

行波半导体光放大器的偏振特性研究*

刘雪峰 孙军强 刘德明 黄德修

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074)

李再光

(激光技术国家重点实验室, 武汉 430074)

摘 要 以有源法布里-珀罗谐振腔的增益特性为基础, 研究了行波半导体光放大器的偏振特性。对行波半导体光放大器的偏振灵敏度与端面反射率、增益系数、光场限制因子等诸因素之间的关系进行了理论分析和实验研究。在此基础上, 讨论了改善行波半导体光放大器偏振灵敏度的若干方法, 并提出了新的偏振不灵敏行波半导体光放大器结构。

关键词 行波半导体光放大器, 偏振灵敏度。

1 引 言

随着光纤传输系统向着长距离、大容量的方向发展, 人们越来越重视对以光纤放大器和半导体光放大器为代表的光直接放大器的研究, 以取代传统的光-电-光中继器。与光-电-光中继方式相比, 光直接放大的优点在于: 带宽达到 10^9 Hz 量级, 对比特率透明, 可同时放大多路信号, 且结构简单。

近年来, 半导体光放大器的性能已由于应变量子阱技术的引入而获得大幅度提高, 在许多方面已可与光纤放大器相媲美^[1]。半导体光放大器的优点除了体积小、工作波长范围大且可调外, 最引人注目的是它易于与其它光电器件集成以及可作为增益与折射率快速互作用的功能器件如光时分、波长切换开关及有源调制器等^[2, 3]。这使半导体光放大器作为一种颇具潜力的光电子器件重新引起人们的关注。

无论作何用途, 足够低的偏振灵敏度始终是对一个具有良好的可靠性和实用性的光放大器的必须要求之一, 否则单模光纤中光偏振态的无规变化将引起放大器输出信噪比和误码率的恶化。

通常, 体结构半导体光放大器的增益对输入偏振态极为敏感, 其原因主要在于具有平板波导结构(通常条宽为条厚的 10~20 倍)的有源层内 TE 模和 TM 模的限制因子不等, 且端面对 TE 模和 TM 模的残余反射也有一定差别, 这就造成 TE 模和 TM 模的单程增益有较大的差别。

* 国家科委 863 高科技项目和华中理工大学青年科学基金资助。

收稿日期: 1994 年 8 月 6 日; 收到修改稿日期: 1995 年 1 月 9 日

本文以有源法布里-珀罗谐振腔的增益特性为基础,研究了行波半导体光放大器的偏振特性。对行波半导体光放大器的偏振灵敏度与端面反射率、增益系数、光场限制因子等诸因素之间的关系进行了理论分析和实验研究。在此基础上,讨论了改善行波半导体光放大器偏振灵敏度的若干方法,并提出了新的偏振不灵敏行波半导体光放大器结构。

2 半导体光放大器的偏振特性

由有源法布里-珀罗谐振腔的增益特性可知,半导体光放大器的增益 G 为^[4]:

$$G = (1 - R_1)(1 - R_2)G_s / [(1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} G_s \cdot \sin^2 \delta], \quad (1)$$

$$\delta = \pi(\nu - \nu_0) / \Delta\nu. \quad (2)$$

其中, R_1 和 R_2 为放大器两端面的残余反射率, G_s 为单程增益, ν 和 ν_0 分别为输入光频率和腔谐振频率, $\Delta\nu$ 为谐振腔自由光谱区宽度。由(1)式可得到同一偏振态下的增益极大和极小值:

$$G_{\max} = (1 - R_1)(1 - R_2)G_s / (1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2, \quad (3)$$

$$G_{\min} = (1 - R_1)(1 - R_2)G_s / (1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s)^2. \quad (4)$$

通常,对于半导体光放大器而言,端面反射率是很小的。此时,同一个端面对于 TE 和 TM 偏振模式的反射率 R^{TE} 和 R^{TM} 不相同,但差别不大,且对偏振灵敏度的影响较小,为简单起见,可以假定两者相等。半导体光放大器有源区内的单程增益可表示为:

$$G_s^{\text{TE}} = \exp(\Gamma_{\text{TE}} \cdot g \cdot L - \alpha_{\text{TE}} \cdot L) \quad (5)$$

$$G_s^{\text{TM}} = \exp(\Gamma_{\text{TM}} \cdot g \cdot L - \alpha_{\text{TM}} \cdot L) \quad (6)$$

