

基于PbS量子点的可调谐高能量锁模光纤激光器

陈广伟 赵悦 胡国庆 秦莹 贾凯琳 陈丽 李慧宇 贺敬文 周哲海

Tunable high-energy mode-locking fiber laser based on PbS quantum dots

Chen Guangwei, Zhao Yue, Hu Guoqing, Qin Ying, Jia Kailin, Chen Li, Li Huiyu, He Jingwen, Zhou Zhehai

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.3788/IRLA20230632>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

全保偏非线性偏振环形镜锁模掺铒光纤激光器

All-polarization-maintaining erbium-doped mode-locking fiber laser based on nonlinear polarization loop mirror

红外与激光工程. 2018, 47(8): 803006 <https://doi.org/10.3788/IRLA201847.0803006>

调Q锁模类噪声方波脉冲掺铒光纤激光器

Q-switched mode-locking noise-like rectangular pulses erbium-doped fiber laser

红外与激光工程. 2018, 47(8): 803009 <https://doi.org/10.3788/IRLA201847.0803009>

波长可切换可调谐耗散孤子锁模掺镱光纤激光器

Wavelength switchable and tunable dissipative soliton mode-locking Yb-doped fiber laser

红外与激光工程. 2020, 49(10): 20200026 <https://doi.org/10.3788/IRLA20200026>

石墨烯锁模的全保偏光纤激光器

All-polarization-maintaining fiber laser mode-locked by graphene

红外与激光工程. 2017, 46(10): 1005004 <https://doi.org/10.3788/IRLA201755.1005004>

L波段可切换双波长高能量脉冲光纤激光器

L-band switchable dual-wavelength, high-energy pulsed fiber laser

红外与激光工程. 2021, 50(7): 20200370 <https://doi.org/10.3788/IRLA20200370>

高能量MOPA脉宽可调激光器

High energy MOPA pulse-width-tunable laser

红外与激光工程. 2019, 48(4): 405005 <https://doi.org/10.3788/IRLA201948.0405005>

基于 PbS 量子点的可调谐高能量锁模光纤激光器

陈广伟^{1,2}, 赵悦^{1,2}, 胡国庆^{1,2}, 秦莹^{1,2}, 贾凯琳^{1,2}, 陈丽^{1,2}, 李慧宇^{1,2}, 贺敬文³, 周哲海^{1,2*}

1. 北京信息科技大学 机械工业现代光电测试技术重点实验室, 北京 102206;
2. 北京信息科技大学 光电测试技术及仪器教育部重点实验室, 北京 102206;
3. 北京交通大学 国家物理实验教学示范中心, 北京 100044)

摘要: 基于低维纳米材料的飞秒光纤激光器在光学开关、光纤传感和光通信领域中发挥着重要的作用。然而,低损伤阈值限制了其在高能量激光领域的实际应用。为了解决这一问题,实验中基于 PbS 量子点饱和吸收体,在近乎零色散区研究掺铒光纤激光器的飞秒脉冲输出特性,脉冲中心波长为 1 568.6 nm,光谱的 3 dB 带宽为 11.4 nm,脉冲半高全宽为 361 fs。利用多模光纤中的非线性多模干涉效应实现带宽可调的光谱滤波效应,调节偏振相关“基模”引起的群时间延迟量调控腔内总色散量,升高泵浦驱动电流达到饱和吸收体的反饱和吸收特性区域,实现从展宽脉冲到高能量耗散孤子共振脉冲的切换。由于局部的非同步色散波与孤子之间的相消干涉效应,导致耗散孤子共振脉冲光谱出现了 *dip* 型边带和 *Kelly* 边带不对称地分布在光谱两边的现象。通过调谐腔内脉冲的偏振状态和泵浦功率,高能量脉冲的半高全宽可以在 7.7~23 ns 之间调谐。当泵浦驱动电流达到 800 mA 时,腔内激光脉冲能量为 34.8 nJ,其损伤阈值大于 60 mJ/cm²。该工作为实现高效、高能量飞秒光纤激光提供了新的解决方案。

关键词: PbS 量子点; 高能量脉冲; 锁模光纤激光器; 多模干涉效应

中图分类号: TN248 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20230632

0 引言

随着现代技术的发展,对工业用器件的集成度要求不断提高,基于三维材料的基础器件难以适应新的需求。近年来,低维纳米材料凭借它们独特的光电特性和物理化学特性,在光学传感、光开关、显微成像、光通信等领域得到了广泛的关注,有望成为未来解决这一难题的新方向,所以低维纳米材料和非线性光学相结合也将是未来的重要发展趋势^[1-4]。被动锁模光纤激光器由于其脉冲宽度极窄、能量高、结构简单以及价格低廉等优势,在上述应用领域中发挥着重要的应用价值^[5-6]。饱和吸收体作为一个损耗元件,对被动锁模光纤激光器的自启动和稳定运行起着关键的调控作用。低维纳米材料,例如一维碳纳米管、二维石

