

掺镱光纤激光器自脉冲与自脉冲内的自锁模研究*

韩旭¹⁾²⁾ 冯国英^{1)†} 武传龙¹⁾ 姜东升³⁾ 周寿桓¹⁾³⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610065)

2) (河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

3) (华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2011年7月16日收到; 2011年9月6日收到修改稿)

采用单端连续抽运方式, 对自由运转的双包层掺镱光纤激光器的输出特性进行了详细的实验研究. 实验中不但观察到了自脉冲, 而且首次在自由运转的光纤激光器中观察到自锁模现象, 对它们产生的物理机理进行了相应的理论分析. 分析表明: 增益光纤的弱(未)抽运部分对信号光的吸收导致光纤激光器内自脉冲的出现, 轴向模之间的拍频和自相位调制导致自锁模现象的出现, 而受激拉曼散射、受激布里渊散射等非线性效应使它们进一步增强. 当抽运光功率略高于阈值时, 自脉冲宽度比较宽, 随抽运光功率增加自脉冲的脉宽变窄; 自脉冲包络面内的自锁模脉冲的宽度随抽运光功率增加也变窄, 进一步增加抽运光功率, 自脉冲和自脉冲包络面内的自锁模现象消失. 实验测得自锁模脉冲的间隔为 224 ns, 最大(小)自锁模脉冲的半高全宽约为 35.0 ns (6.3 ns); 测得信号光的中心波长为 1090 nm, 谱线半高全宽的最大(小)值约为 7.05 nm (2.01 nm).

关键词: 光纤激光器, 自脉冲, 自锁模

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc

1 引言

稀土掺杂光纤激光器与常规的块状固体激光器相比具有光束质量好、转换效率高、结构紧凑等优点, 近年来受到了研究人员的充分关注, 得到了广泛且深入的研究^[1-12]. 掺镱光纤激光器具有量子效率高、增益带宽大、无激发态吸收、无浓度淬灭、吸收带宽以及可以采用波长在 915 nm 或 976 nm 附近的多模大功率半导体激光器抽运的特点, 尤其适用高功率器件, 因此在稀土掺杂光纤激光器家族中显得十分重要. 目前, 掺镱双包层光纤激光器的输出功率已经提高到了千瓦级^[13-15], 其在工业、医疗、国防等方面的应用正日益广泛.

研究发现, 即使是在连续抽运情况下, 掺稀土(如 Er^{3+} , Nd^{3+} , Yb^{3+} 等)光纤激光器也会出现所谓的自脉冲行为, 造成光纤激光器输出功率的波动^[4]. 由于双包层光纤激光器增益区(纤芯)内的能量密度远高于传统的单包层光纤激光器, 因此在双

包层光纤激光器内自脉冲的出现使得光纤内的受激拉曼散射(SRS)、受激布里渊散射(SBS)等非线性效应更易出现. 在高功率激光器中 SRS, SBS 等非线性效应的出现不但会影响激光输出的稳定性, 使输出的光束质量变差, 甚至还会引起光纤端面的损伤^[10,16], 使激光器不能正常工作. 迄今为止, 人们对稀土掺杂光纤激光器中的自脉冲现象已经有较多的实验和理论研究^[2,5,7,9,17-21], 但是人们对自脉冲现象的解释还没有共识. Sanchez 等^[18]认为分布在光纤中的掺杂离子对之间的相互作用充当了可饱和吸收体的作用, 从而导致了光纤内的自脉冲; Rangel-Rojo 等^[2]认为谐振腔内信号光和反转粒子数之间的相互作用产生的弛豫振荡是自脉冲的起源; Martínez 等^[22]认为是纤芯内的高散射损耗导致了双包层掺镱光纤激光器的自脉冲行为; 文献[3, 10]认为是增益光纤的弱(未)抽运部分对信号光的吸收引起了光纤激光器内的自脉冲行为. 对于掺镱光纤激光器来说, 在现有的多种关于自脉冲起因的模型中, 我们更加倾向于光纤的弱(未)抽

* 国家自然科学基金(批准号: 60890200, 10976017, 10876022)和固体激光技术国家重点实验室基金资助的课题.

