

808nm InGaAsP 单量子阱激光器激光波长 的温度依赖性

张永明^{1,3} 钟景昌¹ 路国光² 秦 莉² 赵英杰¹ 郝永芹¹ 姜晓光¹

(1 长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 长春 130022)

(2 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

(3 沈阳化工学院材料科学与工程学院, 沈阳 110142)

摘要: 采用自行设计的热封闭系统对 808nm InGaAsP 单量子阱激光器激光波长的温度依赖性进行了实验研究. 用恒定电流下增益峰波长的温漂系数 a_1 和恒定温度下增益峰波长随注入电流的漂移系数 a_2 来表征激光波长的温度依赖性. 实验表明, 激光波长的漂移系数 d/dT 是特征温度 T_0 的函数. T_0 越高, 激光波长的温度依赖性越大. 特征温度 T_0 与透明电流 I_{tr} 下的特征温度 T_{tr} 相等时, 激光波长的漂移系数 d/dT 达到最大值, 该值由发热诱使带隙窄化 d_g/dT 决定. 解决高特征温度 T_0 与小的 d/dT 矛盾的一种可能是考虑温度不依赖的漏电流.

关键词: 单量子阱激光器; 808nm; InGaAsP; 温度特性

PACC: 4255P

中图分类号: TN248.4

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2005)09-1793-05

1 引言

随着信息技术的飞速发展, 半导体激光器在通信领域得到了日益广泛的应用. 对于半导体激光器, 在大多数情况下其阈值电流、光输出功率、激光光谱等参数都会随着工作环境温度的不同而产生相应的变化, 这些热效应将严重影响通信网络的稳定性和可靠性, 因此激光器的热特性显得尤为重要. 众所周知, 作为网络光源的半导体激光器要尽可能少地依赖环境温度, 这是因为温控将增加系统成本. 迄今为止, 高温下运转具有极低阈值电流^[1~6]和高特征温度的应变量子阱激光器已研制成功^[7]. Higashi 等人^[8]对 1.3 μm 和 1.55 μm InGaAsP/InP 半导体激光器的热特性进行过较深入的研究, 然而, 对 808nm InGaAsP 单量子阱激光器激光波长的温度依赖关系的研究尚未见报道.

在 FP 腔半导体激光器中, 振荡波长由阈值条件下增益峰波长确定. 增益峰位移的温度依赖性由两个机制确定: 其一是由于有源区的温度升高使带隙窄化所致, 该作用主要依赖于材料, 而和结构的关

系不大^[8]; 其二是由于偏置水平的变化引起增益峰漂移, 偏置水平的变化意味着阈值电流密度的改变. 热诱使带隙窄化致使波长漂移比偏置水平变化导致的波长漂移大得多, 因此, 多数半导体激光器呈现随温度升高波长红移.

量子阱激光器中, 态密度是一个阶梯函数, 从而, 由偏置水平改变引起的增益峰波长的位移比体材料激光器小得多, 因为后者的态密度为抛物线函数. 这表明量子阱比体材料激光器可能有更大的激光波长的温度依赖性. 因而, 激光波长的温度依赖性将成为量子阱激光器中最值得关注的问题之一.

本文中, 我们采用自行设计的热封闭系统对 808nm InGaAsP 单量子阱激光器振荡波长的温度依赖性进行测量并探讨了温度依赖性机理. 首先, 测得表征振荡波长的温度依赖性的两个系数 a_1 和 a_2 以及 d/dT . 然后, 讨论 d/dT 与 T_0 之间的关系, 同时也讨论漏电流的影响.

2 实验

该实验装置的设计, 考虑到只有在器件连续工

张永明 男, 1964 年出生, 博士研究生, 主要从事半导体激光器件的研究. Email: zymciom@126.com

2004-10-20 收到, 2005-04-06 定稿

作条件下处于一个稳定的温场中方能得到准确的阈值电流、激射波长等对温度的依赖关系,从而得到准确的 T_0 等参数.

以往的装置多以空气为传热介质,其热容量较小,很难使被测器件处于均匀稳定的温场中,且有源区的热平衡温度总要滞后于温控传感器温度,从而使被测参数偏离实际值较远.为解决上述问题,经过热平衡计算,确定实验装置结构如图 1,其导热介质选择绝缘性好、热容量大的变压器油.采用 XMT 数显调节仪配以热电偶控温(精度达 ± 0.5),XMTD 数显调节仪配以热电阻测温(精度达 ± 0.1),多功能光谱仪测量阈值电流、激射波长.