墨烯和过渡金属二硫化物等材料具有短的恢复时间和高的三阶非线性响应,在飞秒光纤激光脉冲产生领域取得了很大地进展^[7-10]。但是,低的损伤阈值使得它们难以在高能量脉冲应用领域发挥作用。为了解决这一问题,L. Yun 等人基于 PbS 量子点搭建了重复频率为 13.9 MHz 的 1560 nm 飞秒光纤激光器,实现了大于 30 mJ/cm² 的损伤阈值和 1.69 nJ 的输出脉冲能量^[11]。H. Pan 将石墨烯羟基功能化处理,改变了石墨烯的界面特性,并增加亲水性以降低堆叠效应,在倏逝场模式中实现了飞秒脉冲产生,最大脉冲能量为 1.91 nJ^[12]。

在单模光纤激光器中,由于孤子面积理论的存在,传统的飞秒脉冲能量超过 0.1 nJ 将分裂成多脉冲

收稿日期:2023-10-09; 修订日期:2023-11-10

基金项目:国家自然科学基金项目(62105036, 62105038, 62005020);北京市教育委员会科学研究计划项目(KM202211232020, KM202211232001, KM202211232018)

作者简介:陈广伟,男,副教授,博士,主要从事超快光纤激光及非线性、超快传感测量方面的研究。

通讯作者:周哲海,男,教授,博士,主要从事光电检测、微光学器件及系统方面的研究。

状态。耗散孤子共振 (DSR) 可以有效解决光波分裂问题。X. Liu 等人利用 $Ti_3C_2T_x$ Mxene 纳米薄片在 1560 nm 波段搭建了重复频率为 7.39 MHz 的被动锁模光纤激光器, 实现了耗散孤子共振脉冲宽度从 2.07~8.13 ns 的调谐^[13]。Chang 等人通过耦合的金兹堡-朗道方程理论分析了 DSR 的产生机制, 在正色散区和负色散区满足一定的非线性、增益和损耗条件时便可产生 DSR 高能量脉冲^[14-15]。但是, 如何精确调控这些参数来实现特定的高能量孤子脉冲特性仍是一个巨大的挑战。2023 年, L. Hong 等人从仿真角度分析了三阶色散对 DSR 脉冲产生的影响, 当脉冲在上百米长的负色散光纤上运行时, 弱的三阶色散依然可以引起脉冲时间宽度的显著增加, 并导致脉冲前后沿的对称性丢失^[16]。

在基于 PbS 量子点被锁模光纤激光器中嵌入一小段渐变型多模光纤 (GIMF), 通过拉伸的方式改变单模光纤-多模光纤-单模光纤结构滤波器的滤波特性, 同时利用 GIMF 中“基模”群时间延迟量与 GIMF 长度的线性关系, 可以切换激光器的运行状态。实验中, 设置光纤激光器的总光纤色度色散总量满足近零色散, 产生 3 dB 带宽为 11.4 nm 的展宽脉冲, 脉冲半高全宽为 361 fs。改变谐振腔内的偏振状态和泵浦功率, 调控“基模”的群时延量实现从展宽脉冲到高能量 DSR 脉冲的转换, DSR 脉冲的脉冲宽度在 7.7~23 ns 之间可调谐, 当泵浦驱动电流为 800 mA 时, 腔内最高脉冲达到 34.8 nJ, 表明 PbS 量子点饱和吸收体的损伤阈值大于 60 mJ/cm²。

1 非线性多模干涉滤波原理

基于非线性多模干涉效应的光纤滤波器结构如图 1 所示, 由一小段渐变型多模光纤与其两端的单模光纤 (SMF) 构成。GIMF 中传输的导模模式之间传播模式并不是均匀的, 所以存在着自成像现象, 即多模干涉周期与模式传播常数失配相关。假设入射进入 GIMF 的基频模场 $E(\rho, \varphi, 0)$ 激发产生振幅为 A_p 的导模 $F_p(\rho, \varphi, 0)$, 在 GIMF 中传输 z 距离后, 总光场由众多的导模模场叠加而成, 仅考虑非线性情况和弱耦合条件时, 导模 A_p 可表示为^[17]:

$$A_p(z, t) = A_p(0, t) \exp(2\pi j n_2 \eta P z / \lambda_0) \quad (1)$$

式中: n_2 为非线性折射率; η 为非线性耦合系数; P 为导模功率; λ_0 为光波波长。从公式 (1) 可以看出, 光波经过 z 距离的传输后, 由于非线性效应产生了一个额外的相移量 $\Delta\varphi = 2\pi n_2 \eta P / \lambda_0$, 这将导致多模干涉周期偏移, 光强透过曲线发生变化。所以, 利用非线性引起的相移量与波长的相关性可以实现光谱滤波效果。图 2 为数值计算得到的光纤滤波器在 1560 nm 附近的透过率特性曲线。仿真中使用的参数如表 1 所示。在单模光纤和 GIMF 中心对准时, GIMF 中激发的模式能量主要集中在前 4 个模式中, 所以仿真中只计算了 6 个模式的影响^[18]。