† E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn

运部分对信号光的吸收模型.

从文献报道来看,人们对于自由运转的光纤激光器内的自脉冲现象进行了大量的研究^[2-5,7,9,10,12,16-18,22,23],对调 Q 光纤激光器的自锁模现象也进行了研究^[1,6,24,25],但对自由运转光纤激光器内的自锁模现象的研究还很少见.我们采用单端连续抽运方案对双包层掺镱光纤激光器内的自脉冲和自锁模现象进行了详细的实验研究,并进行了相应的理论分析.我们所观察到的自由运转的双包层掺镱光纤激光器在不同抽运光功率下的自锁模特性还没有被报道过,这种自锁模现象的发现对锁模光纤激光器的研究具有重要的参考价值.

2 实验装置

实验装置如图 1 所示.抽运源为半导体激光器,带有直径为 200 μm 、数值孔径为 0.22 的输出尾纤,其输出的抽运光中心波长为 975 nm,谱宽 (FWHM) 为 3 nm,最大输出功率为 30 W.如图所示①,②,③,④组成输入耦合系统,两个透镜①和④的耦合比为 1 : 1.49;经研磨抛光的光纤后端面和全反镜③构成法布里-泊罗 (F-P) 腔;⑤和⑥组成输出耦合系统.二色镜②和⑥对 975 nm 的抽运光高透,透射率达 96%,对 1030—1100 nm 波段的光反射率大于 94%,宽带全反镜③的反射率达 95%.实验中所用的掺镱双包层光纤长约为 23 m,内包层为 D 型,直径为 400 μm ,纤芯直径为 24 μm ,纤芯数值孔径为 0.13,内包层数值孔径为 0.37,光纤对 975 nm 抽运光的吸收系数为 1.22 dB/m.为了提高光纤端面的损伤阈值,对增益光纤的两端进行垂直切割,并采用氧化铝研磨纸进行研磨抛光.

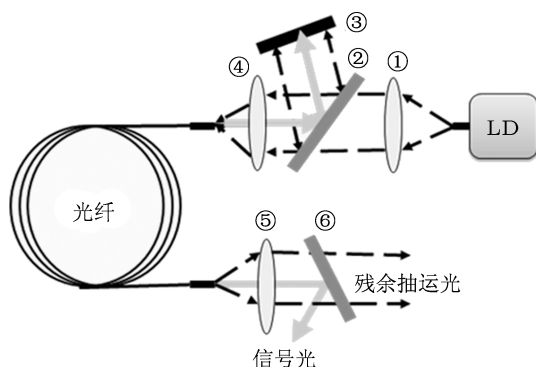


图 1 光纤激光器结构示意图 LD 为抽运源,①,④,⑤为透镜,②,⑥为二色镜,③为宽带全反镜

我们使用一个快速硅光电探头和一个带宽

为 350 MHz、采样率为 2.5 GS/s 的数字荧光示波器来监视、记录光纤激光器的时域特性;使用一台 (EPP2000-VIS 型) 微型光纤光谱仪监视和记录激光器的光谱特性.采用 LPE-1C 型激光功率/能量计测量抽运光和信号光的功率.为了方便,后文中提到的抽运光功率一般为耦合进光纤的抽运光功率.

3 实验结果与分析

我们采用图 1 所示的实验装置,对单端连续抽运的掺镱双包层光纤激光器的自脉冲、自锁模以及光谱特性进行了详细的实验研究,以下是具体的实验结果和相应的理论分析.

