

激光与光电子学进展

全正常色散锁模 PbSe 量子点光纤激光器的数值研究

狄蕊, 魏凯华*, 薛凌云, 祝磊, 陈庆光

杭州电子科技大学自动化学院, 浙江 杭州 310018

摘要 为突破传统光纤激光器因增益介质为稀土掺杂光纤, 辐射波长相对固定的困境, 由于量子点尺寸依赖的辐射波长, 本文提出全正常色散锁模 PbSe 量子点光纤激光器, 通过数值计算得到了 $1.7 \mu\text{m}$ 稳定的耗散孤子锁模, 并系统地数值研究了使用该激光器输出耗散孤子的启动动力学、谐振腔内激光的演化和激光器的稳态输出特性, 探索了增益光纤的长度和浓度、谐振腔的长度对输出特性的影响。当泵浦功率为 0.1 W 时, 最佳的增益光纤长度为 0.3 m , 掺杂浓度为 $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 此时的脉冲宽度为 7.59 ps , 光谱的宽度为 13.77 nm , 耗散孤子在单模光纤长度为 $2 \sim 7 \text{ m}$ 范围内保持稳定。当被动光纤长度为 0.1 m 时, 激光器输出了 22 个峰、包络宽度为 22.33 nm 的多波长激光, 光谱覆盖了 $1678 \sim 1724 \text{ nm}$, 此时时域中观察到一对间隔为 4 ps 、单脉冲宽度为 0.92 ps 的孤子对。该研究结果对超快量子点光纤激光器的建立和优化提供了理论指导, 为特殊波长超快光纤激光提供了新的选择。

关键词 激光器与激光光学; 锁模; 量子点; 光纤光学; 超快; 启动动力学

中图分类号 TN248; TN304

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP213177

Numerical Investigation of All-Normal Dispersion Mode-Locked PbSe Quantum Dot Fiber Laser

Di Rui, Wei Kaihua*, Xue Lingyun, Zhu Lei, Chen Qingguang

School of Automation, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, Zhejiang, China

Abstract To address the problem of limited wavelength output by a traditional fiber laser for its gain medium of rare-earth-ion-doped fiber owing to the size-dependent wavelength of quantum dots, an all-normal dispersion mode-locked fiber laser with PbSe quantum dot as the gain medium is demonstrated and studied through numerical simulation. A stable dissipative soliton of $1.7 \mu\text{m}$ is obtained by calculation. The buildup dynamics, evolution in the cavity, and output characteristics in a steady state of generating dissipative solitons using a PbSe quantum dot fiber laser are investigated systematically. Influences with respect to the length and doping concentration of the gain fiber and the length of the passive fiber are explored. The optimal gain fiber length and doping concentration obtained under a pump power of 0.1 W are 0.3 m and $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ respectively, corresponding to a pulse duration of 7.59 ps and a spectral width of 13.77 nm . However, the steady-state disappears beyond a passive fiber length range of $2 \sim 7 \text{ m}$. Furthermore, when the passive fiber is 0.1 m , a multi-wavelength output is generated by the laser, with 22 peaks, a spectral range of $1678 \sim 1724 \text{ nm}$, and an envelope width of 22.33 nm . In the time domain, a dual soliton is emitted with a width of 0.92 ps and a pulse interval of 4 ps . This work provides theoretical guidance for establishing and optimizing an ultrafast quantum dot fiber laser and a new option for fiber lasers of special wavelengths.

Key words laser and laser optics; mode locking; quantum dot; fiber optics; ultrafast; buildup dynamics

1 引言

超快光纤激光器(UFL)由于结构紧凑、转换效率高、光束质量高等优势,广泛应用于外科手术、激光雷

达、激光微处理等重要领域。在UFL领域中,锁模是实现超短脉冲输出的主要途径,相较于传统孤子锁模,全正常色散(ANDi)锁模UFL因其全正常色散的谐振腔,能够发射出更高的能量^[1-3]。

收稿日期: 2021-12-09; 修回日期: 2022-02-06; 录用日期: 2022-02-18; 网络首发日期: 2022-02-28

基金项目: 国家自然科学基金联合基金(U1609218)、中国博士后科学基金(2020M681848)、中国浙江省科技项目(LGF20F050004, LQ16F050002, 2017C33143)

通信作者: *weikaihua@hdu.edu.cn

近年来,关于耗散孤子 UFL 的成果已有相当多的报道,耗散孤子的实时动力学吸引了较多关注,例如全域特性、光谱特性和光谱的动力学等^[4-6]。其中的激光器波长主要为 1^[6]、1.5^[4-5,7]、2 μm^[8]等,然而其他一些重要波长,如 1.7 μm^[9-10],尚未有报道,原因在于这些报道中所用的光纤激光器大多采用 Yb³⁺、Er³⁺、Tm³⁺等稀土离子掺杂光纤作为增益介质,而这些稀土离子的发光是由电子的能级跃迁产生^[11],因此波长主要集中在 1、1.5、2 μm 附近。许多 ANDi 耗散孤子 UFL 的重要应用被此劣势限制。

