

掺Er³⁺氟化物光纤振荡器中红外超短脉冲的产生

王少奇 邓颖 张永亮 李超 王方 康民强 罗韵 薛海涛 胡东霞 粟敬钦 郑奎兴 朱启华

Theoretical study on generating mid-infrared ultrashort pulse in mode-locked Er³⁺:ZBLAN fiber laser
Wang Shao-Qi Deng Ying Zhang Yong-Liang Li Chao Wang Fang Kang Min-Qiang Luo Yun
Xue Hai-Tao Hu Dong-Xia Su Jing-Qin Zheng Kui-Xing Zhu Qi-Hua

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 044206 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

神光-III激光装置时标激光和任意反射面速度干涉仪探针光源产生技术

Research of time fiducial laser and probe laser of velocity interferometer system for any reflector for Shenguang-III laser facility

物理学报.2016, 65(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024203>

基于模糊控制的自适应光学校正技术

Adaptive optics correction technique based on fuzzy control

物理学报.2016, 65(1): 014206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014206>

Nd:LuYAG 混晶 1123 nm 被动调Q 激光器

A diode pumped passively Q-switched Nd:LuYAG laser emitting at 1123 nm

物理学报.2015, 64(17): 174203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174203>

部分相干双曲余弦厄米高斯光束在非Kolmogorov大气湍流中的传输特性

Propagation properties of partially coherent Hermite-cosh-Gaussian beams in non-Kolmogorov turbulence

物理学报.2015, 64(3): 034208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034208>

激光二极管双端直接抽运混合腔板条激光器

Laser diode double-end-direct-pumped slab laser with hybrid resonator

物理学报.2015, 64(1): 014203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014203>

掺Er³⁺氟化物光纤振荡器中红外超短脉冲的产生

王少奇¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ 邓颖¹⁾⁴⁾ 张永亮¹⁾ 李超¹⁾ 王方¹⁾ 康民强¹⁾ 罗韵¹⁾
薛海涛¹⁾ 胡东霞¹⁾⁴⁾ 栗敬钦¹⁾³⁾⁴⁾ 郑奎兴¹⁾ 朱启华¹⁾³⁾⁴⁾†

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

3) (等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

4) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2015年10月7日收到; 2015年12月3日收到修改稿)

基于非线性薛定谔方程建立了氟化物(ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF, ZBLAN)光纤振荡器中产生中红外超短脉冲的理论模型, 在此基础上研究了中红外超短脉冲在氟化物光纤振荡器中形成的物理机理, 数值模拟了氟化物光纤振荡器中中红外超短脉冲的演化过程. 分析了腔内净色散和小信号增益系数对振荡器中锁模脉冲产生的影响, 并给出了参数设置范围. 研究发现: 当掺Er³⁺氟化物光纤长度, 小信号增益系数, 不饱和损耗为一定值时, 腔内净色散在一定范围内才会出现稳定的锁模脉冲, 且随着腔内净色散增加脉冲宽度变宽, 光谱变窄, 峰值功率降低; 当掺Er³⁺氟化物光纤长度及不饱和损耗一定, 腔内净色散量为合理值, 小信号增益系数在合理的范围时可以得到稳定的锁模脉冲, 且随着小信号增益系数的增加脉冲宽度变宽, 光谱变宽, 峰值功率增加.

关键词: 光纤激光器, 中红外, 超短脉冲, 氟化物光纤

PACS: 42.55.-f, 42.55.Wd, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.65.044206

1 引言

光纤激光器具有转换效率高、输出光束质量好、波长可调谐范围大、结构简单紧凑以及系统维护成本低等优点, 近年来成为国内外新型激光源领域的研究热点^[1]. 中红外超短脉冲因其具有特殊的输出波长和很窄的脉宽(皮秒至飞秒量级; 脉宽和脉冲宽度都是指半高全宽(FWHM), 下同)而有着重要的应用. 2—5 μm中红外波段可应用于激光雷达、激光测距和光通信, 在国防、通信方面有着特殊的重要应用^[2]. 3—5 μm中红外波段覆盖了众多原子和分子吸收峰. 因为水分子在3 μm附近有很强的吸收峰, 所以3 μm超短脉冲被用于新一代激光手术^[3], 3 μm激光也被称作黄金手术刀. 中红外锁模光纤激光器可以用于光频率梳的产生^[4], 产生中

红外超连续谱的抽运源^[5], 光谱传感器, 光电对抗, 长波长振荡器高效抽运源^[6]等. 研究中红外超短脉冲是目前光纤激光器领域里的一个热点. 国内外学者在中红外超短脉冲研究方面做了大量的工作, 已经取得了很大进展, 但是主要集中在2 μm波段中红外超短脉冲^[7-10], 国外关于3 μm中红外超短脉冲的研究只有很少的报道^[6,11-13]. 2 μm波段中红外超短脉冲主要产生于石英光纤激光器, 石英光纤器件已经商品化, 所以这方面研究已比较成熟, 而且可以做成全光纤结构光纤激光器. 而3 μm波段中红外超短脉冲主要产生于氟化物(ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF, ZBLAN)光纤激光器, 目前氟化物光纤激光器主要是光纤和空间结合的结构. 文献^[10]报道了光纤激光器中一种基于超连续谱产生2 μm中红外短脉冲的全新方法. 文献^[6]报道掺Er氟化物光纤中用Fe²⁺:ZnSe晶体作为可饱和吸

