯度密度曲线进行了计算和模拟,并对理想密度曲线下传输的实质是光脉冲形成一种自波导。

2 梯度密度

梯度密度的形成主要有以下两种情况:1)温度恒定,梯度气压形成梯度密度;2)气压恒定,梯度温度即梯度密度。在温度不太高的情况下,梯度密度是影响物理机制的主要因素。在梯度密度分布相同情况下,在理想状态下(例如不考虑梯度气压所造成的气流影响等),无论上述两种情况的哪种情况,其对于光脉冲的影响是相同的。

所以定义参量 D_F 来描述密度参量。在理想气体状态下:

$$D_F = p \times T_0 / (p_0 \times T), \quad (1)$$

式中 p_0 和 T_0 是常温下的气压和温度,即一个大气压和 300 K 的条件。在温度不太高的情况下,对于惰性气体,例如氩气,有如下结论^[13-17]:

$$n_2 = 4.9 \times 10^{-23} \times D_F (\text{m}^2/\text{W}), \quad (2)$$

$$\beta_2 = 2.6 \times 10^{-29} \times D_F (\text{s}^2/\text{m}). \quad (3)$$

可见,脉冲传输过程中非常重要的两个参量,非线性折射率和色散都和密度参量 D_F 有关,且在压强和温度不是太高的情况下,二者与 D_F 成正比。将对应于一定气压下和温度下密度参数 D_F 之间的关系列于表 1 中。

表 1 D_F 与温度和压强的关系

Table 1 Relation between temperature, press and D_F (1 atm=1.01325×10⁵ Pa)

	$p=0.1 \text{ atm}$	$p=0.3 \text{ atm}$	$p=1 \text{ atm}$	$p=3 \text{ atm}$
$T=300 \text{ K}$	0.10	0.30	1.0	3.0
$T=500 \text{ K}$	0.06	0.12	0.6	1.2
$T=600 \text{ K}$	0.05	0.10	0.5	1.0

3 计算模型

用非线性薛定谔方程^[13,17]和等离子体密度演化方程所组成的方程组来描述飞秒脉冲的演化过程,其形式为:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\partial}{r \partial r} \right) \epsilon - \frac{ik'}{2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2} + i \frac{\omega}{c} n_2 |\epsilon|^2 \epsilon - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega\tau) \epsilon - \frac{\beta^{(K)}}{2} |\epsilon|^{2K-2} \epsilon, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{n_0^2} \frac{\sigma}{U_i} \rho |\epsilon|^2 + \frac{\beta^{(K)}}{Kh\omega} |\epsilon|^{2K} - \alpha \rho^2, \quad (5)$$

(4)式为非线性薛定谔方程,右边各项依次为衍射、色散、自聚焦、损耗和由电离引起的自散焦作用。该方程可用分步傅里叶方法进行数值求解^[13],这是一种在频域内计算色散和损耗,在时域内计算非线性作用的方法。(5)式为等离子体密度演化方程,方程右边各项依次为雪崩电离、多光子电离以及复合项。

脉冲在介质中传输的自聚焦阈值可以由下式决定^[18-19]

$$P_c = \lambda^2 / 2\pi n_2, \quad (6)$$

由自聚焦阈值(6)式以及(2)式可知,由自聚焦阈值所决定允许的脉冲峰值功率与 D_F 成反比。所以,提高输入端的温度或降低输入端的压强(降低 D_F 值)则允许更高的能量输入,也就是说 $D_F = 0.5$ 所允许的输入脉

冲能量比 $D_F = 1$ 的情况下高一倍。

4 梯度密度对成丝的影响

考虑梯度密度对成丝的影响。模拟的各种情况分别如表 2 所示。其中, Case A 是最基本的出发点。考虑初始入射脉冲光强为 $3.2 \times 10^{17} \text{ W/m}^2$, 脉冲宽度为 30 fs 高斯脉冲, 光斑直径为 $100 \mu\text{m}$ [半峰全宽 (FWHM)], 传输介质为常温常压 ($D_F = 1$) 下的氩气。传输距离为 50 cm。Case B 中, D_F 值为 0.5 保持不变, Case C 中, D_F 值入射端为 1, 出射端为 0.5, 在传输距离内为线性梯度。Case D 中, D_F 值设置同 Case C, 但是入射脉冲光强是前 3 种情况下的两倍。脉冲光斑半径以及光斑中心处电离率随传输距离的变化分别汇于图 1 和图 2。

