

文章编号 : 0253-2239(2002)08-0976-04

光纤激光器中激光波长相对于光纤光栅 反射中心的偏移*

梁建中¹⁾ 胡谊梅¹⁾ 孙迭箴¹⁾ 尹红兵²⁾ 伍叔坚²⁾ 刘有信²⁾

(1), 复旦大学光科学与工程系, 上海 200433)
(2), 武汉邮电科学院, 武汉 430074)

摘要: 在用光纤布拉格光栅作为反射器的掺镱光纤激光器的输出光谱中发现激光波长相对于光纤光栅反射中心偏移的现象, 偏移量相当于光纤光栅反射带宽的一半。通过实验证明偏移现象与光纤光栅的反射特性和热效应无关, 并且在不同的温度和不同的光纤光栅反射波长的情况下都得到了同样的结果。采用激光增益线形的有关理论, 对这一现象进行了分析, 实验结果与理论分析相一致。

关键词: 光纤激光器; 光纤光栅; 波长偏移

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

1 引 言

自从 1989 年在光纤上制作光栅的紫外光全息写入技术问世以来^[1], 光纤光栅除了在波分复用技术中有着广泛应用之外, 人们还将光纤光栅用作光纤激光器的反射器, 以获得窄线宽的稳定激光输出, 实现波长可调谐^[2,3]。光纤激光器的研究为人们所重视是因为它在激光光谱、光通信、光纤光学传感器、光学信号传输和波长转换等方面的应用^[4,5]。掺稀土光纤, 如掺 Er^{3+} 、掺 Yb^{3+} 光纤, 都具有很宽的吸收带宽和发射带宽, 采用光纤光栅作为腔镜的掺稀土光纤激光器可以在大于 100 nm 宽的发射带宽上取得任意波长的激光输出^[6], 而且工艺简单, 易集成化, 在合适的光纤中采用紫外写入技术可直接刻制光纤光栅^[7]。

光纤激光器可以采用带宽很窄的光纤光栅作为一个或两个反射器, 产生激光^[8]。这些光纤光栅的反射率非常高, 通过熔接连接在掺镱光纤一端或者紫外写入技术直接刻在掺镱光纤上。由于光纤光栅的选频作用, 激光器的发射波长应当被稳定在光纤光栅的布拉格中心波长上。但在我们的实验中, 却观察到了一个不同的现象。掺镱光纤激光器的振荡

波长并不是在光纤光栅的布拉格中心波长上, 而是相对于光纤光栅中心波长向长波方向有了一定的偏移。由于我们采用的光纤光栅的反射半宽度为约 0.2 nm, 这种偏移达到 0.1 nm, 即偏移到光纤光栅反射带宽的半宽上。而且, 激光波长相对于光纤光栅反射中心的长波偏移并不因为温度、抽运功率、激光器的腔长等因素的变化而改变。我们在实验上研究了激光波长相对于光纤光栅反射中心的长波偏移的现象, 并采用激光增益线型的有关理论, 对这一现象进行了分析。

2 实 验

掺镱光纤激光器的实验装置如图 1 所示。它包括了一个激光二极管抽运源(LD)和一个激光腔。作为抽运源的带尾纤的激光二极管最大输出功率为 100 mW, 波长为 975 nm, 选择 975 nm 的抽运源是因为掺镱光纤对 975 nm 波长的激光有最大的吸收系数^[6]。激光腔包括了掺镱光纤和直接制备在光纤末端的反射率为 97% 的宽带反射镜, 以及熔接在光纤另一端的光纤光栅。其中, 激光二极管抽运源和反射镜通过一个波分复用器连接在掺镱光纤上。掺镱光纤作为放大介质, 长度为 3 m, 模场直径 $6 \mu\text{m}$, 960 nm 的吸收系数为 17 dB/m。实验中采用了刻制在掺镱光纤和普通石英光纤上两种光纤光栅。常温下光纤光栅的反射峰为 1052.7 nm, 反射半宽约 0.2 nm, 反射率为 15 dB。用光谱分析仪观察在激