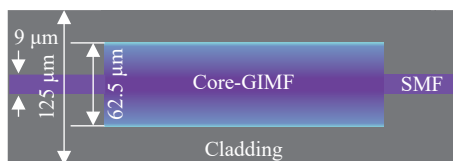


图 1 光纤滤波器结构示意图

Fig.1 Structure schematic of fiber filter

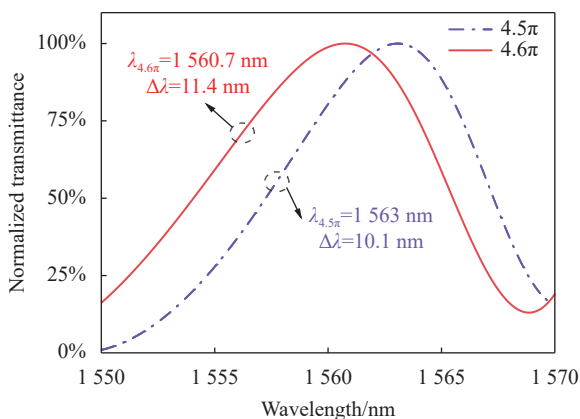


图 2 GIMF 长度为 4.5π 和 4.6π 时的透过率曲线

Fig.2 Transmittance curve of GIMF under the length of 4.5π and 4.6π

表 1 数值仿真参数

Tab.1 Numerical simulation parameters

Parameter	Value
Length of GIMF/cm	4.5π/4.6π
Core radius/μm	31.25
Number of modes	6
Center wavelength/nm	1560
Linear index of refraction	1.471
Diameter of mode field in SMF/μm	5.6

从图 2 可以看出,通过参数设置,GIMF 在 1560 nm 波段表现出了光谱滤波效果。根据前面的理论分析可以看出,多模干涉周期(即滤波特性)受到额外非线性相移量的影响。改变 GIMF 长度等效为改变脉冲传输过程中累积的非线性相移。当 GIMF 的长度为 4.5π 时,滤波器中心为 1563 nm,带宽为 10.1 nm,增加 0.1π 长度后,滤波器中心波长发生了蓝移,带宽增加到了 11.4 nm。所以,在实验过程中,改变腔内脉冲的时延量可以实现光纤滤波器带宽的调谐,从而实现输出脉冲特性的切换。

2 实验装置

实验中搭建的锁模光纤激光器装置结构图如图 3(a) 所示。环形激光器谐振腔包含了一段掺杂铪离子的增益光纤 (EDF)、一个偏振无关隔离器 (ISO)、一个 90 : 10 输出耦合器 (OC)、一个挤压式偏振控制器 (PC)、一段 1550 nm 单模光纤 (SMF)、一段 24 cm 长渐变型多模光纤、一个基于低微纳米材料 PbS 量子点的可饱和吸收体 (SA),增益光纤通过一个波分复用 (WDM) 器件由一个 980 nm 的半导体激光二极管激励。多模光纤两端分别与单模光纤熔融连接组成一个光纤滤波器器件,利用多模光纤中的自成像距离的强度相关特性,实现可调滤波功能。单模光纤及器件尾纤、增益光纤的长度分别为 7.76、12 m,腔内总色散量为 -0.037 ps^2 ,表明激光器谐振腔处于近零色散区。多模光纤的两端分别用光纤加持器固定在一维位移平台上,通过调节任意一个位移平台位移量可以调整多模光纤的微小拉伸量,实验中,多模光纤的拉伸量设置为 $70 \mu\text{m}$ 。实验中,使用双探测器测量方法测试 SA 的非线性饱和和吸收特性。探测用的脉冲激光是基于非线性偏振旋转技术的锁模光纤激光器,中心波长为 1565 nm,半高全宽为 320 fs,重复频率为 20 MHz。为了表征饱和和吸收特性,对 PbS 量子点 SA 及 SMF-GIMF-SMF 结构分别测量透过率曲线,测量结果如图 3(b) 和 (c) 所示,可以看出 SMF-GIMF-SMF 结构在 GIMF 拉伸 $70 \mu\text{m}$ 条件下,未表现出明显的可饱和和吸收特性。从图 3(b) 实验数据可以看出,随着腔内激光脉冲光强的增加,SA 的透过率呈现了非单调性变化,即在光强大于 1.66 GW/cm^2 时,透过率出现了下降趋势(反饱和吸收)。因此使用以下修正后的透过

率曲线拟合实验结果^[19]为:

$$T = A \exp(-\Delta T / (1 + P / P_{sat})) - RP \quad (2)$$

式中: A 为归一化系数; ΔT 为调制深度; P 、 P_{sat} 分别为脉冲瞬时强度、饱和强度; R 为反饱和吸收系数。拟合后可以得到 SA 的调制深度 ΔT 为 1.8%,归一化系数 $A=0.72$,反饱和吸收系数 $R=0.01 \text{ kW}^{-1}$ 。