量子点由于其尺寸依赖的辐射波长为突破该困境提供了一个方向。量子点因三维尺寸皆小于 100 nm 被称作人造原子,具有特殊的物理特性,如量子限域效应、量子尺寸效应、辐射波长与尺寸大小息息相关等^[12-13]。若 ANDi 耗散孤子 UFL 中应用量子点而非稀土离子作为增益介质,则可以打破波长的限制。量子点掺杂光纤(QDF)已经在实验中实现^[14-15],华南理工大学^[16]、上海大学^[17]、浙江工业大学^[18]等均有团队对 QDF 的制备进行了研究,为 QDF 的生产和应用等提供了宝贵经验。

虽然已有实验通过量子点光纤输出了连续波激光^[14,19],然而量子点掺杂光纤作为增益介质的 ANDi 耗散孤子锁模光纤激光器尚未在数值模拟或者实验中被研究过,因此,基于 PbSe 量子点优异的吸收和发射截面面积^[20-21]及增益特性^[18],本文提出一种 PbSe 量子点光纤作为增益介质的 ANDi 光纤激光器,并通过数值模拟实现和系统探索了 1.7 μm 的稳定耗散孤子锁模。首先观察了耗散孤子的启动动力学、激光在谐振腔内的演化和稳态下该激光器的输出特性;然后讨论了量子点光纤的长度和掺杂浓度及被动光纤的长度对耗散孤子的影响。结果表明,量子点光纤的最佳长度和掺杂浓度分别为 0.3 m 和 12×10²¹ m⁻³,且仅在被动光纤的长度为 2~7 m 时,激光器才能保持稳定。当被动光纤的长度为 0.1 m 时,该激光器输出了多波长激光,光谱范围为 1678~1724 nm,对应时域中为一个孤子对。本文工作为 UFL 的建立和优化提供了理论基础,并且为特殊波长的 UFL 提供了新的选择。

2 模 型

本文提出的 ANDi 耗散孤子锁模 PbSe 量子点光纤激光器的结构如图 1 所示。该激光器的泵浦源为 980 nm 的激光二极管,泵浦光通过 980 nm/1700 nm 的波分复用器导入至环形腔。谐振腔内,激光从 ANDi PbSe QDF 开始演化,中心波长为 1700 nm,该传播过程通过金兹伯格朗道方程描述^[22-24],并通过分步傅里叶算法对其求解:

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

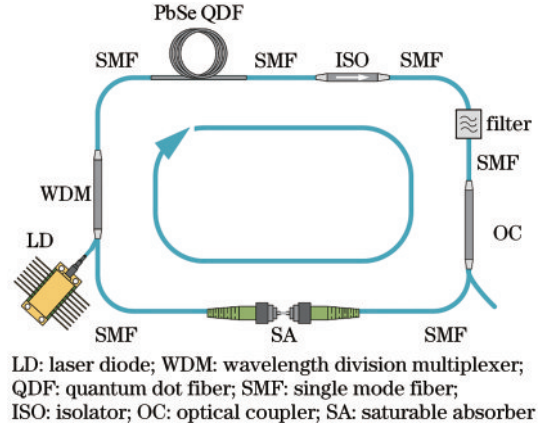


图 1 ANDi 耗散孤子锁模 PbSe 量子点光纤激光器的结构
Fig. 1 Structure of ANDi dissipative soliton mode-locking fiber laser with a PbSe QDF as gain medium

式中: A 是光脉冲的包络; β_2 是二阶色散; γ 是三阶非线性系数; Ω_g 是增益带宽; z 是光纤长度; i 表示复数; t 为时间; g 为增益系数,是关于光纤长度 z 的函数:

$$g = \frac{g_0(z)}{1 + E_{\text{pulse}}/E_{\text{sat}}}, \quad (2)$$

式中: E_{pulse} 是激光的能量; $g_0(z)$ 是小信号增益系数, $g_0(z)$ 由速率方程计算而得,该方程描述了泵浦源的功能和 PbSe 量子点光纤中光放大的动力学特性^[19,25],如下式所示:

$$\frac{N_2(z)}{N} = \frac{\frac{\Gamma_p \sigma_{a,p} \lambda_p P_p(z)}{hcA_{\text{rea}}} + \frac{\Gamma_L \sigma_{a,L} \lambda_L P_L(z)}{hcA_{\text{rea}}}}{\frac{\Gamma_p (\sigma_{a,p} + \sigma_{e,p}) \lambda_p P_p(z)}{hcA_{\text{rea}}} + \frac{1}{\tau} + \frac{\Gamma_L (\sigma_{a,L} + \sigma_{e,L}) \lambda_L P_L(z)}{hcA_{\text{rea}}}}, \quad (3)$$