* 国家自然科学基金(60077005)、上海市光科技专项(012261031)资助课题。

E-mail: liangjianzhong@hotmail.com

收稿日期: 2001-07-03; 收到修改稿日期: 2001-09-29

光腔两端的输出情况。

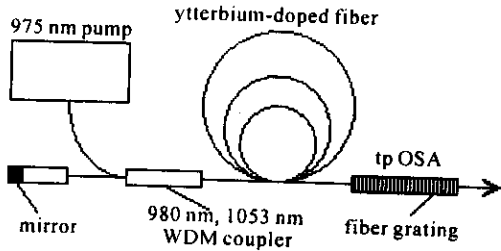


Fig.1 Schematic diagram of the Yb doped fiber laser

在采用掺镜光纤光栅作为反射腔镜的实验中, 达到阈值以后, 激光腔开始振荡并产生激光。在宽带反射镜后端用光谱仪观察到峰值位于 1052.81 nm 的稳定激光, 如图 2 所示。激光振荡波长相对光纤光栅的反射峰峰值 1052.71 nm 存在向长波方向偏移了近 0.1 nm, 相当于光纤光栅反射半宽的一半。

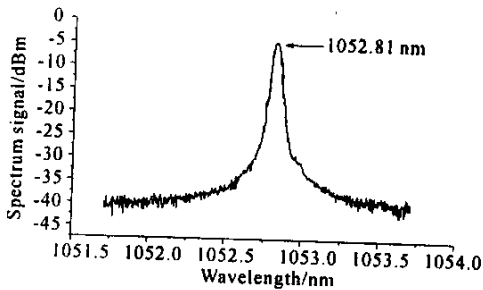


Fig.2 The output spectrum of the Yb-doped fiber laser

为了清楚地观察到这一现象, 在谐振腔的另一端, 掺镜光纤光栅的后面观察相应的光谱。当抽运功率没有达到谐振阈值时, 所观察到的是掺镜光纤的放大自发辐射的透射谱, 如图 3(a) 所示。反射峰的最大值即是反射谷的谷底 1052.71 nm。当抽运功率一超过谐振阈值, 激光就开始振荡。由于此时激光谐振刚开始, 在光纤光栅后面观察到了激光起振时一半是反射谷一半是激光的光谱, 如图 3(b) 所示。从这张图上可以十分清楚的看出激光峰值相对反射峰红移了 0.1 nm。当抽运功率继续加强一直到抽运最大值时, 激光峰值稳定不变, 但光强大幅增强, 并始终保持如图 1 的相对反射峰红移了 0.1 nm 的光谱。这证明了激光振荡峰值的确相对于光纤光栅反射峰值向长波方向偏移了。

由于考虑到一开始时实验采用的是掺镜光纤光栅, 激光峰值的红移可能是光纤光栅吸收抽运激光而产生的热效应引起的^[9,10]。为了判断激光峰值的偏移是否是这个原因引起的, 换用普通光纤制作的光纤光栅进行实验。实验结果是, 当激光刚超过谐

振阈值时, 仍在光纤光栅后端观察到了如图 3(b) 一样的一半是反射谷一半是激光的光谱, 激光峰值相对反射峰仍然红移了 0.1 nm。这说明了普通光纤制作的光纤光栅作为反射镜时, 激光波长还是相对于光纤光栅反射中心向长波方向偏移。所以, 这种偏移与光纤光栅的热效应无关。