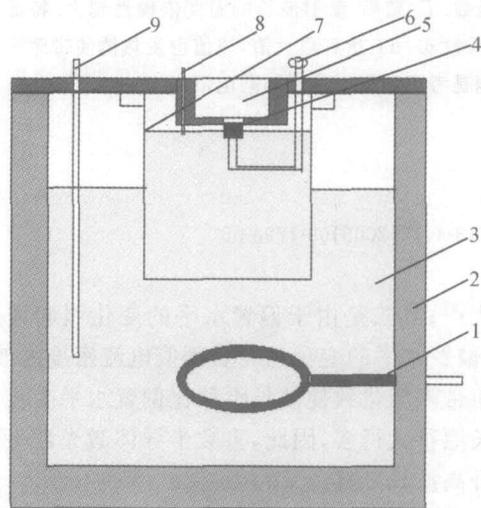


图 1 实验装置示意图 1-加热管;2-保温衬层及双层壳体;3-导热介质(液体);4-FP 激光器;5-出光孔耦合多功能光谱仪探测器;6-电极;7-溢流孔;8-温度探测器;9-温控传感器

Fig. 1 Experimental setup

实验中先将传热介质加热到需要的温度,恒温至测量表显示温度稳定,以消除热冲击的影响,保证器件受热均匀,同时设定注入电流,开启多功能光谱仪瞬间测量各参数.依据文献[9]的方法实验测量该器件芯片的热阻为 3.33 K/W ,由此计算出芯片的瞬态温升 $6.4 \text{ K}^{[10]}$,因此我们认为测量温度可以代表器件的工作温度.

3 结果与讨论

图 2 表明不同温度下增益峰波长随注入电流的变化,细线表示在 $0.9I_{th}$ 偏置条件下振荡波长随温度的变化,粗实线表示某一温度下振荡波长随注入

电流的变化.这一结果表明了表征振荡波长漂移系数 d/dT 的两个系数 a_1 和 a_2 .由图 3 可看出,增益峰波长位移与注入电流密度的对数成正比,因此,注入电流引起的增益峰波长漂移系数 a_2 由下式确定:

$$a_2 = - \frac{d\lambda_p}{d \ln(I)} \quad (1)$$

式中 λ_p 为增益峰波长; I 为注入电流.

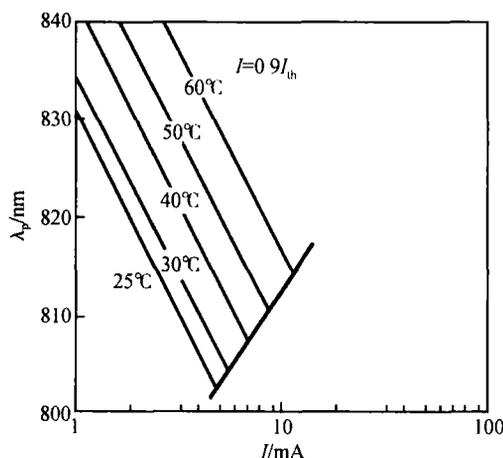


图 2 不同温度下增益峰波长随注入电流的变化

Fig. 2 Injection current dependence of gain peak wavelength, varying the temperature

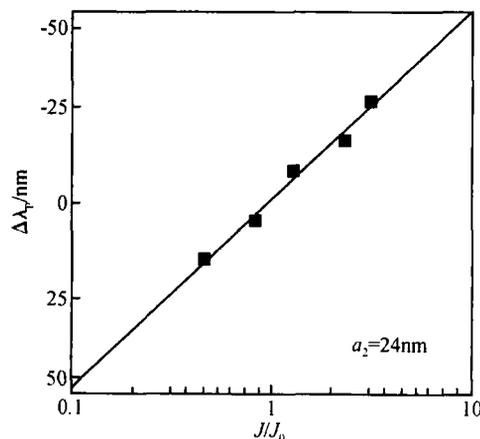


图 3 增益峰波长位移随注入电流密度的变化

Fig. 3 Normalized current density dependence of relative gain peak wavelength shift

图 4 表明常数注入电流下增益峰波长的温度依赖关系,实验数据表明增益峰波长随温度呈线性变化,其斜率即增益峰波长 λ_p 的温漂系数 a_1 可由下式确定:

$$a_1 = \frac{d\lambda_p}{dT} \quad (2)$$

激光波长的漂移是两个系数 a_1 和 a_2 共同作用的结果,那么将阈值电流与温度关系表达如下:

$$I_{th} = I_0 e^{\frac{T}{T_0}} \quad (3)$$

式中 I_{th} 为阈值电流; I_0 为有电流量纲的常数; T 为温度; T_0 为特征温度. 将(3)式代入(1)式,得

$$\frac{d\lambda}{dT} = a_1 - \frac{a_2}{T_0} \quad (4)$$

式中 λ 为激光波长,对 FP 腔半导体激光器而言它等价于增益峰波长.