表 2 各种不同情况下参数设置
Table 2 Parameters of different cases

	Incident end D_F	Iuit end D_F	Intensity(W/m^2)
Case A	1.0	1.0	3.2×10^{17}
Case B	0.5	0.5	3.2×10^{17}
Case C	0.5	1.0	3.2×10^{17}
Case D	0.5	1.0	6.4×10^{17}

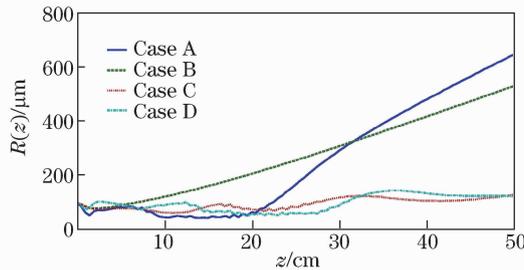


图 1 各种情况下(表 2)光斑半径随传输距离的变化

Fig. 1 Variation of the beam diameter of different cases in Table 2 as a function of propagation distance

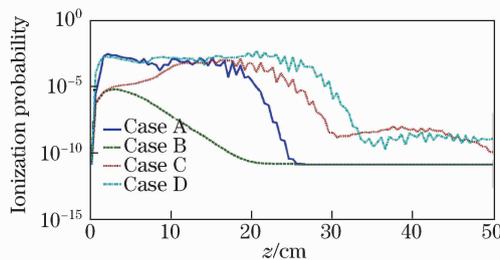


图 2 各种情况下(表 2)光斑中心处电离率随传输距离的变化

Fig. 2 Variation of the ionization probability at $r=0$ of different cases in Table 2 as a function of propagation distance

可以看到, 当 D_F 值由 1 变成 0.5 (Case A 到 Case B) 后, 对于 Case B, 由于光强保持不变, 非线性系数降低为 Case A 的一半, 非线性作用(非线性作用的强弱可以用非线性折射率和脉冲峰值功率的乘积 $n_2 P_p$ [13] 来衡量)将明显减弱, 自聚焦作用不再占优势, 因此不能引发电离, 或者说引起的电离率非常低, 成丝也不会存在, 所以可以看到 Case B 在图 1 中的光斑半径将会有极短的变小然后随传输距离的增加逐渐变大, 而图 2 中电离率值也会很小。当密度参数由在传输距离内保持不变变成在传输距离上线性增加 (Case A 到 Case C), 可以看到, 成丝(光斑半径保持几乎不变)距离和等离子体通道(电离率保持较高)长度显著增加。在脉冲传输过程中, 由于衍射, 电离等损耗引起的峰值功率下降, 会消弱自聚焦的非线性作用, 而 Case C 中线性梯度密度恰恰随传输距离的增加, 增大了非线性系数 n_2 , 从而加强了非线性作用, 使得成丝和等离子通道长度增加, 同时, 非线性作用的增加会加强脉冲光谱展宽。由(6)式可知 $D_F = 0.5$ 所允许的输入脉冲峰值功率比 $D_F = 1$ 的情况下高一倍。所以, 对比 Case C, 可以引入光强为上面 3 种情况下两倍的脉冲在介质中传输, 即 Case D (以保持初始 $n_2 P_p$ 在 Case A 和 Case D 中相同), 从而使得 Case D 中的非线性作用更强, 从而增加

成丝距离和等离子体通道长度。可以看到,在保证成丝和等离子体通道增加的情况下,梯度密度实际上可以引入更强的脉冲在介质中传播。

5 理想密度曲线

脉冲在克尔介质中成丝,每个丝所包含的能量(功率)是大致相同的,成丝的个数和脉冲功率 P_m 以及自聚焦阈值功率 P_c 的比值成正比^[18]。所以,入射脉冲峰值功率过高会引发多丝出现。可以想象,如果使得脉冲传输过程中峰值功率始终保持为自聚焦阈值功率 P_c ,既可以避免多丝出现,又可以使得脉冲光谱得到最大展宽。可以根据初始密度来限定输入脉冲的峰值功率,即令脉冲的峰值功率 P_p 等于自聚焦阈值 P_c 。那么,对于一定能量的脉冲,反过来也可以确定密度值,并根据脉冲传输的非线性薛定谔方程来确定传输过程中每一步的密度值,以此来求得密度曲线便是理想密度曲线。

