

光纤光栅外腔半导体激光器的实验研究*

耿健新 曹根娣 罗颖 瞿荣辉 陈高庭 方祖捷 王向朝

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

提要 利用光纤光栅作为选频元件的外腔半导体激光器具有波长稳定性和可控性好等优点。报道了该激光器的关键工艺,主要是光纤光栅制备、芯片的腔面增透和光纤耦合封装等。报道了初步的实验结果。

关键词 光纤光栅, 半导体激光器, 外腔

1 引言

密集波分复用(DWDM)技术是光纤通信的主要发展方向。为了实现全球性的高速宽带光纤通信网络^[1,2],工作波长及其间隔必须准确、稳定。国际电信联合会(ITU)已经提出了一个WDM波长定位标准的建议: $f = 193.1 + / - 0.1 \times N$ (THz),式中 N 为整数。中心频率为193 THz,对应于1550 nm波段,0.1 THz的信道间隔相当于0.8 nm的波长间隔。这就要求作为发射光源的半导体激光器不仅必须单频,而且要求具有准确的发射波长。光纤通信中目前最常用的发射器件是分布反馈(DFB)激光器。虽然它的单频特性很好,但是波长的准确控制比较困难,而且在高速调制下线宽展宽比较严重。光纤光栅是在单模光纤中利用光纤的光敏性形成了一维Bragg光栅,从而具有窄带的反射特性。普通F-P激光器的管芯,经过腔面增透,与光纤光栅尾纤耦合,可以组成一种新型的光纤光栅外腔激光器。其特点是:光纤光栅决定器件激射波长。其折射率的温度稳定性优于半导体材料。且不必担心载流子注入引起折射率变化,因而对啁啾具有强的抑制作用。普通F-P管芯比DFB结构价格低廉;而且,可以对芯片和外腔分别进行优化选择,易于实现波长的准确控制^[3-5]。

光纤光栅外腔激光器的关键技术,一是光纤光栅本身;二是腔面的增透膜;三是管芯同光纤光栅的耦合。本文报道有关的实验研究工作和初步结果。

2 光纤光栅

光纤光栅外腔半导体激光器的基本结构见图1(a)所示。其中半导体激光器管芯为F-P腔结构,经过腔面增透后同光纤光栅耦合。由于光纤光栅峰值波长上的强反馈,其激射波长被锁定在光纤光栅反射谱峰值上。光纤光栅是采用193 nm ArF准分子激光器和相位掩模板,对

* 国家自然科学基金(69637050)、上海市科技发展基金(96JC14007)和863-307主题支持项目。

收稿日期:1999-01-14;收到修改稿日期:1999-03-22

增氢敏化的商用光纤进行辐照制备的。图 1 (b) 给出了一个典型的光纤光栅透射谱。用于外腔激光器的反射率不能太高。根据理论模拟和实验研究, 反射率控制在 3~ 6 dB 较好。

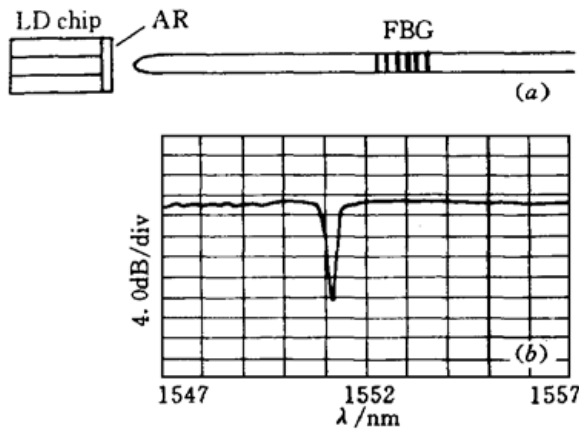


图 1 光纤光栅外腔激光器结构 (a) 及典型的光纤光栅透射谱 (b)

Fig. 1 A schematic diagram of the FBG-ECL (a) and a typical spectrum of FBG (b)

