

基于两端自发荧光辐射的 808 nm 半导体激光器 增益偏振特性实验表征和能带分析*

马明磊¹⁾ 吴坚^{1)†} 杨沐¹⁾ 宁永强²⁾ 商广义¹⁾

1) (北京航空航天大学应用物理系, 北京 100191)

2) (发光学与应用国家重点实验室, 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

(2013 年 3 月 16 日收到; 2013 年 4 月 21 日收到修改稿)

通过半导体激光器两端的放大自发荧光辐射可以获取器件的光学增益信息. 本文利用这一新的增益实验测量方法, 开展了对连续运行的 808 nm GaAs/AlGaAs 量子阱激光器横向电场 (TE) 与磁场 (TM) 偏振增益特性的实验研究. 通过将实验结果与理论增益曲线对比, 分析了非应变 GaAs 量子阱 TE 和 TM 极化偏振对应的空穴子能带随注入电流的变化规律, 以及激光器在连续运行状态下的实际增益状态和影响因素.

关键词: 半导体激光器, 增益测量, 偏振, 量子阱和能带

PACS: 42.55.Px, 42.62.Fi, 42.25.Ja, 42.50.Ct

DOI: 10.7498/aps.62.174209

1 引言

激光增益特性是衡量半导体激光器性能的一个重要指标. 虽然可以对增益光谱进行数值计算求解, 但在计算中往往会遇到一些实际困难, 例如, 难以确定公式中与子能带和态密度相关的物理参量而不得不做近似处理. 此外, 激光器的工艺制备也会导致器件产生材料和结构缺陷, 因此一般增益的理论计算结果仅是一种理想设计情况, 不能完全真实地反映激光器的实际增益特性, 特别是激光器在运行状态下的增益变化.

因此, 为了能测得实际的激光器增益光谱, 自 20 世纪 70 年代, 一些半导体激光器的增益测量方法被研究和报道. 其中主要的方法包括: 1) Hakki-Paoli 和 Cassidy 通过观测和比较 F-P 腔的纵模变化获取增益信息的方法^[1-3]; 2) Henry 等人利用测量和变换自发荧光辐射谱确定激光器增益的方法^[4]; 3) Oster 等人采用测量不同长度波导芯片产生的单通放大自发荧光辐射 (ASE) 获得增益的方法^[5,6]; 4) Thomson 等人利用分段电流注入并测量相应的

单通自发荧光辐射获取增益信息的方法^[7-12]; 5) Troger 等人通过测量外注入弱相干光在谐振腔内多次往返放大和损耗信号获取激光器增益信息的方法^[13]. 然而, 这些方法在增益谱的测量方面或多或少存在一些问题和不足. 例如, Hakki-Paoli 方法必须有高光谱分辨率设备以精确分辨谐振腔的不同纵模, 这增加了测量的难度和复杂性. Henry 的方法由于是通过测量自发荧光辐射谱并计算准费米能级的间隔和损耗因子, 因此不能直接获得绝对单位的增益值, 必须对结果进行标定. 此外, 上述两种方法仅适用于低于阈值的小信号增益测量. Oster 的方法由于使用了不同长度的波导芯片, 因此很难保证对所有芯片取得一致的自发荧光谱采集效率和特性, 与实际激光器的增益特性比较会产生一定误差. Thomson 的方法在高注入电流密度时, 注入载流子会在测量样品的各段之间产生明显的横向扩散以致使各段上的载流子分布出现不均匀性, 从而影响测量的精确性^[14]. 此外, 这种特殊的多段结构测量样品也对制作工艺提出了严苛的要求, 增加了样品准备的难度. Troger 的方法虽然能够直接对

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974012) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jwu2@buaa.edu.cn

激光器芯片测量,但由于需要附加的外部光源,因此存在因测量信号的耦合误差导致的增益测量精度问题,并且测量系统相对复杂一些.