式中: N 是 QDF 中 PbSe 量子点的掺杂浓度; N_2 是上能级粒子数; σ 是吸收或者发射截面面积; P 是功率; τ 是上能级粒子寿命; h 是普朗克常数; c 是光速; A_{rea} 是纤芯面积; Γ 是重叠因子;下标中,a 表示吸收,e 表示发射,L 表示激光,P 表示泵浦光,即:p 表示泵浦光。式(2)中, E_{sat} 是增益饱和能量,可表示为

$$E_{\text{sat}} = \frac{A_{\text{eff}} h \nu_0}{\Gamma_L (\sigma_{e,\nu_0} + \sigma_{a,\nu_0})}, \quad (4)$$

式中: A_{eff} 是有效模场面积; h 为普朗克常数; ν_0 为光子频率。因此,通过以下方程给出的 $g_0(z)$ 可以由计算得出:

$$g_0(z) = \Gamma_L N [\sigma_{e,L} n_2(z) - \sigma_{a,L} n_1(z)], \quad (5)$$

式中: n_1 是基态粒子数占总粒子数的百分比; n_2 是上能级粒子数占总粒子数的百分比;其余参数与速率方程式(4)中的含义相同。

然后,激光经过 ANDi 单模光纤(SMF),同样用金兹伯格朗道方程表示,不同于 QDF 的是,SMF 中增益

系数为 0。接着,激光经过一个隔离器,按照固定的百分比受到损耗。再接着,激光经过一个滤波器,光谱变窄,通过高斯滤波函数表示。然后,激光经过耦合器输出,根据分光比输出激光。最后,激光经过可饱和吸收体(SA),此过程通过简化的传输函数表示,该函数根据 SA 透过率 T 构造:

$$T = 1 - \left(\alpha_{ns} + \frac{\alpha_0}{1 + |A|^2 / P_{sat}} \right), \quad (6)$$

式中: α_{ns} 是吸收系数; α_0 是调制深度; P_{sat} 是饱和功率; A 为脉冲的包络。全部器件的尾纤均归于 SMF 中,便于讨论被动光纤的影响。当谐振腔内的增益、损耗、色散

和非线性达到平衡时,输出激光在时域和光谱域不再变化,也即激光器处于稳定状态。

速率方程中使用的参数及数值如表 1 所示。

激光器中各个器件的参数如表 2 所示。

表 1 速率方程的参数^[20-21]

Table 1 Parameters in rate equation^[20-21]

Parameter	Data	Parameter	Data
$\sigma_{s,p} / m^2$	3.8×10^{-20}	$\sigma_{s,l} / m^2$	0.25×10^{-20}
$\sigma_{c,p} / m^2$	0	$\sigma_{c,l} / m^2$	1.5×10^{-20}
Γ_p	0.4	Γ_l	0.6
λ_p / nm	980	λ_l / nm	1700
A_{rea} / m^2	7.85×10^{-11}	τ / ns	300

表 2 激光器中器件的参数

Table 2 Parameters of devices of laser

Device	Parameter	Data	Device	Parameter	Data
SMF	z / m	4	QDF	z / m	0.4
	$\beta_2 / (ps^2 \cdot km^{-1})$	20		$\beta_2 / (ps^2 \cdot km^{-1})$	20
	$\gamma / (km \cdot W)^{-1}$	2.5		$\gamma / (km \cdot W)^{-1}$	2
SA	α_0	0.1	ISO	Transmittance	90%
	α_{ns}	0.2	OC	Split ratio	90:10
	P_{sat} / W	25	LD	Power / W	0.1
Filter	Bandwidth / nm	100	All devices	Working wavelength / nm	1700

3 结果与分析

基于 ANDi PbSe 量子点 UFL 的耗散孤子的启动动力学、激光在谐振腔内的演化和激光器稳态输出特性通过数值模拟进行了研究。

该演化过程起始信号为类噪声信号^[9]。从 0 圈到 2000 圈的启动过程由计算获得并展示于图 2(a)和 2(b),在 150 圈时激光器已经稳定,为了更好地理解该过程,作出了 150 圈内的演化过程,如图 2(c)和 2(d)所示,并在每 15 圈时将输出用黑色标出。为了更清晰地

