

光纤环形谐振腔中饱和吸收体光栅的数值模拟和特性分析

徐攀 胡正良 马明祥 姜暖 胡永明

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 利用耦合非线性微分方程组求解饱和吸收体光栅(SAG)的损耗谱,得到了在无谐振腔时 SAG 参数与光栅带宽、中心频率损耗、边模抑制比等光栅滤波特性的关系。考虑谐振腔的存在,对 SAG 纵模边模抑制比进行修正,数值分析了优化区范围及优化程度。结果表明,当满足饱和吸收体长度约为腔内光纤长度 1/3 时,可实现平坦的边模损耗谱,且在小于由注入功率决定的掺铒光纤长度内,纵模的边模抑制比较无谐振腔时提高了 0.3~0.6 dB。采用扫频法初步验证了达到平坦边模损耗谱的条件。

关键词 激光器;光纤激光器;饱和吸收体光栅;掺铒光纤;超窄线宽;跳模

中图分类号 TN253; TN248; TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0814001

Numerical Simulation and Characteristics Analysis of Saturable Absorber Grating in Fiber Ring Cavity Resonator

Xu Pan Hu Zhengliang Ma Mingxiang Jiang Nuan Hu Yongming

(School of Optoelectronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract The coupled nonlinear differential equations are utilized to solve the loss spectrum of saturable absorber grating (SAG). Without laser cavity, the influences of the parameters of SAG on the filtering behavior of the gratings such as grating bandwidth, loss of the central frequency, sidemode suppression ratio (SMSR), etc. are investigated. Furthermore, the longitudinal mode SMSR in the presence of resonator cavity and the parameter regions for the improvement of the SMSR are discussed. The flat sidemode loss spectrum can be achieved when the length of the saturable absorber is almost one third of the fiber length in the cavity, and SMSR is 0.3~0.6 dB higher than that without a cavity when the length of the SAG is under a certain value due to the power of writing beam. Finally, the condition for the flat sidemode loss spectrum is validated elementally by a frequency-sweep method.

Key words lasers; fiber laser; saturable absorber grating; erbium-doped fiber; ultra-narrow linewidth; mode hopping

OCIS codes 140.3500; 140.3510; 190.2055; 060.3510

1 引言

由于具有极低的频率噪声、较好的波长调谐和频率调制特性,引入未抽运掺铒光纤(UPEDF)作为饱和吸收体光栅(SAG)的环形腔掺铒光纤激光器(REDFL)在密集波分复用、相干光传感、相干光通信、

微波光子学以及高精度光谱学等领域获得了广泛关注。目前此类激光器的线宽已经压缩到千赫兹水平,极大地降低了相干探测系统的本底噪声^[1]。然而,环形腔结构易受外界干扰,且窄纵模间隔(10~20 MHz)特性使此类激光器容易发生跳模现象,从

收稿日期: 2011-12-15; 收到修改稿日期: 2012-03-11

基金项目: 国家自然科学基金(60908004)资助课题。

作者简介: 徐攀(1984—),男,博士研究生,主要从事光纤激光器方面的研究。E-mail: hbpanpan@gmail.com

导师简介: 胡永明(1960—),男,教授,博士生导师,主要从事光纤传感、光纤水听器等方面的研究。

E-mail: sdss@21cn.com

而影响系统的稳定性^[2,3]。UPEDF 是激光器实现单纵模运转的核心器件,它的作用机理是在掺铒光纤(EDF)中形成具有超窄通带宽度的自适应光栅,其光谱特性对单纵模激光器的性能具有决定性的影响,因此对 SAG 进行分析对提高单纵模激光器的稳定性具有重要意义。Feuer^[4]在 1998 年研究了掺铒光纤长度和输入光功率对自适应光栅特性的影响;Havstad 等^[5]在 1999 年研究了基于饱和增益(损耗)光栅的环形镜的特性;Yang 等^[6]在 2006 年计算了 SAG 的损耗谱。但这些研究都未考虑 SAG 在激光腔内受实际纵模间隔的影响。Kang 等^[7]在 2006 年计算了使用声光可调谐滤波器的单频激光器中 SAG 的损耗谱,并研究了不同主信号强度下掺铒光纤参数(长度和小信号吸收系数)对主信号反射率和边模反射率的影响,但其仅考虑最邻近边模。事实上,纵模结构的存在使得各阶边模对光栅反射谱进行频谱采样,最邻近边模并不能保证为反射率最大的边模,这一分析存在一定欠缺。