3.1 自脉冲特性

图 2 是在不同抽运光功率 P_p 情况下测量的信号光的时域特性.从图 2(a) 可以看出,激光器的输出在阈值前并没有表现出明显的波动.可是当抽运光功率刚达到阈值,激光器的输出就表现出无规律的自脉冲现象,如图 2(b) 所示.随着抽运光功率的增加,这种自脉冲出现的频率越来越高,强度也逐渐增强,但脉宽却逐渐减小,如图 2(b)—(d) 所示,这是具有可饱和吸收体的被动调 Q 脉冲激光器的输出特性.我们认为出现这种情况是由于光纤的远端 (相对于抽运端) 抽运得很弱或没有被抽运,这部分弱 (未) 抽运光纤在激光器内充当了可饱和吸收体的作用,其对信号光的可饱和吸收导致了信号光的功率波动,因此产生了随机的自脉冲现象^[10].以上观察到的现象也可以作为有可饱和吸收体存在的一个直接的证据.图 3 所示的是自脉冲脉宽随抽运光功率增加的变化.从图 3 可以看出,在阈值附近自脉冲的脉宽随抽运光功率增加迅速减小,抽运光功率达到 1.000 W 以后,脉宽的变化趋于平稳.当抽运光功率增加到 3.062 W 时,在输出的自脉冲中出现了高强度脉冲,如图 2(e) 所示.我们认为这主要是因为随着抽运光功率的增加,由饱和吸收效应所产生的自脉冲的峰值功率达到了光纤内的非线性效应的阈值,因此产生了短而窄的高峰值功率脉冲.在光纤中非线性效应 SRS, SBS 的阈值由下面的式子给出^[26,27]:

$$P_{\text{th}}^{\text{SRS}} \approx \frac{16 \cdot A_{\text{eff}}}{g_{\text{R}} \cdot L_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

$$P_{\text{th}}^{\text{SBS}} \approx \frac{21 \cdot A_{\text{eff}}}{g_{\text{B}} \cdot L_{\text{eff}}} \left[1 + \frac{\Delta\nu_{\text{S}}}{\Delta\nu_{\text{B}}} \right], \quad (2)$$

$$A_{\text{eff}} = \Gamma^2 \cdot \pi \cdot a^2, \quad (3)$$

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{\alpha_s} [1 - \exp(-\alpha_s L)], \quad (4)$$

其中, g_R, g_B 为石英中的拉曼和布里渊增益系数, 其值分别为 5×10^{-11} 和 1×10^{-13} m/W; $A_{\text{eff}}, L_{\text{eff}}$ 是有效光纤纤芯面积和光纤长度, $\Delta\nu_B = 3.0 \times 10^7$ Hz 为布里渊增益带宽, $\Delta\nu_S = 7.56 \times 10^{11}$ Hz 为信号光带宽, 这与实验中测量的 $\Delta\lambda_s \approx 3$ nm 相对应, $\alpha_s = 5 \times 10^{-3}$ m $^{-1}$ 是信号光波长的散射损耗, Γ 为模场半径与纤芯半径之比, 其值约为 0.80, Γ 随纤芯半径的变化会有稍微的改变; a 为纤芯半径, L 为光纤长度. 根据 (1)—(4) 式计算的 SRS 和 SBS

的阈值分别为 2.1 和 141 kW. 显然, 在我们研究的光纤激光器中, SRS 的阈值比 SRS 的阈值高了很多, 因此在这种激光器中易于发生的非线性效应是 SRS. 在实验中受所使用的光谱仪的限制, 没有观察到 SRS 出现的直接证据, 即在 1140 nm 附近的拉曼光谱. 但与文献 [10, 12] 中的实验结果相比较, 我们可以断定, 在抽运光功率达到 3.062 W 时, 自脉冲的峰值功率达到了 SRS 的阈值. 一旦自脉冲的峰值功率达到非线性效应的阈值, 在激光器中就会形成短而窄的脉冲, 在反馈的情况下, 这些脉冲通过光纤的粒子数反转提取存储的绝大部分能量, 从而发射出高峰值功率的脉冲.