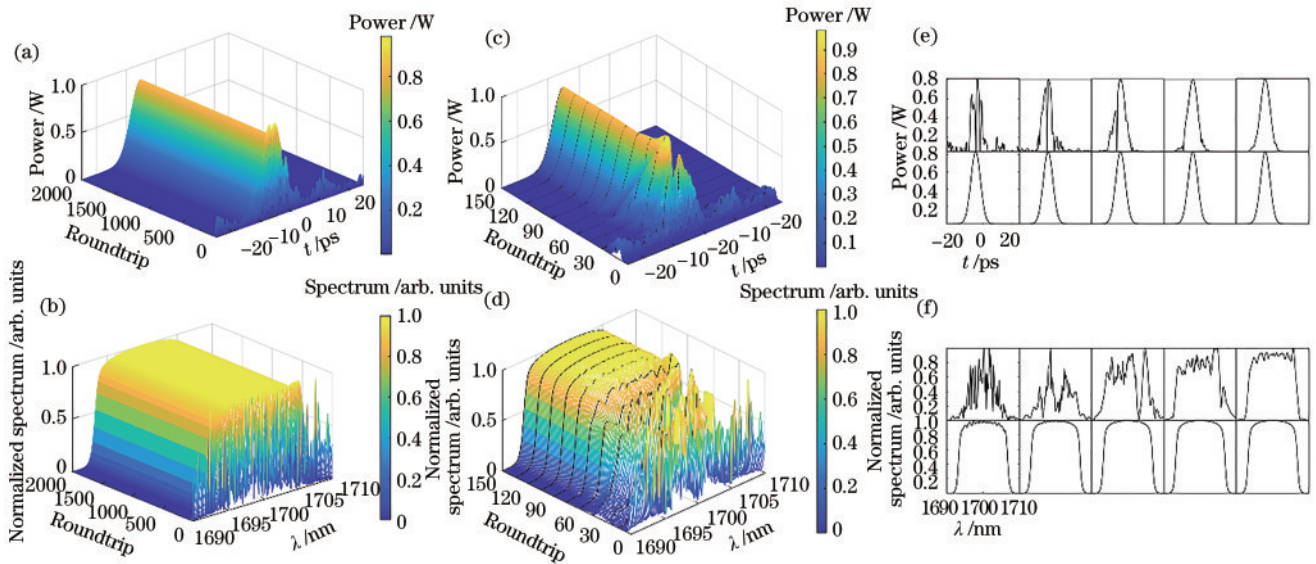


图 2 耗散孤子的启动动力学。2000 圈内输出 (a) 脉冲和 (b) 光谱的演化;150 圈内输出 (c) 脉冲和 (d) 光谱的演化,在每 15 圈时将输出用黑线标出;150 圈内每 15 圈输出的 (e) 脉冲和 (f) 光谱的 2D 图像
Fig. 2 Buildup dynamics of dissipative soliton. Evolution of output (a) pulses and (d) spectra during 2000 roundtrips; evolution of output (b) pulses and (e) spectra during 150 roundtrips, marked with black curves per 15 roundtrips; 2D figures of output (c) pulses and (f) spectra after per 15 roundtrips within 150 roundtrips

理解其启动动力学,该输出用 2D 图像画出,如图 2(e) 和 2(f) 所示。时域中,低强度的脉冲不断被 SA 吸收而逐渐消失,高强度的脉冲几乎不损耗,当谐振腔内增益、损耗、色散和非线性等影响因素平衡后,激光器输出了光滑的单脉冲。光谱域中,光谱上的尖锐部分由于全正色散和非线性引起的快速展宽而消失,光谱从杂乱逐渐变得规则。最终激光器稳定后输出脉冲的宽度为 7.8 ps,光谱宽度为 13.89 nm。

接着研究了稳定耗散孤子在谐振腔内的演化,如图 3 所示。谐振腔内每个位置的脉冲和光谱如图 3(a) 和 3(b) 所示。为了更清晰地观察该演化过程,作出了激光经过腔内每个器件后的脉冲和光谱,如图 3(c) 和 3(d) 所示。时域中,脉冲通过 QDF 快速获得增益,此时激光获得了所有位置中的最高输出功率。激光通过

SMF 时,受到些微损耗。但是隔离器、耦合器和 SA 对激光有较大削弱,特别是,滤波器仅使脉冲略微变窄,但不削弱峰值功率。显然,由于 SA 等作用,脉冲宽度明显受到压缩。最终耦合器输出的脉冲曲线在所有曲线的中间位置,与实际情况相符合。不同于时域,光谱总体变化较小,同样意味着谐振腔内所有影响因素的平衡,光谱顶部的陡峭程度改变较大,光谱越宽,其顶部更加平坦,激光在到达 SA 前光谱达到最宽。光谱宽度变化如图 3(e) 所示,激光经过 SMF 时,光谱由于其中的全正色散受到展宽,但是经过 SA 和滤波器时,则会被压缩,隔离器和输出耦合器没有对宽度产生变化。观察激光进入 QDF 前后光谱宽度的变化,可以发现虽然 QDF 也是全正色散,但是光谱受到的压缩作用显然大于展宽作用。