† 通信作者. E-mail: qihzhu@163.com

收体锁模, 输出脉冲中心波长 2.78 μm , 脉冲宽度 19 ps, 平均功率 51.4 mW. 文献 [13] 报道 Ho-Pr 共掺氟化物光纤中利用 InAs 作为可饱和吸收体锁模, 输出脉冲中心波长 2860 nm, 脉冲宽度 6 ps, 峰值功率 465 W, 重频 24.8 MHz, 这是目前报道的 3 μm 波段最窄的脉宽. 目前关于 3 μm 中红外超短脉冲的研究都没有进行腔内色散控制, 如果进一步进行腔内色散控制可以获得脉宽更窄、峰值功率更高的脉冲输出. 目前在掺 Er 氟化物光纤中关于 3 μm 波段中红外超短脉冲理论方面的研究还鲜有报道.

本文利用非线性薛定谔方程 (nonlinear Schrodinger equation, NLSE) 建立了中红外超短脉冲在负色散 ZBLAN 光纤振荡器中产生的理论模型, 数值模拟了中红外超短脉冲在 ZBLAN 光纤振荡器中的演化过程, 在 ZBLAN 光纤激光器中进行腔内色散控制, 并研究了腔内净色散、小信号增益系数对中红外超短脉冲脉宽、谱宽 (光谱宽度指的是在 -3 dB 时的值, 下同) 和峰值功率的影响.

2 理论模型

NLSE 是研究非线性色散介质中光脉冲传输问题的一个基本方程 [14-16]. 光脉冲在光纤中的传输可用 NLSE 描述 [17]:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = g(t)A(z, t) + i\gamma |A(z, t)|^2 A(z, t) - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t), \quad (1)$$

式中, $A(z, t)$ 为光波的振幅, β_2 为光纤中二阶色散系数, γ 为光纤非线性系数, $g(t)$ 为增益系数.

$$g(t) = g(E_{\text{pulse}}) \left(1 + T_2^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right), \quad (2)$$

式中, $T_2 = \frac{2\pi}{ck^2 \Delta\lambda_g}$, $\Delta\lambda_g$ 为增益带宽, c 是光速, k 是波矢. $g(E_{\text{pulse}})$ 为

$$g(E_{\text{pulse}}) = \frac{g_0}{1 + E_{\text{pulse}}/E_{\text{sat}}}, \quad (3)$$

E_{pulse} 为脉冲能量, E_{sat} 为饱和能量, g_0 为小信号增益系数, $g_0 = \frac{\Gamma_s \sigma_s \Gamma_p \sigma_p P_p}{\alpha_p h \nu_p}$, 其中 Γ_s 为信号光重叠因子, σ_s 为信号光频率的跃迁截面, Γ_p 为抽运光重叠因子, σ_p 为抽运光频率的跃迁截面, P_p 是抽运光功率, α_p 是光纤中抽运光的模场面积, ν_p 为抽运光频率. 可以看出小信号增益与抽运光功率成正比, 因此研究锁模脉冲与抽运功率的关系时可以用

小信号增益系数代替.

$$E_{\text{pulse}} = \int_{-T_R/2}^{T_R/2} |A(z, t)|^2 dt, \quad (4)$$

式中 T_R 为脉冲在光纤中传输一周的时间, 在实际计算中为时间窗口.

光栅作为色散延迟线可直接表示为

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_{\text{grating}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(z, t), \quad (5)$$

式中 β_{grating} 是光栅的色散量 (色散衍射元件的色散量).

常用的滤波器透射率函数为超高斯函数

$$T_{\text{filter}} = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda} \right)^{2m} \right], \quad (6)$$

式中 m 是超高斯函数的阶数. 可饱和吸收体 (SA) 的透射率可表示为

$$T_{\text{SA}} = 1 - \frac{l_0}{(1 + P_t/P_{\text{sat}})}, \quad (7)$$

l_0 为可饱和吸收体的不饱和损耗, P_t 为瞬时功率, P_{sat} 为可饱和吸收体的饱和功率, 可饱和吸收体之后接 90/10 分束器, 10% 作为输出端.

3 数值模拟结果与分析

基于以上物理模型, 利用分步傅里叶法对 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤中红外锁模脉冲的产生进行数值模拟, 研究腔内净色散量和小信号增益系数对中红外锁模脉冲的影响.

初始脉冲选取高斯脉冲, 峰值功率设为 10^{-20} W, Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤, 由非线性折射率系数 $n_0 = 0.85 \times 10^{-13}$ esu [18] 可以得到非线性系数约为 $\gamma = 0.003 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 二阶色散系数为 $\beta_2 = -0.086 \text{ ps}^2/\text{m}$ (2800 nm) [11], 增益带宽 $\Delta\lambda_g = 100 \text{ nm}$, 饱和能量 $E_{\text{sat}} = 0.45 \text{ nJ}$; 光谱滤波器为超高斯函数 $m = 5$, $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$, 即带宽为 200 nm; 可饱和吸收体的饱和功率 $P_{\text{sat}} = 150 \text{ W}$.