本文采用 SAG 的非线性耦合方程组数值分析了用于超窄线宽 REDFL 的 SAG 特性。在不考虑谐振腔的条件下分析了光栅带宽、中心频率损耗和边模抑制比(SMSR)等常规特性。在考虑谐振腔影响的条件下着重分析了纵模结构对边模抑制比的影响,得到了实现平坦边模损耗谱的条件和提高边模抑制比的优化关系,对改进超窄线宽激光器的设计具有参考价值。

2 理 论

环形腔中的 SAG 典型结构及反射谱如图 1 所示。980 nm 的抽运光通过波分复用器(WDM)反向抽运一段 EDF,自激起振的单模光场从环形器 1 口注入后从 2 口输出,通过一段用作饱和吸收体的 EDF 后被光纤布拉格光栅(FBG)反射,光栅中心波长反射率为 r ;反射光从环形器 3 口输出反馈回增益光纤,形成环形结构。未抽运掺铒光纤长度设为 l ,环形腔内剩余光纤长度设为 $2L_c$ 。在未抽运掺铒光纤中,反射光与入射光相互干涉,形成沿光纤轴向以半波长为周期的驻波分布。光强的周期性分布引起饱和吸收光纤复折射率(损耗以及折射率)的周期性调制,形成振幅光栅、相位光栅或混合光栅。这里并不涉及到光纤中的三阶非线性效应。虽然光强会通过三阶非线性效应影响介质的折射率,但普通光纤的三阶非线性系数十分微小,约在 $2.2 \sim 3.4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 范围^[8]。在本文研究范围内,光强不超过 100 mW,在纤芯中产生的折射率变化约在 10^{-11} 量级,远小于掺杂介质按照 Kramers-Kronig 关系产生的折射率变化(约 10^{-7})^[9]。在通常所用的 C 波段内,即使存在折射率光栅,但在饱和吸收效应的作用下,在增益带宽内主要以损耗调制为主,折射率调制远小于振幅调制,此时主要形成振幅光栅,即 SAG^[9]。

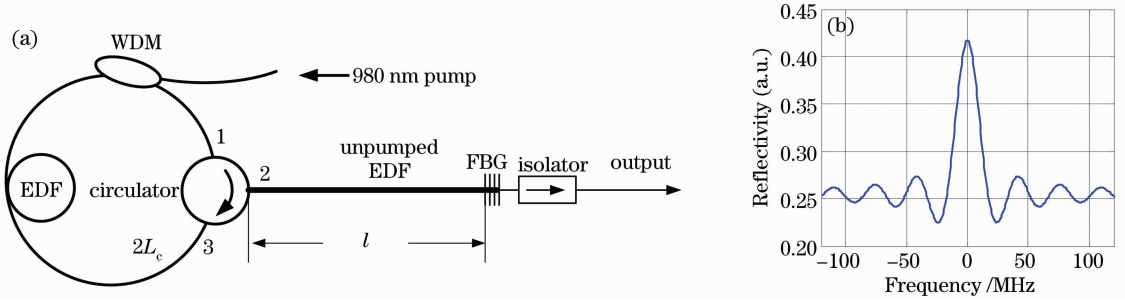


图 1 环形腔中 SAG(a)结构示意图及(b)典型反射谱

Fig. 1 (a) Schematic of SAG in ring cavity and (b) its reflectance spectrum

沿着 SAG 分布的探测信号与主信号之间的相互作用由如下的耦合非线性微分方程描述^[7,10,11] :

$$\frac{d\bar{E}_m^\pm}{dz} = \mp \frac{\alpha_0 l}{2 \sqrt{B^2 - 4|A|^2}} \left(\bar{E}_m^\pm - \frac{B - \sqrt{B^2 - 4|A|^2}}{2} \frac{\bar{E}_m^\pm}{|\bar{E}_m^\pm|^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{d\bar{E}_p^\pm}{dz} = \mp \frac{\alpha_0 l}{2 \sqrt{B^2 - 4|A|^2}} \left(\bar{E}_p^\pm - \frac{B - \sqrt{B^2 - 4|A|^2}}{2|A|^2} A \bar{E}_p^\pm \right), \quad (2)$$