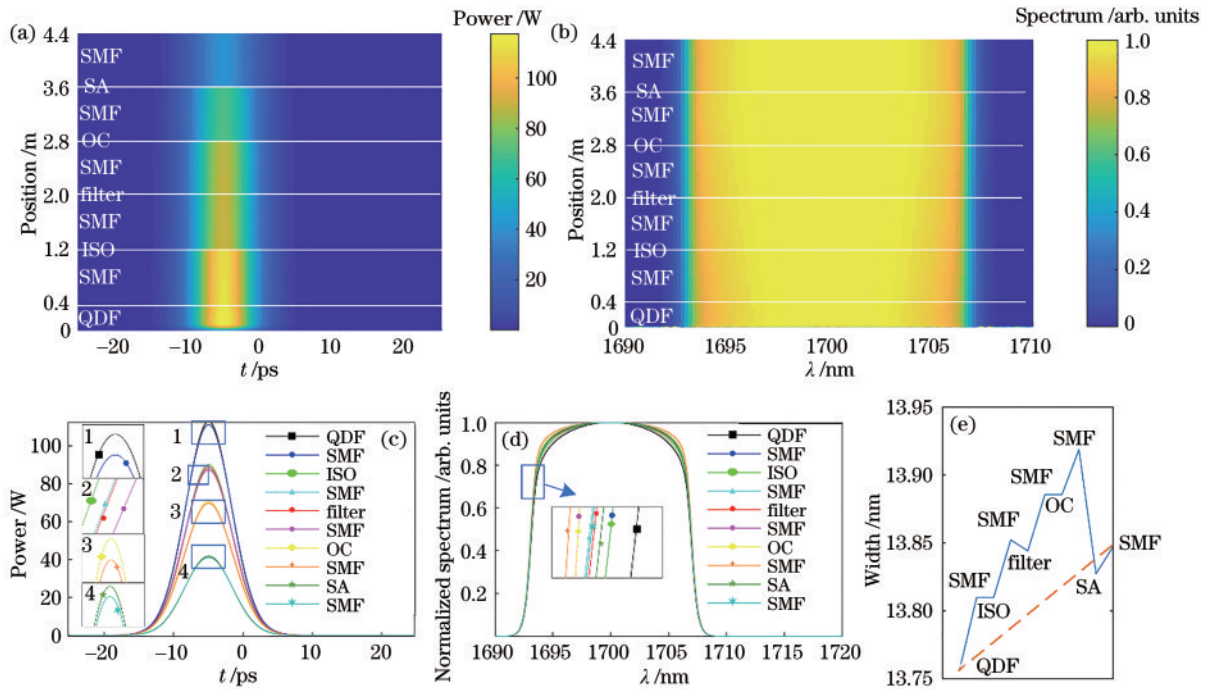


图 3 稳定耗散孤子在谐振腔内的演化。谐振腔内各个位置激光的(a)脉冲与(b)光谱;激光经过谐振腔内各个器件后的(c)脉冲与(d)光谱,插图为放大的细节;(e)激光经过谐振腔内各个器件后光谱宽度的变化

Fig. 3 Evolution of steady dissipative soliton in cavity. (a) Pulses and (b) spectra in each position of cavity; (c) pulses and (d) spectra after passing through each device in cavity, insert graph is enlarged details; (e) change of spectral width after passing through each device in cavity

进一步地,通过改变 QDF 的长度和掺杂浓度、以及 SMF 的长度研究了谐振腔参数对 ANDi UFL 的影响。首先,将 QDF 的长度设为 0.2~0.6 m,输出的脉冲和光谱如图 4(a) 和 4(b) 所示。脉冲的功率、宽度以及光谱的宽度都有明显改变,不同 QDF 长度对应输出的激光脉冲有所偏移,但是当起始信号为高斯信号时,这种现象并不存在,因此推测原因在于起始信号,对结果无影响。由图 4 可知,存在最佳的 QDF 长度使激光器的功率达到最大,本文中该长度为 0.4 m,在该长度下,激光器有最宽最平缓的光谱。

其次,量子点光纤的掺杂浓度被设置为 $6 \times 10^{21} \sim$

$12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$,输出的脉冲和光谱如图 4(c) 和 4(d) 所示。类似于上一种情况,脉冲的功率和光谱宽度先增后减,同样存在最佳的掺杂浓度使脉冲的功率最高、光谱宽度最宽,本文中为 $9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 。掺杂浓度越高意味着更多的量子点参与激光的光放大过程,但是过高掺杂浓度的量子点将会带来光子暗化效应,从而削弱激光。

最后,将 SMF 的长度设置为 1~8 m,输出如图 4(e) 和 4(f) 所示。由图可知,较短的 SMF 输出更高功率、更窄的脉冲和更宽、更平坦的光谱,随着 SMF 长度变短,光谱顶部两侧强度增加了。当长度为 1 m 或 8 m

