发光学报
CHINESE JOURNAL OF LUMINESCENCE
中文核心期刊
主管：中国科学院
主办：中国科学院长春光学精密机械与物理研究所
中国物理学会发光分会
主编：申德振

高功率掺Tm^{3+}自相似脉冲激光器的仿真优化设计

石郑楠，延凤平，韩文国，张鲁娜

引用本文:
石郑楠, 延凤平, 韩文国, 等. 高功率掺Tm^{3+}自相似脉冲激光器的仿真优化设计[J]. 发光学报, 2020, 41(6): 719–728.
SHI Zheng–nan, YAN Feng–ping, HAN Wen–guo, et al. Optimal Design and Simulation of High Power Tm^{3+} Self–similar Pulse Laser[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2020, 41(6): 719–728.

在线阅读 View online: https://doi.org/10.3788/fgxb20204106.0719

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于金纳米棒可饱和吸收体的被动调Q掺铒光纤激光器

Passively Q–switched Er–doped Fiber Lasers by Using Gold Nanorods as Saturable Absorbers

发光学报. 2013, 34(12): 1631–1635 https://doi.org/10.3788/fgxb20133412.1631

基于微纳光纤–单壁碳纳米管可饱和吸收体的被动调Q掺镱光纤激光器

Passively Q–switched Yb3+–doped Fiber Laser Based on Microfiber–single Wall Carbon Nanotube Saturable Absorber

发光学报. 2017, 38(5): 630–635 https://doi.org/10.3788/fgxb20173805.0630

基于多层石墨烯可饱和吸收体的被动调Q HoYAG激光器

Passively Q–switched HoYAG Laser with Multilayer Graphene–based Saturable Absorber

发光学报. 2016, 37(6): 696–700 https://doi.org/10.3788/fgxb20163706.0696

级联单模光纤中初始啁啾对高阶孤子脉冲压缩的影响

Effect of Initial Frequency Chirp on Pulse Compression of Higher–order Solitons in Cascaded Single–mode Fibers

发光学报. 2016, 37(11): 1360–1366 https://doi.org/10.3788/fgxb20163711.1360

全光纤调Q激光器腔内脉宽压缩技术

Internal Pulse Width Compression Technology of All–fiber Q–switched Laser

发光学报. 2018, 39(6): 802–808 https://doi.org/10.3788/fgxb20183906.0802

文章编号：1000-7032(2020)06-0719-10

高功率掺 Tm^{3+} 自相似脉冲激光器的仿真优化设计

石郑楠，延凤平*，韩文国，张鲁娜
（北京交通大学光波技术研究所 全光网络与现代通信网教育部重点实验室，北京　100044）

摘要： 利用非线性薛定谔方程(NLSE)为 2 μm 掺 Tm^{3+} 自相似脉冲激光器建立了一种新的数值模型。模型中，用 NLSE 描述脉冲在激光器中的产生和传播，利用 MATLAB 软件模拟了脉冲在激光腔内的演化特性，优化了腔内净色散、增益系数和可饱和吸收体等参数，得到了典型的 2 μm 自相似脉冲的产生区域和特点。在最佳运行范围内，通过仿真得到了能量为 7.87 nJ、脉宽为 30.58 ps 的具有严格正啁啾的高功率抛物线型脉冲。同时，分析了腔内净色散、增益系数和可饱和吸收体等参数对自相似脉冲产生的影响，并模拟了光栅器件进行色散补偿，使输出脉宽达到 547 fs，脉冲峰值功率达到 20.85 kW。本文为获得高功率自相似脉冲提供了指导性意见。

关　键　词： 2 μm 自相似脉冲；非线性薛定谔方程；数值模拟；光纤光学
中图分类号： O437　　**文献标识码：** A　　**DOI：** 10.3788/fgxb20204106.0719

Optimal Design and Simulation of High Power Tm^{3+} Self-similar Pulse Laser

SHI Zheng-nan, YAN Feng-ping*, HAN Wen-guo, ZHANG Lu-na
(*Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education, Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing* 100044, *China*)
* *Corresponding Author, E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn*

Abstract: A new numerical model for a 2 μm thulium-doped self-similar pulsed laser was established using nonlinear Schrödinger equation (NLSE). In this model, NLSE was used to describe the generation and propagation of the pulse in the laser. The evolution of the pulse in the laser cavity was simulated using MATLAB software. The parameters such as the net dispersion, the gain coefficient and the saturable absorber were optimized. The typical 2 μm self-similar pulse generation area and characteristics were obtained through simulation. In the optimal operating range, a high-power parabolic pulse with strict positive chirp with the energy of 7.87 nJ and the pulse width of 30.58 ps was obtained. At the same time, the effects of parameters such as the net dispersion, the gain coefficient and absorber on the self-similar pulse were analyzed. We simulated the grating for dispersion compensation. The output pulse width reached 547 fs and the pulse peak power reached 20.85 kW. This paper gives guidance for obtaining high-power self-similar pulses.

Key words: 2 μm self-similar pulse; nonlinear Schrödinger equation; numerical simulation; fiber optics

收稿日期： 2020-04-11；**修订日期：** 2020-04-20
基金项目： 国家自然科学基金(61827818,61620106014,61775128)资助项目
Supported by National Natural Science Foundation of China(61827818,61620106014,61775128)

1 引 言

超短脉冲在生物医学、塑料加工以及光通信等领域有着重要应用[1-3]，近几十年引起了广泛的研究兴趣。锁模光纤激光器可以产生皮秒量级或者飞秒量级的超短光脉冲，但是由于孤子面积定理和频谱边带的限制使得锁模激光器产生的孤子能量通常小于 0.1 nJ[4-7]。为了获得更高能量的超短脉冲，研究人员关注到了自相似脉冲锁模光纤激光器。1993 年，Anderson 等[8]最早在求解用来描述光纤中光脉冲的传输特性的非线性薛定谔方程时发现了自相似光脉冲的存在。这一研究极大地激发了研究人员探究自相似脉冲的兴趣。2004 年，Ilday 等[9]提出了一种掺镱自相似脉冲光纤激光器，仿真模拟了激光器中自相似脉冲的演化过程，并且获得了能量为 10 nJ 的脉冲。2014 年，Liu 等[10]报道了一个掺铒自相似光纤激光器，发现了在增益光纤中具有自相似脉冲的演化。该激光器产生了 3.5 nJ 的脉冲，并通过外部光栅对将脉冲降低至 70 fs。