3.1 净色散量对锁模脉冲的影响

参数设置: Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤 4 m, 小信号增益系数 $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$, 不饱和损耗 $l_0 = 0.7$, 当腔内净色散量为 0.72—0.83 ps^2 时可以得到稳定的锁模脉冲, 当腔内净色散量分别为 0.72, 0.75, 0.78, 0.81 ps^2 时, 中红外超短脉冲的脉冲演化和光谱演化如图 1 所示.

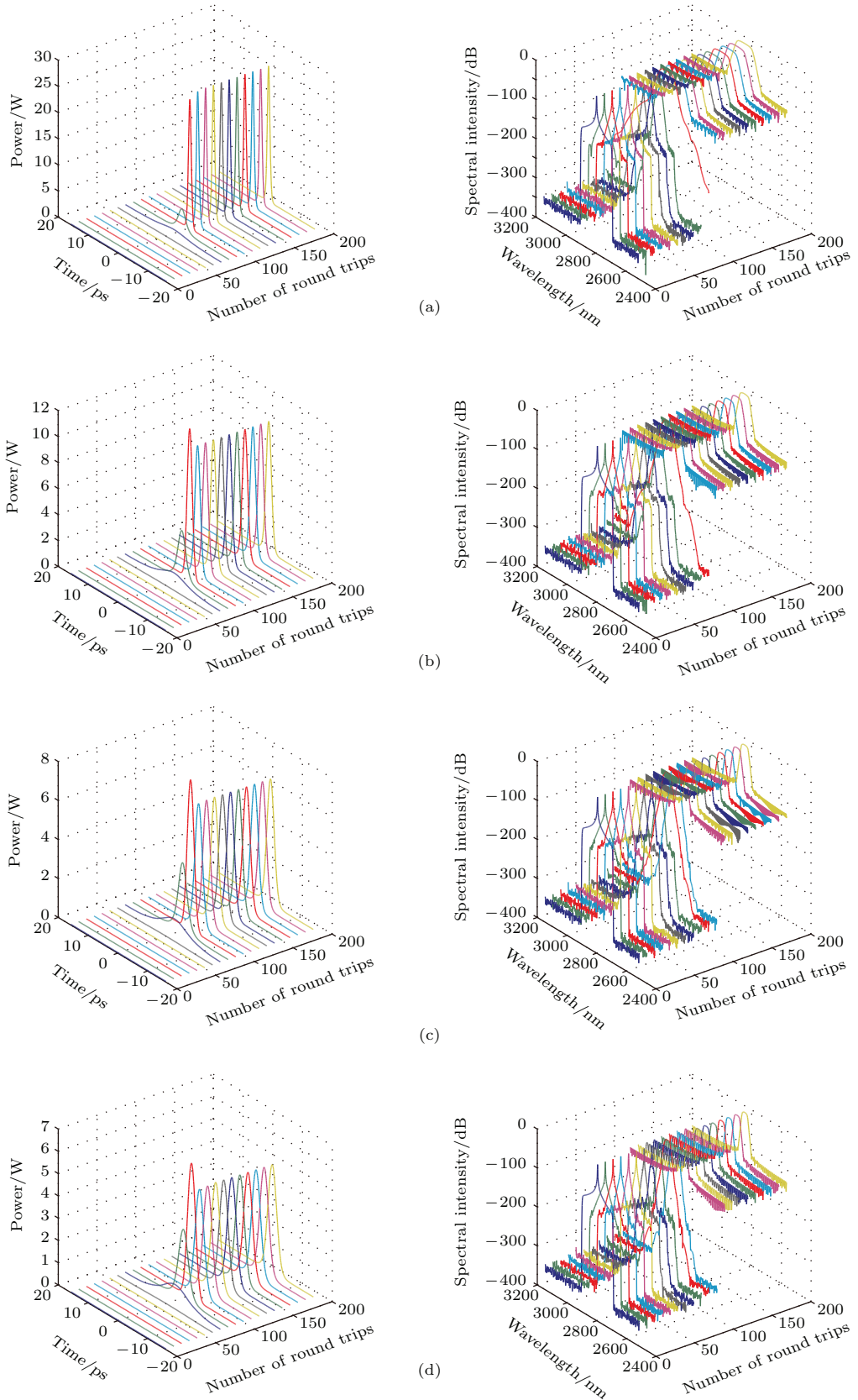


图1 不同腔内净色散的脉冲演化和光谱演化图, 左图为脉冲演化图, 右为光谱演化图 (a) 0.72 ps^2 ; (b) 0.75 ps^2 ; (c) 0.78 ps^2 ; (d) 0.81 ps^2

Fig. 1. Pulse and spectrum evolution for different net intracavity dispersion in ZBLAN fiber mode-locked oscillator: (a) 0.72 ps^2 ; (b) 0.75 ps^2 ; (c) 0.78 ps^2 ; (d) 0.81 ps^2 . The left graphs represent pulse evolution, and the right graphs represent spectrum evolution.

由图1可以看到, 噪声脉冲经过Er³⁺掺杂ZBLAN光纤逐渐放大, 脉宽逐渐压窄, 光谱逐渐展宽. 第100圈后脉冲宽度和形状逐渐稳定.