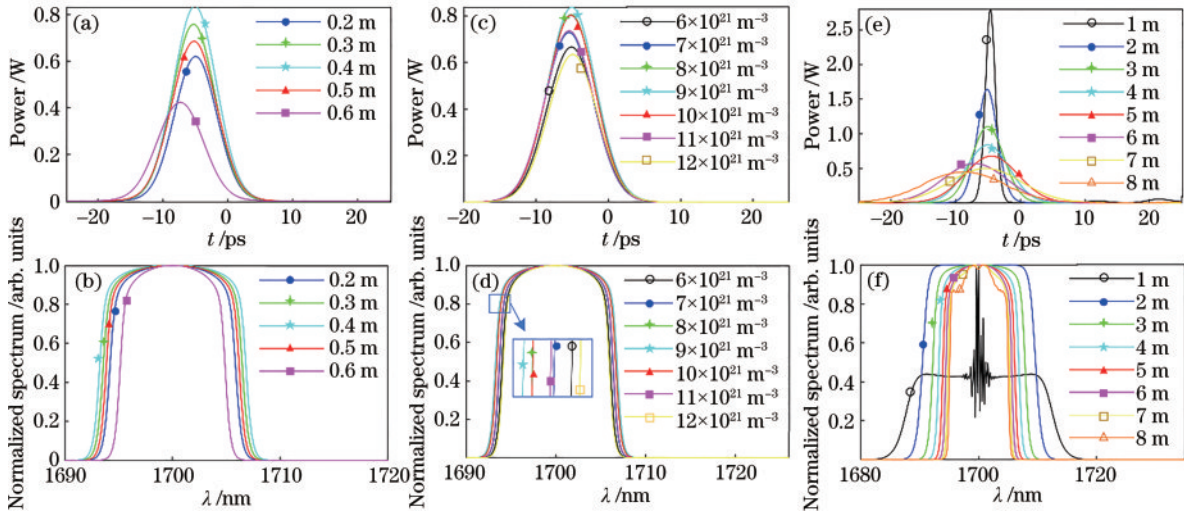


图 4 稳态下谐振腔参数改变后激光器的输出特性。不同 QDF 长度对应的输出 (a) 脉冲和 (b) 光谱; 不同 QDF 掺杂浓度对应的输出 (c) 脉冲和 (d) 光谱, 插图为放大的细节; 不同 SMF 长度对应的输出 (e) 脉冲和 (f) 光谱

Fig. 4 Output characteristics when cavity's parameters are changed after laser is balanced. Output (a) pulses and (b) spectra with different QDF's lengths; output (c) pulses and (d) spectra of different QDF's doping concentrations, insert graph is enlarged details; output (e) pulses and (f) spectra with different SMF's lengths

时, 激光器出现了不稳定的趋势, 限制了激光器稳定的腔长范围。

当 SMF 的长度设为 0.1 m 时, 激光器输出了多波长激光, 如图 5 所示。时域中输出的是一个稳定的双孤子, 每个孤子的宽度为 0.92 ps, 孤子之间的间隔为

4 ps。光谱域中, 多波长激光光谱包络的宽度为 22.33 nm, 覆盖的范围为 1678~1724 nm, 包含了 22 个峰, 每个峰的宽度约为 1.57 nm, 峰之间的间隔为 2.3 nm。该结果证明了 ANDi PbSe 量子点光纤激光器在光谱测量领域的应用前景。

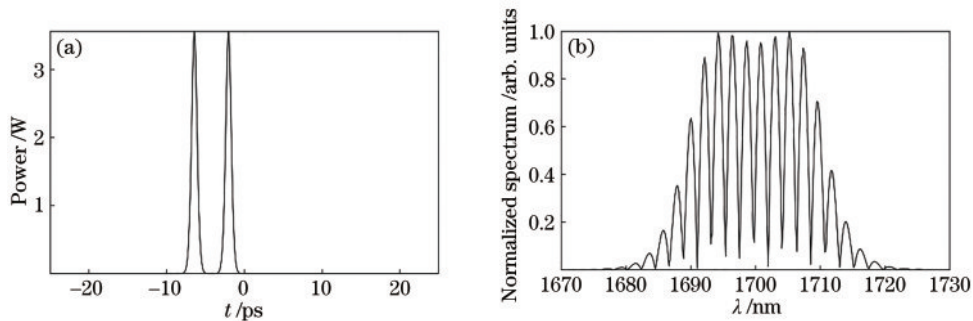


图 5 SMF 为 0.1 m 时输出的多波长激光。多波长激光的输出 (a) 脉冲和 (b) 光谱

Fig. 5 Multi-wavelength laser output when SMF length is 0.1 m. Output (a) pulses and (b) spectra of multi-wavelength laser