$$A = \bar{E}_m^+ \bar{E}_m^{*} \exp(-i2\Delta k z l), \quad (3)$$

$$B = 1 + (|\bar{E}_m^+|^2 + |\bar{E}_m^-|^2), \quad (4)$$

式中下标 m 和 p 分别表示主信号和探测信号；正号和负号分别代表前向和反向传输； $\bar{E}_{p,m}$ 为归一化光场振幅，它与光场振幅 $E_{p,m}$ 之间的关系为 $\bar{E}_{p,m} = \sqrt{\frac{\pi a^2}{P_{\text{sat}}}} E_{p,m}$ ； \bar{z} 为归一化纵向坐标， $\bar{z} = \frac{z}{l}$ ($0 \leq \bar{z} \leq l$)； α_0 、 a 、 P_{sat} 分别是掺铒光纤的小信号吸收系数、有效模场半径以及饱和功率； Δk 是主信号与探测信号之间的波数差，其值为 $\Delta k = \frac{2\pi n}{c}(f_p - f_m)$ ， n 为掺铒光纤折射率， f 为光场频率， c 为光速。已有的实验结果表明，该模型结果在波形上与实验结果吻合较好，只是幅度约比实测值大 4 倍^[4]，这说明该模型可有效地描述 SAG 的带宽特性。

在(2)式右边两项中，第一项代表每一频率探测信号各自经历的吸收，第二项与两个相向传输的信号之间通过 SAG 的交叉耦合有关。使用松弛迭代法以及四阶龙格库塔法求解上述非线性耦合常微分方程即可得到反向传输光的输出，由此可计算得到不同模式的反射谱。

在单纵模情况下，入射光的中心频率即为 SAG 的中心频率。由于在仿真参数范围内，SAG 的边模抑制比小于 3 dB，采用零点带宽定义，即以反射谱曲线距离中心频率最近的第一个极小值点为判断标准，定义该点距离中心频率的频率间隔为半带宽。定义边模抑制比为频谱曲线次极大反射率与中心频

率处反射率之比。为研究方便，定义归一化输入光功率 $P_{\text{nor}} = P_{\text{in}}/P_{\text{sat}}$ 。

3 仿真结果

3.1 不考虑激光器纵模影响

图 2 给出了光栅带宽、中心频率损耗(LCF)以及边模抑制比随光纤长度变化的情况，仿真中，其余参数设定为 $P_{\text{nor}} = 10$ ， $\alpha_0 = 4$ dB/m， $r = 90\%$ ， $l = 4.5$ m。由图 2(a)可以看出，光栅带宽与其他参数无关，只随光纤长度增加而减小，零点带宽与光栅长度满足关系 $\Delta\nu_{\text{SAG}} \approx 144.15/L_{\text{SAG}}$ 。但在归一化光功率为 1 时，在 4.5 m 附近带宽出现了突变。这一突变来源于原本一阶极小值所在频点的值上移，使得一级旁瓣趋于消失，按照本文定义，程序将第二阶极小值点认定为半带宽而导致带宽突变。由图 2(b)可以看出，中心频率损耗随长度增加而增大，提高输入主信号强度可以减小损耗，但并非强度越大越好。图 2(c)表明，在输入光功率较小($P_{\text{nor}} = 1$)时，较短的光纤长度可以得到较高的边模抑制比，但当长度进一步增加时，边模抑制比趋于定值。在中高等功率条件下($P_{\text{nor}} = 10, 100$)，增大光纤长度可有效地提高边模抑制比，且近似与长度成线性关系。但是更高的信号功率并不意味着更高的边模抑制比， $P_{\text{nor}} = 100$ 时的边模抑制比整体小于 $P_{\text{nor}} = 10$ 时的边模抑制比。

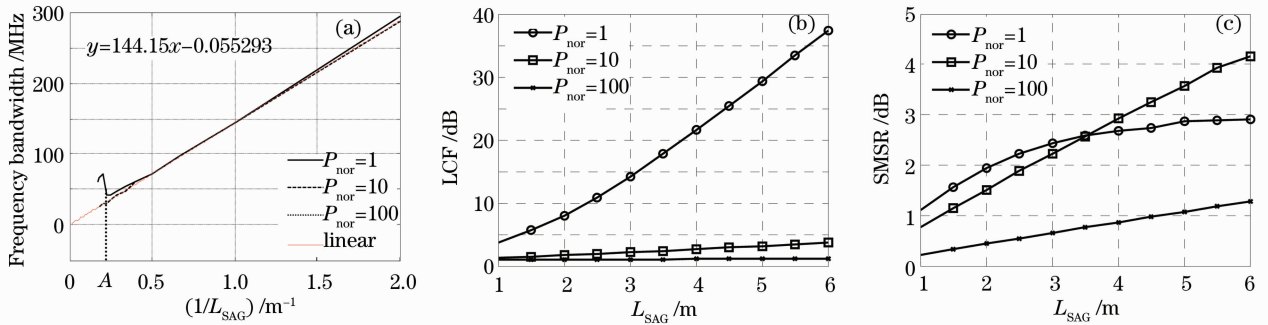


图 2 不同 SAG 长度对 SAG 特性的影响。(a) SAG 带宽；(b)中心频率损耗；(c)边模抑制比

Fig. 2 Theoretical characteristics of the SAG with respect to the length of SAG. (a) Bandwidth of SAG;