当腔内净色散量为0.78 ps²时, 高斯脉冲在Er³⁺掺杂ZBLAN光纤中循环198圈后, 输出的脉冲波形和光谱如图2所示. 此时, 脉宽为2.9 ps, 峰

值功率6.4 W, 谱宽为37 nm.

当ZBLAN锁模光纤激光器腔内净色散为正值散, 腔内净色散值在0.72—0.83 ps²范围时, 可以得到稳定的锁模脉冲输出. 随着腔内净色散增大, 脉冲宽度、光谱宽度和峰值功率变化如图3所示.

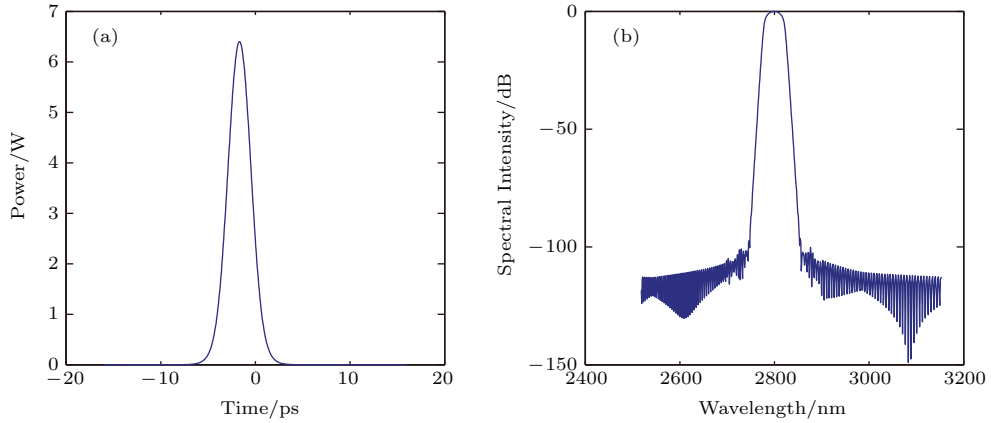


图2 腔内净色散为0.78 ps², 循环198圈时, 输出的(a)脉冲形状和(b)光谱形状

Fig. 2. (a) The output pulse shape and (b) output spectrum shape when the pulses propagate cycle 198 laps with the net intracavity dispersion of 0.78 ps².

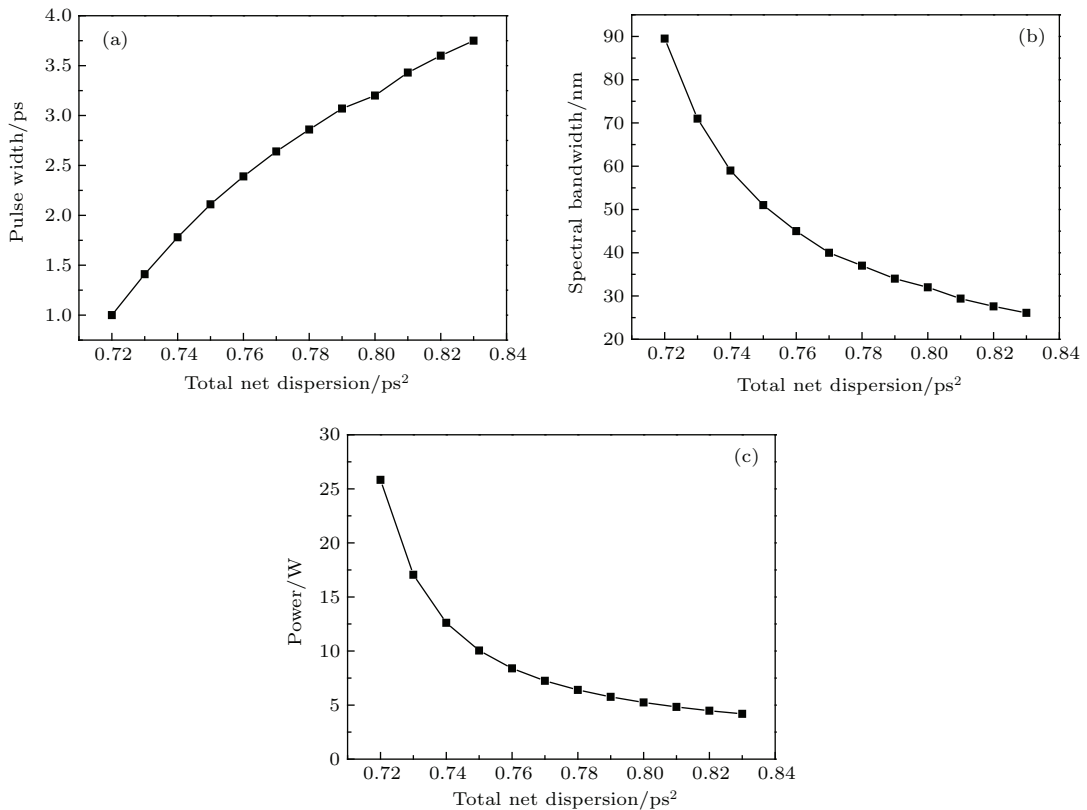


图3 随着腔内净色散增加, (a) 脉冲宽度、(b) 光谱宽度(-3 dB)和(c) 峰值功率的变化

Fig. 3. With increasing the net intracavity dispersion, the variations of (a) the pulse width, (b) the spectral width (in -3 dB), (c) the peak power.

