

抽运方式对耗散孤子光纤激光器性能的影响

陈晓东 豆贤安 李 化 聂劲松

(解放军电子工程学院脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037)

摘要 基于扩展的标量非线性薛定谔方程, 理论研究了不同抽运方式对正色散腔被动锁模掺镱光纤激光器输出特性的影响。结果表明, 在初始总增益相同条件下, 对于给定的增益饱和和能量, 反向抽运时耗散孤子的光谱宽度和脉冲宽度均比正向抽运时小, 而对应的脉冲峰值功率比正向抽运时高, 并且反向抽运时脉冲的啁啾线性拟合度相比正向抽运时低。当增益饱和和能量相同时, 正、反向抽运获得的耗散孤子的能量相等, 但两种抽运方式下耗散孤子的光谱和时域波形的差异程度随增益饱和和能量的增加而增大。

关键词 激光器; 光纤激光器; 被动锁模; 耗散孤子; 正向抽运; 反向抽运

中图分类号 TN243; TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.1202003

Influence of Pumping Schemes on Properties of Dissipative Soliton in Fiber Lasers

Chen Xiaodong Dou Xian'an Li Hua Nie Jinsong

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Electronic Engineering Institute of PLA, Hefei, Anhui 230037, China)

Abstract Based on the extended scalar nonlinear Schrödinger equation, the influence of pumping schemes on the properties of dissipative solitons is investigated theoretically in passively mode-locked ytterbium-doped fiber laser with positive dispersion cavity. The results show that, under the condition of the same initial overall gain, the dissipative solitons obtained in the backward-pumped fiber laser have narrower spectral width, shorter pulse duration and higher pulse peak power than those of forward pumping scheme for the given gain saturation energy. Moreover, the linear fitting degree of the pulse chirp is lower. For the forward pumping and backward pumping schemes, the pulse energies of the dissipative solitons are equal with the same gain saturation energy, but the differences of the output spectral and temporal waveforms increase as the increase of the gain saturation energy.

Key words lasers; fiber laser; passively mode-locked; dissipative soliton; forward pumping; backward pumping

OCIS codes 140.3510; 140.3615; 140.4050; 190.4370

1 引 言

高重复频率、高能量超短激光脉冲在精密机械加工、超快动力学过程和非线性频率变换等方面具有重要应用^[1-3]。稀土掺杂光纤具有很宽的增益谱, 利用锁模光纤激光器易于获得重复频率高、稳定性好的超短激光脉冲^[4-5]。但是, 受锁模光纤激光器中非线性效应的限制, 脉冲容易发生分裂或者塌陷为类噪声脉冲^[6]。研究发现, 对激光腔进行色散控制, 可有效抑制非线性效应的影响, 进而获得高能

量的脉冲。根据激光腔的色散分布特性, 锁模光纤激光器可产生传统负色散孤子、展宽脉冲、自相似脉冲和耗散孤子等, 脉冲能量由亚纳焦量级提升至几十、上百纳焦。进一步的研究表明, 高能量耗散孤子的形成一般是由于增益介质光谱滤波效应、克尔非线性效应、正色散、非线性偏振旋转(NPR)/可饱和吸收体(SA)、增益和损耗等共同的作用^[7-10]。实际锁模光纤激光器有正向和反向两种基本抽运方式^[11-12], 对应激光器工作时的增益分布不同, 因而

收稿日期: 2014-04-10; 收到修改稿日期: 2014-05-14

基金项目: 脉冲激光技术国家重点实验室主任基金

作者简介: 陈晓东(1979—), 男, 博士, 助理研究员, 主要从事光纤激光技术和非线性光纤光学等方面的研究。

E-mail: chenxd503@hotmail.com

耗散孤子光纤激光器的输出特性也不同。迄今,对于这类抽运方式不同以及由此而来的对耗散孤子光纤激光器输出特性的影响的研究尚未见报道。本文通过数值模拟不同抽运方式下耗散孤子光纤激光器的输出特性,研究正向和反向两种抽运方式对耗散孤子光谱与脉冲波形的影响,在此基础上,比较两种抽运方式下抽运强度提高时耗散孤子光谱与脉冲波形的变化趋势。