对此,本文提出和实现了一种更为直观简洁和有效的半导体激光器增益光谱测量表征方法.该方法基于激光器自身芯片的测量,无需准备特殊结构的测量样品,通过测量边发射激光器芯片两端的放大自发荧光辐射获得激光器的增益信息.文中详述了该方法的增益测量原理,并以非应变 808 nm GaAs/AlGaAs 单量子阱激光器作为测量样品,在连续电流注入条件下对 TE 和 TM 增益偏振谱进行测量和表征.通过与增益谱的理论计算结果进行对比,分析了不同注入电流水平下激光器的 TE 和 TM 两种极化波对应的量子阱子能带变化规律,以及器件在连续运行状态下的实际增益光谱和能带结构的变化规律及影响因素.

2 增益测量模型和原理

如图 1 所示,假定激光器测量样品一端的反射率为 $R_2 = R$, 另一端反射率 $R_1 = 0$. 其中,反射率 R 可以取任意值. $R_1 = 0$ 以消除该侧端面的光波反射.基于以上设计,经 R_1 端面出射的总 ASE 辐射由沿该方向的单程 ASE 辐射和逆向单程传播 ASE 辐射被 R_2 端面反射的部分相干叠加构成.而经 R_2 端面出射的总 ASE 辐射仅为单程传播 ASE 辐射经该端面透射的部分.

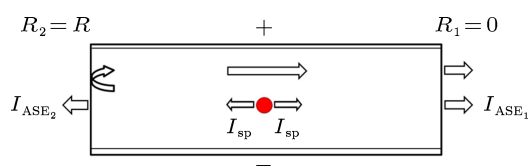


图 1 基于激光器双侧 ASE 辐射的增益测量原理

根据增益的定义,两端出射的总 ASE 辐射光强可以分别写为

$$I_{ASE2} = \int_0^L I_{sp} e^{Gx} (1-R) \cdot dx, \quad (1)$$

$$I_{ASE1} = \int_0^L \left(I_{sp} + I_{sp} e^{2Gx} R + 2 \cos\left(\frac{4\pi x}{\lambda}\right) \sqrt{R} I_{sp} e^{Gx} \right) \times e^{G(L-x)} \cdot dx, \quad (2)$$

其中, I_{sp} 是激光增益区中任一点的自发辐射光强, L 是增益区长度, G 为模式增益系数, λ 为介质中的光波长. x 表示光的传播方向和长度. 由 (1) 和 (2) 式

可以求得两侧的 ASE 出射光强分别为

$$I_{ASE2} = \frac{(1-R)I_{sp}}{G} (e^{GL} - 1), \quad (3)$$

$$I_{ASE1} = \frac{I_{sp}}{G} (e^{GL} - 1) (\text{Re}^{GL} + 1) \cdot \left[1 + \frac{\lambda \sqrt{R} \cdot G e^{GL}}{2\pi \cdot (e^{GL} - 1) (\text{Re}^{GL} + 1)} \times \sin\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\right) \right], \quad (4)$$

由于 (4) 式中的干涉项

$$\frac{\lambda \sqrt{R} \cdot G e^{GL}}{2\pi \cdot (e^{GL} - 1) (\text{Re}^{GL} + 1)} \sin\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\right) \ll 1,$$

因此可以忽略, (4) 式简化为

$$I_{ASE1} = \frac{I_{sp}}{G} (e^{GL} - 1) (\text{Re}^{GL} + 1), \quad (5)$$

联立 (3) 和 (5) 式, 求得增益 G 的最终表达式为

$$G = \frac{1}{L} \ln \frac{(1-R)I_{ASE1} - I_{ASE2}}{R \cdot I_{ASE2}}. \quad (6)$$

3 实验方案

增益测量芯片采用金属有机化学气相沉积法 (MOCVD) 制备. 芯片的尺寸为 $1200 \mu\text{m} \times 530 \mu\text{m}$. 增益区为 4 nm 厚的 GaAs 单量子阱层, 波导芯厚度为 145 nm, 外延层厚度为 1.2 μm . 芯片的一端镀增透膜, 透射率为 $T = 99.99\%$. 依据理论模型, 另一端的反射率可以是任意值, 因此设计为非镀膜的自然端面, 其反射率 R 与量子阱和波导层材料有关, 可由以下公式确定:

$$R = \left(\frac{n_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} - n_{\text{air}}}{n_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}} + n_{\text{air}}} \right)^2, \quad (7)$$