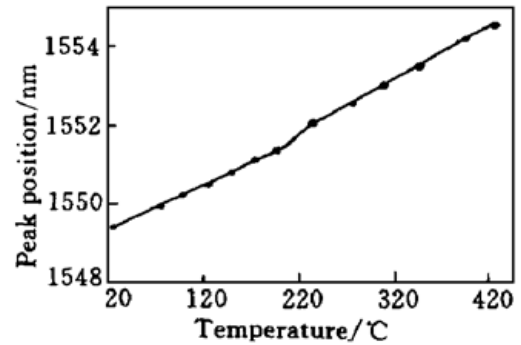


图 2 光纤光栅峰值波长随温度的变化

Fig. 2 Relation between the FBG peak wavelength and temperature

光纤光栅的工作波长决定于相位板光栅的周期, 用一个设计好的相位板制作的光纤光栅, 具有很好的一致性。因为石英折射率温度稳定性和材料的热膨胀系数都很小, 因此光纤光栅反射谱的温度稳定性也相当好。图 2 为光纤光栅峰值波长随环境温度的变化关系。其温度变化率约为 $0.013 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, 与 DFB 激光器比较大致小一个量级。由于 WDM 技术要求波长控制达到纳米以下, 光纤光栅峰值波长是需要严格控制的。除了温度之外, 影响波长精度的因素还有辐照时剂量的大小、光纤载氢敏化的时间和在空气中暴露的时间以及辐照后的时效和热处理工艺。这些因素都需在工艺过程中优化、稳定和严格控制。

本工作采用安立公司的 MS9710B 型光纤光谱分析仪和一个宽带光源, 实时观测透射谱的变化。这是提高成品率的根本保证。光栅制备后透射谱继续随时间缓慢变化。这是由于光纤内包含的未与紫外激光发生作用的氢分子, 逐步向外扩散, 使光纤的本底折射率发生变化。根据多种光纤和多次实验数据积累表明, 波长移动先快后慢, 大致在一个月左右基本稳定, 总共向短波长移动 1 nm 左右。为了精确调整波长位置, 有时需要采用高温退火方法进行调整。光纤光栅经过退火后光谱稳定性有明显改进。

3 增透膜

激光器管芯 F-P 内腔模的抑制直接决定单模运转的稳定性和边模抑制比。根据理论模拟和实验研究, 腔面的剩余反射率至少要降到 10^{-3} 以下, 最好能达到 10^{-5} 。抑制内腔模的方法, 一是采用斜腔, 更常用的是采用腔面的增透膜 (AR Coating)。文献报道同时采用斜腔和增透技术已经做到 10^{-5} 量级。为了获得理想的增透膜, 要解决 AR 膜蒸镀时膜厚的控制和剩余反射率的测量。AR 膜是光学镀膜的常规工艺。由光学原理可知, 单层膜的反射率为

$$R = \frac{n_1^2(n_2 - n_0)^2 \cos^2 \phi + (n_2 n_0 - n_1^2)^2 \sin^2 \phi}{n_1^2(n_2 + n_0)^2 \cos^2 \phi + (n_2 n_0 + n_1^2)^2 \sin^2 \phi} \quad (1)$$

式中 $\phi = 2\pi n_1 d / \lambda$ 。显然,为了获得趋向于零的 R ,膜层的光学厚度应为 $\lambda/4$,同时膜层的折射率应为 $n_1 = (n_2 n_0)^{1/2}$ 。 n_0 为空气折射率 = 1, n_2 为管芯材料折射率,大约为 3.5 左右,确切数据还同具体器件有关。因此, n_1 数值大致要求为 1.871。在实际的 AR 制备时,这二个条件不可能同时绝对达到。稍有偏离时的剩余反射率为

$$\Delta R = \pi^2 (n_2 - n_0)^2 (\Delta d)^2 / \lambda^2 + (\Delta n_1 / n_1)^2 \quad (2)$$