与掺镱和掺铒增益光纤相比，掺铥光纤表现为异常色散。并且掺铥光纤激光器在肿瘤切割、激光手术刀、塑料材料切割等领域有着独特的应用，因此在 2 μm 波段获得超短脉冲具有重要意义。2015 年，Tang 等[11]报道了一种基于可变正常色散的掺铥锁模光纤激光器。从理论和实验上分别证实了在正常色散较大时，该激光器具有自相似脉冲演化的特性，并且是第一款能够实现正常色散操作的高性能掺铥光纤激光器。该激光器产生了 7.6 nJ 的脉冲，并可以将脉宽降低至 130 fs，产生的峰值功率是以前的掺铥光纤激光器峰值功率的 4 倍。随后，Liu 等[12]在该模型的基础上，利用数值模拟方法对掺铥光纤激光器中色散管理的高能自相似脉冲进行了优化设计。最终，通过增加腔长、泵浦功率以及滤波器带宽等方法获得了能量高达 32.75 nJ、脉宽为 142.64 fs 的脉冲。由于材料的限制，大多数有关色散管理的报道仍集中在 1.55 μm 波段，很少有报道涉及 2 μm 波段。目前，激光器环形腔中已使用体光栅元件[13]和特殊的正色散光纤[14]来补偿 2 μm 波段的色散。近年来，许多研究人员还发现，通过减小纤芯直径和增加数值孔径，光纤的零色散波长可以扩展到更长的波长[15]。因此，低成本、易于集成的高数值孔径光纤可用于补偿 2 μm 波段激光器谐振腔中的色散[16-20]。

虽然掺铥自相似脉冲激光器具有独特应用，但是相关报道并不多。在已有的报道中，所获得的脉冲功率不高，并且用到的光学器件较多，成本较高。鉴于此，本文构建了一种新的较为简单的掺铥锁模光纤激光器模型，并产生了 2 μm 自相似脉冲。为了获得更高功率的脉冲，对掺铥锁模光纤激光器进行了优化设计，仿真分析了腔内净色散、增益系数和可饱和吸收体等参数对获得高功率自相似脉冲产生的影响，最后通过外部光栅对脉冲进行了压缩。

2 数值模型的建立

2.1 激光器的结构模型

本文中搭建的掺 Tm^{3+} 自相似脉冲激光器结构如图 1 所示。激光腔包括：一段掺铥光纤（TDF）、两段单模光纤（SMF）、一段高数值孔径单模光纤（UHNA7），以及光隔离器（Isolator）、可饱和吸收体（SA）、光纤合束器（FC）和输出耦合器（Coupler）。模型中的 TDF 作为增益光纤，UHNA7 光纤用来进行色散补偿，SA 的作用是启动和稳定锁模，Isolator 保证光的单向传输。当 FC 将泵浦光（Pump）耦合进激光器后，光脉冲依次经过光器件进行循环，部分脉冲从 Coupler 输出，输出采用的是 90∶10 耦合器，其中 10% 作为输出端。

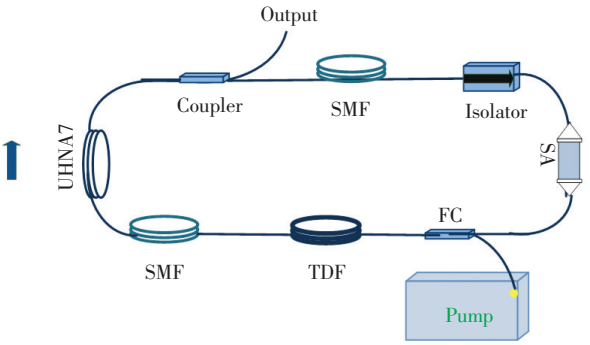

图 1 掺 Tm^{3+} 自相似锁模激光器结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the thulium-doped self-similar mode-locked laser

2.2 光纤及器件的数值模型

为了便于分析，本文忽略高阶色散和高阶非线性的影响[21-23]，用来描述脉冲在光纤中传输的数值方程为非线性薛定谔方程[24-25]，如下式：

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

其中，$A(z,t)$ 为脉冲包络的慢变振幅，β_2 为群速度色散系数，γ 为非线性系数，g 为增益系数。对于掺铥增益光纤，g 可用下式表示：

$$g = g_0/(1 + \int_{-T/2}^{T/2} |A(z,t)|^2 \mathrm{d}t/E_{sat}), \quad (2)$$

其中，g_0 为小信号增益系数，E_{sat} 为增益饱和能量，T 为脉冲在光纤中传输一次的时间。对于单模光纤，$g_0 = 0$。

模型中的可饱和吸收体（SA）用来启动和稳定锁模，并能够使脉冲进行窄化，其透射率函数用下式表示：

$$T_{SA} = 1 - \frac{q_0}{1 + P(\tau)/P_{sat}}, \quad (3)$$

其中 q_0 为可饱和吸收体的调制深度，$P(\tau)$ 为瞬时功率，P_{sat} 为饱和功率。

腔外压缩[26]采用光栅作为色散延迟线（DDL），其作用是对脉冲提供负色散补偿，DDL 可用下式表示：

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = \mathrm{i}\frac{\beta_2^{DDL}}{2}\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2}, \quad (4)$$

其中，β_2^{DDL} 为光栅的色散量。

3　数值仿真结果和分析

自相似脉冲产生于净色散为正且在反常色散器件中无非线性效应的谐振腔内[27]，因此本文通过调节 UHNA7 光纤的长度来改变腔内净色散的值，以实现激光器输出稳定的自相似脉冲。模拟用到的光纤参数如表 1 所示。除此之外，可保和吸收体调制深度 q_0 为 0.9，饱和功率为 9 W。