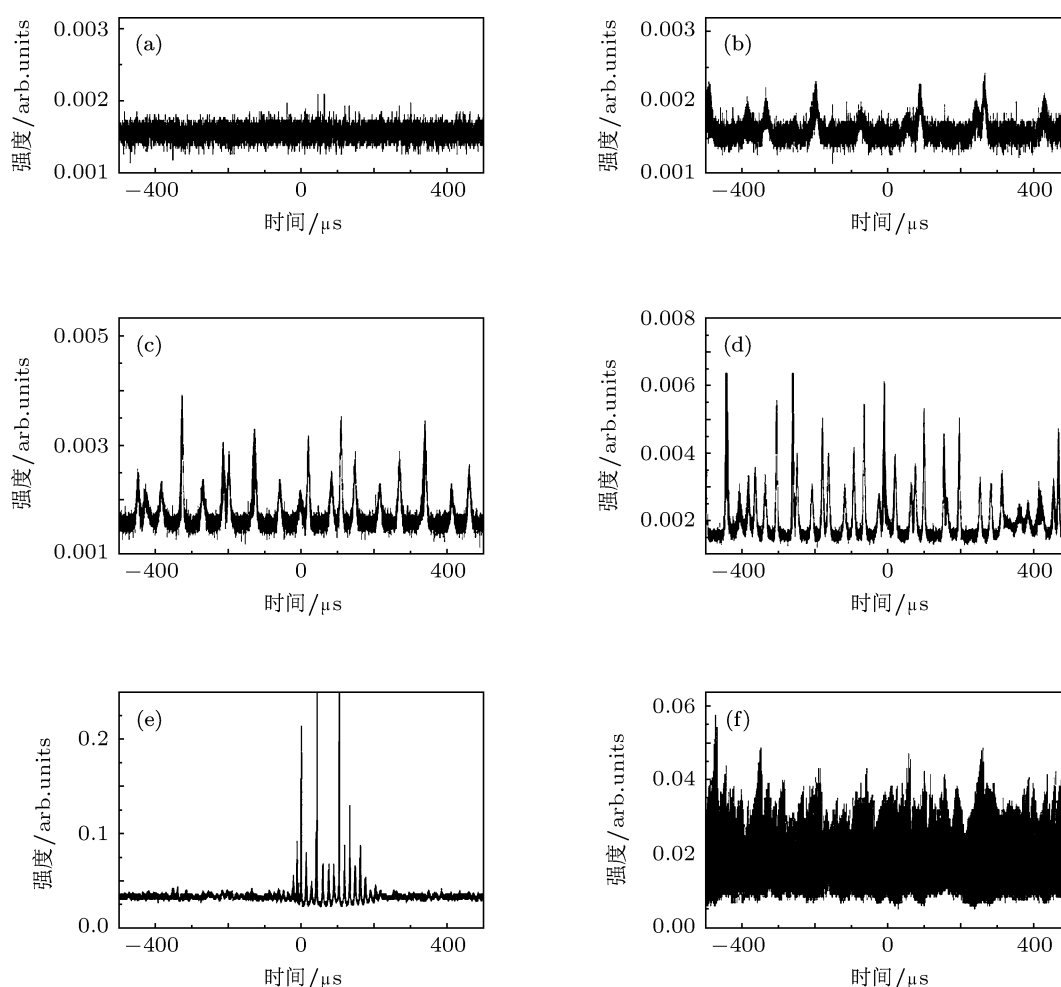


图 2 光纤激光器的时域输出特性 (a) $P_p = 0.760$ W; (b) $P_p = 0.781$ W; (c) $P_p = 0.865$ W; (d) $P_p = 1.005$ W; (e) $P_p = 3.062$ W; (f) $P_p = 8.326$ W

随着抽运光功率的增加, 高强度脉冲出现的概率和强度都明显增加, 但是随着抽运光功率的进一步增加, 我们发现这些高强度的自脉冲逐渐变弱, 而且出现的概率也减少. 当抽运光功率为 8.326 W 时, 我们发现高强度的脉冲几乎不再出现, 即使偶

尔出现, 强度也已经很弱, 但整个输出功率谱变宽, 激光器基本处在一个准连续的输出状态, 如图 2(f) 所示. 我们推测这是因为抽运光已经足够强, 导致光纤的弱 (未) 抽运部分消失 (大大减弱), 因此信号光的输出不再因为显著的吸收作用而产生自脉

冲,从而使激光输出达到了如图 2(f) 所示的准连续状态. 我们认为进一步增加抽运光功率,或许可以使激光器的输出更加稳定.