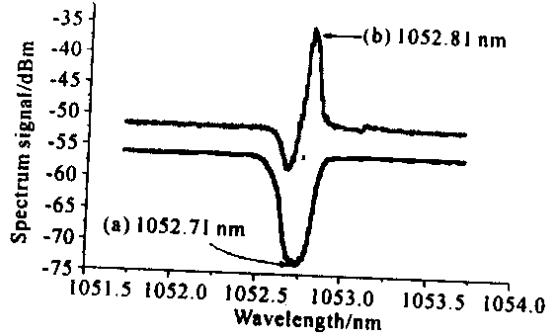


Fig.3 (a) ASE transmission spectrum taken behind the fiber grating at 20 °C ;(b) Lasing spectrum just above the lasing threshold at 20 °C

最后, 为了考察这一现象是否对光纤光栅的反射波长有所依赖, 对光纤光栅进行了温控。当温度从常温 20 °C 变化到 65 °C 时, 光纤光栅的反射峰从 1052.71 nm 位移到 1053.05 nm, 位移了 0.35 nm[图 4(a)], 而在 65 °C 时, 即光纤光栅的反射峰为 1053.05 nm 时, 同样在光谱分析仪上见到了 0.1 nm 的红移[图 4(b)], 这证明了偏移现象与光纤光栅的反射波长及温度无关。

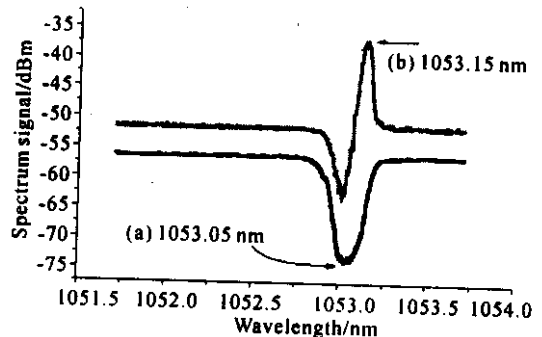


Fig.4 (a) ASE transmission spectrum behind the fiber grating at 65 °C ;(b) Red shift of 0.1 nm just above lasing threshold at 65 °C

3 讨 论

对于上述观察到的激光振荡波长相对与光纤光栅反射中心波长的偏移现象, 可以用激光增益线型的有关理论来分析。激光器的增益轮廓 $\alpha(\nu)$ 与 ν 的关系为^[11]

$$\alpha(\nu) = \frac{c^2 A_{21}}{8\pi\nu^2 n^2} \mathcal{H}(\nu) \left(\frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right), \quad (1)$$

其中 $\phi(\nu)$ 为激光介质发射光谱轮廓, c 为光速, n 为介质的折射率, A_{21} 为二能级系统上能级对下能级的自发辐射系数, g_1 、 g_2 为下能级和上能级的简并度, N_1 、 N_2 为下能级和上能级的原子密度。

对于发射光谱轮廓不是很宽的情况, 在谱线轮廓范围内的变化相对于 $\phi(\nu)$ 的变化小得多, 所以 ν 可视为常数, 并用中心频率 ν_0 代替。由 $\int \phi(\nu) d\nu = 1$ 对 $\alpha(\nu)$ 可以进行归一化, 这样 $\alpha(\nu)$ 的轮廓就和 $\phi(\nu)$ 的轮廓一样, 波长谐振频率 ν_R 和 ν_0 一致, 没有偏移。

由于掺镱光纤的辐射带宽很宽, 所以需要考虑 ν 的变化。掺镱光纤中 Yb 激活离子的谱线加宽机制是比较复杂的。Yb 激活离子与晶格的热声子之间有很强的相互作用, 并发生能量交换, 使谱线均匀加宽, 这种加宽随温度的升高而显著增加。同时, 由于光纤的石英基质的不规则性和缺陷, Yb 激活离子引起不同的静电库仑作用, 造成谱线的非均匀加宽。而掺镱光纤总的展宽是这两者的共同贡献。也正是这两个谱线展宽机制, 使得掺镱光纤具有较宽的荧光带宽。由于光纤光栅作为反射器, 它对掺镱光纤激光器中的自发辐射放大峰值频率有限定作用, 在我们实验中观测到的激光阈值以下的放大自发辐射光谱中, 其峰值频率被限定在光纤光栅的反射布拉格中心 ν_0 处。因此可以认为光纤光栅的反射布拉格中心 ν_0 与自发辐射放大峰值频率相同。

