

文章编号: 1001-3806(2008)02-0177-03

空气间隙长度对光纤光栅外腔 LD 激射波长的影响

胡春霞, 吴正茂, 邓 涛, 夏光琼*
(西南大学 物理学院, 重庆 400715)

摘要: 为了提高光纤光栅外腔半导体激光器的激射波长准确性, 根据光纤光栅外腔半导体激光器的相位条件确定光纤光栅外腔半导体激光器的激光纵模分布后, 采用数值模拟的方法研究了光纤光栅外腔半导体激光器的激射波长随光纤端面到有源区之间空气间隙长度的变化。结果表明, 光纤光栅外腔半导体激光器的激射波长随着空气间隙长度的变化围绕着光纤光栅的布喇格波长波动, 波动的最大幅度随外腔长度的增加而减小。因而当外腔长度一定时, 可以通过微小的调节空气间隙的长度使激射波长精确定位于光纤光栅的布喇格波长处。

关键词: 激光物理; 外腔半导体激光器; 光纤光栅; 激射波长

中图分类号: TN248.4 文献标识码: A

Influence of air gap on the lasing wavelength of the fiber grating external cavity semiconductor laser

HU Chun-xia, WU Zheng-mao, DENG Tao, XIA Guang-qiong
(School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

Abstract In order to control accurately the lasing wavelength of the fiber grating external cavity semiconductor laser (FGECSL), after determining the mode distribution based on the phase condition, the influence of the air gap between the head of fiber and the front face of F-P LD on the lasing wavelength of FGECSL was through numerical simulation. The results show that the variation of the air gap will result in the lasing wavelength rippling around the Bragg wavelength of fiber grating (FG), and the amplitude of fluctuation becomes smaller with the increase of the external cavity length. For a fixed length of external cavity, the lasing wavelength can be accurately located in the Bragg wavelength of FG through adjusting the air gap carefully.

Key words laser physics; external cavity semiconductor laser; fiber grating; lasing wavelength

引 言

随着波分复用 (wavelength division multiplexed WDM) 光纤通信系统信道密集程度的日益提高, 具有更高精度和稳定性激射波长的相干光源显得尤为重要。目前广泛使用的是分布反馈布喇格激光器, 但由于制作时波长难以非常精确地控制, 因此, 器件成品率较低成本较高。同时分布反馈布喇格激光器线宽较宽, 直接高频调制下容易产生较大的啁啾。而光纤光栅外腔半导体激光器 (fiber grating external cavity semiconductor laser, FGECSL)^[1-12] 可以解决上述问题, 利用光纤光栅 (fiber grating, FG) 的窄带反射特性与普通法布里-珀罗半导体激光器 (F-P LD) 管芯耦合形成外腔激光器, 不但具有传统外腔激光器的优点, 而且器件激

射波长更容易控制。

在忽略空气间隙的条件下, 文献 [4-10] 中对 FGECSL 激射波长进行了研究。而实际的应用过程中, 光纤光栅端面与 F-P LD 之间总是存在一定的间隙, 空气间隙的存在势必会影响 FGECSL 的工作特性。另外, 考虑到实际应用过程中, 一般会采取一些方法以降低光纤端面的反射率, 故本文中只讨论光纤端面反射率非常小的情形 (假定其强度反射率为 10^{-4})。从耦合腔激光器模型^[12]出发, 着重讨论了空气间隙长度的变化对 FGECSL 的激射波长的影响, 结果显示, 通过仔细调节空气间隙的长度可使激射波长精确定位于 FG 的布喇格波长。

1 理论分析

图 1 为光纤光栅外腔半导体激光器的示意图。

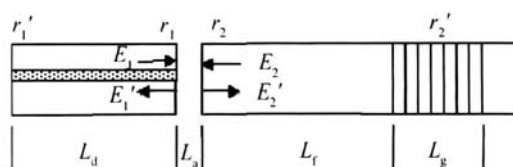


Fig 1 Schematic diagram of FGECSL

基金项目: 重庆市自然科学基金资助项目 (2006BB2331)