(b) loss of central frequency; (c) sidemode suppression ratio

图 3(a)给出了不同小信号吸收系数 α_0 对 SAG 参数的影响。由图 3(a)可见，LCF 与 SMSR 均随 α_0 增大而线性增加；随着注入信号光功率增大，曲线的斜率逐渐降低；LCF 的斜率总是小于 SMSR 的斜率。对激光器而言，期望 LCF 小而 SMSR 尽可能大，从图中可见小功率注入信号 LCF 和 SMSR 都过大，而大输入功率 LCF 与 SMSR 都过小，只有中等强度注入功率情况下 LCF 与 SMSR 之间的差

距容易拉开。图 3(b)给出了端面反射率 r 对 SAG 特性的影响，可见随着 r 的增加，LCF 值下降而 SMSR 增加。

注入 SAG 的主信号光功率是在激光器运行中确定的，它对 SAG 的特性具有十分重要的影响。图 3(c)给出了主信号功率对 SAG 参数的影响。在输入光功率小于饱和功率时，随着输入光功率增大，

LCF 减小而 SMSR 增大,但 SMSR 量级远小于 LCF。这表明小信号时 EDF 内的上能级增益粒子没有达到饱和。随着输入光功率增大,LCF 迅速降低到饱和值附近,随后无限逼近饱和和损耗,但不会降到 0。SMSR 先缓慢增大到极值而后开始减小,最

大的 SMSR 出现在 4~5 倍饱和功率处。随着光强不断增大,SMSR 将逐渐减小甚至逼近到 0,这也就意味着在强的注入光功率下 SAG 光栅失效。SMSR 最大时对应的注入光功率随着光纤长度的增加而增大。

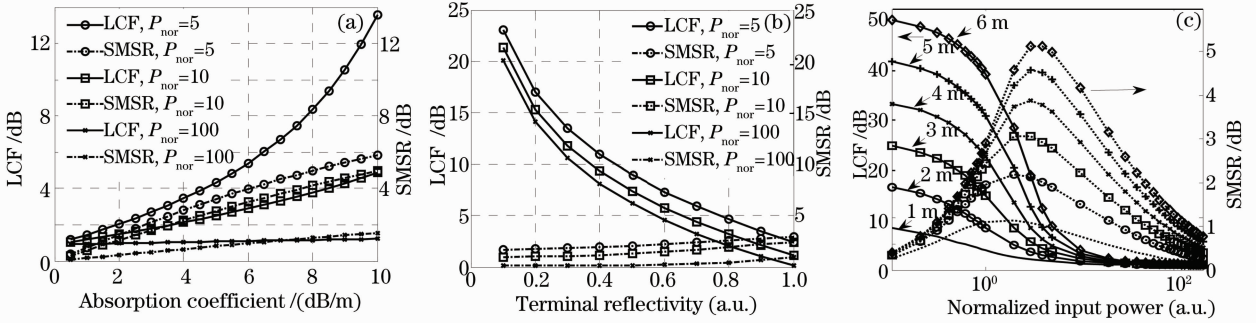


图 3 不同参数对 SAG 中心频率损耗和边模抑制比的影响。(a)小信号吸收系数;(b)端面反射率;(c)归一化输入光功率。
默认参数为 $P_{\text{nor}}=10, \alpha_0=4 \text{ dB/m}, l=3 \text{ m}, r=90\%$

Fig. 3 Theoretical characteristics of SAG with respect to various parameters. (a) Small signal absorption coefficient; (b) reflectivity of optical terminal; (c) normalized input optical power. The default parameters are $P_{\text{nor}}=10, \alpha_0=4 \text{ dB/m}, l=3 \text{ m}, r=90\%$

3.2 考虑激光器纵模影响

考虑谐振腔因素时,SAG 主模同时也为谐振腔的纵模之一,光栅带宽和中心频率损耗并不受影响,而边模抑制比则不然。这是因为单纵模激光器中纵模间隔与窄带滤波器为同一量级,实际的边模损耗是按照纵模间隔对 3.1 节得到的 SAG 损耗谱进行频谱采样。由于边模并不一定对应光栅的次级大,光栅边模抑制比在实际激光器中尚需要修正,将纵模采样后得到的边模抑制比称为纵模边模抑制比(LM-SMSR)。