其中, $n_{\text{air}} \approx 1$, $n_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}$ 由 Sellmeier 公式确定:

$$n(x, \lambda) = \sqrt{A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2}, \quad (8)$$

式中系数 A, B, C, D 与 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的 Al 组分比例有关, 因为量子阱层厚度 (4 nm) 远小于波导层厚度 (145 nm), 所以端面反射率主要由波导层材料所决定. 因此, $x = 0.25$, $A = 10.1760$, $B = 0.97501$, $C = 0.11898$, $D = 0.003337$. 据此可以求得自然端面的反射率光谱 $R(\lambda)$. 由于增透膜抑制了谐振腔的光反馈作用, 因此注入电流密度可以不受阈值条件的制约, 从而取得大于阈值的增益测量结果. 此外, 通过在光路中加入线偏振器, 我们可以测得室温和不同注入电流条件下的 TE 和 TM 偏振模式 ASE 谱.

实验测量光路如图 2 所示. 由激光器 LD 一端出射的放大自发辐射光 (ASE) 经透镜 L_1 准直后通过线偏振器 P, 再经透镜 L_2 会聚至光谱仪入射狭缝, 经光谱仪的出射光被探测器 PD 接收. LD 放置于可旋转调整的样品台上, 为保证测量中从样品两端获得一致的出射光通量, 在样品台上开有一个固定芯片的缝槽, 其宽度与样品一致. 同时通过微调样品台的水平转角使探测器获得最大光强.

4 实验结果和讨论

测量结果如图 3 所示, 注入电流变化 $10\text{--}90\text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$. 将图 3 的结果分别代入 (6) 式, 求得器件在不同注入电流密度下的 TE 与 TM 模式增益光谱, 如图 4 所示. 其中器件连续运行, 电流密度变化 $10\text{--}90\text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$.

根据图 4(a) 和 (b) 增益曲线在长波端的大小, 我们可以估算出 TE 和 TM 偏振的净内部光损耗系数 α_i 约为 $2\text{--}8\text{ cm}^{-1}$ (图 3 阴影区). 图 5 所示为模式增益峰值随电流密度的变化关系. 比较图 4 和图 5 的 TE 和 TM 模式增益光谱, 两者在较低注入电

流密度下符合较好, 说明透明电流相差很小, 即两种偏振态几乎同时产生, 符合非应变 GaAs/AlGaAs 量子阱的特征.

为了分析器件量子阱与两种偏振极化相关的价带子能级随载流子浓度和工作状况的变化, 我们也进行了增益偏振特性的理论计算, 其结果如图 6 (a) 和 (b) 所示, 分别为不同载流子浓度下的 TE 和 TM 偏振模式的材料增益谱 g .

图 6 显示, 在低电流密度下的 TE 和 TM 偏振增益基本一致, 表明量子阱的非应变状态. 在波长超过峰值的长波区, TE 增益始终大于 TM 增益. 而随着注入载流子浓度的增加, 从短波到峰值的 TM 增益呈现出逐渐超过 TE 增益的趋势. 这与量子阱的轻空穴 (LH) 和重空穴 (HH) 子能带分布的变化紧密相关. 对此我们计算了 GaAs/AlGaAs 量子阱在室温和非应变状态下的价带重空穴 (E_{HH1}, E_{HH2}) 和轻空穴 (E_{LH1}) 子能级分布结构, 如图 7 所示. 在价带中, 轻空穴 LH1 能级略高于重空穴 HH1 能级. 载流子的复合与荧光辐射主要在导带和重空穴 HH1 与轻空穴 LH1 能级之间发生.