5.1 理想密度曲线的计算

在求解非线性薛定谔的每一步 z 到 $z+dz$ 中,先 z 处计算脉冲的峰值功率 P_p ,然后令 $P_c = P_p$,由(6)式求得非线性系数 n_2 ,再由(2)式求得密度参量 D_F ,从而确定方程非线性薛定谔方程中的各个参量,进行模拟,求得 $z+dz$ 处脉冲形状。将各个传输距离 z 上的 D_F 连成曲线,就得到想要的理想密度曲线。实际上,理想密度曲线保证了在理想密度曲线下传输的光脉冲的峰值功率和介质非线性折射率的乘积 $n_2 P_p$ 在传输距离上处处保持不变,这是理想密度曲线的求解条件和实质。以飞秒脉冲在充氩气光波导中传输为例,对理想密度曲线进行计算。由于理想密度曲线使得脉冲在传输过程中保持脉冲峰值功率都等于自聚焦阈值功率,可以预见,在理想密度曲线下进行传输的脉冲能在避免多丝的情况下得到最大限度的光谱展宽,从而使得压缩后得到的脉冲宽度更短。

图3为所计算的30 fs,0.2 mJ脉冲在半径为200 μm 中空光波导中传输时的理想梯度密度曲线。可以看出,理想密度曲线为下弦月的形状,即密度增大的速率随脉冲传输的长度而不断增加。

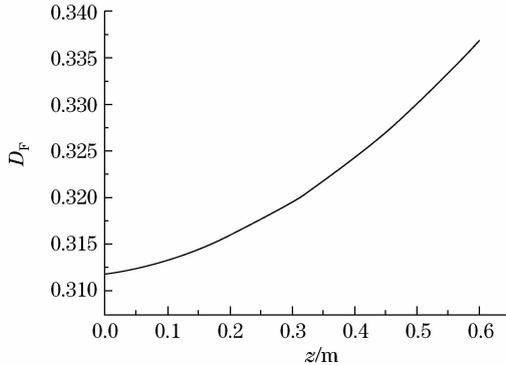


图3 理想密度曲线

Fig. 3 Ideal density curve

5.2 初始脉冲能量的影响

考虑不同能量下的理想密度曲线,将30 fs脉冲在0.2,0.5和0.8 mJ情况下的曲线绘于同一图中(图4所示),并将密度值分别乘以2,5和8,以作比较(其实比较的是 γP_0)。可以看到,能量越高,所需 D_F 越小,且在上述处理后,高能量对应的值仍明显小于低能量的值,这主要是因为损耗在高能量脉冲中所占的比例减小的缘故。而将所对应光谱绘于图5。可见,光谱的形状完全相同,只是在量级(能量)上有所差别,这是因为

因为在传播过程中的实际非线性量总是 $\gamma P_0 = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_2} = \lambda_0 / A_{\text{eff}}$ 。这是一个与能量无关的量。实际上对应于不同能量的非线性薛定谔方程归一化后^[13]是完全相同的,只存在量级(能量)上的差别。考虑到实际物理过程中这种说法的应用范围,假定压强的范围为0.1 atm到5 atm,而温度的范围为300 K到800 K,那么上述说法对于一个30 fs的脉冲来说,其能量范围是从12.6 μJ 到1.7 mJ,这是一个很宽的能量范围,也就是说,在上述能量范围内,在理想梯度密度的条件下,不同脉冲展宽脉冲的能力是相同的。