根据仿真结果可确定光栅的零点带宽,若按照一般要求的单纵模激光器设计,要求纵模间隔大于

光栅带宽。但激光腔纵模间隔为

$$\Delta f = \frac{c}{2n(L_c + l)} \approx \frac{50}{L_c + l} < \frac{144}{l} = \Delta \nu_{\text{SAG}}, \quad (5)$$

式中 L_c 为除 UPEDF 外激光腔剩余光纤长度的一半。该式表明纵模间隔将始终小于光栅零点带宽,似乎这一结论并不支持单纵模运行的要求。但事实上,只要纵模的损耗满足边模抑制比的要求即可实现单纵模运行。画出当 $L_c=15 \text{ m}$ 时采用不同长度的 UPEDF 得到的纵模损耗谱,图 4(a)所示,其余参数为 $P_{\text{nor}}=10, \alpha_0=4 \text{ dB/m}, r=90\%$ 。可见短的 UPEDF 虽然减小了腔长,增大了纵模间隔,但因光

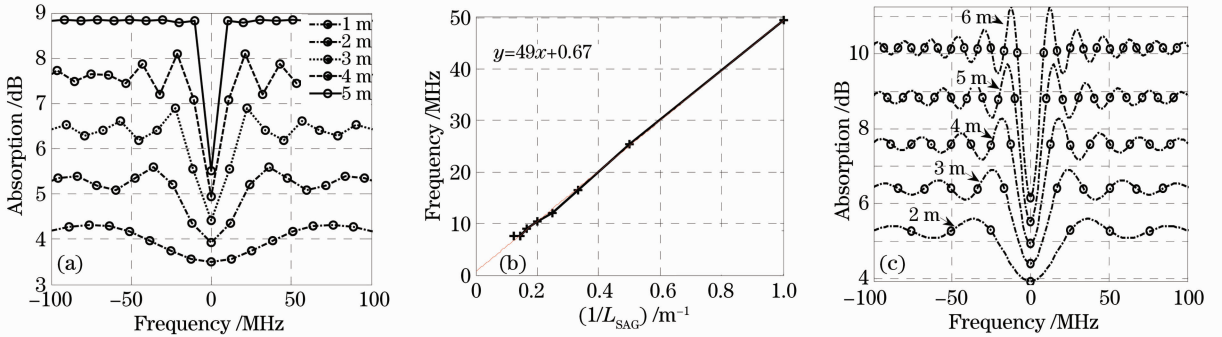


图 4 考虑腔的存在时 SAG 参数与 UPEDF 长度关系。(a) $L_c=15 \text{ m}$ 时纵模损耗谱;(b)边带损耗均值频率间隔与长度关系;(c)满足 $l=L_c$ 时纵模损耗谱。默认参数为 $P_{\text{nor}}=10, \alpha_0=4 \text{ dB/m}, r=90\%$

Fig. 4 Parameters of SAG with respect to the length of UPEDF in the laser cavity. (a) Loss spectrum of longitudinal mode with $L_c=15 \text{ m}$; (b) frequency interval of sideband mean value versus length of UPEDF; (c) loss spectrum of longitudinal mode with $L_{\text{SAG}}=L_c$. The default parameters are $P_{\text{nor}}=10, \alpha_0=4 \text{ dB/m}, r=90\%$

栅带宽过大,可包含多个纵模,且边模抑制比较低。随着 UPEDF 长度增加,纵模间隔也随之降低,但光栅带宽降低的速率大于纵模间隔下降的速度,最终 SMSR 实际增加,这是可通过增加 UPEDF 长度实现激光器单纵模运作的原因。

在图 4(a)中,一个特殊状态是当 UPEDF 长度为 5 m 时,除主模外所有边模的损耗几乎处于同一水平线上,这将导致最大的 LM-SMSR。这一特殊情形的出现是因为此时纵模间隔恰好等于边带损耗均值的频率间隔。为验证这一结论,数值计算了边带损耗均值的频率间隔 $\Delta\nu_1$ 与 UPEDF 长度的关系,如图 4(b)所示,拟合结果为 $\Delta\nu_1 = 49/l + 0.67$ 。