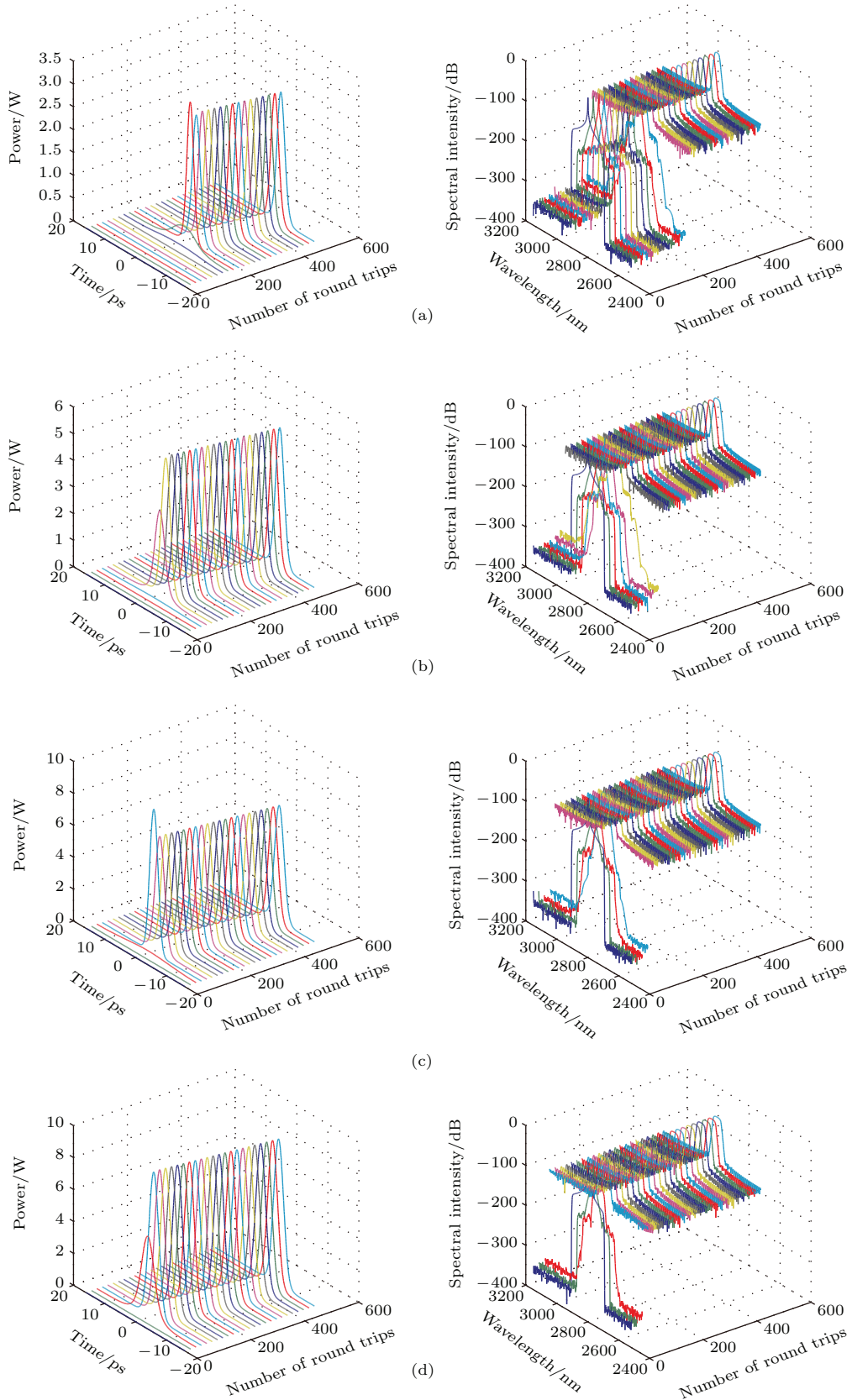


图4 不同小信号增益系数时,脉冲演化和光谱演化图(左图为脉冲演化图,右图为光谱演化图) (a) 0.55 m^{-1} ; (b) 0.60 m^{-1} ; (c) 0.65 m^{-1} ; (d) 0.70 m^{-1}

Fig. 4. The pulse evolution and spectral evolution with the small-signal gain of (a) 0.55 m^{-1} , (b) 0.60 m^{-1} , (c) 0.65 m^{-1} , (d) 0.70 m^{-1} . The left diagrams denote pulse evolution, and the right ones denote spectrum evolution.

由图3可知,随着腔内净色散增加,脉冲宽度变宽,光谱变窄,峰值功率降低.当腔内净色散为 0.72 ps^2 时,脉冲宽度最窄,为 1.0 ps ,光谱宽度最宽,为 89.5 nm ,峰值功率最高,为 25.83 W .当腔内净色散为 0.83 ps^2 时,脉冲宽度最宽,为 3.75 ps ,光谱最窄,为 26.1 nm (-3 dB),峰值功率最低,为 4.19 W .当腔内净色散为 $0.72\text{--}0.83 \text{ ps}^2$ 时,为了得到脉宽宽、光谱窄、峰值功率低的脉冲,应尽量使得腔内净色散较大.相反,为了得到脉宽窄、光谱宽、峰值功率高的脉冲,应尽量使得腔内净色散较小.因为腔内净色散较小时脉宽窄、脉冲峰值功率高,而且光谱比较宽,这有利于进一步压缩获得脉宽更窄、脉冲峰值更高的脉冲,所以对于实验中产生中红外超短脉冲具有很重要的指导意义.