$$g = A_p(N_s - N_0) \quad (7)$$

其中 Γ_{TE} 、 Γ_{TM} 和 α_{TE} 、 α_{TM} 分别为 TE 和 TM 模的光场限制因子及有效模式吸收系数; g 为增益系数, A_p 为微分增益, N_0 为透明载流子浓度, N_s 为注入载流子浓度。将(5)、(6)式代入(3)、(4)式即可得两个偏振态下的增益极大和极小值。由于 Γ_{TE} 大于 Γ_{TM} , 故半导体光放大器的增益曲线具有如图 1 所示的形式,当入射光的偏振态发生变化时,半导体光放大器的增益也将随之在图 1 所示的两条曲线所围区域内变化,因此,半导体光放大器的偏振灵敏度定义为这种波动的最大值:

$$\Gamma G_{\text{TE/TM}} = G_{\max}^{\text{TE}} / G_{\min}^{\text{TM}} = [(1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s^{\text{TM}})^2 / (1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s^{\text{TE}})^2] G_s^{\text{TE}} / G_s^{\text{TM}} \quad (8)$$

将式(5)、(6)式代入(8)式,并假定 α_{TE} 与 α_{TM} 相等(实际上两者相差很小),得:

$$\Delta G_{\text{TE/TM}} = [(1 + \sqrt{R_1 R_2} G_s^{\text{TM}})^2 / (1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s^{\text{TE}})^2] \exp[(\Gamma_{\text{TE}} - \Gamma_{\text{TM}}) \cdot g \cdot L] \quad (9)$$

3 数值分析与实验结果

根据(8)、(9)两式,进行了计算机数值分析,结果示于图 2、3,图中偏振灵敏度以分贝表示。

图 2 为不同单程增益 G_s 下,半导体光放大器的偏振灵敏度与端面反射率 R 的关系(为简

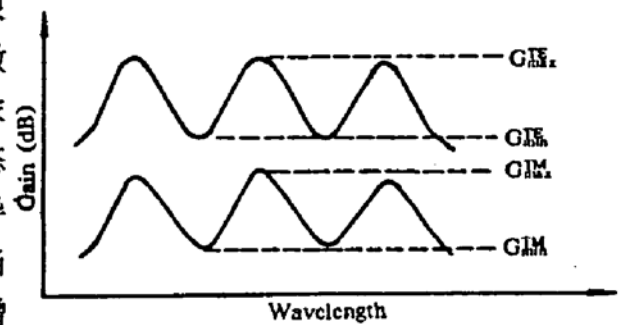


Fig. 1 The gain spectra for TE and TM mode of TW-SOA

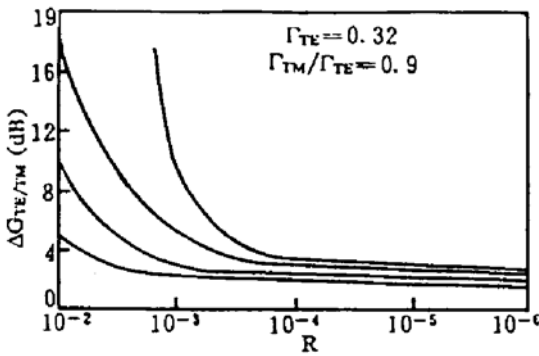


Fig. 2 The theoretical relationship of $\Delta G_{TE/TM}$ vs. R

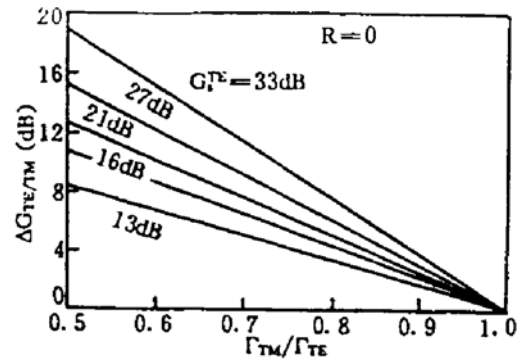


Fig. 3 The theoretical relationship of $\Delta G_{TE/TM}$ vs. Γ_{TM}/Γ_{TE}

便起见，假定两端面残余反射率均等于 R)。由图可见，在相同的端面反射率下，偏振灵敏度正比于腔内单程增益。当 R 较高时，偏振灵敏度较高，且与 R 有明显的函数关系；然而，随着 R 的逐步下降，偏振灵敏度逐渐变小，且趋于平坦，并最终等于一恒定值。由(9)式可知，该恒定值取决于 Γ_{TE} 和 Γ_{TM} ：

$$(\Delta G_{TE/TM})_{min} = \lim_{R \rightarrow 0} (\Delta G_{TE/TM}) = \exp [(\Gamma_{TE} - \Gamma_{TM}) \cdot g \cdot L] \tag{10}$$