根据表中参数进行仿真，用一个微小的噪声

表 1　激光器的参数表

Tab. 1　Laser parameters

光纤类型	二阶色散系数 β_2/($ps^2 \cdot km^{-1}$)	非线性系数 γ/($W^{-1} \cdot km^{-1}$)	光纤长度 L/m	增益系数 g_0
增益光纤	−73	2.155 1	0.2	40
单模光纤	−71	1.1	0.58	0
UHNA7	+90	3.512 8	1.4	0

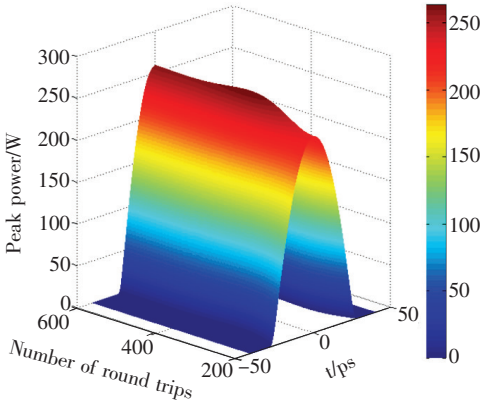

图 2　脉冲时域演化图

Fig. 2　Time domain evolution diagram of pulse

信号作为初始脉冲。输出脉冲时域演化图如图 2 所示，从图中可以看出，脉冲在运行约 400 圈后，输出脉冲基本稳定，脉冲峰值功率为 257.5 W，脉冲半高全宽 FWHM 为 30.58 ps。

3.1　典型的 2 μm 自相似脉冲特征

为了定量分析激光器产生的脉冲为自相似脉冲，引入失配参数 M^2 来描述激光器产生的脉冲与理想抛物线之间的关系[28]。失配参数量化了某一时刻脉冲强度 $|u(t)|^2$ 与拟合的抛物线脉冲 $|p(t)|^2$ 之间的差异。M^2 可用公式(5)进行定义：

$$M^2 = \frac{\int [|u(t)|^2 - |p(t)|^2]^2 \mathrm{d}t}{\int |u(t)|^4 \mathrm{d}t}, \quad (5)$$

通过缓慢调整腔内净色散的值，激光器输出脉冲形状在发生变化，失配参数 M^2 也在发生变化，脉冲从高斯波形（$M = 0.14$）演变而来，当 $M < 0.06$ 时，脉冲波形被认定为抛物线型[29]。此外，腔内净色散值由 $\Delta\beta_2 = \beta_2^{SMF} \times L_{SMF} + \beta_2^{TDF} \times L_{TDF} + \beta_2^{UHNA7} \times L_{UHNA7}$ 决定。由腔内净色散与失配参数之间的关系（图 3）可知，腔内净色散值在 0.02 ~ 0.08 ps^2 时，$M < 0.06$，此时脉冲波形为抛物线脉冲；在腔内净色散值为 0.033 ps^2 时，M 值最小为 0.018，证明演化脉冲与抛物线脉冲拟合较好。

图 4(a) 为 $\Delta\beta_2 = 0.033$ ps^2 时，激光器输出时域自相似脉冲与对应的啁啾曲线图。从图中可以看出，激光器输出脉冲峰值功率为 257.5 W，脉冲半高全宽为 30.58 ps，对应的脉冲能量约为 7.87 nJ，并且伴随着严格的线性正啁啾。这是由于腔内总体色散呈现正色散导致的，这一现象对后续进行脉冲压缩有很大的优势。图 4(b)

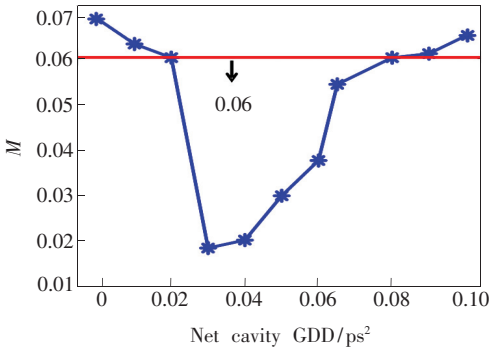

图 3 腔内净色散与 M 关系图

Fig. 3 Relationship between net dispersion and M

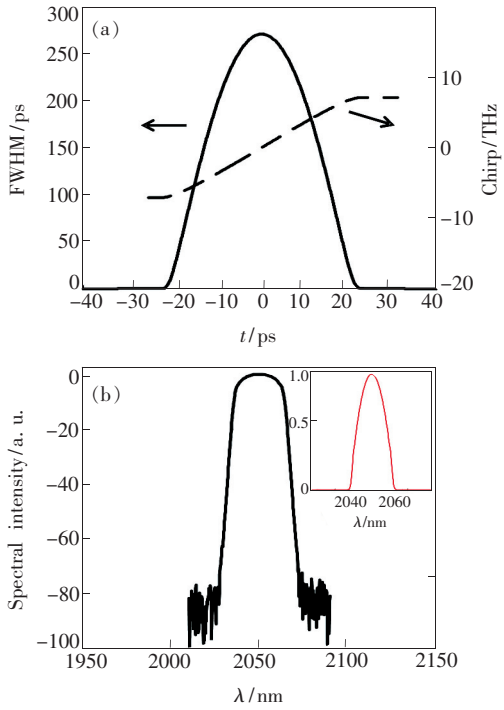

图 4 (a)输出脉冲时域图;(b)频域脉冲曲线图。

Fig. 4 (a) Time domain diagram of output pulse. (b) Pulse diagram in frequency domain.