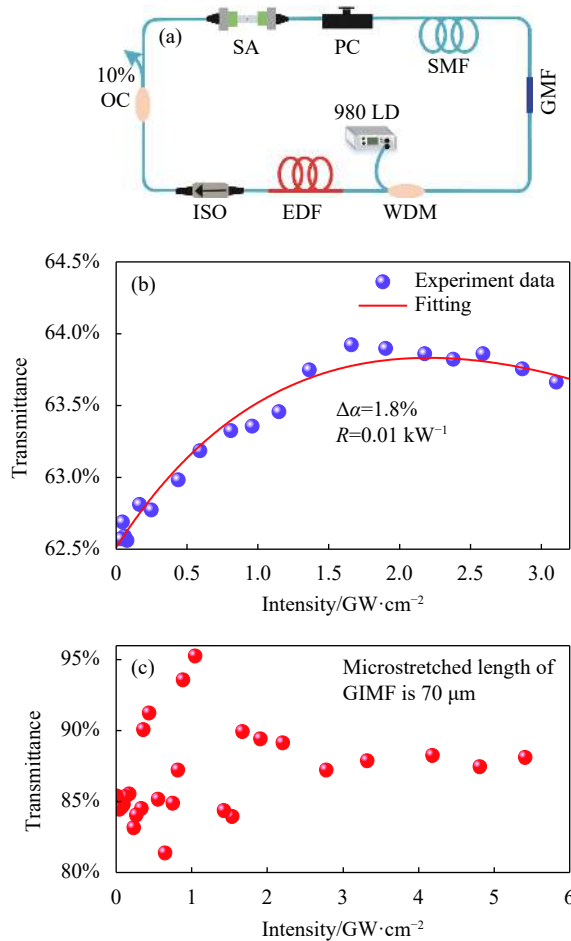


图 3 (a) 锁模光纤激光器装置结构图; (b) 饱和吸收体的非线性透过率曲线; (c) GIMF 拉伸 $70 \mu\text{m}$ 时, SMF-GIMF-SMF 结构的透过率曲线

Fig.3 (a) Schematic setup of mode-locked fiber laser; (b) Nonlinear transmittance curves of saturable absorption; (c) SMF-GIMF-SMF under a microstretched length of GIMF of $70 \mu\text{m}$

3 实验结果与分析

用相同长度的单模光纤代替 PbS 量子点 SA 器件后,调整驱动电流和 PC 状态,激光器均处于连续光输出状态。接着,将 SA 替换到谐振腔内,当泵浦电流升

高到 245 mA 时, 调节 PC 的偏振旋转角, 激光谐振腔输出稳定的锁模脉冲, 如图 4 所示。从图 4(a) 所示的激光脉冲的输出光谱可以看出, 色散波和孤子相互作用很弱, 呈现出展宽脉冲光谱特性, 中心波长为 1568.6 nm, 3 dB 带宽为 11.4 nm。图 4(b) 是采集的 1 ms 时间长度的脉冲序列, 相邻脉冲之间的间隔为 105 μ s, 对应激光谐振腔的总腔长 $L=20$ m。图 4(c) 为 1 Hz 分辨率下测量得到的脉冲射频频谱, 可以看出基频

频率位于 9.55 MHz, 信号噪声比为 59.3 dB, 表明输出激光为稳定的锁模脉冲。图 4(d) 为测量得到的脉冲自相关曲线, 通过 Sech² 型曲线对实验数据进行拟合, 可以得到输出激光的脉冲半高全宽为 361 fs, 计算得到的脉冲时间带宽积约为 0.5, 说明脉冲带有少量的啁啾成份。输出脉冲的平均功率为 3 mW, 对应的脉冲能量为 0.3 nJ。

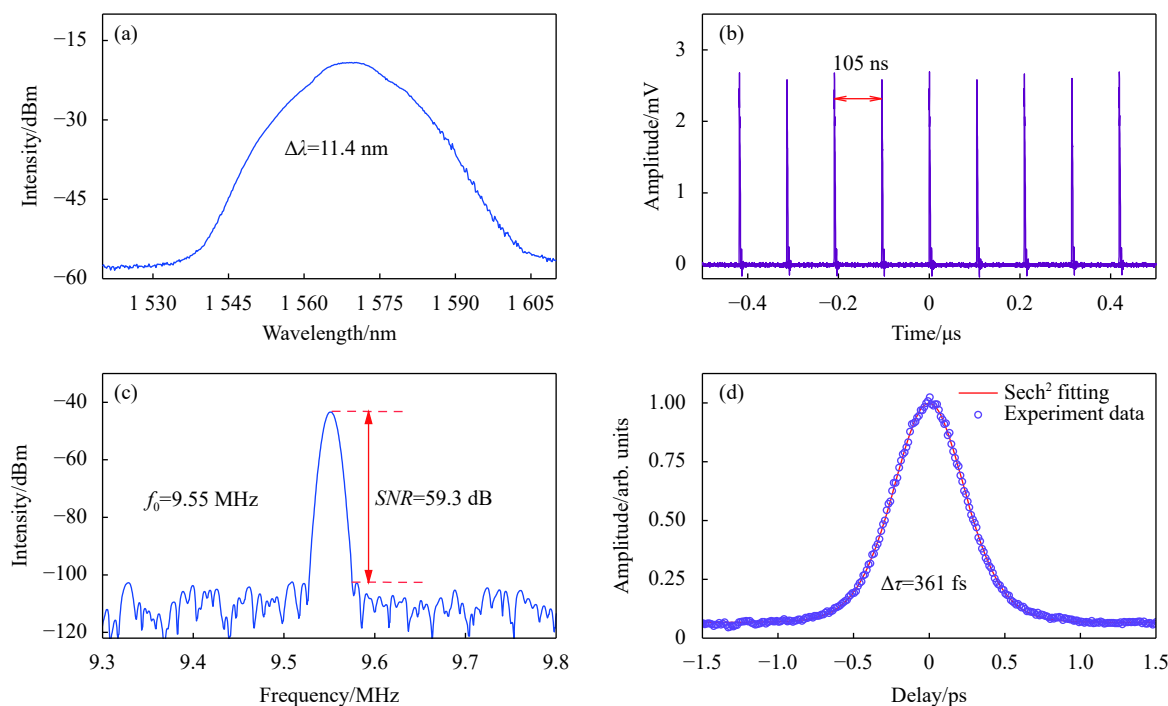


图 4 展宽脉冲输出特性。(a) 输出光谱; (b) 脉冲序列; (c) 射频频谱; (d) 自相关曲线

Fig.4 Output characterizations of stretched pulses. (a) Output spectrum; (b) Temporal trains of pulses; (c) Radio frequency spectrum; (d) Autocorrelation curve