式中 Δd 为偏离 $\lambda/4$ 值, Δn_1 为偏离 $(n_2 n_0)^{1/2}$ 值。经查各种常用的膜层材料数据,氧化锆 ZrO_2 的折射率(550 nm)为 1.97,是最接近的。其熔点为 2715°C,沸点为 4300°C,蒸发温度为 2700°C。因此要用电子束蒸发工艺。

剩余反射率的测量,最直接和最准确的方法是通过半导体激光器的特性来测量^[6]。激光器腔面反射率的变化主要反映在光谱和 $L-I$ 特性二个方面。根据半导体行波光放大器的理论,器件的小信号增益谱可以写成

$$G(\nu) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_s \sin^2[\pi(\nu - \nu_0) / \Delta\nu]} \quad (3)$$

式中 $G_s = \exp[(g - \alpha)L]$ 为单程增益, $\Delta\nu$ 为自由谱宽,即 F-P 纵模间隔。 ν_0 为某一个 F-P 模的峰值位置。由增益谱的极大 G_1 和极小 G_2 可得其调制度为

$$m = \frac{G_1 - G_2}{G_1 + G_2} = \frac{2 \sqrt{R_1 R_2} G_s}{1 + R_1 R_2 G_s^2} = \frac{2a R_1 G_s}{1 + a^2 R_1^2 G_s^2} \rightarrow \frac{2a}{1 + a^2} \quad (4)$$

上式中, $a = (R_2 / R_1)^{1/2}$ 。镀膜前,半导体材料的反射率 $R_1 = R_2 = 0.32$ 。激射时, $R_1 G_s = 1$ 。如果在器件原始阈值电流下测量镀膜后的荧光光谱,即在 $R_1 G_s = 1$ 条件下测量,由光谱的调制度 m ,就可以计算 AR 膜的剩余反射率 R_2 。

激光器腔面反射率的改变,也直接影响激光器的功率输出特性,包括阈值和斜率效率。激光器二端面的输出效率是腔面反射率的显函数

$$\eta_2 = \eta_i \frac{\ln(1 / \sqrt{R_1 R_2})}{\alpha L + \ln(1 / \sqrt{R_1 R_2})} \frac{(1 - R_2) \sqrt{R_1}}{\sqrt{R_1} + (1 - R_1) \sqrt{R_2}} \quad (5a)$$

二个方向上的输出效率之比为

$$\eta_2 / \eta_1 = (1 - R_2) \sqrt{R_1} / (1 - R_1) \sqrt{R_2} \quad (5b)$$

可见,测量激光器二端面输出的 $L-I$ 特性,可以计算镀膜后的反射率。但是当增透到接近于零的时候,上式趋向于无穷大,不能计算 R_2 的确切数值。另一方面,随着 R_2 的下降,激光器的阈值将上升,直至不能激射。反射率很小时,阈值电流的上升十分明显。此时上式不能成立。但可以利用这一特性作为镀膜时膜厚的实时监控。

本实验采用武汉电信器件公司提供的 1550 nm 波段的 F-P 腔管芯。图 3(a) 为管芯增透前的激射光谱。在常规电子束蒸发镀膜机中,蒸镀 ZrO_2 膜。先用光学膜厚控制仪控制蒸发到接近 $\lambda/4$,然后采用器件 $L-I$ 特性监控方法作精细控制。图 3(b) 为镀膜后的荧光光谱。图 3(c) 为蒸镀过程中器件 $L-I$ 特性曲线的变化。由光谱的调制度可以计算得到反射率为 4×10^{-4} 。