此外, 结合 QDF 的长度和掺杂浓度, 对最高峰值功率的组合进行研究, 结果如表 3 所示。每行每列都

存在最佳输出, 每列的最佳结果用黑斜体标记出来。得到的最大峰值功率为 0.866 W, 对应的 QDF 长度和

表 3 不同长度和掺杂浓度 QDF 对应输出的峰值功率

Table 3 Peak power of different lengths and doping concentrations of QDF

QDF length / m	Peak power / W						
	Doping concentration is $6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $8 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $10 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $11 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
0.2	0.432	0.511	0.567	0.621	0.656	0.729	0.781
0.3	0.545	0.629	0.694	0.759	0.824	0.834	0.866
0.4	0.666	0.728	0.805	0.837	0.802	0.736	0.634
0.5	0.771	0.824	0.791	0.686	0.574	0.482	0.375
0.6	0.791	0.765	0.596	0.424	0.342	0.407	-

掺杂浓度分别为 0.3 m 和 $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ 。该组合对应的输出脉冲宽度为 7.59 ps, 光谱宽度为 13.77 nm。当掺杂浓度相对较小时, 输出最高峰值功率需要更长的 QDF 长度。从数值的角度看, 每列最佳的 QDF 长度和掺杂浓度乘积总是为 $3.6 \times 10^{21} \text{ m}^{-2}$, 该乘积结合固定的纤芯面积, 意味着存在最佳的量子点数使输出峰值功率最高, 本文中该粒子数为 2.826×10^{11} 个。

不同长度和掺杂浓度增益光纤 ANDi 光纤激光器输出激光的能量如表 4 所示。类似于峰值功率, 每个长度或掺杂浓度都有对应的最佳输出, 并且, 同样在量子点数量为 2.826×10^{11} 个时输出能量激光最高。因此, 对不同类型的增益介质, 当其他参数固定时, 最佳长度也许可以由计算得出, 这对 UFL 的建立和优化是非常有帮助的。

表 4 不同长度和掺杂浓度 QDF 对应输出激光的能量
Table 4 Energy of different lengths and doping concentrations of QDF

QDF length / m	Energy /pJ						
	Doping concentration is $6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $7 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $8 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $10 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $11 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$	Doping concentration is $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
0.2	71.8	84.9	94.2	102.9	108.6	120.0	128.0
0.3	92.7	106.8	117.2	127.6	137.5	139.1	143.9
0.4	115.4	125.5	137.8	142.7	137.3	126.8	110.0
0.5	135.5	143.8	138.6	121.4	102.2	85.9	66.9
0.6	141.7	137.3	108.2	77.2	62.4	74.2	—

4 结 论

提出并数值研究了以 PbSe 量子点光纤作为增益介质的 ANDi 光纤激光器, 并获得了 1.7 μm 的稳定耗散孤子锁模。为了解 PbSe QDF 产生耗散孤子的启动动力学, 展示了类噪声信号为起始信号的耗散孤子的建立过程。此外, 为了研究腔内各器件对激光的作用, 展示了稳定耗散孤子在谐振腔内的演化。另外, 还研究了 QDF 的长度和掺杂浓度, 以及被动光纤长度的影响, 最佳的增益光纤长度和掺杂浓度分别为 0.3 m 和 $12 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 且激光器需要工作在被动光纤长度为 2~7 m 范围内。当被动光纤长度为 0.1 m 时, 激光器输出了有 22 个峰的多波长激光, 光谱范围为 1678~1724 nm, 对应时域中为双孤子。本文工作为 UFL 的构造和优化提供了指导, 为特殊波长光纤激光器提供了新的选择, 因此具有实际意义。

参 考 文 献

- [1] Ortaç B, Baumgartl M, Limpert J, et al. Approaching microjoule-level pulse energy with mode-locked femtosecond fiber lasers[J]. Optics Letters, 2009, 34(10): 1585-1587.
- [2] Cui Y D, Liu X M. Graphene and nanotube mode-locked fiber laser emitting dissipative and conventional solitons [J]. Optics Express, 2013, 21(16): 18969-18974.
- [3] Choi S Y, Jeong H, Hong B H, et al. All-fiber dissipative soliton laser with 10.2 nJ pulse energy using an evanescent field interaction with graphene saturable absorber[J]. Laser Physics Letters, 2014, 11(1): 015101.
- [4] Ryzkowski P, Närhi M, Billet C, et al. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser[J]. Nature Photonics, 2018, 12(4): 221-227.
- [5] Lapre C, Billet C, Meng F C, et al. Real-time characterization of spectral instabilities in a mode-locked fibre laser exhibiting soliton-similariton dynamics[J]. Scientific Reports, 2019, 9: 13950-13961.
- [6] 林彦吕, 黄梓楠, 黄千千, 等. 基于 Lyot 滤波器的脉冲态可切换掺镱光纤激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(19): 1901004.
Lin Y L, Huang Z N, Huang Q Q, et al. Pulse state switchable ytterbium-doped fiber laser based on lyot filter [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(19): 1901004.
- [7] 韩冬冬, 梅灵芝, 张佳月, 等. 间距可控的耗散孤子分子锁模光纤激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(21): 2114013.
Han D D, Mei L Z, Zhang J Y, et al. Dissipative soliton molecule mode-locked fiber laser with controllable separation[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(21): 2114013.
- [8] Yang N, Tang Y L, Xu J Q. High-energy harmonic mode-locked 2 μm dissipative soliton fiber lasers[J]. Laser Physics Letters, 2015, 12(8): 085102.
- [9] Wei K H, Zhang L, Chen Q G, et al. Numerical simulation of PbSe quantum dots doped fiber ring laser with 1.7 μm wavelength[J]. Laser Physics, 2020, 30(3): 035106.
- [10] Yamanaka M, Hayakawa N, Nishizawa N. High-spatial-resolution deep tissue imaging with spectral-domain optical coherence microscopy in the 1700-nm spectral band[J]. Journal of Biomedical Optics, 2019, 24(7): 070502.
- [11] 何冬兵, 胡丽丽, 陈树彬, 等. 稀土掺杂光功能玻璃及器件应用(特邀)[J]. 红外与激光工程, 2020, 49(12): 206-211.
He D B, Hu L L, Chen S B, et al. Rare earth ions doped optical functional glass and application(Invited) [J].