为了研究高能量激光的产生, 升高泵浦电流为 296 mA, 同时旋转 PC 的偏转角度到合适位置, 激光器输出脉冲激光切换到了新的运转状态, 如图 5 所示。从图 5(a) 可以看出, 输出光谱的中心波长红移到了 1569.8 nm, 但是 3 dB 带宽降低到了 9.3 nm, 在光谱的两边出现了不对称分布的边带, 说明在此时的实验条件下, 同步和非同步色散波共存于谐振腔中, 局部的非同步色散波和孤子之间发生了相消干涉效应产生了宽带的 *dip* 型边带, 而同步的色散波和孤子相互作用产生了典型的 *Kelly* 型边带^[20]。

为了进一步研究边带特性, 根据相位匹配原理,

dip 型边带和 *Kelly* 型边带与中心波长的间隔可表示为^[21]:

$$|\Delta\lambda_{dip}| = \lambda_0^2 / 2\pi c \tau_0 \left(\frac{4(2m+1)}{L} Z_0 - 1 \right)^{1/2} \quad (3)$$

$$|\Delta\lambda_{Kelly}| = \lambda_0^2 / 2\pi c \tau_0 \left(\frac{8m}{L} Z_0 - 1 \right)^{1/2} \quad (4)$$

式中: m 为整数, 代表光谱中心波长两侧的边带阶数; τ_0 为脉冲的归一化时间宽度; $Z_0 = 0.5\pi\tau_0^2 / |\beta_{2,avg}|$ 为孤子脉冲周期, $\beta_{2,avg}$ 为实验中谐振腔的平均色散量, $\lambda_0 = 1569.8$ nm 为脉冲的中心波长。根据多模光纤中

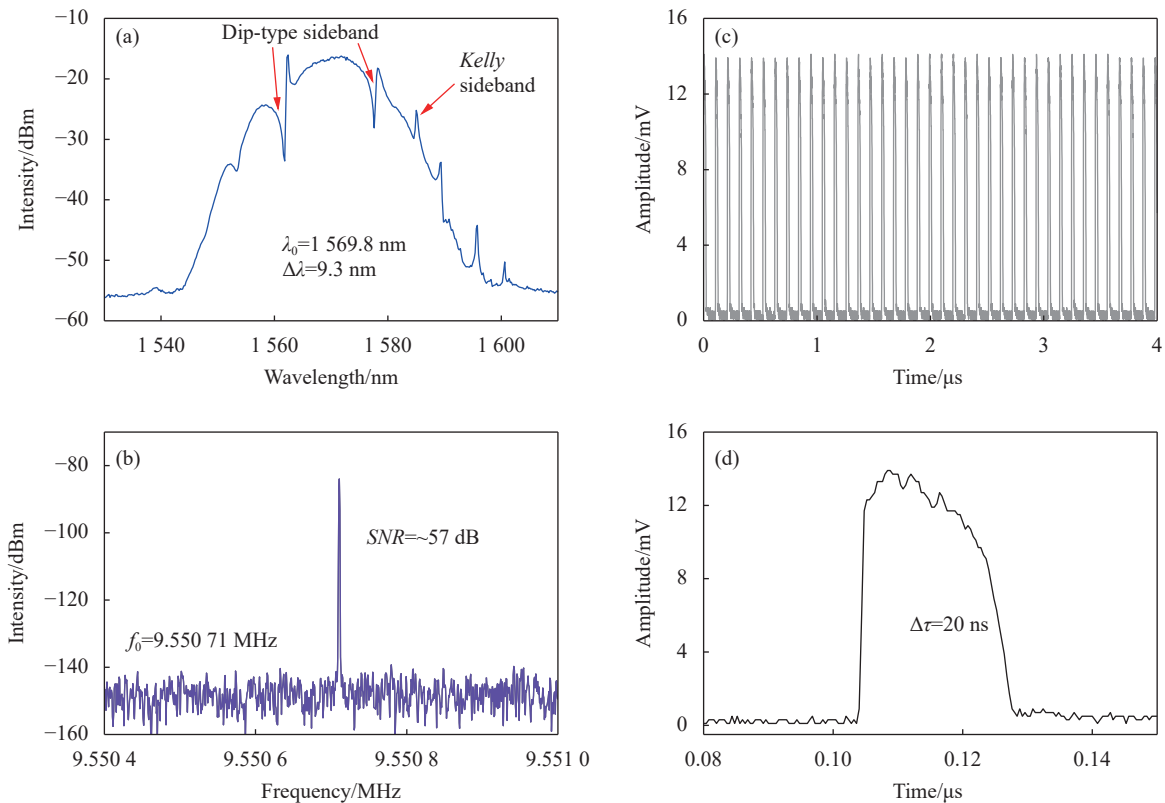


图 5 泵浦驱动电流为 296 mA 时的输出脉冲特性。(a) 输出光谱; (b) 射频光谱; (c) 时域脉冲序列; (d) 单脉冲时域波形

Fig.5 Output characteristic at a pump current of 296 mA. (a) Output spectrum; (b) Radio frequency spectrum; (c) Temporal pulse trains; (d) Time-domain waveform of pulse