在通常情况下, 在掺镱光纤激光器中, 与晶格振动和温度有关的均匀加宽占优势, 谱线加宽用洛仑兹函数来描述。所以, 掺镱光纤的光谱轮廓为:

$$\phi(\nu) = \frac{\Delta\nu_0}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_0/2)^2}, \quad (2)$$

于是增益轮廓

$$\alpha(\nu) \propto \frac{1}{\nu^2 (\nu - \nu_0)^2 + a^2},$$

其中, $a = \Delta\nu_0/2$, ν_0 为光纤光栅反射峰的中心。增益轮廓的最大值, 也就是激光的振荡频率由 $\partial\alpha(\nu)/\partial\nu = 0$ 决定。经计算, 得

$$\nu = \frac{3\nu_0^2 \pm \nu_0 \sqrt{1 - 2(\Delta\nu_0/\nu_0)^2}}{4}.$$

由于 $\Delta\nu_0 \ll \nu_0$, 所以取一级近似, 得到

$$\nu = \nu_0 - \frac{1}{4} \frac{\Delta\nu_0^2}{\nu_0}, \quad (3)$$

由此看出激光频率向偏小方向偏移, 即波长向长波

方向偏离, 偏移量 $\Delta\nu = \frac{1}{4} \frac{\Delta\nu_0^2}{\nu_0}$ 。

对于光纤光栅反射中心波长 λ_0 为 1052.7 nm, ν_0 为 c/λ_0 , 约 3×10^{14} Hz。荧光的宽度 $\Delta\nu_0$ 为 0.9×10^{13} Hz, 其中 $\Delta\lambda$ 为 30 nm, 则 $\Delta\nu$ 为 6.75×10^{10} Hz。所以光谱峰值偏移量 $\Delta\lambda$ 约为 0.2 nm, 但由于光纤光栅的带宽仅为 0.2 nm, 所以限制了激光振荡频率的偏移, 激光峰值仅偏离了反射峰值 0.1 nm。

但是, 当掺镱石英光纤中缺陷导致的非均匀加宽十分明显时, 则需要把掺镱光纤的谱线展宽考虑为高斯线形的函数。假定掺镱光纤的光谱轮廓 $\phi(\nu)$ 为高斯函数, 即

$$\phi(\nu) = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} \exp[-\alpha(\nu - \nu_0)^2], \quad (4)$$

其中, 系数 α 为 $4\ln 2/\Delta\nu_0^2$ 。于是增益轮廓

$$\alpha(\nu) \propto \frac{1}{\nu^2} \exp[-\alpha(\nu - \nu_0)^2],$$

其中 ν_0 为光纤光栅反射峰的中心。

增益轮廓的最大值, 也就是激光的振荡频率由 $\partial\alpha(\nu)/\partial\nu = 0$ 决定。与前面一样, 由于 $\Delta\nu_0 \ll \nu_0$, 取一级近似, 得到

$$\nu_g = \nu_0 - \frac{1}{\alpha\nu_0}, \quad (5)$$

与均匀加宽一样, 激光频率向偏小方向偏移, 即波长向长波方向偏离, 偏移量 $\Delta\nu = \frac{1}{\alpha\nu_0}$, 即为 $\frac{\Delta\nu_0^2}{\nu_0 4\ln 2}$ 。