3.2 小信号增益系数

参数设置: Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤 4 m , 不饱和损耗 $l_0 = 0.7$, 腔内净色散量为 0.80 ps^2 , 当小信号增益系数为 $0.55\text{--}0.70 \text{ m}^{-1}$ 时可以得到稳定的锁模脉冲,数值模拟当小信号增益系数分别为 $0.55, 0.60, 0.65, 0.70 \text{ m}^{-1}$ 时,中红外超短脉冲的脉冲演化和光谱演化情况,结果如图4所示.

由图4可以看到,噪声脉冲经 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤逐渐放大,脉宽逐渐压窄,光谱逐渐展宽.不同的小信号增益系数经过不同圈后脉冲宽度和形状逐渐稳定.当小信号增益系数分别为 $0.55, 0.60, 0.65, 0.70 \text{ m}^{-1}$ 时,依次需要经过约 220, 100, 70, 60 圈.所以,当小信号增益系数在 $0.55\text{--}0.70 \text{ m}^{-1}$ 范围内,高斯脉冲经过 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤传输可以得到稳定的锁模脉冲;且小信号增益系数越大,输出形状和脉宽稳定的脉冲需要经过的传输圈数越少.

当小信号增益系数为 0.70 m^{-1} 时,脉冲在 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤中循环传输 490 圈后,输出的脉冲和光谱如图5所示.由图5可知脉冲宽度为 3.7 ps ,峰值功率为 9.1 W ,光谱宽度为 40 nm .

当小信号增益系数在 $0.55\text{--}0.70 \text{ m}^{-1}$ 范围内,随着小信号增益系数增大,脉冲宽度、光谱宽度、峰值功率变化如图6所示.

由图6可以看到,当小信号增益系数在 $0.55\text{--}0.70 \text{ m}^{-1}$ 范围内时,经过 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤传输可以得到稳定的锁模脉冲,且随着小信号增益系数增大,脉冲宽度变宽,光谱宽度变宽,峰

值功率变高.当小信号增益系数为 0.55 m^{-1} 时,脉冲宽度约为 3 ps ,光谱宽度为 26 nm ,峰值功率为 2.9 W .当小信号增益系数为 0.70 m^{-1} 时,脉冲宽度为 3.7 ps ,光谱宽度为 40 nm ,峰值功率为 9.1 W .与 $g_0 = 0.55 \text{ m}^{-1}$ 时相比,后者脉冲宽度虽然变宽了约 23%,但是光谱宽度变宽了 60%,更有益于进一步压缩获得几百飞秒甚至几十飞秒的更窄脉冲;峰值功率相比增大了 2.1 倍.因为小信号增益系数和抽运光功率成正比,所以可以通过增加抽运激光器的功率来实现较大的小信号增益系数,从而获得窄脉宽、高峰值功率的中红外超短脉冲.

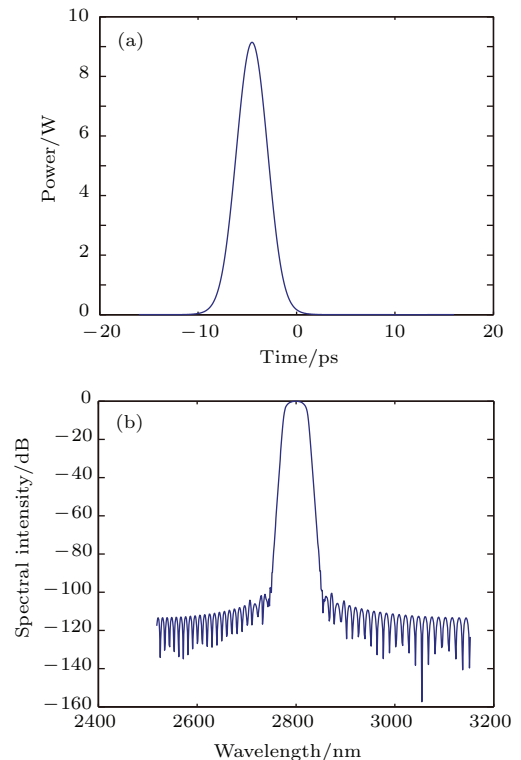


图5 小信号增益系数为 0.70 m^{-1} , 循环 490 圈时,输出的 (a) 脉冲形状和 (b) 光谱形状

Fig. 5. (a) The output pulse shape and (b) output spectrum shape when the pulses propagate cycle of 490 rings with the small-signal gain of 0.70 m^{-1} .