“基模”的偏振特性和时延关系^[22], 改变 PC 的偏振状态引起线性模式群时延量增加 (腔内总色散量变大), 多模光纤的滤波带宽降低。同时随着泵浦功率的增加, 饱和吸收体进入到反饱和吸收区域, 引起锁模状态的变化。根据 Kelly 边带特性^[23] 及相位匹配原理, 可以计算得到此运转状态下的腔内平均色散量为 $-18.9 \text{ ps}^2/\text{km}$, 于是便可以计算得到 1 阶 dip 型边带的波长位置距离中心波长 8.02 nm , 与实验结果相一致。

输出激光的射频谱如图 5(b) 所示, 信噪比约为 57 dB, 基频频率为 9.55 MHz, 对应图 5(c) 脉冲序列中相邻脉冲的时间间隔。该状态下的锁模脉冲无法测量到自相关曲线, 所以用一个 6 GHz 的光电探测器与一台 4 GHz 带宽、20 GSa/s 的实时示波器测量单个脉冲波形, 如图 5(d) 所示。可以看出, 此状态下的脉冲呈现出近似矩形的包络, 半高全宽为 20 ns, 此时输出脉冲的平均功率为 12.5 mW, 输出脉冲能量为 1.3 nJ, 腔内脉冲能量为 11.7 nJ, 类似负色散区的耗散孤子共振脉冲^[14-15]。在谐振腔中, 由于反饱和吸收效应和峰

值功率钳制作用, 使得脉冲的宽度可以被无限制地展宽而不发生分裂。

保持 PC 的偏振旋转角不变, 仅改变 980 nm 泵浦驱动电流的大小, 可以得到近似矩形脉冲的时域宽度和输出平均功率的演化趋势, 如图 6 所示。实验中, 驱动电流从 300 mA 开始, 每间隔 100 mA 用示波器测量单个脉冲的时域波形, 测量结果如图 6(a) 所示, 随着泵浦驱动电流的增加, 脉冲形状基本保持不变, 但是时域宽度逐渐增大。测量得到的输出脉冲平均功率和脉宽变化曲线如图 6(b) 所示, 从图中可以看出, 脉冲宽度和能量与泵浦功率近似呈现线性关系。当驱动电流增加到 800 mA 时, 输出脉冲的半高全宽为 23 ns, 输出的平均功率为 37 mW, 由此计算得到的输出脉冲能量为 3.87 nJ, 对应腔内循环的单脉冲能量为 34.8 nJ, 由此可知, PbS 饱和吸收体的损伤阈值大于 $60 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ 。2022 年, 基于 PbS/CdS 量子点饱和吸收体 Shen 和 Chen 等人在掺 Er 光纤激光器中实现了高能量的调 Q 脉冲和传统孤子锁模脉冲^[24]。相比之下,

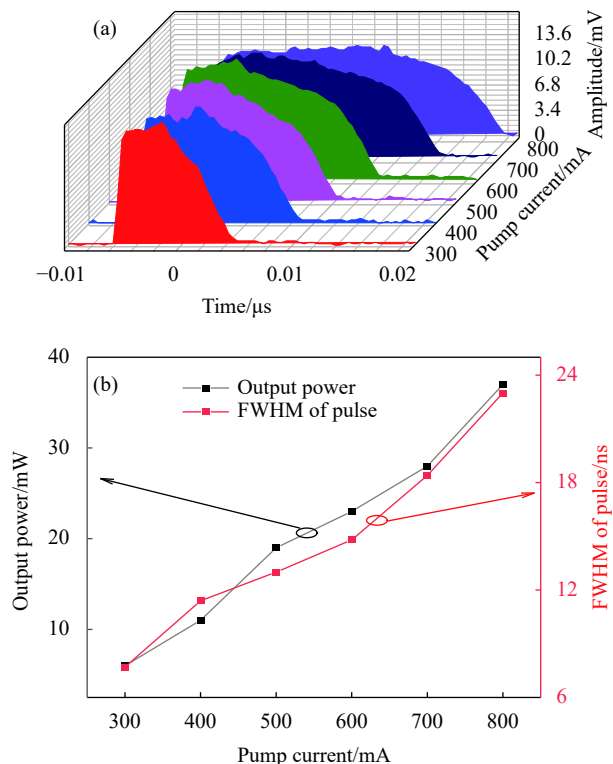


图 6 泵浦电流在 300~800 mA 范围, 每间隔 100 mA 测量得到演化趋势。(a) 脉冲形状演化; (b) 脉冲半高全宽和输出平均功率

Fig.6 Evolutionary trends under pump current in the range of 300 mA to 800 mA, measured at 100 mA intervals. (a) Evolution of pulse waveform; (b) Full width at half maximum and average power of output port