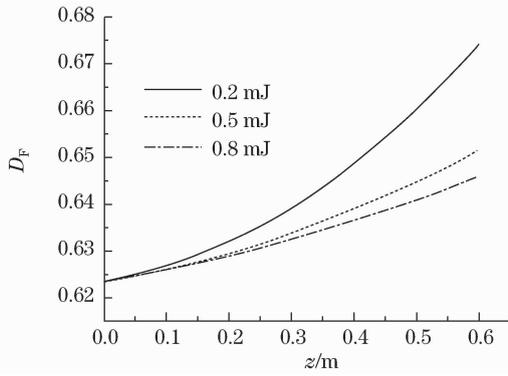


图 4 不同能量下的理想密度曲线

Fig. 4 Ideal density curve under different energy

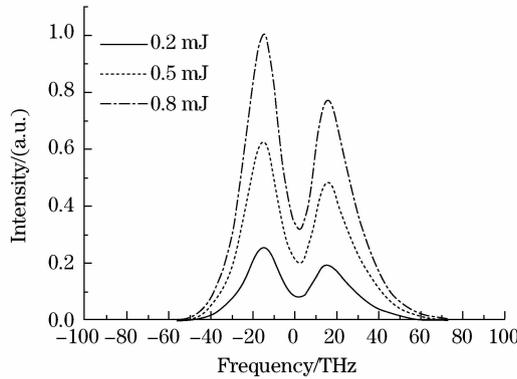


图 5 不同能量下的理想密度曲线

Fig. 5 Spectra under different energies

5.3 脉冲宽度的影响

考虑 0.1 mJ 的能量对应于 30 fs 和 50 fs 脉冲的理想温度曲线,同样,为了比较 γP_0 , 将对应曲线值分别除以 3 和 5,图 6 为所计算的结果。可见,宽脉冲所需 D_F 较大,但是,在理想梯度密度情况下的非线性效应弱于窄脉冲。为了证明这一点,将它们展宽后的光谱绘于图 7 和图 8。

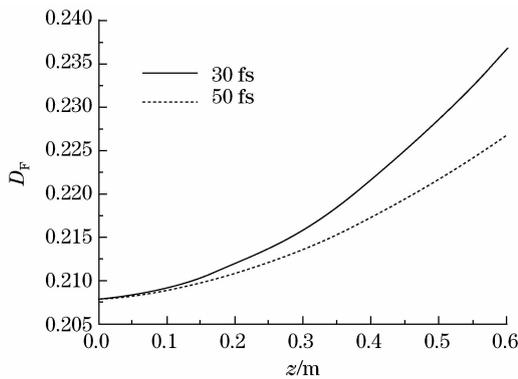


图 6 不同脉宽下的理想密度曲线

Fig. 6 Ideal density curve under different pulse widths

图 7 和图 8 分别描述了在理想温度梯度情况下,30 fs 和 50 fs 的脉冲光谱的展宽情况,可见,窄脉冲的峰值较高,非线性作用较强,而且,初始时窄脉冲所对应的的光谱也宽于宽脉冲,所以,窄脉冲更适合用来获得峰值更高,脉宽更窄的脉冲,这与所知的常识一致。

5.4 光波导半径的影响

考虑 0.1 mJ 的能量对应于光波导半径为 200 μm 和 150 μm 情况下的理想温度曲线,图 9 为所计算的结果。光谱展宽情况分别如图 7 和图 10 所示。