所示为脉冲频域波形图,可以看出脉冲线宽约为 26 nm,并且脉冲频域波形同样类似于抛物线型。

3.2 腔内净色散对 2 μm 自相似脉冲的影响

由上文的仿真分析可知,腔内净色散值在 0.02 ~ 0.08 ps^2 时,输出的 2 μm 脉冲为稳定的抛物线型脉冲。因此本论文在 0.02 ~ 0.08 ps^2 这一范围内分析随着腔内净色散值的变化,自相似脉冲输出特性的变化情况。仿真过程中通过调整 UHNA7 光纤的长度来改变腔内净色散的值,其他参数均与表 1 一致。仿真结果如图 5(a)、(b)所示。

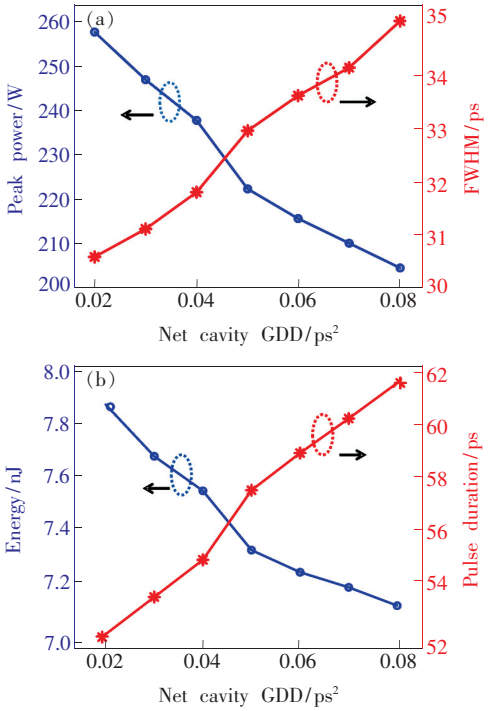

图 5 (a)色散对脉冲峰值功率和 FWHM 的影响;(b)色散对脉冲光持续时间和能量的影响。

Fig. 5 (a) Effect of dispersion on peak power and FWHM. (b) Effect of dispersion on pulse duration and single pulse energy.

由以上分析可知,当腔内净色散值在 0.02 ~ 0.08 ps^2 范围内变化时,脉冲的峰值功率、半高全宽、单脉冲能量和脉冲持续时间都会随之改变。随着腔内净色散的增加,脉冲峰值功率和单脉冲能量在降低,而脉冲时域半高全宽和脉冲持续时间在增大。由于色散增加使得脉冲时域宽度发生展宽,从而降低了脉冲峰值功率,又因为脉冲峰值功率的降低,导致可饱和吸收体对脉冲的吸收效应变得不明显,这会引起腔内损耗的增加,从而使得单脉冲能量有所降低。由此可知,在一定的腔内净色散范围内,可通过适当降低腔内净色散的值来获得高功率、窄脉宽的 2 μm 自相似脉冲。

3.3 增益系数对 2 μm 自相似脉冲的影响

以下仿真是在腔内净色散值为 0.033 ps^2 时进行的。由公式(2)可知,小信号增益系数和增益系数成正比,因此,可用小信号增益系数 g_0 代替增益系数进行仿真。仿真过程中保持其他参数不变,只改变小信号增益系数,经仿真模拟可知,g_0 在 40 ~ 46 m^{-1} 范围内可输出稳定的自相似脉冲。因此在这一范围内进行分析,仿真结果如图 6(a)、(b)所示。随着小信号增益系数的增加,无

论是脉冲峰值功率、FWHM、单脉冲能量还是脉冲持续时间，都随着 g_0 的增加而线性增加。g_0 的增加导致脉冲峰值功率随之增加，出现这一现象是因为脉冲能量的增加引起的。仿真过程中非线性效应与群速度色散所占的主导位置是不同的，脉冲 FWHM 和脉冲持续时间的增加主要是因为在激光腔内色散效应占主导地位，随着 g_0 的增加，在谐振腔内非线性效应的提升可以产生更宽的频谱，从而引起脉冲时域 FWHM 和脉冲持续时间增加。

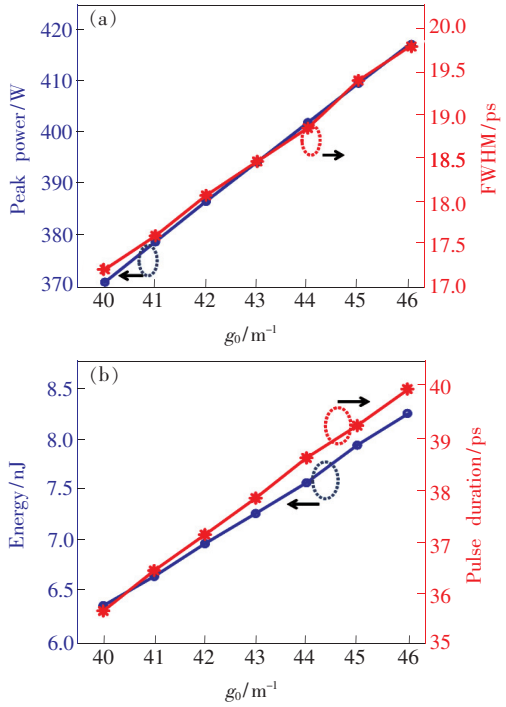

图 6　(a) g_0 对峰值功率和 FWHM 的影响；(b) g_0 对脉冲能量和脉冲持续时间的影响。

Fig. 6　(a) Effect of g_0 on peak power and FWHM. (b) Effect of g_0 on pulse energy and pulse duration.

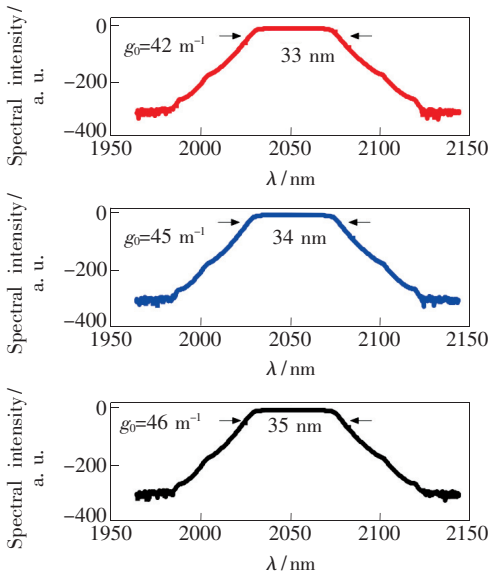

图 7　g_0 对脉冲光谱带宽的影响

Fig. 7　Effect of g_0 on pulse spectral bandwidth

虽然 g_0 引起输出特性发生改变，但是脉冲形状并没有因此而改变，该结果表明激光器输出脉冲形状与小信号增益系数无关，并且要想提高脉冲能量可通过适当增加 g_0 来获得。

图 7 为 g_0 对脉冲光谱宽度的影响，可以看出脉冲光谱有明显的变化趋势，从 33 nm 增加到了 35 nm，这一过程是由于在谐振腔内非线性效应的提升而引起的。