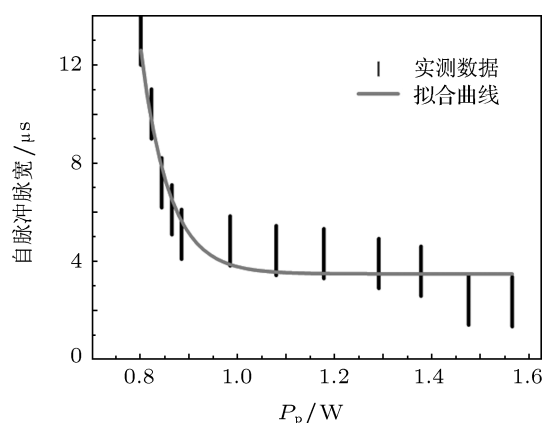


图 3 自脉冲脉宽随抽运光功率的变化 (统计数据)

3.2 自锁模特性

经过大量的实验,我们观察到了自锁模现象,如图 4 所示. 在自脉冲和高强度脉冲中都存在着自锁模脉冲,这些自锁模脉冲出现在自脉冲的包络面内,其强度不但与其所在的自脉冲包络面内的相对

位置有关,而且还与其所在的自锁模序列中的相对位置有关. 自锁模的脉冲间隔约为 224 ns,这与光在激光器腔内的往返时间

$$\tau = 2nL/c \quad (5)$$

一致,式中 n 为纤芯的折射率, L 为光纤的长度, c 为真空中的光速. 从图 4 中可以看出,自锁模脉冲的峰值功率随着抽运光功率的增加而增加,而自锁模脉冲的半高全宽却随抽运光功率的增加而减小,从 35.0 ns 减小到 6.3 ns. 自锁模脉冲脉宽随抽运光功率增加呈指数规律减小,如图 5 所示. 值得一提的是,在抽运光功率较低时,自锁模一般发生在自脉冲的下降沿,而自脉冲的上升沿一般为多峰结构,如图 4(a), (b) 所示. 随着抽运光功率的增加,自脉冲上升沿的多峰结构也逐渐由上到下形成了自锁模脉冲,最终在整个自脉冲的包络面内形成了如图 4(c) 所示的锁模脉冲. 自锁模脉冲的数目随抽运光功率的增加先增后减,在由 SRS 所引起的高峰值功率脉冲中仅包含了为数不多的几个自锁模脉冲,如图 4(d) 所示. 抽运光功率进一步增加,伴随着自脉冲和高强度脉冲的消失,激光器进入准连续的工作状态,在自脉冲和高强度脉冲包络面内的自锁模逐渐消失.