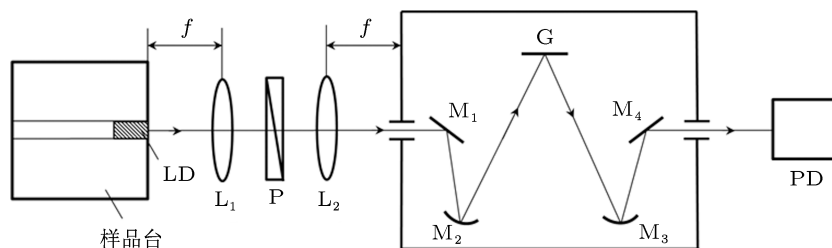


图 2 实验测量光路图

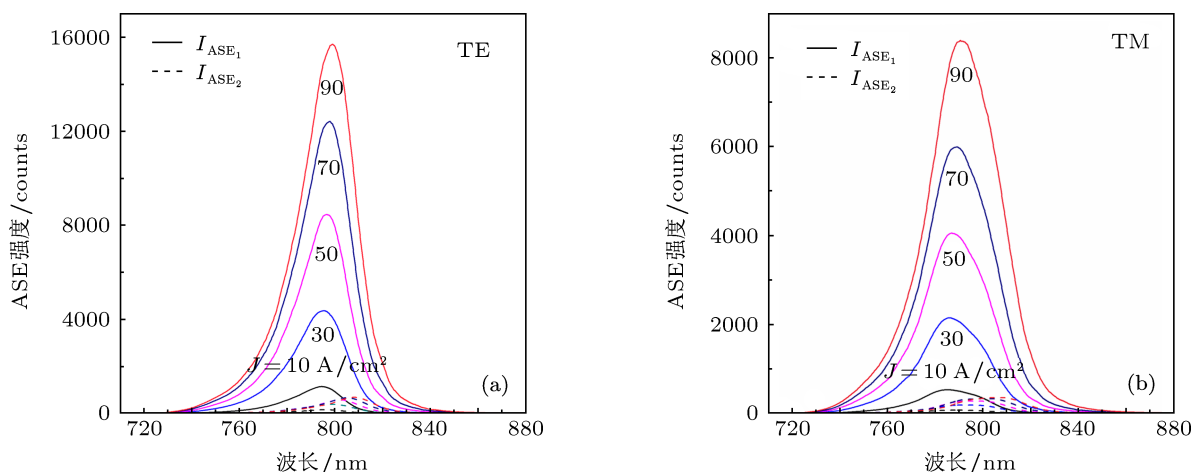


图 3 室温下激光器两侧输出的 ASE 谱 (注入电流 $10\text{--}90\text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$) (a) TE 偏振模式; (b) TM 偏振模式