4 光纤耦合和封装

光纤耦合封装是光电子器件一个十分关键的工艺,在外腔激光器中更加重要。因为耦合效率及其稳定性直接决定激光器的所有特性,而不仅仅是输出功率一项。另一个差别是,在普通

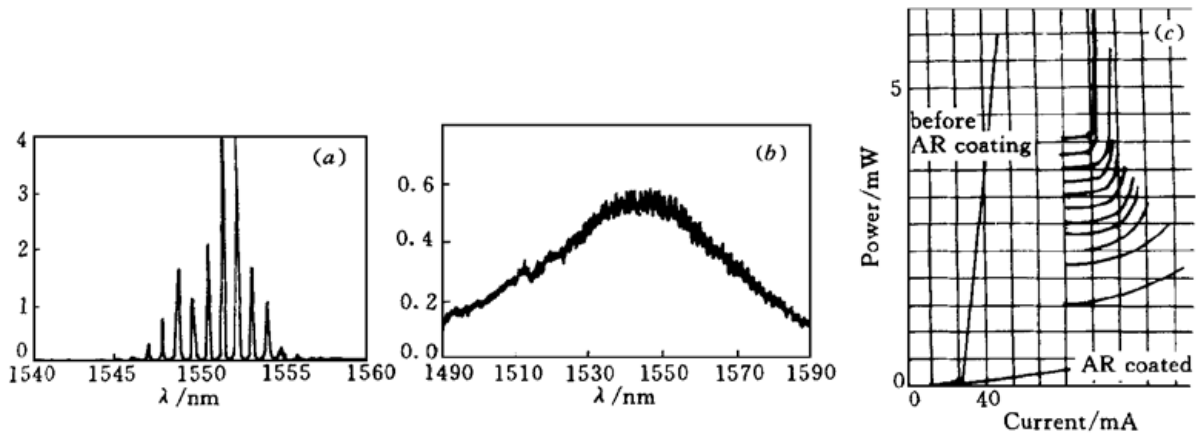


图3 AR Coating 前后的光谱

(a) 增透前 LD 管芯的激光光谱; (b) 增透后的荧光光谱; (c) $L-I$ 特性曲线的变化

Fig. 3 Spectra before and after coating

a) lasing spectrum before coating; (b) fluorescence spectrum after coating; (c) $L-I$ characteristics changes during coating

激光器中, 着重要求前向输出的耦合效率, 而不在乎向后(从光纤向管芯)的耦合效率。相反, 为了减弱外反馈对激光器工作状态的影响, 希望向后的耦合效率尽可能低。这就是近几年来发展的大角度尖端圆锥形光纤头的一个优点。外腔激光器中的耦合光纤头要求前向和后向的耦合效率尽可能相等。因此需要采用球端圆锥形光纤头, 可逆的光路。

由于半导体激光器发光区很小, 可以近似看作一个点光源。用射线光学方法讨论可以得出, 为了提高耦合效率, 最佳的光纤头应具有旋转双曲线圆锥形状。此时, 从管芯端点发出的不同方向的光线, 进入光纤后折射的方向均平行于光纤的轴, 也就是能够耦合进光纤的基模。该双曲函数的参量关系是

$$\text{双曲线渐近线的夹角(半角)} \quad \theta = \tan^{-1}(n^2 - 1)^{1/2} \quad (6a)$$

$$\text{管芯端点离开光纤顶点的距离} \quad x = n\rho/(n^2 - 1) \quad (6b)$$

式中 n 为光纤的折射率, ρ 为光纤顶点的曲率半径。以 $n = 1.45$ 代入, 可知 θ 大致为 46° 。也就是说光纤顶端最好成一直角。上述关系中还有一个待定参数, 这就是激光器的发散角。一般来说, 发散角大, 要求 x 小, 因而 ρ 也应小。它们之间可以通过一个代数方程互相联系起来。假设 LD 的发散角为 30° , 可以估算出, ρ 大致应取纤芯半径的 1.8 倍, 约为 $8 \mu\text{m}$ 。

由于光纤头部非常微小, 要按照设计的几何加工相当困难。实际工艺是采用腐蚀加电火花处理的方法。所获得的光纤顶端夹角远小于直角。这是耦合效率较低的原因之一。光纤耦合封装的稳定性是又一个工艺难点。这一问题需要借助好的设备和产业化的工艺条件来解决。器件按照通用的双列直插式管壳封装。