假设纵模间隔等于 $\Delta\nu_1$,则有

$$\frac{C}{2n(L_c + l)}l \times 10^{-6} = 49 + 0.67l, \quad (6)$$

$$l \approx L_c \approx \frac{1}{3}(2L_c + l) = \frac{1}{3}L_t, \quad (7)$$

式中 L_t 为腔内实际的光纤长度。即当 UPEDF 长度约为腔内光纤长度的 1/3 时,可实现平坦的边模损耗谱,并在整个纵模范围实现最高的 LM-SMSR。对不同光纤长度的激光腔计算满足这一关系时的纵模损耗谱,结果如图 4(c)所示,可见这一关系对不同的腔长均近似成立,但当 UPEDF 过长时,最邻近边模损耗降低导致 LM-SMSR 减小。图 5(a)表明在满足这一条件的情况下,UPEDF 越长,LCF 显然也越大。在不同的注入光功率下,存在最优的 LM-

SMSR,并且随着注入光功率的提高,达到最优 LM-SMSR 的光纤也越长。例如当 $P_{\text{nor}} = 1$ 时最优长度约为 2 m,而当 $P_{\text{nor}} = 3$ 时最优长度达到 5 m,当 UPEDF 长度超过 6 m 时,LCF 增加的速率大于 LM-SMSR 增加的速率。

利用这一关系可对激光器长度进行优化,提高纵模稳定性。图 5 给出了当满足 $l = L_c$ 时,在激光腔内 LM-SMSR 与 SAG 的 SMSR 之差随 SAG 长度的变化,差值大于 0 意味着腔的存在导致实际的 LM-SMSR 提高,而差值小于 0 意味着实际的 LM-SMSR 恶化。可见,对每一个注入光功率,都存在一个最佳的 UPEDF 长度可以实现最大的优化值。随着注入光功率的增加,该优化长度也随之增加,且优化的程度也随着增加。例如对于常用的 UPEDF 长度,当注入光功率为 3 倍饱和功率时,优化 UPEDF 长度约为 3 m,优化值为 0.3 dB;当注入光功率为 5 倍饱和功率时,优化 UPEDF 长度约为 4 m,优化值为 0.4 dB。在仿真范围内,达到的最大优化值为注入光功率是 9 倍饱和功率时,选择 UPEDF 长度为 7 m,达到的优化值为 0.6 dB。但事实上,此时的边模抑制比对应的中心频率损耗过大,不利于降低激光器腔损耗,因此实际设计时需进一步考虑激光器内的增益和损耗谱,综合平衡损耗和边模抑制比的情况进行优化设计。

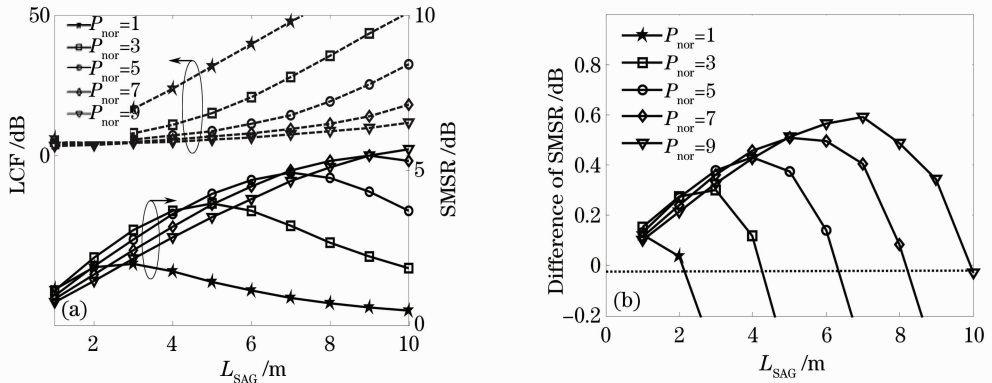


图 5 当满足 $l = L_c$ 条件时(a)LCF 和 SMSR 及(b)激光腔内纵模的 SMSR 与 SAG 的 SMSR 之差随 UPEDF 长度变化

Fig. 5 (a) LCF and SMSR and (b) differences between the SMSR of the longitudinal mode in laser cavity and the SMSR of the SAG with respect to the length of UPEDF with $l = L_c$

4 实验结果

在激光器运行过程中测量 SAG 的性能是目前进行此类激光器研究的一个难点,目前尚无有效实验手段来获取这一动态过程。例如,若使用常用的

四波混频探测结构^[4]需要一束微弱的探测光(通常为 $-20 \sim -40$ dBm)进入激光腔内,这将影响起振模式的稳定性,甚至发生注入锁定和混沌等现象。为解决这一问题,采用被动腔为测试对象,对以上仿