3.4　SA 对 2 μm 自相似脉冲的影响

SA 对实现脉冲的锁模和稳定具有决定性作用，而 SA 特性可由其自身的调制深度 q_0 和饱和功率等属性所决定。因此，接下来采用控制变量法分析 SA 的调制深度和饱和功率对 2 μm 自相似脉冲的影响。

首先研究了 SA 的调制深度对脉冲的影响。保持掺铥锁模光纤激光器中其他参数不变，只改变 SA 的调制深度，通过仿真分析可知，调制深度在0.3～0.9 范围内变化时可实现脉冲锁模，因

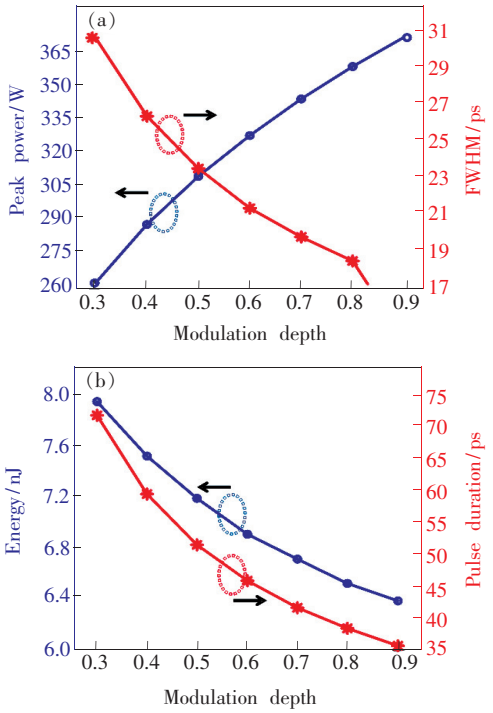

图 8　(a) q_0 对峰值功率和 FWHM 的影响；(b) q_0 对脉冲能量和持续时间的影响。

Fig. 8　(a) Effect of q_0 on peak power and FWHM. (b) Effect of q_0 on pulse energy and pulse duration.

此在这一范围内对脉冲的输出特性进行分析。仿真结果如图 8(a)、(b)所示。

由图 8 可以看出,随着调制深度的增加,脉冲峰值功率增加,而脉冲 FWHM、单脉冲能量和脉冲持续时间都随着调制深度的增加而减小。较高的调制深度会增加可饱和吸收体的吸收效应,从而使脉冲窄化效果更明显。而单脉冲能量降低的原因是在泵浦功率固定的情况下,较高的调制深度意味着更多的损耗,从而导致腔内单脉冲能量的减小和非线性相移的增加。非线性效应的增加会导致脉冲频谱宽度的增加,不同调制深度下脉冲频谱比对图如图 9 所示。由图中还可以看出,随着调制深度从 0.3 增加到 0.9,输出频谱中陡峭的频谱边缘逐渐减弱,这归因于线性啁啾的频率降低。从以上仿真结果可以看出,设计不同的可饱和吸收体的调制深度,能够达到不同的效果。

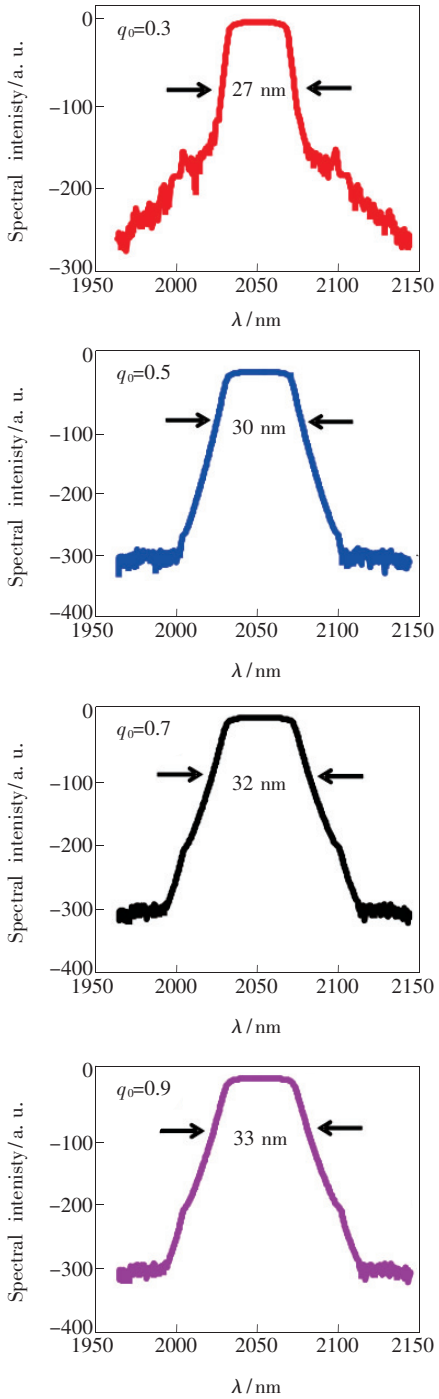

图 9 q_0 对脉冲光谱带宽的影响

Fig. 9 Effect of q_0 on pulse spectral bandwidth

由以上分析可知,当 SA 的调制深度为 0.9 时,可获得高功率、窄脉宽的自相似脉冲,因此,固定调制深度为 0.9 保持不变,接下来研究可饱和吸收体的饱和功率 P_{sat} 对 2 μm 自相似脉冲的影响。经仿真分析可知,在所构建的模型中,饱和功率在 5 ~ 100 W 之间可输出稳定的脉冲。因此,分析饱和功率 P_{sat} 对脉冲峰值功率、FWHM、单脉冲能量及脉冲持续时间等输出特性的影响在这一范围内进行。仿真输出结果如图 10(a)、(b)所示。结果表明,脉冲峰值功率随着饱和功率的增加呈指数型增加,而单脉冲能量和脉冲 FWHM 以及脉冲持续时间随着饱和功率的增加呈指数型下降,在饱和功率大于 75 W 时,随着饱和功率的增加,脉冲能量和脉冲时域 FWHM 基本保持稳定。由