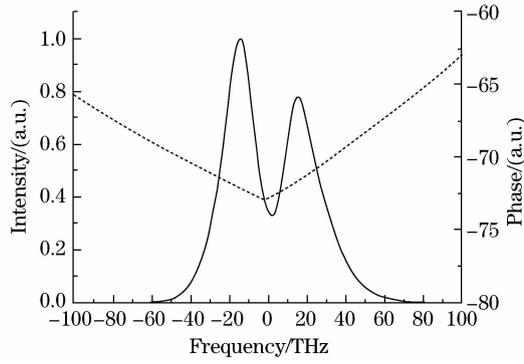


图 7 30 fs 展宽的光谱和相位

Fig. 7 Spectrum and phase after broadening of the 30 fs incident pulse

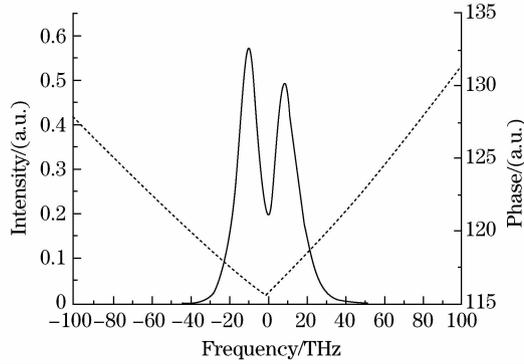


图 8 50 fs 展宽的光谱和相位

Fig. 8 Spectrum and phase after broadening of the 50 fs incident pulse

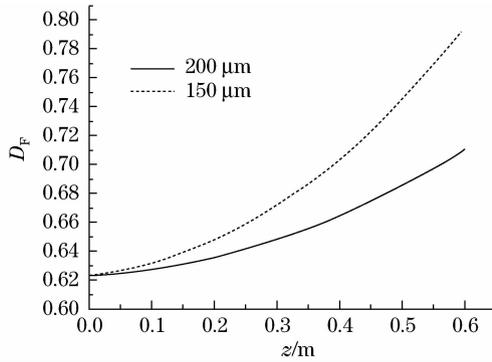


图 9 不同半径下的理想密度曲线

Fig. 9 Ideal density curve under different fiber radius

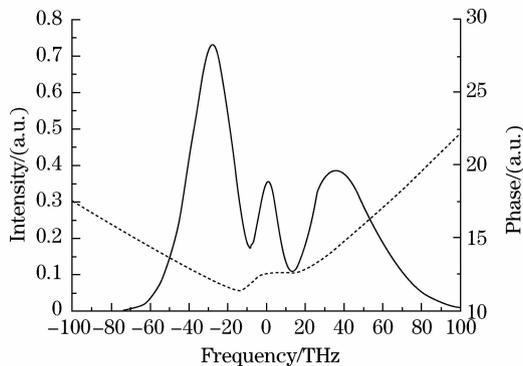


图 10 半径为 150 μm 的光谱展宽

Fig. 10 Spectrum and phase after the fiber of 150 μm radius

可见,由于半径不同,所带来的损耗的影响明显影响了温度曲线和光谱的展宽,半径越小,损耗越高,所需的 n_2 越高,则 D_F 值越高,而较小半径本身就提供较高的非线性系数,其最终结果是较小波导半径的光谱展宽优于较大的半径波导,所得脉冲更窄。

5.5 理想密度曲线实质

比较一下恒定密度(common case)和密度曲线(curve case)下传输的光斑半径和光斑中心处电离率随传输距离的变化,分别如图 11 和图 12 所示。初始入射脉冲光强为 $3.2 \times 10^{17} \text{ W/m}^2$,脉冲宽度为 30 fs 高斯脉冲,光斑直径为 100 μm (FWHM),传输介质为氩气。

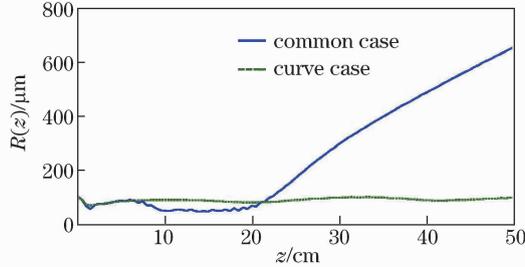


图 11 光斑半径随传输距离的变化

Fig. 11 Variation of the beam diameter as a function of propagation distance

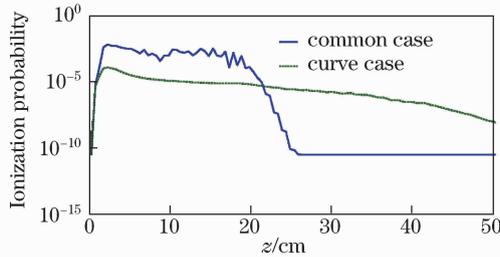


图 12 光斑中心处电离率随传输距离的变化

Fig. 12 Variation of the ionization probability at $r=0$ as a function of propagation distance

在密度曲线下,光斑半径保持的距离远大于恒定密度下的情况。但是,其电离率远小于恒定密度下的情况。在密度曲线下传输的实质便是,保持 $n_2 P_p$ 的恒定,在避免自聚焦或者电离的情况下,能使得光脉冲光斑半径在保持一定范围内长距离传输,形成一种自波导。

6 结 论

提出了梯度密度的概念,从理论上讨论了梯度密度对于超强飞秒脉冲成丝和等离子体通道的影响。进而提出理想密度曲线的概念,并且对各种情况下的理想密度曲线进行了计算与比较,并进而阐述了在密度曲线下传输的实质是保持 $n_2 P_p$ 的恒定,在避免自聚焦或者电离的情况下,能使得光脉冲光斑半径在保持一定范围内长距离传输,并且形成一种自波导。进一步的实验和模拟正在进行中。