2 理论模型

为研究不同抽运方式下被动锁模光纤激光器产生的耗散孤子的特点和演化行为,图 1 给出了数值模拟所用的被动锁模掺铒光纤激光器(YDFL)的结构示意图。激光二极管(LD)经波分复用器(WDM)对掺铒光纤(YDF)进行抽运,单模光纤(SMF)与 YDF 共同组成正色散环形腔;偏振附加脉冲锁模(PAPM)系统由两个偏振控制器(PC)和一个偏振相关隔离器(PDI)构成,用于产生 NPR 效应;耦合比为 10:90 的耦合器(OC)作为激光器输出端。

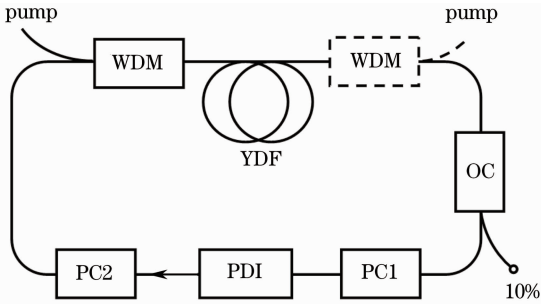


图 1 正向抽运(实线)和反向抽运(虚线)时耗散孤子光纤激光器结构示意图

Fig. 1 Illustration of the forward-pumped (solid curve) and backward-pumped (dashed curve) dissipative soliton fiber laser

耗散孤子光纤激光器中超短脉冲的传输演化行为,可采用扩展的标量非线性薛定谔方程描述^[11,13]:

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

式中 A 为脉冲包络振幅, β_2 为二阶色散系数, γ 为非线性系数, Ω_g 为激光器增益带宽. g 为 YDF 的增益函数,由于不同抽运方式时小信号增益系数分布存在差异,将 g 写成^[14-15]:

$$g = g_0(z) \exp(-E_p/E_s), \quad (2)$$

式中 $g_0(z)$ 为 YDF 中不同位置处的小信号增益系

数,与 YDF 掺杂浓度、长度以及光纤激光器的抽运方式均相关; E_s 为与抽运强度相关的增益饱和能量(抽运光波长为 975 nm 时, Yb^{3+} 属于准四能级系统,可以认为 E_s 不沿 YDF 变化); E_p 为脉冲能量。

考虑到实际锁模光纤激光器存在正向和反向两种抽运方式,抽运光在 YDF 中传输时不断被吸收,增益系数随增益光纤长度方向分别呈下降和上升分布。在模拟计算中,设定初始增益系数为 1~3,并且两者的总增益相同(由于小信号增益系数与抽运功率直接相关,在激光器其他参数不变的情况下,可以认为两者的抽运功率相同)。正向和反向抽运方式下 YDF 中小信号增益系数分布用指数函数近似,可以表示为

$$g_0(z) = 2.0 \exp(-z/5), \text{ forward-pumped}, \quad (3)$$

$$g_0(z) = 0.736 \exp(z/5), \text{ backward-pumped}. \quad (4)$$

数值模拟过程中,为计算方便,YDF 增益谱可看作是带宽为 35 nm 的超高斯型频谱滤波器。PAPM 为类可饱和吸收体,同时起到频谱滤波和时域滤波的作用^[10]。PAPM 光谱滤波特性也可用超高斯函数描述^[10-11,16],其典型带宽为 70 nm。

PAPM 的时域滤波函数可以表示为^[11,17]

$$T = 0.94 \times [I(t)/I_{\max}]^2, \quad (5)$$

式中 $I(t)$ 为 t 时刻脉冲的光强分布, I_{\max} 为光强最大值,设 PAPM 最大透射率为 0.94。

计算中使用的参数如表 1 所示。光纤激光器总腔长为 9.5 m,净色散量约为 0.354 ps²。根据(1)式,采用标准分步傅里叶算法,设置初始脉冲后在激光腔内循环计算至输出稳定的锁模脉冲为止。