文中有以下不同和改进之处: 1) 增加了基于多模光纤的可调谐光谱滤波器件, 并利用多模光纤中“基模”引起的群时延偏振特性, 通过调节腔内偏振实现对滤波带宽和腔内色散的调控, 实现锁模脉冲运转区域的切换; 2) 文中实现的两种锁模脉冲稳定性更高, 信噪比比文献 [24] 高近 10 dB, 同时输出光谱宽度增加了 3 倍多; 3) 文中不仅实验得到了两种锁模脉冲输出特性, 同时从理论和数值计算方面对其中的物理机制进行了分析。

4 结论

文中基于低维纳米材料 PbS 量子点搭建了被动锁模光纤激光器, 在近零色散区实现了 3 dB 带宽为 11.4 nm, 半高全宽为 361 fs 的展宽脉冲。利用多模光纤中多模干涉周期的波长相关性和强度相关性, 将一段 24 cm 长的渐变型多模光纤装配到谐振腔中充当

可调滤波器。由于 GIMF 中存在的偏振相关“基模”模式, 其群时延量和 GIMF 长度呈现线性关系, 改变腔内偏振状态即可实现调控腔内总色散的目的。升高泵浦驱动电流到 296 mA 时, 展宽脉冲切换成了类矩形脉冲, 三阶色散的影响导致脉冲前后沿呈现不对称波形。保持 PC 状态不变, 升高泵浦驱动电流, 输出脉冲半高全宽实现了从 7.7~23 ns 的变化。当泵浦驱动电流达到 800 mA 时, 输出脉冲平均功率为 37 mW, 对应 PbS 量子点的损伤阈值大于 60 mJ/cm²。这种高能量、可调谐的被动锁模光纤激光器在工程应用和科学研究中都有重要的作用。

参考文献:

- [1] Zhang H, Mao D, Du Y, et al. Heteronuclear multicolor soliton compounds induced by convex-concave phase in fiber lasers [J]. *Communications Physics*, 2023, 6(1): 1-9.
- [2] Li Y, Gao B, Ma C, et al. Generation of high-peak-power femtosecond pulses in mamyshev oscillators: recent advances and future challenges [J]. *Laser Photonics Review*, 2023, 17(4): 2200596.
- [3] Zhu Z, Wu G. Dual-comb ranging [J]. *Engineering*, 2018, 4(6): 772-778.
- [4] Mao D, He Z, Zhang Y, et al. Phase-matching-induced near-chirp-free solitons in normal-dispersion fiber lasers [J]. *Light: Science and Applications*, 2022, 11: 25.
- [5] Yun L. Generation of vector dissipative and conventional solitons in large normal dispersion regime [J]. *Optics Express*, 2017, 25: 18751-18759.
- [6] Li L, Pang L, Wang R, et al. Ternary transition metal dichalcogenides for high power vector dissipative soliton ultrafast fiber laser [J]. *Laser Photonics Reviews*, 2022, 16(2): 2100255.
- [7] Han D, Fan Z, Ren K, et al. Automatic mode-locked fiber laser based on K-means algorithm [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2023, 52(5): 20220609. (in Chinese)
- [8] Zhao L, Tang D, Cheng T, et al. Generation of multiple gain-guided solitons in a fiber laser [J]. *Optics Letter*, 2007, 32: 1581-1583.
- [9] Torres-company V, Weiner A. Optical frequency comb technology for ultra-broadband radio-frequency photonics [J]. *Laser Photonics Reviews*, 2014, 8: 368-393.
- [10] Renninger W, Wise F. Optical solitons in graded-index multimode fibers [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 1719.

- [11] Yun L, Qiu Y, Yang C, et al. PbS quantum dots as a saturable absorber for ultrafast laser [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(11): 1028-1032.
- [12] Pan H, Chu, H, Pan Z, et al. Nonlinear optical properties of carboxyl-functionalized graphene oxide for dissipative soliton resonance pulse generation [J]. *Journal of Materiomics*, 2023, 9: 642-650.
- [13] Chang W, Ankiewicz A, Soto-crespo J M, et al. Dissipative soliton resonances [J]. *Physical Review A*, 2008, 78: 023830.
- [14] Liu X, Chu H, Xu M, et al. Reverse saturable absorption in Ti_3C_2 MXene nanosheets for dissipative soliton resonance mode-locking operation in Er-doped fiber laser [J]. *Optical Materials*, 2023, 136: 113463.
- [15] Chang W, Soto-crespo J M, Ankiewicz A, et al. Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime [J]. *Physical Review A*, 2009, 79: 033840.
- [16] Liu F, Li J, Luo H, et al. Efficient Raman pulse fiber laser pumped by a dissipative soliton resonance pulse near $2\ \mu\text{m}$ [J]. *Optics Express*, 2023, 31(4): 6741-6749.
- [17] Fu S, Sheng Q, Zhu X, et al. Passive Q-switching of an all-fiber laser induced by the Kerr effect of multimode interference [J]. *Optics Express*, 2015, 23(13): 17255-17262.
- [18] Mafi A, Hofmann P, Salvin C, et al. Low-loss coupling between two single-mode optical fibers with different mode-field diameters using a graded-index multimode optical fiber [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(18): 3596-3598.
- [19] Sheik-Bahae M, Said A, Wei T, et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1990, 26(4): 760-769.
- [20] Du Y, Shu X, Cao H, et al. Dynamics of dispersive wave and regimes of different kinds of sidebands generation in mode-locked soliton fiber lasers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2018, 24(3): 1101408.
- [21] Wu Q, Liu C, Yao Y, et al. Experimental and simulated demonstration of a theoretical model for dip-type spectral sidebands in soliton fiber lasers [J]. *Optics and Laser Technology*, 2021, 141: 107152.
- [22] Shemirani M, Mao W, Panicker R, et al. Principal modes in graded-index multimode fiber in presence of spatio- and polarization- mode coupling [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, 27(10): 1248-1261.
- [23] Liou L, Agrawal G. Effect of frequency chirp on soliton spectral sidebands in fiber lasers [J]. *Optics Letter*, 1995, 20: 1286-1288.
- [24] Yang S, Li F, Gong M, et al. Generation of Q-switched and mode-locked pulses based on PbS/CdS saturable absorbers in an Er-doped fiber laser [J]. *Journal of Materials Chemistry C*, 2022, 10: 5956.