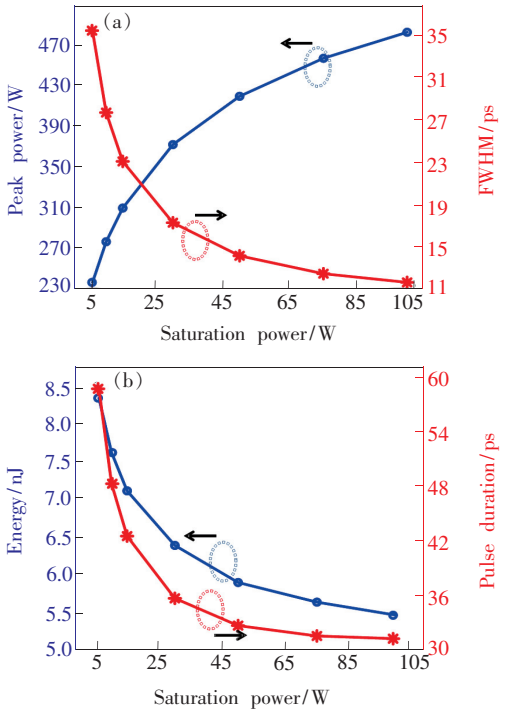

图 10 (a) P_{sat} 对峰值功率和 FWHM 的影响;(b) P_{sat} 对脉冲能量和持续时间的影响。

Fig. 10 (a) Effect of P_{sat} on peak power and FWHM. (b) Effect of P_{sat} on pulse energy and pulse duration.

图 11 可以看出，在低饱和功率时，脉冲光谱宽度在缓慢增加，而在高饱和度时，输出脉冲频谱 FWHM 也基本保持恒定。在低饱和功率下可以获得较高的脉冲能量，而在高饱和功率的条件下，能够获得较高的峰值功率和较窄的脉冲宽度。因此，适当地选择 SA 的饱和功率对产生高功率、窄

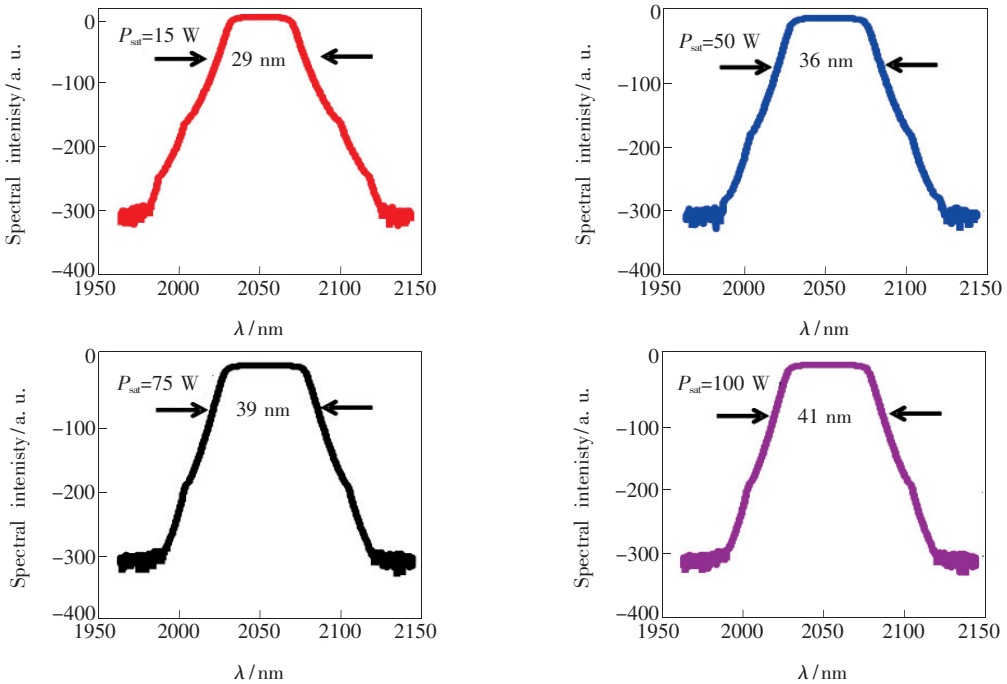

图 11　P_{sat} 对脉冲光谱宽度的影响

Fig. 11　Effect of P_{sat} on pulse spectral bandwidth

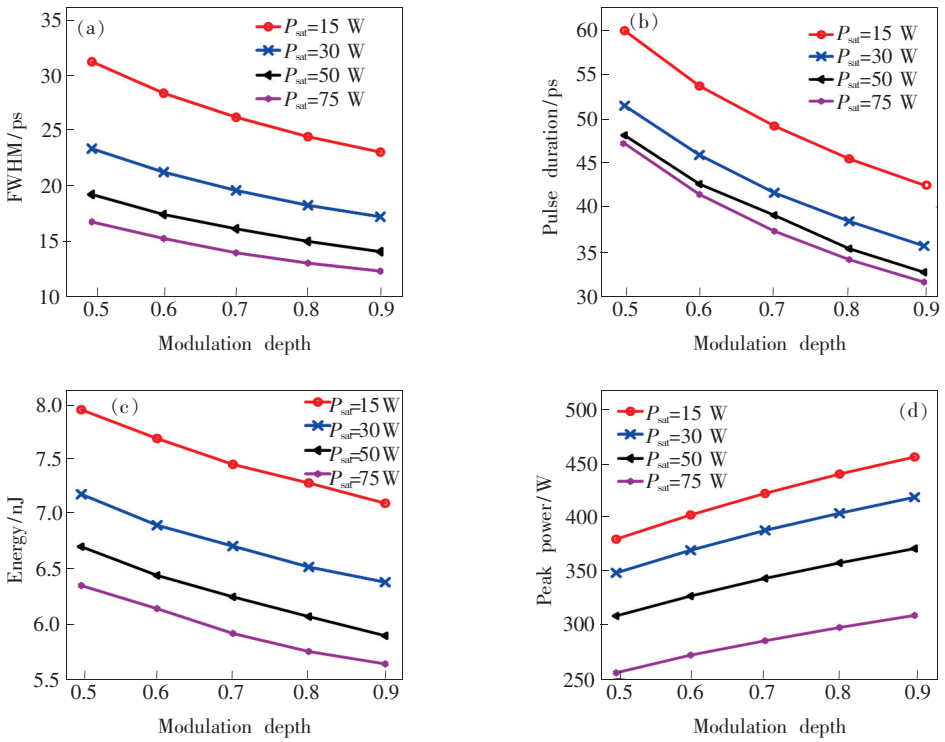

图 12　(a)不同 q_0 和 P_{sat} 对 FWHM 的影响；(b)不同 q_0 和 P_{sat} 对脉冲持续时间的影响；(c)不同 q_0 和 P_{sat} 对脉冲能量的影响；(d)不同 q_0 和 P_{sat} 对峰值功率的影响。