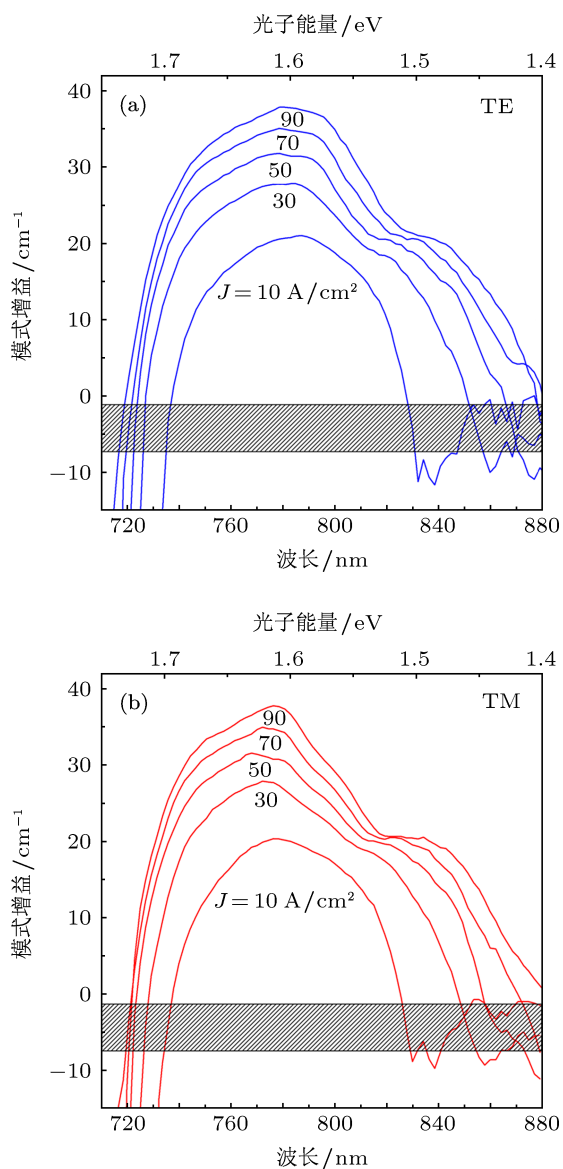


图4 基于双侧 ASE 辐射的模式增益光谱测量结果 (注入电流密度变化 10—90 A·cm⁻²) (a) TE 增益谱; (b) TM 增益谱

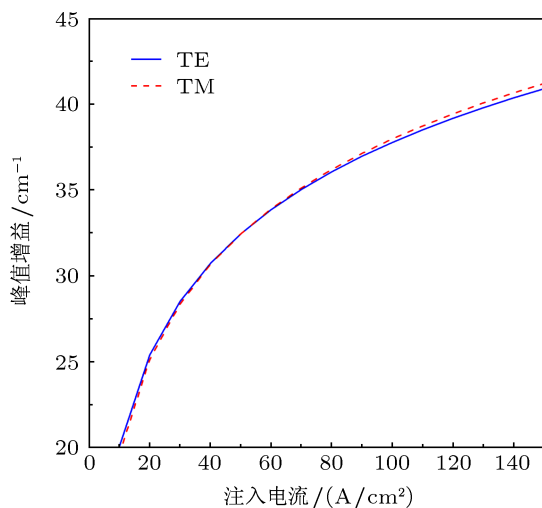


图5 TE 和 TM 峰值增益随注入电流的变化

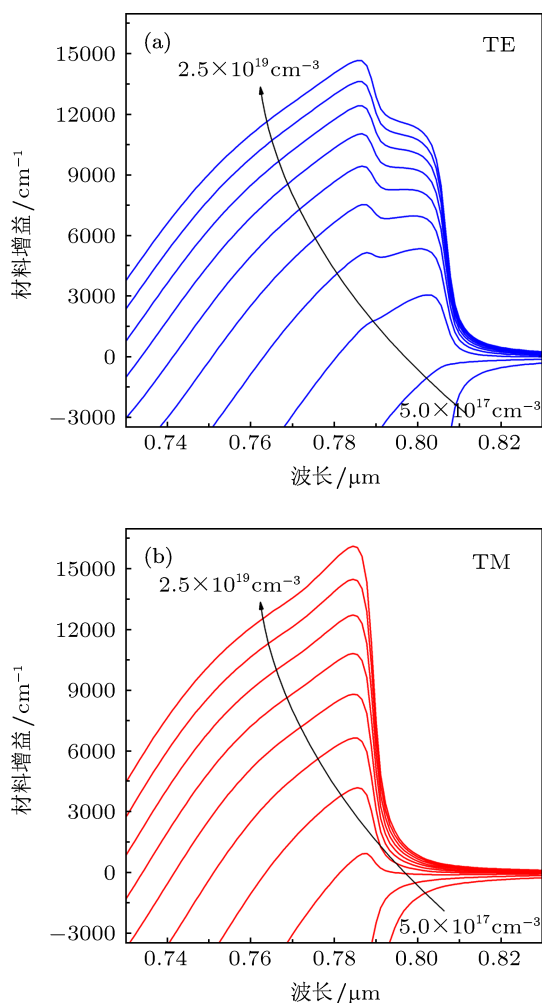


图6 非应变 GaAs/AlGaAs 量子阱材料增益随载流子浓度变化的计算结果 (a) TE 增益; (b) TM 增益

根据半导体激光器的跃迁矩阵元理论^[15], 当电子在导带和重空穴 HH1 子能级之间跃迁时, TE 偏振的跃迁矩阵元值为 $|M|_{TE}^2 = |M|^2/2$, 其中 $|M|^2$ 是一个常量, 为材料的动量矩阵元. 而 TM 偏振的跃迁矩阵元 $|M|_{TM}^2 = 0$. 这说明产生 TE 偏振的电子跃迁速率大于 TM 偏振的电子跃迁速率. 由于长波区的荧光辐射产生于电子从导带到价带顶 (HH1 能级顶) 的跃迁 (光子能量最小), 因此 TE 偏振增益显然会大于 TM 偏振增益.