表 1 激光器所用光纤参数

Table 1 Fiber parameters used in the simulation of the laser cavity

Parameter	YDF	SMF
Length /m	5	4.5
Dispersion (β_2 at 1064 nm) / (ps ² /m)	44×10^{-3}	29.8×10^{-3}
Nonlinear coefficient (γ) / (W ⁻¹ · km ⁻¹)	5.6	1.5
Gain bandwidth ($\Delta\lambda_g$) /nm	35	

3 结果与讨论

图 2(a)、(b)给出了增益饱和能量 E_s 为 4.0 nJ 时,正向和反向抽运时 YDF 中稳态增益系数分布。由图可见,激光器稳定工作时,正、反向抽运时 YDF 中稳态增益系数均呈下降分布,但正向抽运时稳态

增益初值大、下降速度快,而反向抽运时稳态增益初值小、下降速度慢。与小信号增益系数随增益光纤长度方向分别呈下降和上升分布不同,由于初始脉

冲需在激光腔内经过多次循环才能使激光器处于稳定工作状态,在增益饱和效应的作用下,激光器稳定工作时 YDF 中的增益系数分布将发生变化。

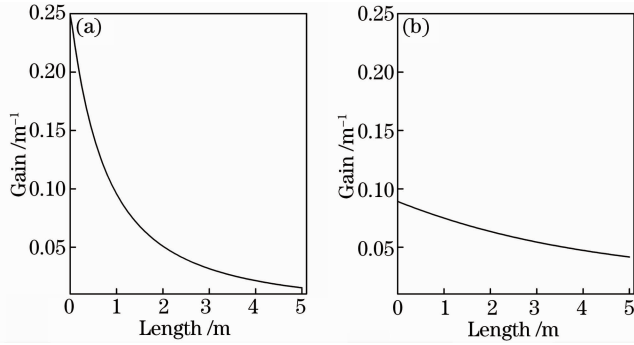


图 2 不同抽运方式时 YDF 中稳态增益系数分布。(a) 正向抽运; (b) 反向抽运

Fig. 2 Steady-state gain coefficient distributions of YDF for the different pumping schemes. (a) Forward pumping; (b) backward pumping

图 3(a)、(b)为正、反向抽运时锁模光纤激光器的输出脉冲波形、啁啾,(c)、(d)为正反抽运时锁模光纤激光器的输出光谱。可以看出,光纤激光器输出脉冲光谱边缘陡峭,近似呈梯形分布,而脉冲时域波形宽度为皮秒量级,峰值功率达百瓦以上。这表明,对于正色散腔被动锁模光纤激光器,无论是正向还是反向抽运,虽然激光器中稳态增益分布不同,但都形成了耗散孤子输出。正向抽运时,耗散孤子的光谱宽度为 16.41 nm,单脉冲能量、脉冲宽度和峰值功率分别为 1.55 nJ、18.5 ps 和 84.43 W;而反向抽运时,光谱宽度为 16.04 nm,单脉冲能量、脉冲宽

度和峰值功率分别为 1.55 nJ、18.1 ps 和 86.83 W。可见,两种抽运方式下耗散孤子的单脉冲能量相等,而由于抽运方式不同,即使初始总增益相同,耗散孤子激光器的输出特性也会发生明显变化。比较图 3 可以看出,反向抽运时光谱宽度和脉冲宽度分别比正向抽运时减小了 0.37 nm 和 0.4 ps,而对应的脉冲峰值功率增大了 2.4 W。这是因为,脉冲经过 YDF 时,脉冲能量和峰值功率的提升速度与 YDF 中的稳态增益分布相关。正向抽运时,YDF 中稳态增益初值大,脉冲能量和峰值功率提升较快,由自相位调制 (SPM) 导致的频谱展宽剧烈,根据 SPM 所