上文研究中只考虑了掺 Er^{3+} 氟化物光纤振荡器中输出为 10% 时的情况.激光器的输出透过率对脉冲能量和宽度都有较大影响.为了研究激光器的输出透过率对脉冲能量和宽度的影响,我们研究了掺 Er^{3+} 氟化物光纤振荡器中输出为 20% 和 30% 的情况.与输出 10% 相比,输出为 20% 和 30% 时,输出脉冲峰值功率、脉冲宽度、光谱宽度变化趋势不变,但是输出脉冲峰值功率更高,脉宽和谱宽更窄,得到稳定的锁模脉冲需要循环更多的圈数.

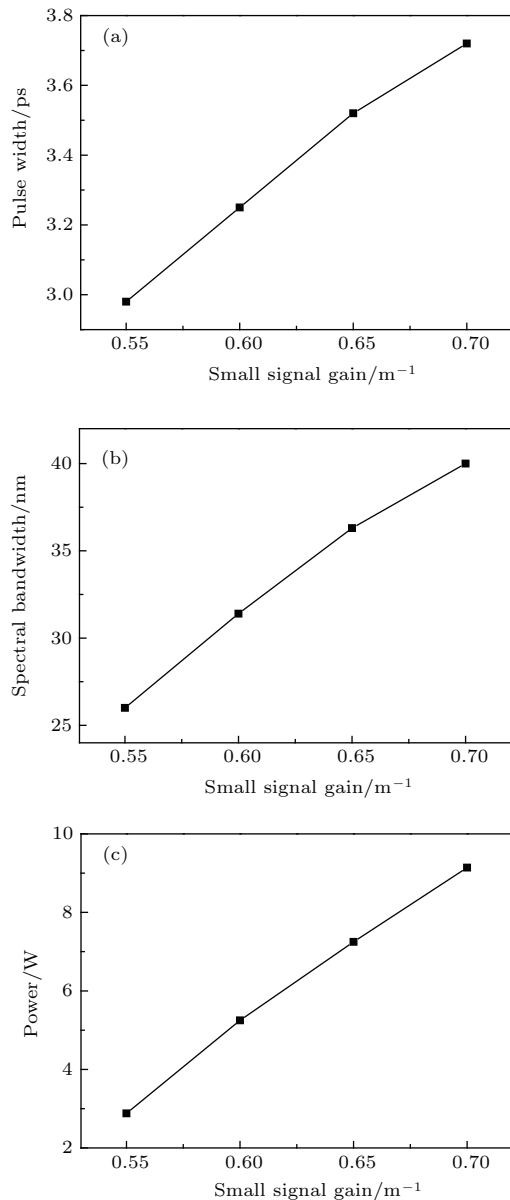


图6 随着小信号增益系数的增加, (a) 脉冲宽度、(b) 光谱宽度 (-3 dB)、(c) 峰值功率的变化

Fig. 6. With increasing the small-signal gain, the variations of (a) pulse width, (b) spectral width (in -3 dB), and (c) peak power.

4 结 论

本文以 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤为例, 基于 NLSE 方程建立了 ZBLAN 光纤振荡器产生中红外超短脉冲的理论模型. 数值模拟 ZBLAN 光纤振荡器中中红外超短脉冲的演化过程, 模拟得到稳定的锁模脉冲输出. 基于此稳定脉冲, 研究了腔内净色散量、小信号增益系数对锁模脉冲的影响. 得到以下研究结果.

1) 稳定锁模脉冲的形成是随着在腔内循环圈

数增加, 在腔内正色散、非线性效应、光谱滤波效应、可饱和吸收体、增益等共同作用下产生的. 这些效应随着抽运功率的改变而相互影响, 因而可以在一定的参数变化范围内实现锁模.

2) 当 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤长度, 小信号增益系数, 不饱和损耗一定时, 腔内净色散在一定范围内才会出现稳定的锁模脉冲, 且随着腔内净色散增加脉冲宽度变宽, 光谱变窄, 峰值功率降低. 这是因为正色散与非线性共同作用导致脉冲在时域被展宽.

3) 当 Er^{3+} 掺杂 ZBLAN 光纤长度, 不饱和损耗一定, 腔内净色散量为合理值, 小信号增益系数在合理的范围时可以得到稳定的锁模脉冲, 且随着小信号增益系数的增加脉冲宽度变宽, 光谱变宽, 峰值功率增加. 这是因为随着小信号增益系数的增加, 也就是抽运功率的增加, 脉冲所受到的 SPM 等非线性效应增强, 脉冲光谱展宽. 因为振荡器内具有较大的正色散, 光谱的展宽将同时导致脉冲在时域上展宽.

该结果可为研究中红外超短脉冲提供参考, 对于实验中获得窄脉宽、高峰值功率的中红外超短脉冲具有重要的指导意义.