图 3 即是根据(10)式得到的不同单程增益 G_s 下，理想半导体光放大器($R = 0$)的偏振灵敏度与 Γ_{TE}/Γ_{TM} 的关系。显然，偏振灵敏度对 Γ_{TE} 和 Γ_{TM} 之比是非常敏感的，当 $\Gamma_{TE} \rightarrow \Gamma_{TM}$ 时，偏振灵敏度亦趋于 0。由于随有源区厚度 d 的增加 Γ_{TM} 趋于 Γ_{TE} ，因而加大有源区厚度无疑是有利于改善偏振灵敏度的。

考虑到在现有条件下无法改变有源区的厚度，因而本文只对偏振灵敏度与 R 的关系进行了实验研究。实验中所用光源为 $1.3 \mu\text{m}$ 波段 InGaAsP 埋层双异质结半导体激光器，通过挑选，保证了器件激射波长与放大器的增益谱中心波长的偏差在 $\pm 3 \text{ nm}$ 内。由于半导体光放大器的自发发射较强，为了消除自发发射对测量精度的影响，实验中采用交流检测方法测量光放大器的净增益和偏振灵敏度。光源上所加的 1 kHz 交流偏置的幅度为直流偏置幅度的 10%，进入光放大器的信号平均光功率为 $1 \mu\text{W}$ ，光放大器的输出光信号用大面积 InGaAs PIN 探测器检测，然后送入选频放大器。光放大器的输入光偏振态由加在其输入端的单模光纤偏振控制器^[5]控制，调整偏振控制器的两组光纤环路的位置，可使得光放大器输入偏振态的偏振方向在空间进行 360° 旋转。测量时，保证输入光信号恒定，则调整偏振控制器所引起的净增益的最大变化量即为光放大器的偏振灵敏度。图 4 为不同端面反射率下的偏振灵敏度实验曲线。显然图 4 中的实验值与图 2 中的理论曲线是基本吻合的，这表明本文的分析方法基本正确。

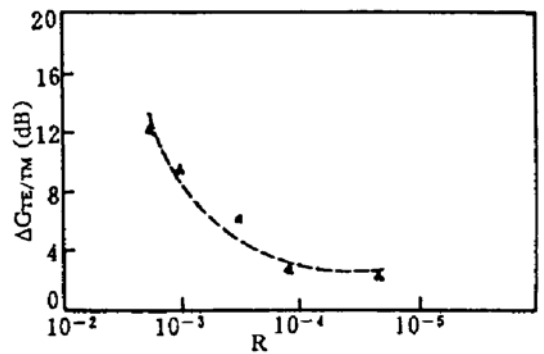


Fig. 4 The experimental results of $\Delta G_{TE/TM}$ vs. R

由上述理论分析和实验研究可知，光放大器的偏振灵敏度可以采用以下几种方式加以改善和彻底解决：

1) 采用超低反射率镀膜技术 ($R \rightarrow 0$)。该方法可大幅度降低偏振灵敏度，但对于采用在普通半导体激光器芯片端面镀膜而制成的半导体光放大器而言，却不能彻底解决问题。原因在于，普通半导体激光器一般采用薄有源层结构以获得低阈值电流，这就造成 TE 模和 TM 模的限制因子相差较大。

2) 采用厚有源层结构,使得 TE 模和 TM 模的限制因子近似相等,该方法虽已达到偏振灵敏度小于 0.5 dB 的水平^[6],但厚有源层结构所带来的注入电流大幅度增高却与器件的长期稳定性和可靠性相矛盾;此外,有源层变厚会导致饱和输出功率的下降,所以不能认为是一种有效的方法。

3) 采用张应变量子阱技术改变光放大器有源层的轻重空穴带形状和相对位置,可以使 TE 模和 TM 模的增益相同。这是最为有效的方法,它不仅彻底地解决了光放大器的偏振灵敏度问题,而且大幅度提高了光放大器的饱和输出功率,但目前国内技术水平尚难以将张应变量子阱技术引入半导体光放大器的制作中。