作者简介: 胡春霞 (1982), 女, 硕士研究生, 研究方向为半导体激光和光纤通信技术。

* 通讯联系人。E-mail: gqxi@swu.edu.cn

收稿日期: 2006-12-28 收到修改稿日期: 2007-03-27

FGECSL由一个半导体激光器管芯与光纤光栅构成, LD的前端面镀有增透膜,以减小其 F-P模式。整个外腔激光器的光学谐振腔主要由 3部分组成: LD芯片,空气间隙和光栅前端的光纤部分。 L_b, L_a, L_f, L_g 分别为有源区、空气间隙、光纤光栅端头以及光纤光栅的长度。 r_1, r_1' 分别为 LD的前端面和后端面的振幅反射系数, r_2 为光纤光栅的光纤端头的振幅反射系数, r_2' 为光纤光栅的振幅反射系数。 E_1, E_1' 分别是 LD前端面的入射场与反射场, E_2, E_2' 分别是光纤端头的入射场和反射场。 E_1, E_1', E_2, E_2' 应满足如下关系:

$$\begin{bmatrix} E_1' \\ E_2' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中, $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$ 可表示为:

$$\begin{cases} S_{11} = r_1 - \frac{r_2(1-r_1^2)t_a\eta_1\eta_2}{1-r_1r_2t_a\eta_1\eta_2} \\ S_{22} = r_2 - \frac{r_1(1-r_2^2)t_a\eta_1\eta_2}{1-r_1r_2t_a\eta_1\eta_2} \\ S_{12} = \frac{[t_a(1-r_1^2)(1-r_2^2)\eta_2]^{1/2}}{1-r_1r_2t_a\eta_1\eta_2} \\ S_{21} = \frac{[t_a(1-r_1^2)(1-r_2^2)\eta_1]^{1/2}}{1-r_1r_2t_a\eta_1\eta_2} \end{cases} \quad (2)$$

式中, η_1, η_2 分别为光从有源区到光纤的耦合系数和从光纤中反馈回有源腔的耦合系数, $t_a = \exp(2\beta_a L_a) = \exp(2k_0 L_a) \exp(-a_a L_a)$,表示在空气里的相位移动和损耗, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, a_a = 2k_0 k_a, k_a$ 为空气中的消光系数。

在激励条件下,光场在光腔中往返一次后的强度和相位都不变,由此可得到耦合腔结构激光器的本征方程为:

$$(1 - r_1' t_a S_{11})(1 - r_2' t_f S_{22}) = r_1' r_2' t_f S_{12} S_{21} \quad (3)$$

式中, $t_b = \exp(2\beta_1 L_d), t_f = \exp(2i\beta_2 L_f)$ 分别是场在各光学腔中来回传播一周后的变化因子, β_1, β_2 是在各光学腔中的传播常数, $\beta_1 = n_d k_0 - i\frac{g}{2} + i\frac{\alpha}{2}, \beta_2 = n_f k_0$ 由(3)式可以得到:

$$1 - r_1' r_{\text{eff}} \exp(2i\beta_1 L_d) = 0 \quad (4)$$

式中, r_{eff} 是有效反射系数,其表达式为 $r_{\text{eff}} = S_{11} + \frac{r_2' t_f S_{12} S_{21}}{1 - r_2' t_f S_{22}}$ 。由(4)式可以得到耦合腔激光器振荡时纵模模式波长满足的相位匹配条件和相应阈值增益 g_{th} 为:

$$\frac{4\pi n_d L_d}{\lambda} + \arg(r_{\text{eff}}) = 2m\pi, (m \text{ 为整数}) \quad (5a)$$

$$g_{\text{th}} = \alpha + \frac{1}{L_d} \ln \left(\frac{1}{r_1' r_{\text{eff}}} \right) \quad (5b)$$

\arg 代表取辐角。如果采用均匀光纤光栅作为外腔,则

其反射系数为:

$$r_2' = \frac{k \sin(qL_g)}{q \cos(qL_g) - i\delta\beta \sin(qL_g)} \quad (6)$$

式中, k 是耦合因子, $q = [(\delta\beta)^2 - k^2]^{1/2}, \delta\beta = \beta(\omega) - \beta_B, \beta(\omega)$ 是不同波长 λ 对应的传播常数, β_B 为光纤光栅布喇格波长 λ_B 对应的传播常数。这样对于给定的FG,其反射系数可由(6)式得到,把所得的 r_2' 代入(5a)式可求出满足相位条件的各激光纵模的波长 λ_m ,结合(5b)式,不同 λ_m 所需的阈值增益可求出,阈值增益取得最小时所对应的纵模波长即为 FGECSL的激射波长 λ_0 。令 FGECSL的激射波长 λ_1 相对于 FG的布喇格波长 λ_B 的偏离量为 $\Delta\lambda$ 即 $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_B$,本文中着重讨论空气间隙的长度对波长偏离量 $\Delta\lambda$ 的影响。