短波区的增益偏振复杂一些, 包括电子在导带和重空穴 HH1 子能级以及轻空穴 LH1 子能级之间的跃迁过程, 并且与空穴子能带的分布和形状相关. 电子从导带跃迁到 LH1 子能级的 TE 偏振跃迁矩阵元 $|M|_{TE}^2 = |M|^2/6$, 而 TM 偏振跃迁矩阵元 $|M|_{TM}^2 = 2|M|^2/3$. 因此, 对于 TE 和 TM 偏振模式, 考虑电子从导带向重空穴 HH1 子能级和轻空穴 LH1 子能级的跃迁, 总的 TE 和 TM 电子跃迁速

率相等. 增益的大小取决于各自能级上的载流子分布浓度. 对于非应变量子阱, 由于 LH₁ 能级非常靠近 HH₁ 能级, 因此在较低注入电流密度下, HH₁ 和 LH₁ 能级上的载流子分布相近, 虽然能级形状会略有不同, 但因此在短波区产生的 TE 和 TM 增益大小基本相同. 随着注入载流子浓度逐渐增大, 具有较高能量对的 LH₁ 能级上分布的载流子增加, 导致复合产生的光子数增加. 因此从短波区到增益峰值, TM 偏振增益随注入电流密度增加, 呈现出超过 TE 偏振增益的趋势.

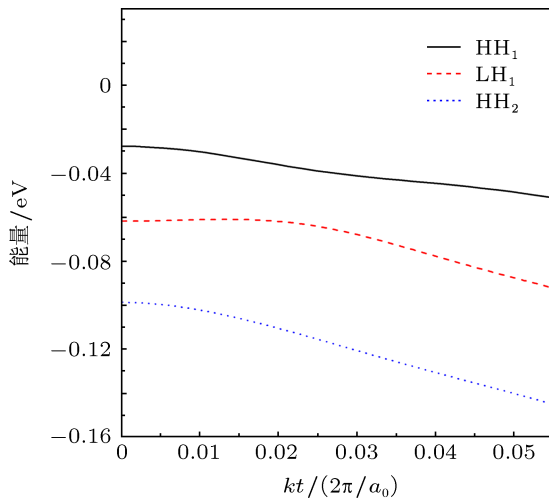


图7 GaAs/AlGaAs 量子阱在室温和非应变状态下的重空穴和轻空穴能级分布

此外, 图4的实验增益曲线与图6的理论计算结果并不完全相同. 这是因为增益的测量是在器件

连续工作情况进行的. 随着注入电流的增加, 在器件内部会产生发热效应. 从而导致增益随温度升高向长波的漂移和衰减^[15-18]. 从增益曲线上表现出来的就是短波区增益曲线间距减小和长波区增益曲线间距的增大, 并且随注入电流的增加, 增益峰值饱和速率增加. 进一步增加注入电流, 增益会产生热衰减. 因此, 实验测量结果反映了器件实际工作下的增益变化状况. 同时, 通过与理论增益曲线的对比分析, 可以诊断激光器的制造缺陷和研究增益的热变化规律, 对评估器件的设计、制造和运行质量具有重要作用.