4) 采用外部结构控制输入偏振态,如采用法拉弟效应使得 TE 模和 TM 模的全程增益相等^[7];对 TE 模和 TM 模进行分离,然后分别放大^[8]。

就本文目前所采用的双异质结结构而言,将方法 1)、4) 结合起来是比较切实可行的。为此,在综合他人方案优点的基础上,作者提出了一种新的偏振不灵敏行波半导体光放大器结构(已获得国家专利)^[9],如图 5 所示。由单模光纤出射的光经透镜 2 准直成平行光后入射到方解石分光晶体 3;选择性旋光晶体 4 的特点是只对某一特定偏振方向的偏振光进行 90°旋光(如 o 光),这样经过方解石晶体分光后形成的两束偏振方向相互垂直的平行光经过选择性旋光晶体后,其中一束光的偏振方向将发生旋转,于是由该晶体输出的两束光的偏振态将相同(如 e 光);这两束光经过耦合透镜 5 会聚后注入光放大器的有源区 6。当单模光纤 1 中的入射光偏振态发生变化时,两束平行光的功率相对大小会变化,但总和不变。这样就保证了当入射光仅发生偏振态变化时,耦合进光放大器有源区的光可以保持功率和偏振态的恒定。这种结构的偏振灵敏度取决于两束光总的透过率之差和经过耦合透镜 5 会聚后的合光效果。对这一结构所进行的初步原理性实验表明,该结构对降低偏振灵敏度有明显作用,(偏振灵敏度已小于 1.5 dB),目前需重点解决的是降低自动偏振控制器的插入损耗和耦合损耗,提高合光效果,进一步改善偏振灵敏度。



Fig. 5 Scheme of a novel polarization-insensitive TW-SOA

1. single-mode fiber (input), 2. collimate lens, 3. polarization splitter, 4. selective rotating crystal, 5. coupling lens, 6. TW-SOA chip, 7. single-mode fiber (output)

结 论 本文所进行的理论和实验研究表明,行波半导体光放大器的偏振灵敏度与端面反射率、增益系数、光场限制因子等诸因素之间有密切关系。采用张应变量子阱技术改变光放大器有源层的能带结构无疑是解决半导体光放大器偏振灵敏度的根本途径;然而,考虑到目前国内的技术水平,采用外部结构控制具有超低反射率端面的半导体光放大器的输入偏振态是一种切实可行的方案。

参 考 文 献

- [1] B. I. Miller, Tensile-strained InGaAs/InGaAsP quantum well optical amplifiers with a wide spectral Gain region at 1.55 μm . *IEEE Photo. Techn. Lett.*, 1993, 5(2): 520~526
- [2] K. Stubkjaer, Semiconductor optical amplifier as linear amplifier. Gates and Wavelength Converters, *Proceeding of ECOC'93*, 1: paper TuC5.1

- [3] M. J. Adams, Novel components for optical switching. *BT Technol. J.*, 1993, 11(2) : 89~97
- [4] M. J. O'Mahony, Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems. *J. Lightwave Technology*, 1988, 6(4) : 531~544
- [5] H. C. Lefever, Single-mode fiber fractional wave devices and polarisation controllers. *Electron. Lett.*, 1980, 16(20) : 778~780
- [6] T. Toyoraka, S. Tsuji, 22 dB Gain semiconductor optical amplifier module using high numerical aperture aspheric lenses. *Electron. Lett.*, 1992, 28(14) : 1302~1304
- [7] N. A. Olsson, Polarization-independent configuration optical amplifier. *Electron. Lett.*, 1988, 24(7) : 1075~1076
- [8] G. Grosskopf, Optical amplifier configurations with low polarization sensitivity. *Electron. Lett.*, 1987, 23(22) : 1387~1389
- [9] 刘德明, 全光学偏振自动控制器. *光学学报*, 1993, 13(12) : 1120~1123

Investigation on Polarization Characteristics of Travelling-Wave Semiconductor Optical Amplifier

Liu Xuefeng Sun Junqiang Liu Deming Huang Dexiu
(*Electronics Engineering, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074*)
(Received 6 August 1994; revised 9 January 1995)

Abstract The polarization characteristics of Travelling-wave semiconductor optical amplifier (TW-SOA) is investigated based on the gain property of active Fabry-Perot resonator. Theoretical analysis and experimental research of polarization sensitivity is presented including the influences of residual facet reflectivities, gain coefficient, optical mode confinement factors, etc. Some improving methods for polarization sensitivity are discussed according to the analysis and a novel polarization insensitive TW-SOA is proposed.

Key words travelling-wave semiconductor optical amplifier, polarization sensitivity.