- Infrared and Laser Engineering, 2020, 49(12): 206-211.
- [12] Klimov V I, Mikhailovsky A A, Xu S, et al. Optical gain and stimulated emission in nanocrystal quantum dots [J]. Science, 2000, 290(5490): 314-317.
- [13] Murray C B, Norris D J, Bawendi M G. Synthesis and characterization of nearly monodisperse CdE (E = sulfur, selenium, tellurium) semiconductor nanocrystallites[J]. Journal of the American Chemical Society, 1993, 115(19): 8706-8715.
- [14] Cheng C, Bo J F, Yan J H, et al. Experimental realization of a PbSe-quantum-dot doped fiber laser[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2013, 25(6): 572-575.
- [15] 许周速, 冯文举, 刘小峰, 等. 近红外 IV-VI 族半导体量子点掺杂玻璃及光纤研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(15): 1516018.
- Xu Z S, Feng W J, Liu X F, et al. Near infrared IV-VI semiconductor quantum dot-doped glasses and fibers[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(15): 1516018.
- [16] Huang X J, Fang Z J, Peng Z X, et al. Formation, element-migration and broadband luminescence in quantum dot-doped glass fibers[J]. Optics Express, 2017, 25(17): 19691-19700.
- [17] Dong Y H, Wen J X, Pang F F, et al. Formation and photoluminescence property of PbS quantum dots in silica optical fiber based on atomic layer deposition[J]. Optical Materials Express, 2015, 5(4): 712-719.
- [18] 程成, 汪方杰. 基于钠铝硼硅酸盐玻璃的近红外宽带 PbSe 量子点光纤放大器的实验实现[J]. 光学学报, 2018, 38(11): 1106002.
- Cheng C, Wang F J. Experimental realization of PbSe quantum-dot fiber amplifier in NIR broad-waveband based on sodium-aluminum-borosilicate silicate glass[J]. Acta Optica Sinica, 2018, 38(11): 1106002.
- [19] Cheng C, Yuan F, Cheng X Y. Study of an unsaturated PbSe QD-doped fiber laser by numerical simulation and experiment[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2014, 50(11): 882-889.
- [20] Cheng C, Zhang H. Characteristics of bandwidth, gain and noise of a PbSe quantum dot-doped fiber amplifier[J]. Optics Communications, 2007, 277(2): 372-378.
- [21] 程成, 徐银辉. UV 胶基底中 IV-VI 族 PbSe 纳晶量子点近红外光谱的吸收截面和辐射截面[J]. 光学学报, 2014, 34(9): 0916002.
- Cheng C, Xu Y H. Near IR absorption-emission cross-sections of IV-VI group PbSe quantum dots doped in UV gel[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(9): 0916002.
- [22] Cheng Z C, Li H H, Wang P. Simulation of generation of dissipative soliton, dissipative soliton resonance and noise-like pulse in Yb-doped mode-locked fiber lasers[J]. Optics Express, 2015, 23(5): 5972-5981.
- [23] Bale B G, Wabnitz S. Strong spectral filtering for a mode-locked similariton fiber laser[J]. Optics Letters, 2010, 35(14): 2466-2468.
- [24] Wang Y Z, Li J F, Hong L J, et al. Coexistence of dissipative soliton and stretched pulse in dual-wavelength mode-locked Tm-doped fiber laser with strong third-order dispersion[J]. Optics Express, 2018, 26(14): 18190-18201.
- [25] Naderi S, Dajani I, Madden T, et al. Investigations of modal instabilities in fiber amplifiers through detailed numerical simulations[J]. Optics Express, 2013, 21(13): 16111-16129.