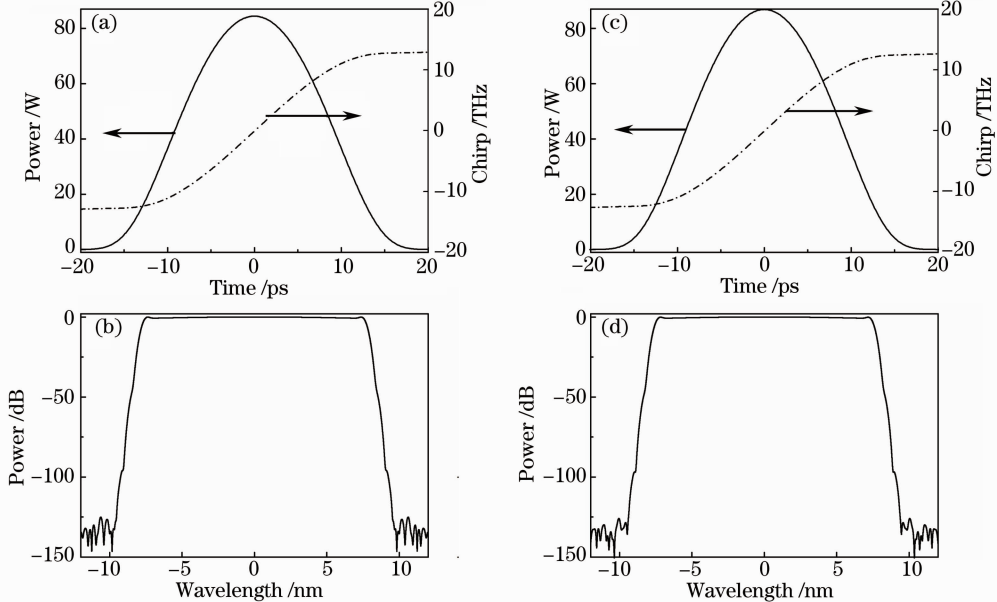


图 3 不同抽运方式时锁模光纤激光器的输出脉冲波形(实线)、啁啾(虚线)和光谱 [(a)、(c) 为正向抽运; (b)、(d) 为反向抽运]

Fig. 3 Temporal power profiles (solid curves) and chirps (dashed curves) and spectral power profiles for the different pumping schemes [(a), (c) forward pumping; (b), (d) backward pumping]

致的频率啁啾的特点,将在脉冲前沿附近产生红移而在后沿附近产生蓝移的新的频率分量,在正色散区,红移分量较蓝移分量传输得快,因而SPM的存在会使得脉冲的展宽速度加快,进而使得光纤激光器的输出脉冲也迅速展宽;而反向抽运时,YDF中稳态增益虽然也呈下降趋势,但因初值较小,脉冲能量和峰值功率提升较慢,频谱和脉冲展宽也相应较慢,脉冲能够得到充分放大,因而虽然反向抽运时获得的光谱和脉冲宽度较小,但脉冲峰值功率将高于正向抽运时的脉冲。上述结果也与文献[18]中得到的实验结论相符,即正向抽运和反向抽运功率分别对脉冲的啁啾(与脉冲的时间带宽积相关)和非线性相移(正比于脉冲峰值功率)起主要作用。

由图3还可以看出,正向抽运时脉冲啁啾线性拟合度为0.9727,而反向抽运时的脉冲啁啾线性拟合度为0.9702,两者的线性拟合度非常接近,且正向抽运时线性拟合度的值相比反向抽运时高。因正向和反向抽运获得的耗散孤子能量近似相等,而正向抽运时脉冲峰值功率又低于反向抽运,对应的SPM感应啁啾也将弱于反向抽运,因而正向抽运时耗散孤子的啁啾线性度较好;又因两种抽运方式下脉冲峰值功率及宽度差异不大,考虑到脉冲的非线性啁啾由SPM所致,而SPM与脉冲峰值功率及宽度密切相关,因此两种抽运方式下获得的脉冲啁啾线性拟合度差异很小。

调节正、反向抽运下耗散孤子光纤激光器 E_s 的大小,可以发现输出脉冲的光谱和时域波形将发生变化。 E_s 由1.0 nJ增加至7.0 nJ时,正向抽运获得的耗散孤子的光谱宽度由11.0 nm增大为19.47 nm,脉冲宽度、单脉冲能量和脉冲峰值功率由11.7 ps、0.39 nJ和33.43 W增大为22.3 ps、2.7 nJ和122.9 W,分别增加了0.906、5.923和