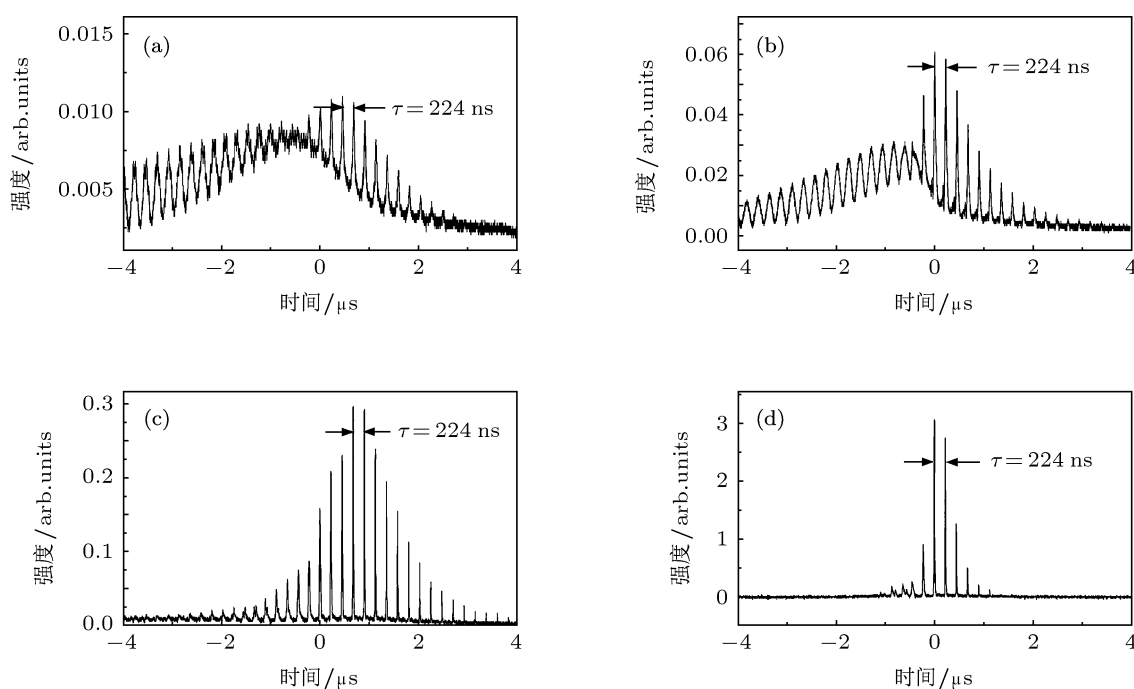


图 4 不同抽运光功率时的自锁模脉冲 (a) $P_p = 0.802$ W; (b) $P_p = 1.811$ W; (c) $P_p = 3.062$ W; (d) $P_p = 4.047$ W

就我们所知,在不加任何锁模调制器件的光纤激光器中出现图 4 所示的自锁模现象还未见报道.对于出现这种现象的原因,我们进行了如下推测:由于镱离子的发射谱和增益带宽都比较宽;谐振腔的腔镜是没有任何波长选择的宽带腔镜;增益光纤比较长.因此,在谐振腔内振荡的纵模很多,不同纵模之间存在激烈的竞争和耦合.轴向纵模之间的拍频导致信号光功率波动,在自脉冲的上升沿形成多峰结构,如图 4(a), (b) 所示.在自脉冲的顶部,由自相位调制 (SPM) 所引起的各个纵模之间的相位差接近或等于腔内的纵模间隔,于是具有相对优势的某一 (几个) 模式便从众多模式中脱颖而出,形成了自锁模脉冲.随着抽运光功率的提高,由光强引起的 SPM 也随着增强,因此随着抽运光的增加,在自脉冲的上升沿也自上而下形成了自锁模脉冲.与此同时,自脉冲下降沿的锁模脉冲也逐渐增加,从而增加了自脉冲包络面内自锁模脉冲的数目.由 SRS 引起的高强度脉冲中自锁模脉冲数目逐渐减少,主要是因为高强度脉冲的脉宽变得越来越窄.另外,结合人们对调 Q 光纤激光器中自锁模现象的分析 [1,6,26,27],我们认为光纤的弱抽运部分所充当的可饱和吸收体作用对自锁模的产生也有一定贡献.

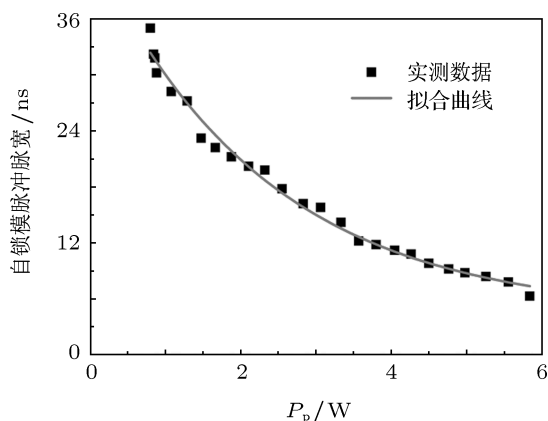


图 5 自锁模脉冲脉宽随抽运光功率的变化 (统计数据)

在对激光器的时域特性进行测量的同时,我

们也用了光谱仪记录了激光器在不同抽运光功率时的信号光光谱,如图 6 所示.信号光的中心波长在 1090 nm 附近,随着抽运光功率的增加,信号光谱宽逐渐增加,光谱的 FWHM 从 2.01 nm 增加到 7.05 nm.通过计算可知,随着抽运光功率的增加在信号光光谱内所容纳的纵模数目从 1.13×10^5 个增加到 3.99×10^5 个,可见,随抽运光功率增加谐振腔内参与振荡的纵模数目增加,这与图 4(a)—(c) 所示的随抽运光功率增加自锁模脉冲数目增加一致.随着参与振荡的纵模数目的增加,能够获得的自锁模脉宽变得越来越小,如图 5 所示.