Tunable high-energy mode-locking fiber laser based on PbS quantum dots

Chen Guangwei^{1,2}, Zhao Yue^{1,2}, Hu Guoqing^{1,2}, Qin Ying^{1,2}, Jia Kailin^{1,2}, Chen Li^{1,2},
Li Huiyu^{1,2}, He Jingwen³, Zhou Zhehai^{1,2*}

(1. Key Laboratory of Modern Optoelectronic Measurement Technology in Mechanical Industry,
Beijing Information Science and Technology University, Beijing 102206, China;

2. Key Laboratory of the Ministry of Education for Optoelectronic Measurement Technology and Instruments,
Beijing Information Science and Technology University, Beijing 102206, China;

3. National Physical Experiment Teaching Demonstration Center, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract:

Objective With excellent photoelectric properties, low-dimensional nanomaterials show great promise for applications, such as optical switch, optical communication and industrial materials processing, particularly in combination with ultrashort pulse fiber laser. Passively mode-locking fiber laser is one of the important ways to generate ultrashort pulses. And carbon nanotube, graphene, black phosphorus and so on, have been used in lasing ultrashort pulses. However, low damage threshold is the fatal drawback of low dimensional nanomaterials, resulting in the inability to be applied to high-energy fiber lasers. Functional modified or customized

nanomaterials have been studied in generating high-energy pulses. But these fiber lasers have mono-functional and no tunable features. Therefore, it is necessary to establish high-energy and flexible tunable fiber laser to meet the needs of different usage. For this purpose, a PbS quantum dots based passively mode-locking fiber is designed in this paper, where a piece of graded index multimode fiber is added to cavity, acting as a tunable filter and dispersion compensator.

Methods A tunable high-energy passively mode-locking fiber laser is built in this paper. PbS quantum dots is chosen as the high-damage threshold saturable absorber. A 24 cm-long graded index with slightly stretching is performed to implement a tunable filter (Fig.1-2). Because of the principal modes in multi-mode fiber, the group delay resulting from them is in linear relationship with the length of multi-mode fiber. And they are polarization dependent. Therefore, the total cavity dispersion can be controlled by just adjusting the polarization states of fiber lasers, leading to the operation of cavity switchable.

Results and Discussions By properly adjusting the polarization controller, a stretched pulsed fiber laser is established under the pump current of 245 mA (Fig.4). The center wavelength is located at 1 568.6 nm, with 3 dB bandwidth of 11.4 nm, and the full width at half maximum (FWHM) is about 361 fs with a fundamental repetition frequency of 9.55 MHz. Raising the pump to 296 mA and adjusting the polarization state, the operation of fiber laser switches to high-energy region (Fig.5). The center wavelength red-shifts to 1 569.5 nm, with a 3 dB bandwidth of 9.3 nm. The FWHM of pulse is about 20 ns with a near-rectangle waveform, where the leading and trailing edges of pulse are asymmetry resulting from three-order dispersion. When the polarization state is adjusted, the group delay resulting from principal mode accumulates, and the bandwidth of filter narrows down (Fig.2). At the same time, the total cavity dispersion increases to negative dispersion zone. With the pump current increasing, the high-energy dissipative soliton resonance pulse occurs. The FWHM can be in the range from 7.7 ns to 23 ns, and the maximum energy in cavity reaches to 34.8 nJ, indicating the damage threshold is more than 60 mJ/cm². It's worth noting that the output spectrum shows asymmetrical sideband in two side of spectrum, which includes *dip*-type sideband and *Kelly* sideband. The appearance of *dip*-type sideband shows local asynchronous dispersive wave and soliton interactions in the cavity.

Conclusions The proposed fiber laser can be flexible transited between stretched pulse and high-energy dissipative soliton resonance pulses using a bandwidth-tunable filter based on multi-mode fiber. The micro-stretched multi-mode fiber not only has the function of filter, but also plays a vital role in compensating dispersion in ultrashort fiber laser. The versatile fiber laser provides diverse solutions for intelligent lasers.

Key words: PbS quantum dots; high-energy pulses; mode-locking fiber laser; multi-modal interference effect

Funding projects: National Natural Science Foundation of China (62105036, 62105038, 62005020); R&D Program of Beijing Municipal Education Commission (KM202211232020, KM202211232001, KM202211232018)