2.676倍;而反向抽运获得的耗散孤子的光谱宽度由10.78 nm增大为19.03 nm,脉冲宽度、单脉冲能量和脉冲峰值功率由11.5 ps、0.39 nJ和34.36 W增大为21.7 ps、2.7 nJ和126.4 W,分别增加了0.887、5.923和2.679倍。可见,随着增益饱和和能量的增加,即被动锁模光纤激光器抽运强度的提高,激光器产生的耗散孤子的光谱和时域波形均发生展宽,脉冲能量和峰值功率也随之增大。值得指出的是,对于一定的 E_s ,正向和反向抽运获得的耗散孤子的单脉冲能量相同,即单脉冲能量,只与激光器初始增益和抽运强度相关,而与抽运方式无关,但是,耗散孤子的光谱和时域波形与激光器的抽运方式密切相关。

图4(a)为正、反向抽运时耗散孤子光谱宽度差和脉冲峰值功率差随增益饱和和能量变化的关系,图4(b)为正、反向抽运时脉冲宽度差随增益饱和和能量变化的关系。由图可见,随着 E_s 的增加,耗散孤子的光谱宽度差和脉冲峰值功率差均随之增大。当 E_s 为1.0 nJ时,光谱宽度差和脉冲峰值功率差分别为0.22 nm和0.93 W,当 E_s 增加至7.0 nJ时,光谱宽度差和脉冲峰值功率差分别增大为0.44 nm和3.5 W。这是因为, E_s 的增加意味着光纤激光器的抽运强度提高,此时YDF提供的增益能力也将随之增强,激光器中脉冲经过YDF时,脉冲能量和峰值功率提升明显,由SPM导致的频谱加宽也更为剧烈,而对正向抽运而言,输出光谱的展宽程度较反向抽运时更为严重。由图还可以看出,随着 E_s 的增加,脉冲宽度差由0.2 ps增大为0.6 ps,但并未随 E_s 呈线性增大趋势。由于脉冲时域波形的展宽与脉冲峰值功率之间没有线性关联,因此, E_s 的增加虽然导致了正、反向抽运时光谱宽度差和脉冲峰值功率差的线性增大,但并未引起脉冲宽度差的线性增大。

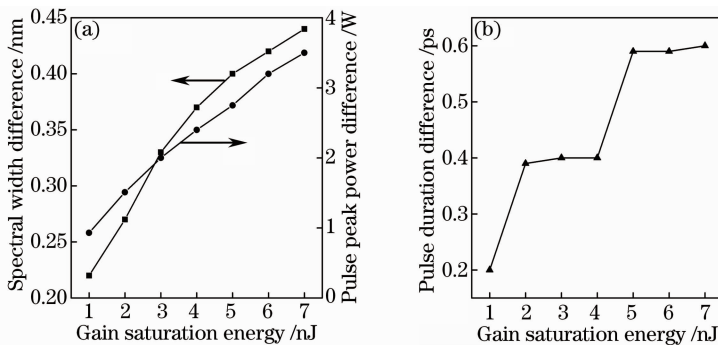


图3 不同抽运方式时(a)耗散孤子光谱宽度差、脉冲峰值功率差和(b)脉冲宽度差随增益饱和和能量变化的关系
Fig. 3 (a) Spectral width difference, pulse peak power difference and (b) pulse width difference as a function of the gain saturation energy for the different pumping schemes

4 结 论

通过求解扩展的标量非线性薛定谔方程,理论研究了不同抽运方式对正色散腔被动锁模 YDFL 输出特性的影响。结果表明,在初始总增益相同条件下,对于给定的增益饱和能量 E_s ,反向抽运时的光谱宽度和脉冲宽度均比正向抽运时小,而对应的脉冲峰值功率比正向抽运时高,并且反向抽运时耗散孤子的啁啾线性拟合度相比正向抽运时低。随着 E_s 的增加,正、反向抽运时获得的耗散孤子的光谱和时域波形均发生展宽,脉冲能量和峰值功率也随之增大,两种抽运方式下获得的耗散孤子的能量相同,但输出光谱和时域波形的差异程度随 E_s 的增加而增大。