2 结果与分析

在数值计算过程中使用的数据为: $L_d = 380\mu\text{m}, n_d = 3.4, n_f = 1.43, k_a = 0.01, r_1 = 10^{-3}, r_2 = 10^{-2}, r_1' = 0.95, \eta_1 = 0.8, \eta_2 = 0.7, \lambda_B = 1552\text{nm}$ 。图2中给出了

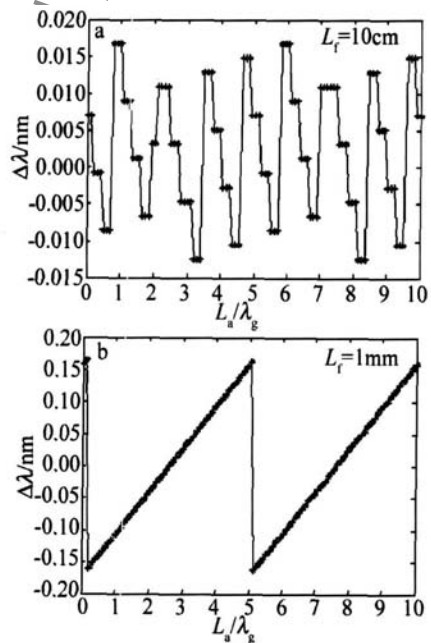


Fig 2 Variation of the deviation between the lasing wavelength of the FGECSL and the Bragg wavelength of the FG with the air gap

不同外腔长度下,FGECSL的激射波长对 FG布喇格波长的偏离量 $\Delta\lambda$ 随着空气间隙长度的变化关系,图2a图2b分别对应于 L_f 为 10cm, 1mm。从图中可以看出:当外腔长度较长时(10cm),激射波长的偏离量 $\Delta\lambda$ 随着空气间隙长度的变化呈阶梯状,并且变化时跳跃的幅度较小,最大的波动幅度为 0.029nm,当外腔长度较短时(1mm),随着空气间隙长度的增加激射波长的偏离量 $\Delta\lambda$ 呈现周期性跳跃,在连续跳跃之间为单调递增,跳跃的幅度较大,达到 0.35nm。另外,从图中还可以看出:如果不考虑空气间隙的长度(即 $L_a = 0$),则

FGECSL 的激光波长相对于光纤光栅的布喇格波长总存在一定的偏离。但考虑了空气间隙的长度后, 可通过调节空气间隙长度, 使其激光波长精确定位于光栅的布喇格波长处。

FGECSL 的激光波长围绕光栅的布喇格波长做波动, 波动的幅度与 FG 外腔的长度有关。图 3 中给出

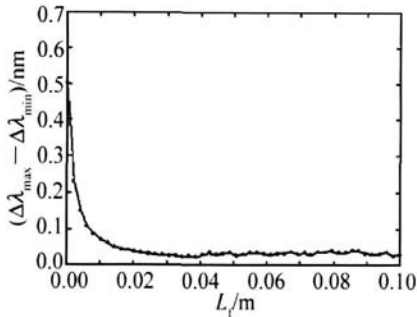


Fig 3 Variation of the maximum degree of the deviation between the lasing wavelength of the FGECSL and the Bragg wavelength of the FG with the fiber length L_f for the air gap length changed within $0 \sim 10\lambda_B$

了空气间隙长度在 $0 \sim 10\lambda_B$ 变化时, 激光波长围绕 FG 布喇格波长波动的最大幅度 ($= \Delta\lambda_{\max} - \Delta\lambda_{\min}$) 随着外腔长度的变化关系。从图中可以清楚地看出随着外腔长度的增加, 空气间隙长度在 $0 \sim 10\lambda_B$ 之间变化所引起的 $\Delta\lambda$ 变化的最大幅度将逐渐变小。这是由 LD 光纤光栅外腔、空气间隙和 FG 三者位相共同作用的结果。在外腔较长时, 各纵模模式间距较小, FG 反射带宽内存在多个纵模, 最靠近布喇格反射波长的纵模对应的波长即为 FGECSL 的激光波长, 并且此时空气间隙长度和外腔长度相比较小, 因此, 当空气间隙长度在 $0 \sim 10\lambda_B$ 范围内变化时, 对相位条件的影响较小, 故变化的幅度较小; 对于较短的外腔, 各纵模的模式间距较大, 且空气间隙的长度的变化对相位条件的影响较大, 故跳跃的幅度较大。因此, 对于分析超短外腔而言, 必须考虑空气间隙的影响。