5 器件基本特性

图 4 为耦合封装完成的光纤光栅外腔激光器的 $L-I$ 特性。图 4(a) 为增透较好的器件, $L-I$ 特性线性良好。当 LD 管芯增透效果较差时, 管芯二个解理面之间的 F-P 模的影响就比较大。F-P 模峰值随电流注入的增加而变化。随着它靠近或远离光纤光栅的峰值, 器件的阈值电流和输出功率也随之波动。表现在 $L-I$ 曲线上的扭折或双稳现象, 如图 4(b) 所示, $L-I$ 曲线有扭折

和双稳现象。值得指出的是,即使在 $L-I$ 发生扭折或双稳时,激光波长仍然锁定在 FBG 峰值上。图 5 为 FBG-ECL 激光的光谱曲线。可见边模抑制比达 35 dB。激光线宽(3 dB)的典型值为 0.1~ 0.2 nm,同光纤光栅的线宽有关。

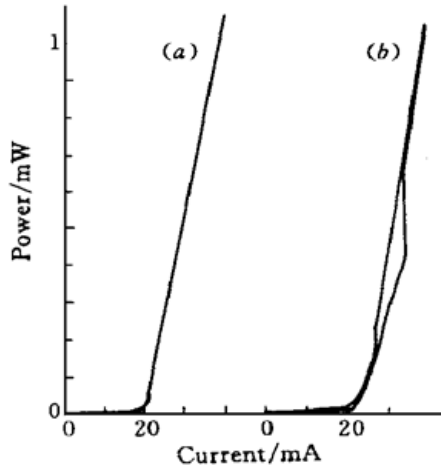


图 4 FBG-ECL 的光功率-电流特性
(a) 增透良好;(b) 增透较差

Fig. 4 $L-I$ characteristics of FBG-ECL

(a) with good AR coating; (b) with bad AR coating

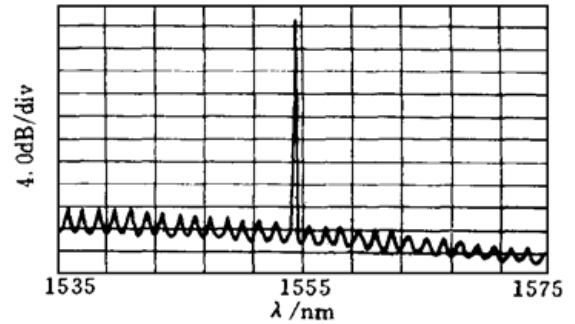


图 5 FBG-ECL 的典型光谱

Fig. 5 A typical spectrum of FBG-ECL

参 考 文 献

- 1 C. R. Giles. Lightwave applications of fiber Bragg gratings. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8): 1391 ~ 1404
- 2 F. N. Timofeev, P. Bayvel, J. E. Midwinter *et al.*. 2.6 Gbit/s dense WDM transmission in standard fibre using directly-modulated fibre grating lasers. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(18): 1632~ 1633
- 3 E. Brinkmeyer, W. Brennecke, M. Zurn *et al.*. Fibre Bragg reflector for mode selection and line-narrowing of injection lasers. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(3): 134~ 135
- 4 C. A. Park, C. J. Rowe, J. Buus *et al.*. Single-mode behaviour of a multimode 1.55 μm laser with a fibre grating external cavity. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(21): 1132~ 1133
- 5 A. Olsson, C. L. Tang. Coherent optical interference effects in external-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **QE-17**(8): 1320~ 1323
- 6 I. P. Kaminow, G. Eisenstein, L. W. Stulz. "Measurement of the modal reflectivity of an antireflection coating on a superluminescent diode. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1983, **QE-19**(4): 493~ 495

Experimental Study of a Fiber Grating External-cavity Semiconductor Laser

Geng Jianxin Cao Gendi Luo Ying Qu Ronghui
Chen Gaoting Fang Zujie Wang Xiangzhao

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract The external-cavity semiconductor laser with fiber Bragg grating (FBG) as its mode selector is an important source with stable and controllable lasing wavelength. This paper describes the key technologies of its fabrication, mainly on FBG itself, AR coating of the chip, fiber coupling and packaging. The primary results of the laser are also given.

Key words fiber Bragg grating, semiconductor laser, external cavity