真结果进行初步验证。纵模反射谱的测量采用已发表过的调频法测量动态光栅瞬态反射谱方法^[12,13]。该方法的原理是利用掺铒离子的瞬态特性,即当光频发生快速变化时,处于亚稳态的铒离子需要一段时间才能跃迁(毫秒量级);在小于这一时间时,SAG 对移频光束而言相当于固定光栅。

测试装置如图 6 所示,首先对如图 1 所示激光器进行改装,在饱和吸收体与环形器 CIR1 之间接入一个长度为 L_{c2} 的 3 dB 耦合器 OC1,用以注入探测光和输出反射光。选用的 UPEDF 在 1550 nm 处饱和功率为 0.23 mW。环形器 1、3 口间形成的环形结构长度为 L_{c1} 。一个带调频端子的单纵模半导体激光器(SLMLD,RIOTM,波长约 1550.48 nm,线宽约 5 kHz)产生探测光,被另一个 3 dB 耦合器 OC2 分为两束。一束光通过环形器 CIR2 注入 OC1,在激光腔内循环并在 UPEDF 中形成 SAG,最后从 OC1 反向耦合出来,通过 CIR2 注入探测器 PD2。另一束光直接注入探测器 PD1。两个探测器的输出被同步转换为数字信号并输入计算机,实时计算二者之间的比值,从而得到瞬态反射率的变化。抽运光功率低于起振阈值,腔内的增益光纤仅用于补偿输出耦合与腔损耗导致的功率衰减,提高环形腔 Q 值。测量时,首先探测光稳定一段时间,以在 UPEDF 中形成 SAG;然后施加一个突发的三角波脉冲,使探测光频率快速扫描,记录下这一过程的瞬态反射率变化,即可得到受 SAG 调制的环形腔纵模谱。

实验中,取 l 分别为 1.10 m 与 3.00 m,通过测量高功率下的纵模拍频谱估算出剩余的等效光纤长

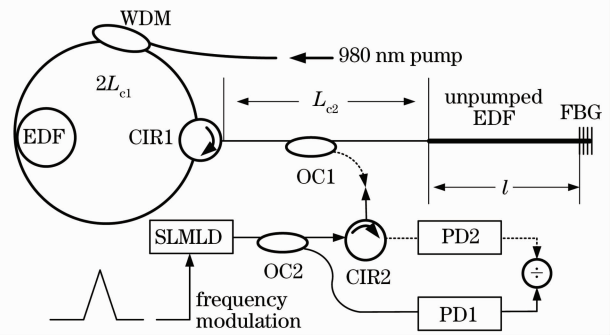


图 6 扫频法测量带 SAG 的环形腔纵模谱结构示意图
Fig. 6 Setup for measuring the longitudinal mode spectrum of the ring cavity with SAG by frequency-sweep method

度 L_c 约为 3.05 m。测试结构中参数与理论参数关系为 $L_c = L_{c1} + L_{c2}$ 。如此,当 $l = 1.10$ m 时,近似满足 $l = L_{c1} + L_{c2}$,从而满足(7)式;而当 $l = 3.00$ m 时,不满足这一关系。实验结果如图 7 所示,需要注意的是,由于实际环形腔存在慢漂,需等待腔长漂移到谐振点时开始采集数据,此时数据起始点为极大值。从图 7(a)中可见,由于动态光栅的存在,且光栅长度不满足(7)式,纵模谱的最大值被光栅所调制,导致顶部不平坦。而图 7(b)靠近零频附近的纵模顶部基本平坦,初步可以验证仿真结果的正确性。注意到远离零频处纵模顶部抬高,这可能是由于光纤长度不精确匹配,以及扫频时间过长之后 SAG 畸变而导致的结果。由于受实际光纤熔接过程以及器件最小长度限制等工艺原因,实现精确的光纤长度控制还存在困难,有待在今后进一步改进。

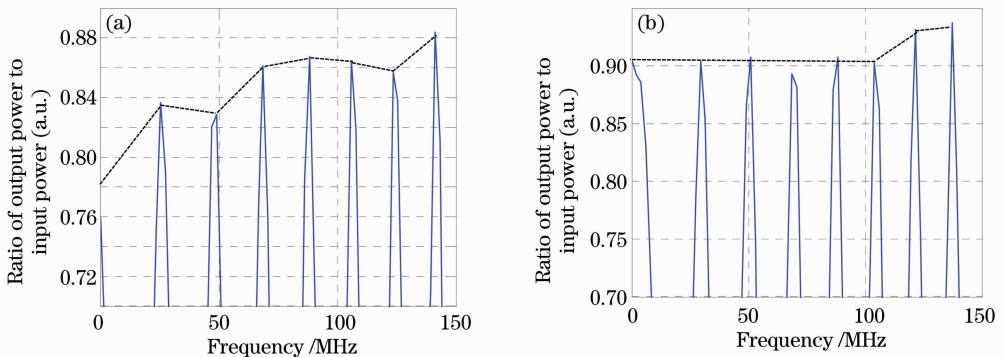


图 7 扫频法测量带 SAG 的环形腔纵模谱结果。(a) $l = 1.10$ m; (b) $l = 3.00$ m

Fig. 7 Experimental results of measuring the longitudinal mode spectrum of the ring cavity with SAG by frequency-sweep method. (a) $l = 1.10$ m; (b) $l = 3.00$ m

5 结 论

使用数值方法分析了用于超窄线宽 REDFL 的

SAG 特性。在不考虑谐振腔的条件下分析了光栅零点带宽、中心频率损耗和边模抑制比与 UPEDF

长度、小信号吸收系数和注入光功率间的关系。在考虑谐振腔影响的条件下着重分析了纵模参数对边模抑制比影响的条件,得到了实现单纵模输出的优化关系,即当 $l \approx 1/3L_c$ 时可实现平坦的边模损耗谱,并分析了在满足此关系时达到优化的边模抑制比所需的条件。较之无谐振腔的情况,对常用的光纤长度,当 $l=3\text{ m}$ 和 $P_{\text{nor}}=3$ 时可达0.3 dB的优化值,而当 $l=4\text{ m}$ 和 $P_{\text{nor}}=5$ 时可达0.4 dB的优化值。利用扫频法测量了含SAG的被动腔的纵模谱,初步验证了达到平坦纵模损耗谱的条件。这一规律对进一步进行单纵模激光器的优化设计具有重要的参考价值。

参 考 文 献

- 1 Meng Zhou, Hu Yongming, Xiong Shuidong *et al.*. All polarization maintaining fiber hydrophone array [J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **29**(5): 415~417
孟洲,胡永明,熊水东等.全保偏光纤水听器阵列[J].中国激光,2002, **29**(5): 415~417
- 2 Liang Xun, Yao Qiong, Hu Yongming *et al.*. Real-time mode hopping detection on narrow line-width laser source based on unbalanced fiber interferometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 437~442
梁讯,姚琼,胡永明等.基于非平衡光纤干涉仪的窄线宽激光器光源跳模实时测试方法[J].光学学报,2009, **29**(2): 437~442
- 3 Z. Meng, G. Stewart, G. Whitenett. Stable single-mode operation of a narrow-linewidth, linearly polarization, erbium-fiber ring laser using a saturable absorber [J]. *J. Lightwave*

- Technol.*, 2006, **24**(5): 2179~2183
- 4 M. D. Feuer. Length and power dependence of self-adjusting optical fiber filters [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1998, **10**(11): 1587~1589
- 5 S. A. Havstad, B. Fischer, A. E. Willner *et al.*. Loop-mirror filters based on saturable-gain or -absorber gratings [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(21): 1466~1468
- 6 Jing Yang, Ronghui Qu, Guoyong Sun *et al.*. Suppression of mode competition in fiber lasers by using a saturable absorber and a fiber ring [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(7): 410~412
- 7 M. S. Kang, M. S. Lee, J. C. Yong *et al.*. Characterization of wavelength-tunable single-frequency fiber laser employing acoustooptic tunable filter [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2006, **24**(4): 1812~1823
- 8 P. Agrawal Govind. *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition [M]. San Diego: Elsevier, 2007
- 9 S. Stepanov, E. H. Hernández. Phase contribution to dynamic gratings recorded in Er-doped fiber with saturable absorption [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **271**(1): 91~95
- 10 M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer *et al.*. Linewidth-narrowing mechanism in lasers by nonlinear wave mixing [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(18): 1406~1408
- 11 H. S. Kim, S. K. Kim, B. Y. Kim. Longitudinal mode control in few-mode erbium-doped fiber lasers [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(15): 1144~1146
- 12 Xu Pan, Hu Yongming, Hu Zhengliang *et al.*. Measurements of transient reflectance spectrum of dynamic gratings by optical frequency modulation [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(17): 174208
徐攀,胡永明,胡正良等.光频率调制法测量动态光栅瞬态反射谱特性[J].物理学报,2012, **61**(17): 174208
- 13 P. Xu, Z. Hu, N. Jiang *et al.*. Transient reflectance spectra of adaptive filters based on dynamic population gratings [J]. *Opt. Lett.*, 2012, **37**(11): 1992~1997

栏目编辑:宋梅梅