3 结论

研究了空气间隙长度对 FGECSL 激光波长的影

响。结果表明: 随着空气间隙长度的增加, FGECSL 的激光波长将围绕光栅的布喇格波长做波动, 波动的幅度与光纤光栅外腔的长度有关; 通过仔细调节空气间隙长度可使 FGECSL 的激光波长精确定位于 FG 的布喇格波长处。所得到的结果对 FGECSL 器件的封装设计具有一定的参考价值。

参考文献

- [1] TMOFEEV F N, BAYVEL P, M KHA LOV V, *et al*. 2.5 Gbit/s directly modulated fibre grating laser for WDM networks [J]. *Electron Lett* 1997, 33(16): 1406-1407.
- [2] DOGRU N, OZYAZICIM S, SAYIN M. Small signal intensity modulation of external cavity lasers with fiber Bragg gratings [J]. *Opt & Quant Electron*, 2005, 37: 391-405.
- [3] SATO T, YAMAMOTO F, TSUJIKI K, *et al*. An uncooled external cavity diode laser for coarse-WDM access network systems [J]. *IEEE Photonics Technology Letters* 2002, 14(7): 1001-1003.
- [4] LAY T S, YANG H M, LEE C W, *et al*. Fiber grating laser: a performance study on coupling efficiency of fiber micro lenses and the Bragg reflectivity [J]. *Opt Commun* 2004, 233: 89-96.
- [5] LAY T S, CHEN M H, YANG H M, *et al*. 1.55 μm non-anti-reflection-coated fiber grating laser for single longitudinal mode operation [J]. *Opt & Quant Electron* 2002, 34: 687-696.
- [6] XIA G Q, WU Zh M, ZHOU H Q. Influence of external cavity length on lasing wavelength variation of fiber grating semiconductor laser with ambient temperature [J]. *Optik*, 2003, 114(6): 247-250.
- [7] WU Zh M, XIA G Q. Oscillation wavelength of fiber Bragg grating semiconductor lasers [J]. *Optik* 2002, 113(8): 348-350.
- [8] KANJAMALA A P, LEVIA F J. A multistate external cavity laser diode [J]. *A P L*, 1998, 72(18): 2214-2216.
- [9] ZHOU H Q, XIA G Q, FAN Y X, *et al*. Output characteristics of weak-coupling fiber grating external cavity semiconductor laser [J]. *Optoelectronics Review*, 2005, 13(1): 27-30.
- [10] WANG L L, REN J H, ZHAO T G, *et al*. Theoretical and experimental study on a fiber grating external cavity semiconductor laser [J]. *Laser Technology*, 2005, 29(4): 361-363 (in Chinese).
- [11] DENG T, XIA G Q, WU Zh M. Influence of the optical feedback on the large signal modulation characteristics of the external cavity semiconductor laser [J]. *Journal of Materials Science Materials in Electron*, 2006, 17(4): 301-305.
- [12] XU Q Y, CHEN Sh W. Improved model analysis of fiber bragg grating external cavity semiconductor lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers* 2005, 32(2): 156-160 (in Chinese).
- [13] in methylene blue films [J]. *Appl Opt* 1992, 31(7): 4905-4906.
- [14] SOLANO C, LESSARD R A. Methylene blue sensitized gelatin as photosensitive medium for conventional anamorphic holography [J]. *Appl Opt* 1987, 26(10): 1989-1997.
- [15] KENONEN T, RIHOLA P, HUTTU K, *et al*. Dye films for optical demonstrations in the undergraduate laboratory [J]. *Optical Materials* 1998, 11(1): 79-86.
- [16] SREEDHAR P R, SROH IR S. Low power phase conjugation in phenosafranin dye films [J]. *Opt Commun* 1993, 97: 83-87.

(上接第 176 页)

- [4] GEETHAKRISHNAN T, PALANISAMY P K. Degenerate four-wave mixing experiments in Methyl green dye doped gelatin film [J]. *Optik*, 2006, 117(6): 282-286.
- [5] SHARMA K K, RAO K D. Tutorial review nonlinear optical interactions in dyedoped solids [J]. *Optical and Quant Electron*, 1994, 26(2): 1-23.
- [6] QIAN G. Chemistry of dye [M]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University Publishing House, 1988: 178-185 (in Chinese).
- [7] REGHUNATH A T, SUBRAMANIAN C K. Optical phase conjugation