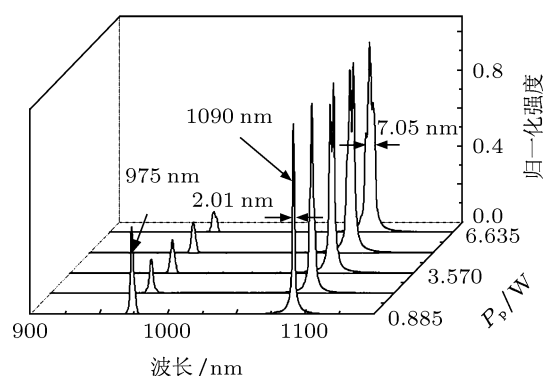


图 6 激光器在不同抽运光功率时的信号光光谱

4 总结

实验研究了单端连续抽运情况下,自由运转的双包层掺镱光纤激光器的时域特性和光谱特性.在自脉冲的包络面内首次观察到了自锁模现象,并对锁模脉冲的时间间隔和脉宽变化进行了实验观测.对自脉冲和自锁模产生的物理机理进行了相应的理论分析.认为光纤激光器内增益光纤的弱 (未) 抽运部分充当了可饱和吸收体的作用,其对信号光的吸收导致了自脉冲的产生,而轴向模拍频和 SPM 导致了自锁模的产生.随着抽运光功率的增加 SRS, SBS 等非线性效应使自脉冲和自锁模进一步增强.

[1] Myslinski P, Chrostowski J, Koningstein J A K, Simpson J R 1993 *Appl. Opt.* **32** 286
 [2] Rangel-Rojo R, Mohebi M 1997 *Opt. Commun.* **137** 98
 [3] Hideur A, Chartier T, Özkul C, Sanchez F 2000 *Opt. Commun.* **186** 311
 [4] Jackson S 2002 *Electron. Lett.* **38** 1640
 [5] Leblond H, Salhi M, Hideur A, Chartier T, Brunel M, Sanchez F

2002 *Phys. Rev. A* **65** 63811
 [6] Wang Y, Martinez-Rios A, Po H 2003 *Opt. Commun.* **224** 113
 [7] Brunet F, Taillon Y, Galarneau P, LaRochelle S 2005 *J. Lightwave Technol.* **23** 2131
 [8] Wang Y G, Ma X Y, Fu S G, Fan W D, Li Q, Yuan S Z, Dong X Y, Song Y R, Zhang Z G 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1810 (in Chinese)
 [王勇刚, 马晓宇, 付圣贵, 范万德, 李强, 袁树忠, 董孝义, 宋晏