5 结论

利用激光器两端出射的放大自发荧光辐射可获取器件的增益信息. 通过这种新的测量方法, 我们对室温下连续运行的非应变 808 nm GaAs/AlGaAs 量子阱激光器的 TE 和 TM 极化偏振增益光谱进行了实验表征, 并结合理论增益曲线和半导体激光器的跃迁矩阵元理论, 对所测量的激光器非应变量子阱 TE 和 TM 偏振增益与空穴能带随注入载流子浓度变化关系进行了分析. 由于增益测量是在器件连续运行条件下完成的, TE 和 TM 增益曲线均由于受热效应产生向长波的频移和衰减. 因此反映了激光器实际运行下的增益状态, 通过与理论增益曲线对比分析, 可以诊断激光器制造过程产生的缺陷和研究增益的热变化规律. 对评估器件的设计、制造和实际运行质量具有重要作用.

[1] Hakki B W, Paoli T L 1975 *J. Appl. Phys.* **46** 1299
 [2] Hakki B W, Paoli T L 1974 *J. Appl. Phys.* **44** 4113
 [3] Cassidy D T 1984 *J. Appl. Phys.* **56** 3096
 [4] Henry C H, Logan R A, Merritt F R 1980 *J. Appl. Phys.* **56** 3042
 [5] Oster A, Erbert G, Wenzel H 1997 *Electronics Letters* **33** No.10
 [6] Oster A, Bugge F, Erbert G, Wenzel H 1999 *IEEE Journ Selected Topics in Quantum Electronics* **5** 631
 [7] Thomson J D, Summers H D, Hulyer P J, Smowton P M, Blood P 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2527
 [8] Thomson J D, Summers H D, Hulyer P J, Smowton P M, Blood P 2000 *Proceedings of SPIE* **3944**
 [9] Blood P, Lewis G M, Smowton P M, Summers H, Thomson J, Julie Lutti 2003 *IEEE Journ Selected Topics in Quantum Electronics* **9** 1275
 [10] Lewis G M, Thomson J D, Smowton P M, Hulyer P J, Blood P 2002 *Proceedings of SPIE* **4651**
 [11] Lewis G M, Smowton P M, Blood P 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 3488
 [12] Mi Z, Fathpour S, Bhattacharya P 2005 *Electronics Letters* **41** 23
 [13] Troger J 2003 *Journ of Lightwave Technology* **21** 3441
 [14] Suchalkin S, Westerfeld D, Blenky G, Bruno J D, Pham J, Towner F, Tober R L 2008 *IEEE Journ of Quantum Electronics* **44** 561
 [15] Coldren L A, Corzine S W 1995 *Diode Lasers and Photonic Integrative Circuits* (New York: Wiley)
 [16] Wu J, Summers H D 2010 *Chinese Phys. B* **19** 1
 [17] Wu J, Xiao W, Lu Y M 2007 *IET Optoelectronics* **1** 206
 [18] Summers H D, Wu J 2001 *IEEE Proc. Optoelectronics* **148** 261

Experimental characterization of polarization gain properties of 808 nm semiconductor laser and analysis of energy band based on amplified spontaneous emissions from double facets*

Ma Ming-Lei¹⁾ Wu Jian^{1)†} Yang Mu¹⁾ Ning Yong-Qiang²⁾ Shang Guang-Yi¹⁾

¹⁾ (Department of Applied Physics, Beihang University, Beijing 100191, China)

²⁾ (State Key Laboratory of Luminescence and Application, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

(Received 16 March 2013; revised manuscript received 21 April 2013)

Abstract

The information of optical gain of semiconductor lasers can be obtained through the amplified spontaneous emission from double facets. By utilizing this new approach, an experimental research about polarization (TE and TM) gain characteristics of continuously-operated 808 nm GaAs/AlGaAs quantum well laser is introduced in this paper. Through the measured gain spectra which are compared with the theoretical gain curves, we analyze the variations of hole subband corresponding to the polarizations along with the change of injection current, meanwhile the actual status of gain spectra and influential factors of the continuously-operated laser are discussed as well.

Keywords: semiconductor, measurement of gain, polarization, quantum well and energy band

PACS: 42.55.Px, 42.62.Fi, 42.25.Ja, 42.50.Ct

DOI: 10.7498/aps.62.174209

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974012).

† Corresponding author. E-mail: jwu2@buaa.edu.cn