参 考 文 献

- 1 Yamashita M, Yamane K, Morita R. Quasi-automatic phase-control technique for chirp compensation of pulses with over-one-octave bandwidth-generation of few-to mono-cycle optical pulses[J]. IEEE Journal of Select Topics in Quantum Electron, 2006, 12(2): 213–222.
- 2 Yamane K, Zhang Z G, Oka K, *et al.*. Optical pulse compression to 3.4 fs in the monocycle region by feedback phase compensation[J]. Opt Lett, 2003, 28(22): 2258–2260.
- 3 Hauri C P, Guandalini A, Eckle P, *et al.*. Generation of intense few-cycle laser pulses through filamentation- parameter dependence[J]. Opt Express, 2005, 13(19): 7541–7547.
- 4 Couairon A, Biegert J, Hauri C P, *et al.*. Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation[J]. Journal of Modern Optics, 2006, 53(1-2): 75–85.
- 5 Couairon A, Franco M, Mysyrowicz A, *et al.*. Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient[J]. Opt Lett, 2005, 30(19): 2657–2659.
- 6 Suda A, Hatayama M, Nagasaka K, *et al.*. Generation of sub-10-fs, 5-mJ-optical pulses using a hollow fiber with a pressure gradient [J]. Appl Phys Lett, 2005, 86(11): 1–3.

- 7 Sung J H, Park J Y, Imran T, *et al.*. Generation of 0.2-TW 5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor[J]. *Appl Phys B*, 2006, 82(1): 5–8.
- 8 Song Z M, Qin Y, Zhang G X, *et al.*. Femtosecond pulse propagation in temperature controlled gases-filled hollow fiber[J]. *Opt Commun*, 2008, 281(15): 4109–4113.
- 9 Song Z M, Zhang G X, Cao S Y. *et al.*. Simulation of femtosecond pulse propagation through hollow fiber filled with noble gases of gradient temperature[J]. *Chin Phys Lett*, 2008, 25(1): 129–132.
- 10 Wang Haitao, Fan Chengyu, Shen Hong, *et al.*. Temporal evolution of plasma density in femtosecond light filaments[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2012, 24(5): 1024–1028.
王海涛, 范承玉, 沈宏, 等. 飞秒光丝中等离子体密度时间演化特征[J]. *强激光与粒子束*, 2012, 24(5): 1024–1028.
- 11 Hu Qianglin, Xiao Guilan, Yu Xiaoguang, *et al.*. Filamentation instability of ultra-intense linearly polarized laser pulse in electron-positron plasmas[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(1): 012005.
胡强林, 肖桂兰, 余晓光, 等. 超越线极化激光在 e-p 等离子体中传播的成丝不稳定性[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(1): 012005.
- 12 Chen Wen, Fan Chengyu, Wang Haitao, *et al.*. Numerical study on prolonging lifetime of plasma channels generated by ultra-short laser pulses[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(4): 813–816.
陈文, 范承玉, 王海涛, 等. 超短脉冲激光产生等离子体通道寿命研究[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(4): 813–816.
- 13 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. San Diego: Academic Press, 1995: 31–56.
- 14 Marcatili E A J, Schmeltzer R A. Hollow metallic and dielectric wave guides for long distance optical transmission and lasers[J]. *Bell Syst Tech J*, 1964, 43(4): 1783–1809.
- 15 Lehmeier H J, Leupacher W, Penzkofer A. Nonresonant third order hyperpolarizability of rare gases and N₂ determined by third harmonic generation[J]. *Opt Commun*, 1985, 56(1): 67–72.
- 16 Dalgarno A, Kingston A E. The refractive indices and verdet constants of the inert gases[J]. *Proc R Soc London Ser A*, 1960, 259(1298): 424–431.
- 17 Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Femtosecond pulse propagation in argon: A pressure dependence study[J]. *Phys Rev E*, 1998, 58(4): 4903–4910.
- 18 Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. *Phys Rep*, 2007, 441(2): 47–189.
- 19 Marburger J H. Self-focusing: Theory[J]. *Prog Quant Electr*, 1975, 4: 35–110.

栏目编辑: 张浩佳