用前面同样的数值进行计算, 这时, 光谱峰值偏移量 $\Delta\lambda$ 约为 0.3 nm。

掺镱光纤的展宽是由均匀加宽和非均匀加宽共同贡献的, 但无论是哪种加宽, 都会产生红移现象, 考虑到光纤光栅的带宽的限定作用, 理论计算和实验结果相符合。

结论 我们在实验中发现了在采用光纤光栅作为反射器的掺镱光纤激光器中激光波长相对于光纤光栅反射中心向长波方向偏移的现象, 并采用激光增益线型的有关理论, 对这一现象进行了分析。这个现象将导致用光纤光栅作为反射器的光纤激光器的激光波长比预期的波长向长波方向有所偏离。并且, 因为激光的谐振波长没有振荡在光纤光栅的反射主峰, 而是振荡在反射率在反射主峰一半的地方, 这在很大程度上减小了光纤光栅作为反射器的效用。因此, 选用光纤光栅作为光纤激光器发射器时, 应该考

考虑这个效应,设计合适的光纤光栅的反射轮廓,使激光能始终振荡在光纤光栅的高反射区。

衷心感谢中国科学院上海光学精密机械研究所方祖捷、陈柏老师提供光纤光栅和上海大学汪道刚、陈华老师提供波分复用耦合器,以及复旦大学朱鹤元老师的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] Meltz G, Morey W W, Glenn W H. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(15): 823 ~ 825
- [2] Ball G A, Morey W W. Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(23): 1979 ~ 1981
- [3] Liaw S K, Lee C C, Ho K P *et al.*. Power equalized wavelength-selective fiber lasers using fiber Bragg gratings. *Opt. Commun.*, 1998, **155**(4~6): 255 ~ 259
- [4] Ibsen M, Alam S U, Zervas A N *et al.*. 8- and 16-channel all-fiber DFB laser WDM transmitters with integrated pump redundancy. *IEEE Photonic Technol.*, 1999, **11**(9): 1114 ~ 1116
- [5] Yun S H, Richardson D J, Kim B Y. Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(11): 843 ~ 845
- [6] Pask H M, Carman R J, Hanna D C *et al.*. Ytterbium-doped silica fiber lasers: Versatile sources for the 1 ~ 1.2 μm region. *IEEE J. Sel. Top Quant.*, 1995, **1**(1): 2 ~ 13
- [7] Hill K O, Meltz G. Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview. *J. Lightwave Technol.*, 1997, **15**(8): 1263 ~ 1276
- [8] Chernikov S V, Taylor J R. Coupled-cavity erbium fiber lasers incorporating fiber grating reflectors. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(23): 2023 ~ 2025
- [9] Xu Y Z, Tam H Y, Liu S Y *et al.*. Pump-induced thermal effects in Er-Yb fiber grating DBR lasers. *IEEE Photonic Technol.*, 1998, **10**(9): 1253 ~ 1255
- [10] Man W S, Xu Y Z, Tam H Y *et al.*. Frequency instability in Er/Yb fiber grating lasers due to heating by nonradiative transitions. *IEEE Photonic Technol.*, 1999, **11**(11): 1390 ~ 1392
- [11] Wu Changzhen, Wang Zhaoyong. *Principles of Lasers*(激光物理学). Shanghai: Fudan University Press, 1988. 47 (in Chinese)

Lasing Wavelength Red-Shifted from Reflection Center of a Yb Doped Fiber Grating Laser

Liang Jianzhong¹⁾ Hu Yimei¹⁾ Sun Diechi¹⁾ Yin Hongbing²⁾ Wu Shujian²⁾ Liu Youxing²⁾

(1), Department of Optical Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433
(2), Wuhan Institute of Post and Telecommunications, Wuhan 320074

(Received 3 July 2001; revised 29 September 2001)

Abstract: A lasing wavelength red shift from the reflection center of fiber Bragg grating in a Yb doped fiber laser has been observed. The wavelength shift is about half of the grating bandwidth and it is not depend on the temperature or the reflection of fiber Bragg grating. Theory of lasing gain profile is used to explore this wavelength shift and it is well coincided with the experimental results.

Key words: fiber laser; fiber Bragg grating; wavelength shift