参考文献

- [1] Wang P, Liu J 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 0601002 (in Chinese) [王璞, 刘江 2013 中国激光 **40** 0601002]
- [2] Chen H, Li J F, Ou Z H, Yang Y, Chen M, Luo H Y, Wei T, Liu Y Z 2011 *Lasers Optoelectron. Prog.* **48** 111402 (in Chinese) [陈昊, 李剑峰, 欧中华, 杨怡, 陈明, 罗鸿禹, 魏涛, 刘永智 2011 激光与光电子学进展 **48** 111402]
- [3] Walsh B 2009 *Laser Phys.* **19** 855
- [4] Zhu F, Hundertmark H, Kolomenskii A A, Strohaber J, Holzwarth R, Schuessler H A 2011 *Opt. Lett.* **38** 2360
- [5] Wei C, Zhu X S, Norwood R A, Song F, Peyghambarian N 2013 *Opt. Express* **21** 29488
- [6] Wei C, Zhu X S, Norwood R A, Peyghambarian N 2012 *Opt. Lett.* **37** 3849
- [7] Wang P, Yang L M, Liu J 2013 *Opt. Express* **21** 1798
- [8] Liu J, Wang P 2012 *Chin. J. Lasers* **39** 0902001 (in Chinese) [刘江, 王璞 2012 中国激光 **39** 0902001]
- [9] Renard W, Canat G, Bourdon P 2012 *Opt. Lett.* **37** 377
- [10] Yang W Q, Zhang B, Hou J, Yin K, Liu Z J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 054208
- [11] Haboucha A, Fortin V, Bernier M, Genest J, Messaddeq Y, Vallée R 2014 *Opt. Lett.* **39** 3294
- [12] Li J F, Hudson D D, Liu Y, Jackson S D 2012 *Opt. Lett.* **37** 3747

- [13] Hu T, Hudson D D, Jackson S D 2014 *Opt. Lett.* **39** 2133
- [14] Zhao Y Q, Zhu H Y, Liu J H, Sun D C, Li F M 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 2174 (in Chinese) [赵应桥, 朱鹤元, 刘建华, 孙迭篪, 李富铭 1997 物理学报 **46** 2174]
- [15] Cao W H, Zhang Y W, Liu S H, Guo Q, Xu W C 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 919 (in Chinese) [曹文华, 张有为, 刘颂豪, 郭旗, 徐文成 1997 物理学报 **46** 919]
- [16] Zhao L, Sui Z, Zhu Q H, Zhang Y, Zuo Y L 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4731 (in Chinese) [赵磊, 隋展, 朱启华, 张颖, 左言磊 2009 物理学报 **58** 4731]
- [17] Agrawal G P 2013 *Nonlinear Fiber Optics Fifth Edition* (London: Academic Press) pp57–59
- [18] FiberLabs Inc. <http://www.fiberlabs-inc.com/fiber-index.htm> [2015-10-1]

Theoretical study on generating mid-infrared ultrashort pulse in mode-locked Er³⁺:ZBLAN fiber laser

Wang Shao-Qi¹⁾²⁾³⁾⁴⁾ Deng Ying¹⁾⁴⁾ Zhang Yong-Liang¹⁾ Li Chao¹⁾ Wang Fang¹⁾
 Kang Min-Qiang¹⁾ Luo Yun¹⁾ Xue Hai-Tao¹⁾ Hu Dong-Xia¹⁾⁴⁾ Su Jing-Qin¹⁾³⁾⁴⁾
 Zheng Kui-Xing¹⁾ Zhu Qi-Hua^{1)3)4)†}

1) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

2) (Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

3) (Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Mianyang 621900, China)

4) (Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 7 October 2015; revised manuscript received 3 December 2015)

Abstract

Fiber lasers show several advantages over other types of lasers. They are efficient, compact, and rugged since they require few bulk components and are virtually unaffected by the surrounding environment. Mode-locked mid-infrared (mid-IR) lasers are essential for a wide variety of applications. The promising applications of mode-locked fiber lasers at wavelengths near 3 μm include combs generation (metrology), spectroscopic sensors, infrared countermeasures, laser surgery, high-efficient pump sources for longer-wavelength oscillators and mid-IR supercontinuum source pumping. Based on the nonlinear Schrödinger equation (NLSE), a theoretical model of passively mode-locked Er³⁺-doped fluoride fiber laser using a saturable absorber is set up. Some mechanisms for generating mid-IR ultrashort pulse in fiber lasers are investigated. When the dispersion of the cavity is managed properly, the numerical simulation mainly focuses on the evolution process of mid-IR ultrashort pulse in fluoride fiber oscillators. Influences of the intracavity net dispersion and the small-signal gain on the generation of mode-locked pulses are analyzed in detail. And the reasonable parameter windows are given. Just as the simulated results showed, for a case of 4 m Er³⁺-doped fluoride fiber, small-signal gain $g_0 = 0.6 \text{ m}^{-1}$ and unsaturated loss $l_0 = 0.7$, the stable mode-locked pulses are achieved by tuning the net intracavity dispersion within a certain range from 0.72 ps² to 0.83 ps². As the net intracavity dispersion increases, the output pulse duration increases gradually, while the spectrum width (FWHM) and peak power decrease accordingly. In addition, for the case of 4 m Er³⁺-doped fluoride fiber, unsaturated loss $l_0 = 0.7$ and net intracavity dispersion of 0.8 ps², the stable mode-locked pulses can also be obtained by tuning the small-signal gain within a certain range from 0.55 to 0.70 m⁻¹. As the small-signal gain increases, the output pulse duration, spectral width, and peak power increase gradually. This work may be beneficial to the design of experiments for achieving more narrow pulse duration, wide spectral width, and high peak power mid-infrared ultrashort pulse.

Keywords: fiber laser, mid-infrared, ultrashort pulse, fluorine fiber

PACS: 42.55.-f, 42.55.Wd, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.65.044206

† Corresponding author. E-mail: qihzhu@163.com