参 考 文 献

- 1 Y M Wang, H Shen, L Q Hua, *et al.*. Predissociation dynamics of the B state of CH_3I by femtosecond pump-probe technique[J]. *Opt Express*, 2009, 17(13): 10506–10513.
- 2 Zhang Liqiang, Zhuo Zhuang, Pan Zhiyong, *et al.*. Wavelength tunable Yb-doped double-clad dissipative soliton fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(12): 1202007.
张丽强, 卓 壮, 潘志勇, 等. 可调谐掺 Yb 双包层光纤耗散孤子锁模激光器[J]. *中国激光*, 2013, 40(12): 1202007.
- 3 Lin Huaqin, Guo Chunyu, Ruan Shuangchen, *et al.*. High-power all-fiber Yb-doped picosecond fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(7): 0702013.
林怀钦, 郭春雨, 阮双琛, 等. 高功率全光纤掺镱皮秒光纤激光器[J]. *中国激光*, 2013, 40(7): 0702013.
- 4 H Zhang, D Y Tang, L M Zhao, *et al.*. Dissipative vector solitons in a dispersion-managed cavity fiber laser with net positive cavity dispersion[J]. *Opt Express*, 2009, 17(2): 455–460.
- 5 X M Liu. Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system[J]. *Phys Rev A*, 2010, 81(5): 053819.
- 6 G P Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*[M]. Boston: Academic Press, 2007.
- 7 Wang Dashuai, Wu Ge, Gao Bo, *et al.*. Study on output characteristics of a passively mode-locked Yb-doped fiber laser under limitation of finite gain bandwidth[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(9): 0902007.
王大帅, 吴 戈, 高 博, 等. 有限增益带宽下的被动锁模掺镱光纤激光器输出特性的研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(9): 0902007.
- 8 Li Chao, Zhao Lei, Huang Zihua, *et al.*. Simulation study on amplitude stability in nonlinear polarization rotation mode-locked fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(2): 0202007.
李 超, 赵 磊, 黄志华, 等. 非线性偏振旋转锁模光纤激光器幅值稳定性模拟研究[J]. *中国激光*, 2013, 40(2): 0202007.
- 9 Xu Zhongwei, Zhang Zuxing. Study of the filter effect in all-normal-dispersion mode-locked fiber lasers [J]. *Laser Optoelectronics Progress*, 2013, 50(2): 021405.
徐中巍, 张祖兴. 全正色散被动锁模光纤激光器中滤波器效应的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(2): 021405.
- 10 F W Wise, A Chong, W Renninger. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion[J]. *Laser Photonics Rev*, 2008, 2(1-2): 58–73.
- 11 X M Liu. Numerical and experimental investigation of dissipative solitons in passively mode-locked fiber lasers with large net-normal-dispersion and high nonlinearity[J]. *Opt Express*, 2009, 17(25): 22401–22416.
- 12 D Ma, Y Cai, C Zhou, *et al.*. 37.4 fs pulse generation in an Er: fiber laser at a 225 MHz repetition rate[J]. *Opt Lett*, 2010, 35(17): 2858–2860.
- 13 A Cabasse, B Ortac, G Martel, *et al.*. Dissipative solitons in a passively mode-locked Er-doped fiber with strong normal dispersion[J]. *Opt Express*, 2008, 16(23): 19322–19329.
- 14 L M Zhao, D Y Tang, H Y Tam, *et al.*. Pulse breaking recovery in fiber lasers[J]. *Opt Express*, 2008, 16(16): 12102–12107.
- 15 G P Agrawal. Amplification of ultrashort solitons in erbium-doped fiber amplifiers[J]. *IEEE Photon Technol Letter*, 1990, 2(12): 875–877.
- 16 A Chong, J Buckley, W Renninger, *et al.*. All-normal-dispersion femtosecond fiber laser [J]. *Opt Express*, 2006, 14(21): 10095–10100.
- 17 G Martel, C Chédot, A Hideur, *et al.*. Numerical maps for fiber lasers mode locked with nonlinear polarization evolution: comparison with semi-analytical models[J]. *Fiber and Integrated Optics*, 2008, 27(5): 320–340.
- 18 X M Liu, D Mao, L Wang, *et al.*. Experimental investigation of high energy wave breaking free pulse generation in bidirectional pumping all fiber laser[J]. *Appl Opt*, 2011, 50(10): 1465–1468.

栏目编辑:王晓琰