Fig. 12　(a) Effect of different q_0 and P_{sat} on FWHM. (b) Effect of different q_0 and P_{sat} on pulse duration. (c) Effect of different q_0 and P_{sat} on pulse energy. (d) Effect of different q_0 and P_{sat} on peak power.

脉冲的自相似脉冲有很大的影响。

为了清楚地显示 SA 参数对激光器输出 2 μm 自相似脉冲特性的影响,仿真分析了在不同的调制深度下使用不同的饱和功率对输出脉冲产生的影响。图 12(a)所示为不同饱和功率下输出脉冲宽度与调制深度之间的关系。该图表明,使用高饱和功率和高调制深度的 SA 可以获得较窄的脉冲。此外,当饱和功率大于 50 W 时,脉冲持续时间变化很小,如图 12(b)所示。图 12(c)显示了不同饱和功率下,调制深度从 0.5 到 0.9 变化时的输出脉冲能量的变化情况。在饱和功率固定的情况下,随着调制深度的增加,输出的单脉冲能量在减小。此外,对于给定的调制深度,较高的饱和功率会导致较低的脉冲能量。从图中还可以看出,如果输出脉冲能量保持恒定,则较高的调制深度对应于较低的饱和功率。图 12(d)展示了脉冲峰值功率在不同饱和功率、不同调制深度之间的变化,由图中可以看出,随着调制深度和饱和功率的同时增加,脉冲峰值功率随之增加。因此,较高的饱和功率和调制深度有利于获得高峰值功率的脉冲。

由以上分析可知,可饱和吸收体 SA 的相关参数极大地影响了掺 Tm^{3+} 锁模光纤激光器的性能。特别地,调制深度和饱和功率的变化会造成明显的脉冲能量和脉冲持续时间的变化。适当地选择可饱和吸收体对在 2 μm 波段产生高功率、窄脉宽的自相似脉冲有很大影响。

3.5 2 μm 自相似脉冲压缩

采用光栅对产生的 2 μm 自相似脉冲进行压缩,仿真过程中,光栅色散系数为 −71 ps^2/km,光栅提供了一种负色散,起到色散补偿作用。通过改变光栅的色散量实现对脉冲的压缩。图 13 所示为压缩前后的脉冲对比图,其中黑色和红色曲线分别表示压缩前和压缩后的脉冲。压缩后的脉冲峰值功率为 20.85 kW,脉宽为 547.4 fs。

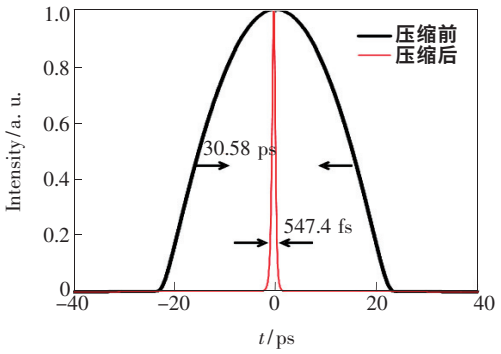

图 13 压缩前后脉冲对比图

Fig. 13 Comparison of pulses before and after compression

4 结 论

本文建立了一个掺 Tm^{3+} 锁模光纤激光器的数值模型,模拟了 2 μm 波段自相似脉冲在激光器中的运行状态,从激光器中输出了能量为 7.87 nJ、脉宽为 30.58 ps 的 2 μm 自相似脉冲。研究发现,腔内净色散在 0.02 ~ 0.08 ps^2 范围内时,可产生稳定的自相似脉冲。同时,适当降低腔内净色散能够提高脉冲的输出能量以及降低脉冲的 FWHM;基于所构建的模型,当腔内净色散值为 0.033 ps^2 时,小信号增益系数在 40 ~ 46 m^{-1} 范围内可产生稳定的脉冲;随着增益系数的增加,脉冲峰值功率、FWHM 以及脉冲能量都随之增加;随后仿真分析了可饱和吸收体的调制深度和饱和功率对自相似脉冲产生的影响,通过分析可知,适当增加 SA 的调制深度和饱和功率能够得到高功率、窄脉宽的自相似脉冲。因此,为了获得高功率的自相似脉冲,需要全方面考虑系统的各个参数。最后,对产生的 2 μm 自相似脉冲进行了压缩,经过腔外光栅压缩获得了峰值功率为 20.85 kW、脉宽为 547.4 fs 的脉冲。本文为获得高功率的自相似脉冲进行了优化,同时为后续研究者提供了指导和建议。

参 考 文 献:

[1] FRIED N M. Thulium fiber laser lithotripsy: an *in vitro* analysis of stone fragmentation using a modulated 110-watt thulium fiber laser at 1.94 μm [J]. *Lasers Surg. Med.*, 2005,37(1):53-58.

[2] SÓJKA L, PAJEWSKI L, POPENDA M, *et al.*. Experimental investigation of mid-infrared laser action from Dy^{3+} doped fluorozirconate fiber [J]. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2018,30(12):1083-1086.

[3] KALAYCIOĞLU H, ELAHI P, AKÇAALAN Ö, *et al.*. High-repetition-rate ultrafast fiber lasers for material processing [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2018,24(3):8800312-1-12.

[4] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. CHRISTIANSEN P L, SØRENSEN M P, SCOTT A C. *Nonlinear Science at The Dawn of The 21st Century*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2000: 195-211.

[5] RICHARDSON D J, LAMING R I, PAYNE D N, *et al.*. 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser [J]. *Electron. Lett.*, 1991, 27(9): 730-732.