- 蓉, 张志刚 2004 物理学报 **53** 1810]
- [9] Li J, Ueda K, Musha M, Shirakawa A, Zhong L 2006 *Appl. Phys. B* **85** 565
- [10] Upadhyaya B, Chakravarty U, Kuruvilla A, Oak S, Shenoy M, Thyagarajan K 2010 *Opt. Commun.* **283** 2206
- [11] Song Y J, Hu M L, Liu Q W, Li J Y, Chen W, Chai L, Wang Q Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5045 (in Chinese) [宋有建, 胡明列, 刘庆文, 李进延, 陈伟, 柴路, 王清月 2008 物理学报 **57** 5045]
- [12] Upadhyaya B, Kuruvilla A, Chakravarty U, Shenoy M, Thyagarajan K, Oak S 2010 *Appl. Opt.* **49** 2316
- [13] Jeong Y, Sahu J, Payne D, Nilsson J 2004 *Opt. Express* **12** 6088
- [14] Lou Q H, He B, Xue Y H, Zhou J, Dong J X, Wei Y R, Wang W, Li Z, Qi Y F, Du S T 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 1277 (in Chinese) [楼祺洪, 何兵, 薛宇豪, 周军, 董景星, 魏运荣, 王炜, 李震, 漆云凤, 杜松涛 2009 中国激光 **36** 1277]
- [15] Jeong Y C, Boyland A J, Sahu J K, Chung S H, Nilsson J, Payne D N 2009 *J. Opt. Soc. Korea* **13** 416
- [16] Tsang Y, King T, Ko D, Lee J 2006 *Opt. Commun.* **259** 236
- [17] Colin S, Contesse E, Boudec P, Stephan G, Sanchez F 1996 *Opt. Lett.* **21** 1987
- [18] Sanchez F, LeBoudec P, François P L, Stephan G 1993 *Phys. Rev. A* **48** 2220
- [19] Chernikov S, Zhu Y, Taylor J, Gapontsev V 1997 *Opt. Lett.* **22** 298
- [20] Salhi M, Hideur A, Chartier T, Brunel M, Martel G, Ozkul C, Sanchez F 2002 *Opt. Lett.* **27** 1294
- [21] Kir'yanov A, Barmenkov Y 2006 *Laser Phys. Lett.* **3** 498
- [22] Martínez-Rios A, Torres-Gómez I, Anzueto-Sanchez G, Selvas-Aguilar R 2008 *Opt. Commun.* **281** 663
- [23] Upadhyaya B N, Chakravarty U, Kuruvilla A, Nath A K, Shenoy M R, Thyagarajan K 2008 *Opt. Commun.* **281** 146
- [24] Upadhyaya B, Chakravarty U, Kuruvilla A, Thyagarajan K, Shenoy M, Oak S 2007 *Opt. Express* **15** 11576
- [25] Jun C S, Kim B Y 2011 *Opt. Express* **19** 6290
- [26] Agrawal G P 2002 *Fiber-Optic Communication Systems* (3rd Ed.) (New York: John Wiley and Sons Inc.) pp59–62
- [27] Dawson J W, Messerly M J, Beach R J, Shverdin M Y, Stappaerts E A, Sridharan A K, Pax P H, Heebner J E, Siders C W, Barty C 2008 *Opt. Express* **16** 13240

Investigation of self-pulsing and self-mode-locking in ytterbium-doped fiber laser*

Han Xu¹⁾²⁾ Feng Guo-Ying^{1)†} Wu Chuan-Long¹⁾
Jiang Dong-Sheng³⁾ Zhou Shou-Huan¹⁾³⁾

1) (College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

2) (School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

3) (North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

(Received 16 July 2011; revised manuscript received 6 September 2011)

Abstract

The output characteristics of a continuous-wave diode pumped free-running double-clad ytterbium-doped fiber laser are investigated. In the experiment, not only self-pulsing is observed, but also self-mode-locking is observed for the first time in the free-running fiber laser. The physical mechanism responsible for these phenomena is analyzed. The analysis reveals that the signal is absorbed in the weakly pumped or non-pumped part of the active fiber, which leads the self-pulsing to be present, and self-mode-locking is induced by axial mode beating and self-phase modulation, which are enhanced by nonlinear effects, stimulated Raman scattering, and stimulated Brillouin scattering. The pulse width of self-pulsing decreases as pump power increases. The pulse width of self-mode-locking pulses becomes narrow with the increase of the pump power. When the pump power is higher than 8 W, self-pulsing and self-mode-locking disappear. The interval between adjacent self-mode-locking pulses is 224 ns, corresponding to the cavity round-trip time. The maximum and the minimum durations (full width at half maximum) of self-mode locked pulses are about 35.0 ns and 6.3 ns respectively, and the maximum and minimum spectral widths (full width at half maximum) of signal light are about 7.05 nm and 2.01 nm respectively.

Keywords: fiber laser, self-pulsing, self-mode-locking

PACS: 42.55.Wd, 42.60.Fc

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60890200, 10976017, 10876022) and the Foundation of State Key Laboratory of Solid-State Laser Technology, China.

† E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn