

文章编号: 0258-7025(2001)05-0395-04

# 光纤光栅耦合附加腔被动锁模激光器特性的分析\*

刘 宁 廖常俊 刘颂豪 徐文成 郭 旗

(华南师范大学量子电子学研究所 广州 510631)

秦子雄

(南开大学现代光学研究所 天津 300071)

**提要** 对光纤光栅耦合附加腔被动锁模激光器进行了详细分析,得到了附加腔锁模激光器的振荡条件。研究表明在稳定工作状态下,附加腔锁模激光器的增益、损耗、两腔之间的耦合效率以及激光振荡波长等参数在复平面上将构成一个近似的等腰三角形。对振荡初期增益的研究表明,主腔增益在光纤光栅中心波长两侧有明显的不对称性,这将会造成激光器输出光脉冲光谱的不对称性。对谐振腔的进一步分析表明,由于光波在光纤光栅中具有一定的穿透深度,为了实现激光振荡,两谐振腔的名义长度差需要保持一个确定的值。

**关键词** 光纤激光器,锁模,光纤光栅

中图分类号 TN 248.1 文献标识码 A

## Analysis of Fiber-grating Additive-pulse Mode-locked Fiber Laser

LIU Ning LIAO Chang-jun LIU Song-hao XU Weng-chen GUO Qi

(Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

QIN Zi-xiong

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071)

**Abstract** Fiber-grating additive-pulse mode-locked fiber laser is analyzed in detail. The oscillation conditions for the additive-pulse mode-locked laser was found, it was showed that after reaching stable, the laser's gain, the loss, the coupling efficiency between the two cavities, and the oscillation wavelength will construct an approximate isosceles triangle on the complex plane. Further analysis of the gain of the laser on the starting stage showed that the gain at the main cavity is unsymmetrical with the central wavelength of fiber gratings, which leads the unsymmetry of the spectrum of the output laser pulses. It was also found that in order to realize the laser oscillation the differences between the two cavities' nominal length should be adjusted at a certain value because of the light penetration into the fiber gratings.

**Key words** fiber laser, mode-locking, fiber grating

## 1 引 言

附加腔锁模 (APM) 技术是实现各种激光器被动锁模的一种新技术,它已成为获得超短光脉冲的一种重要手段,因而受到广泛关注和研究<sup>[1~8]</sup>。附加腔锁模技术的核心在于激光器是由两个谐振腔(其中一个主腔中放有增益介质,另一个辅助腔中放有非线性介质)耦合构成的,利用辅助腔中介质的非线性效应(Kerr 效应)使辅助腔中的光波产生自相位调

制,当两腔中的光波发生干涉后,即可实现对光脉冲的压缩。这种方法首先是由 Mollenauer 和 Stoler<sup>[1,2]</sup>在孤子激光器上实现的,但后续的研究表明这种技术还可以应用于非孤子的其他激光系统<sup>[3~8]</sup>。APM 技术的优点是不需要同步调制或腔内饱和吸收体,因此激光器的结构非常简单。采用光纤光栅实现附加腔被动锁模激光器的实验首先是由 P. K. Cheo 等<sup>[6,7]</sup>完成的。这是一种全光纤的被动锁模激光器,主腔和辅助腔之间的耦合镜及两谐振腔的反射镜都是由光纤光栅构成的,因此它的结构更加简单。

由于这种激光器是由两个谐振腔构成的,所以实现激光振荡的条件将与两个谐振腔有关。经过对

\* 广东省自然科学基金(980030)资助项目。

收稿日期:1999-12-13;收到修改稿日期:2000-04-17

全光纤光栅附加腔被动锁模激光器振荡过程的分析,我们给出了实现激光振荡的条件。

### 2 振荡条件

首先考虑一段均匀的光纤光栅(例如图 1 中所示光纤光栅  $b$ ),由光纤光栅理论<sup>[9]</sup>,可以得到光波通过一个光纤光栅后,其透射光和反射光的关系为

$$\begin{pmatrix} A'_n \\ B'_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ir_je^{i\theta_j} & t_je^{i\theta_j} \\ t_je^{i\theta_j} & ir_je^{i\theta_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} \quad (1)$$

其中 
$$r_j = \frac{\kappa_j \sin(\gamma_j L_j)}{[\kappa_j^2 \cosh(\gamma_j L_j) - \delta_j^2]^{1/2}} \quad j = a, b, c \quad (2)$$

$$t_j = \frac{\gamma_j}{[\kappa_j^2 \cosh(\gamma_j L_j) - \delta_j^2]^{1/2}} \quad (3)$$

$$\theta_i = \tan^{-1} \left[ \frac{\delta_i}{\sqrt{\kappa_i^2 - \delta_i^2}} \tan(\kappa_i L_i \sqrt{\kappa_i^2 - \delta_i^2}) \right] \quad (4)$$

$$\gamma_j = \sqrt{\kappa_j^2 - \delta_j^2} \quad (5)$$

$A_n$  和  $B_n$  分别为光纤光栅两侧光场的慢变振幅近似。 $L_j$  为光纤光栅的长度,  $\kappa_i$  为光纤光栅的耦合系数,  $\delta_j = 2\pi n_{\text{eff}}(1/\lambda - 1/\lambda_j)$  为失调参数( $n_{\text{eff}}$  为导波模的有效折射率,  $\lambda$  为入射光波长,  $\lambda_j$  为光纤光栅的“设计波长”),  $|r_j|^2$  即是光纤光栅的反射率。

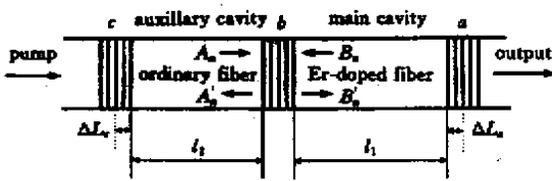


图 1 全光纤光栅附加腔被动锁模激光器结构示意图

Fig.1 Diagram of the fiber-grating additive-pulse mode-locked fiber laser

全光纤附加腔被动锁模激光器的结构简图如图 1 所示,它的主腔和辅助腔之间的耦合是由光纤光栅  $b$  完成的。主腔和辅助腔的反射镜是由光纤光栅  $a$  和  $c$  完成的。主腔中是一个光纤放大器,提供了激光器的增益,而辅助腔中是一段普通单模光纤,它的非线性效应(Kerr 效应)使光脉冲产生自相位调制(SPM)。主腔和辅助腔中的光束在耦合镜  $b$  处发生相互干涉,将相位调制转化为振幅调制,实现对光脉冲的压缩(即锁模脉冲的产生)。由于附加腔锁模技术采用了两个耦合的谐振腔,所以激光振荡的条件

将与两谐振腔有关。当激光器达到稳定后,由图 1 及方程(1)可以得到

$$A'_n = ir_je^{i\theta_b}A_n + t_je^{i\theta_b}B_n \quad (6)$$

$$B'_n = t_je^{i\theta_b}A_n + ir_je^{i\theta_b}B_n \quad (7)$$

$$A_n = ir_je^{i\theta_c}e^{i\phi_2}e^{i\Phi}A'_n \quad (8)$$

$$B_n = ir_je^{i\theta_a}e^{i\phi_1}gB'_n \quad (9)$$

其中,  $\phi_1$  和  $\phi_2$  分别为光波在主腔和辅助腔中所产生的相移,  $\Phi$  为辅助腔中的非线性介质所产生的非线性相移( $\Phi = n_2 k_0 l A_n^2$ ,  $n_2$  为非线性折射率,  $l$  为光纤的长度,  $k_0$  为波数),  $g$  为主腔中的增益。求解方程(6)~(9)可得

$$gr_a r_b e^{i\alpha} + r_b r_c e^{i\beta} + gr_a r_c e^{i(\alpha+\beta)} = -1 \quad (10)$$

其中  $\alpha = \theta_a + \theta_b + \phi_1$ ,  $\beta = \theta_b + \theta_c + \phi_2 + \Phi$ 。(10)式即是全光纤光栅附加腔被动锁模激光器的振荡条件。实际上它不仅适用于全光纤光栅附加腔被动锁模激光器,也适用于其他类型的附加腔锁模激光器。由(10)式可以看出,当  $r_c$  或  $r_b$  分别为零时(10)式则分别对应于此相应的激光器的振荡条件,即  $gr_a r_b e^{i\alpha} = -1$  或  $gr_a r_c e^{i(\alpha+\beta)} = -1$ (产生负号的原因是由于光纤光栅对反射光会产生  $\pi/2$  的相移,见(1)式)。为了实现附加腔锁模激光器振荡,其增益  $g$ 、损耗(主腔和辅助腔反射镜的反射率  $r_a$  和  $r_c$ )、耦合效率(耦合镜的反射率  $r_b$ )和激光振荡波长( $\alpha$  和  $\beta$ )需满足一个复杂的关系。然而(10)式可以用复数矢量在复平面表示出来,如图 2 所示。对于实际的附加腔锁模激光器而言, $\alpha$  和  $\beta$  的值差距不大,所以矢量图近似于一个三角形。由三角关系及四边形内角关系可以得到该四边形其中两个对角是相等的,其值为  $\gamma = \pi - \alpha$ 。利用三角定理,由图 2 可以得到

$$\cos \alpha = - \frac{1 + g^2 r_a^2 (r_b^2 - r_c^2) - r_b^2 r_c^2}{2gr_a r_b (1 - r_c^2)} \quad (11)$$

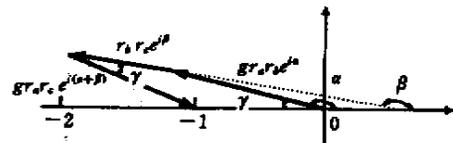


图 2 附加腔锁模激光器的振荡条件:稳定工作后,其增益、损耗、两腔之间的耦合效率以及激光振荡波长等参数在复平面上将构成一个近似的等腰三角形

Fig.2 Oscillation conditions: after reaching stable, the laser's gain, the loss, the coupling efficiency between the two cavities, and the oscillation wavelength will construct an approximate isosceles triangle on the complex plane

(11)式表明,当主腔增加了辅助腔后,其振荡条件将会发生改变(没有辅助腔时,其振荡条件为  $\cos\alpha = -1$ ),即激光振荡波长将会发生移动。

### 3 运动方程和本征值

由于全光纤光栅附加腔被动锁模激光器的腔镜全部采用了光纤光栅,所以光纤光栅的特性将会影响到激光器光谱特性。采用 Jyhping Wang<sup>[5]</sup>提出的本征模理论,对光纤光栅耦合附加腔被动锁模激光

其本征值为

$$|\rho_{\pm}| = \left| \{ r_b r_c e^{i(\theta_b + \theta_c)} e^{i(\phi_2 + \Phi)} + g r_a r_b e^{i(\theta_a + \theta_b)} e^{i2\phi_1} + \sqrt{\frac{2}{r_b^2 r_c^2 e^{i2(\theta_b + \theta_c)} e^{i2(\phi_2 + \Phi)} + g^2 r_a^2 r_b^2 e^{i2(\theta_a + \theta_b)} e^{i2\phi_1} + 2 g r_a r_c (r_b^2 - 2) e^{i(\theta_a + 2\theta_b + \theta_c)} e^{i(\phi_1 + \phi_2 + \Phi)}} \} \right|$$

本征值  $\rho$  描述了激光器在振荡初期(未达到增益饱和时),主腔和辅助腔中增益的情况。其中取(+)代表了主腔的情况,取(-)代表了辅助腔的情况。从(13)式可以看出,由于激光器中所有的腔镜都采用了光纤光栅,所以各个光纤光栅的中心波长、带宽以及长度等因素都会影响到本征值。图 3(a)表示当各个光纤光栅具有相同中心波长时,主腔本征值  $|\rho_+|$  与  $\Phi$  及光波长的关系。由图 3(a)可以看出,相对于光纤光栅的中心波长,主腔本征值  $|\rho_+|$  在光纤光栅带宽内有明显的不对称性。随着  $\Phi$  的变化,  $|\rho_+|$  将会对中心波长两侧进行不同程度的截取。当  $\Phi$  较小时,  $|\rho_+|$  对长波部分截取较多。图 3(b)表示当各个光纤光栅具有不相同中心波长时(取文献 7 中的实验数据),主腔本征值  $|\rho_+|$  与  $\Phi$  及光波长的关系。由图 3(b)可以看出,相对于光纤光栅的中心波长,主腔本征值  $|\rho_+|$  在光纤光栅带宽内的不对称性更加明显。在相对于光纤光栅中心波长长波部分,主腔本征值  $|\rho_+|$  的截取更加明显,即主腔本征值  $|\rho_+|$  在长波部分显著下降。主腔本征值  $|\rho_+|$  的变化必将影响到激光器输出的光脉冲的光谱特性。文献 7 在实验测量锁模脉冲的光谱后发现,光脉冲的光谱明显不对称,其分布在长波段非常陡,但文献 [7] 对于这一现象并没有给出很好的解释。而我们上面的结论则对这一现象给出了合理的解释。

### 4 腔长匹配特性

为了实现主腔和辅助腔中两光波在耦合镜处相干的要求,主腔和辅助腔的长度必须相等。由于光波在光纤光栅中有一定的穿透深度<sup>[8]</sup>,所以主腔和辅助腔的实际长度(见图 1)并不等于主腔和辅助腔

器振荡初期的增益特性进行了分析。

如果激光器的三个光纤光栅均为均匀光纤光栅,可以得到在光纤光栅  $b$  处,光波在激光器中的运动方程为(参见图 1)

$$\begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -r_b r_c e^{i(\theta_b + \theta_c)} e^{i(\phi_2 + \Phi)} & i t_b r_c e^{i(\theta_b + \theta_c)} e^{i(\phi_2 + \Phi)} \\ i g r_a t_b e^{i(\theta_a + \theta_b)} e^{i\phi_1} & -g r_a r_b e^{i(\theta_a + \theta_b)} e^{i\phi_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} \quad (12)$$

运动方程(12)式可以通过求本征值的方法求解<sup>[5]</sup>。

其本征值为 (13)

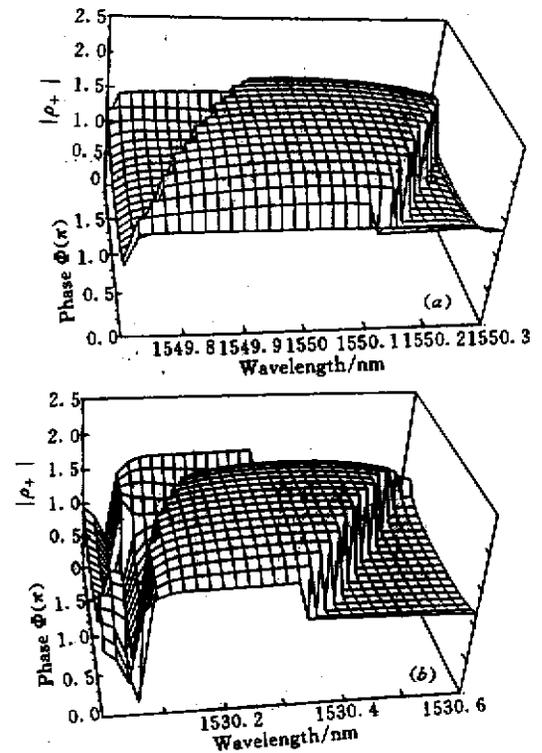


图 3 当各个光纤光栅具有相同中心波长(a)和不同中心波长(b)时,在激光振荡初期,主腔增益在光纤光栅带宽内随非线性相移及光波长的变化关系

Fig.3 On the starting stage, the gain in the laser's main cavity changes with the nonlinear phase shift and the wavelength (each fiber grating has the same central wavelength(a) and has different central wavelength(b))

的名义长度(即主腔和辅助腔中光纤的长度)  $l_1$  和  $l_2$ 。为了实现主腔和辅助腔的长度匹配,则要求辅助腔和主腔的名义长度差值为

$$\Delta l = l_2 - l_1 = \Delta L_a - \Delta L_c \quad (14)$$

其中  $\Delta L_j (j = a, b, c)$  为光波在光纤光栅中的穿透

深度。图4给出了几组 $\Delta l$ 随光波长的变化关系。由图4可以看出 $\Delta l$ 在光纤光栅带宽内的变化并不是很大,而且这种变化只有在两个光纤光栅本身特性(如反射率、中心波长等)有比较大的差别时才会表现出来。在实际应用中,由于这两个光纤光栅对应于主腔的输出镜和辅助腔的反射镜,因此,它们在反射率的数值上并不会有很大的差距,所以 $\Delta l$ 将是一个比较确定的值,实验中必须使主腔和辅助腔的名义长度有一个确定的差值。

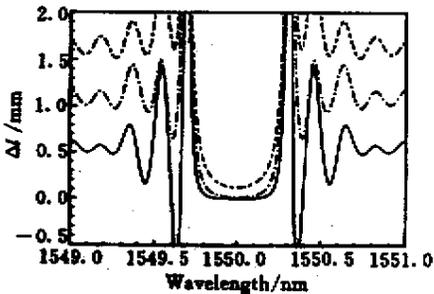


图4 几种不同的均匀光纤光栅其穿透深度差在光纤光栅带宽内随波长的变化关系

Fig.4 Penetration length differences of several uniform fiber gratings vs wavelength

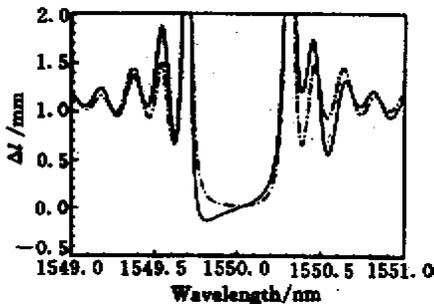


图5 实线为两个均匀光纤光栅的中心波长相差0.1 nm时的穿透深度差值;虚线为这两个光纤光栅的中心波长相同时的穿透深度差值

Fig.5 Penetration length differences between two uniform fiber grating with a central wavelength difference of 0.1 nm (solid) and with the same central wavelength (dot)

然而,为了使 $\Delta l$ 的值在光纤光栅带宽内有较明显的变化,仍可采取以下措施。一种方法是采用啁啾光纤光栅<sup>[8]</sup>,主腔的输出镜和辅助腔的反射镜分别采用啁啾度相反的啁啾光纤光栅。但这时激光器输出的光脉冲将会带有正的啁啾。另一种方法是建议仍采用均匀光纤光栅,但这两个光纤光栅的中心波长稍有差距。图5给出了两个中心波长不同的光纤光栅,其穿透深

度的差值随波长的变化关系。与图4比较可以看出 $\Delta l$ 的值在光纤光栅带宽内有了较明显的变化。这种变化使激光器的振荡波长在光纤光栅的带宽内,可以根据主腔和辅助腔长度的差值进行适当调整。

## 5 结论

本文对光纤光栅耦合附加腔被动锁模激光器进行了详细的分析。由于这种激光器由两个谐振腔耦合而成,所以振荡条件将与两个谐振腔有关。当附加腔锁模激光器稳定工作后,其增益、损耗、两腔之间的耦合效率以及激光振荡波长等参数在复平面上将构成一个近似的等腰三角形,这对于附加腔被动锁模激光器的设计具有重要的指导意义。由于腔镜全部采用了光纤光栅,所以光纤光栅的特性将会影响到激光器的运行。在振荡初期,相对于光纤光栅的中心波长,主腔增益在光纤光栅带宽内具有明显的不对称性,其增益会对光纤光栅中心波长两侧进行不同程度的截取,这最终将造成激光器输出光脉冲光谱的不对称性。由于光波在光纤光栅内有一定的穿透深度,所以两个谐振腔的实际长度将不再是两光纤光栅端点之间的距离。因此,为了实现激光振荡,两谐振腔的名义长度差应保持一个确定的值。

## 参考文献

- 1 L. F. Mollenauer, R. H. Stolen. The soliton laser. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(1):13~15
- 2 F. M. Mitschke, L. F. Mollenauer. Stabilizing the soliton laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1986, **QE-22**(12):2242~2250
- 3 E. P. Ippen, H. A. Haus, L. Y. Liu. Additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(9):1736~1745
- 4 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Structures for additive pulse mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1991, **8**(10):2068~2076
- 5 Jyhping Wang. Analysis of passive additive-pulse mode locking with eigenmode theory. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(2):562~568
- 6 P. K. Cheo, V. G. Mitalik, G. A. Ball. Mode-locking of in-line coupled-cavity fiber lasers using intra-core Bragg gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, **7**(9):980~982
- 7 P. K. Cheo, L. Wang, M. Ding. Low-threshold, self-tuned and passively mode-locked coupled-cavity all-fiber lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(1):66~68
- 8 Ding-Wei Huang, Gang-Chih Lin, C. C. Yang. Fiber-grating-based self-matched additive-pulse mode-locked fiber lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, **35**(2):138~146
- 9 Turan Erdogan. Fiber grating spectra. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8):1277~1294