[6] ROZHIN A G, SAKAKIBARA Y, NAMIKI S, *et al.*. Sub-200-fs pulsed erbium-doped fiber laser using a carbon nanotube-polyvinylalcohol mode locker [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88(5): 051118-1-3.

[7] POPA D, SUN Z, TORRISI F, *et al.*. Sub 200 fs pulse generation from a graphene mode-locked fiber laser [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97(20): 203106-1-3.

[8] ANDERSON D, DESAIX M, KARLSSON M, *et al.*. Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am.* B, 1993, 10(7): 1185-1190.

[9] ILDAY F Ö, BUCKLEY J R, CLARK W G, *et al.*. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92(21): 213902-1-4.

[10] LIU H, LIU Z W, LAMB E S, *et al.*. Self-similar erbium-doped fiber laser with large normal dispersion [J]. *Opt. Lett.*, 2014, 39(4): 1019-1021.

[11] TANG Y X, CHONG A, WISE F W. Generation of 8 nJ pulses from a normal-dispersion thulium fiber laser [J]. *Opt. Lett.*, 2015, 40(10): 2361-2364.

[12] LIU L S, LI X L, ZHANG S M, *et al.*. Optimal design of high energy similariton Thulium-doped fiber lasers [C]. *Proceedings of The* 2019 *IEEE* 4*th Optoelectronics Global Conference*, *Shenzhen*, 2019: 19-22.

[13] HAXSEN F, RUEHL A, ENGELBRECHT M, *et al.*. Stretched-pulse operation of a thulium-doped fiber laser [J]. *Opt. Express*, 2008, 16(25): 20471-20476.

[14] SOTOR J, BOGUSŁAWSKI J, MARTYNKIEN T, *et al.*. All-polarization-maintaining, stretched-pulse Tm-doped fiber laser, mode-locked by a graphene saturable absorber [J]. *Opt. Lett.*, 2017, 42(8): 1592-1595.

[15] WANG Q Q, CHEN T, LI M S, *et al.*. All-fiber ultrafast thulium-doped fiber ring laser with dissipative soliton and noise-like output in normal dispersion by single-wall carbon nanotubes [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2013, 103(1): 011103-1-3.

[16] WIENKE A, HAXSEN F, WANDT D, *et al.*. Ultrafast, stretched-pulse thulium-doped fiber laser with a fiber-based dispersion management [J]. *Opt. Lett.*, 2012, 37(13): 2466-2468.

[17] HAXSEN F, WANDT D, MORGNER U, *et al.*. Monotonically chirped pulse evolution in an ultrashort pulse thulium-doped fiber laser [J]. *Opt. Lett.*, 2012, 37(6): 1014-1016.

[18] KADEL R, WASHBURN B R. Stretched-pulse and solitonic operation of an all-fiber thulium/holmium-doped fiber laser [J]. *Appl. Opt.*, 2015, 54(4): 746-750.

[19] PAWLISZEWSKA M, MARTYNKIEN T, PRZEWLOKA A, *et al.*. Dispersion-managed Ho-doped fiber laser mode-locked with a graphene saturable absorber [J]. *Opt. Lett.*, 2018, 43(1): 38-41.

[20] SUN B, LUO J Q, ZHANG Y, *et al.*. 65-fs pulses at 2 μm in a compact Tm-doped all-fiber laser by dispersion and nonliearity management [J]. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2018, 30(4): 303-306.

[21] 王大帅. 基于被动锁模光纤激光器的自相似脉冲产生与传输理论研究 [D]. 长春: 吉林大学, 2016.
WANG D S. *Study on Theory of Self-similar Pulse Generation and Transition Based on Passively Mode Locked Fiber Laser* [D]. Changchun: Jilin University, 2016. (in Chinese)

[22] CHONG A, LIU H, NIE B, *et al.*. Pulse generation without gain-bandwidth limitation in a laser with self-similar evolution [J]. *Opt. Express*, 2012, 20(13): 14213-14220.

[23] YANG X L, CHEN Y, ZHAO C J, *et al.*. Pulse dynamics controlled by saturable absorber in a dispersion-managed normal dispersion Tm-doped mode-locked fiber laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2014, 12(3): 031405-1-4.

[24] FENG J, XU W C, LIU W C, *et al.*. Analytical self-similar solutions of the Ginzburg-Landau equation with three-order dispersion effect [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2010, 8(1): 89-92.

[25] LIMPERT J, SCHREIBER T, CLAUSNITZER T, *et al.*. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier [J]. *Opt. Express*, 2002, 10(14): 628-638.

[26] 李超, 赵磊, 黄志华, 等. 自相似脉冲在锁模光纤激光器中产生的理论研究 [J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602017-1-6.

LI C,ZHAO L,HUANG Z H,*et al.*. Theory study on self-similar pulse in mode-locked fiber laser [J]. *Chin. J. Lasers*, 2013,40(6):0602017-1-6. (in Chinese)

[27] 邓一鑫,涂成厚,吕福云. 非线性偏振旋转锁模自相似脉冲光纤激光器的研究 [J]. 物理学报, 2009,58(5): 3173-3178.

DENG Y X,TU C H,LÜ F Y. Study of self-similar pulse nonlinear polarization rotation mode-locked fiber laser [J]. *Acta Phys. Sinica*, 2009,58(5):3173-3178. (in Chinese)

[28] LI X L,ZHANG S M,YANG Z J. Optimal design of similariton fiber lasers without gain-bandwidth limitation [J]. *Opt. Express*, 2017,25(15):18410-18420.

[29] RENNINGER W H,CHONG A,WISE F W. Self-similar pulse evolution in an all-normal-dispersion laser [J]. *Phys. Rev. A*, 2010,82(2):021805-1-9.

石郑楠(1994 -),女,河北承德人,硕士研究生,2017 年于河北经贸大学获得学士学位,主要从事 2 μm 波段光纤激光器方面的研究。

E-mail: 17120111@bjtu.edu.cn

延凤平(1966 -),男,山西兴县人,博士,教授,1996 年于北方交通大学获得博士学位,主要从事光通信方面的研究。

E-mail: fpyan@bjtu.edu.cn