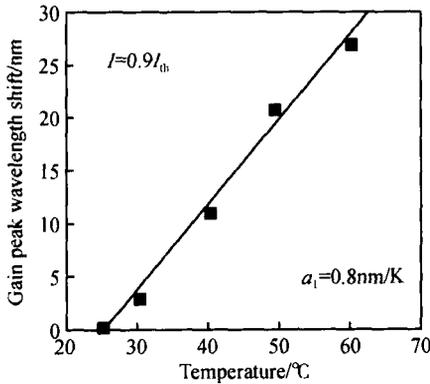


图 4 增益峰波长随温度的变化

Fig. 4 Temperature dependence of gain peak wavelength shift

实验确定 $a_1 = 0.8 \text{ nm/K}$ (如图 4); $a_2 = 24 \text{ nm}$ (如图 3),这与给出的结果一致^[5]. 图 5 为激光波长随温度变化的实验数据,由图可清楚看到,随温度升高激光波长向长波方向移动且呈线性变化,其斜率为 $\frac{d\lambda}{dT} = 0.5 \text{ nm/K}$. 由实验测得的阈值电流的对数 $\ln I_{th}$ 随温度 T 变化做图,其斜率的倒数为特征温度 $T_0 = 52 \text{ K}$. 将实验测得的 a_1, a_2, T_0 代入(4)式得 $\frac{d\lambda}{dT} = 0.34 \text{ nm/K}$,这与实验测得的数据有一定的差距.

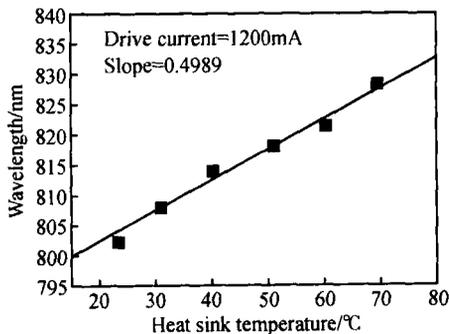


图 5 激光波长随温度的变化

Fig. 5 Temperature dependence of lasing wavelength

下面就激光波长的温度依赖性关系进行分析.

3.1 $\frac{d\lambda}{dT}$ 与 T_0 的关系

我们从决定特征温度的机制及影响激光波长的温度依赖性入手来讨论这个问题. 在 InGaAsP/ InP 量子阱激光器中,增益可由下式给出^[4]

$$G = G_0 \ln\left(\frac{I}{I_{tr}}\right) \quad (5)$$

其中 G_0 为增益斜率; I_{tr} 为透明电流. 由(5)与(3)式,得

$$T_0 = T_{I_{tr}} \left(1 - \frac{1}{G_0} \times \frac{dG_0}{G_0 d \ln(I)}\right) \quad (6)$$

其中 $T_{I_{tr}}$ 为透明电流 I_{tr} 的特征温度. 透明电流的温度依赖性是由非辐射复合和载流子溢出引起的,换句话说,由载流子寿命 τ_s 引起的透明电流的温度依赖性表达如下^[11]:

$$I_{tr}(T) = \frac{eV N_{tr}}{s(T)} \quad (7)$$

有源层内透明载流子密度 N_{tr} 的温度依赖性很小,且透明电流的增加不会导致增益峰波长漂移. 因此,只有阈值增益水平的变化导致能带填充的变化. 温度变化 1 K 引起的总阈值电流变化 I_{th} 表示为 $1/T_0$,由透明电流变化引起的阈值电流变化表示为 $1/T_{I_{tr}}$,那么,由阈值增益水平的变化导致的阈值电流变化就可以表示为 $(1/T_0 - 1/T_{I_{tr}})$,这部分贡献给由能带填充效果导致的振荡波长漂移.

在上述分析的基础上,讨论一下(4)式中两个系数 a_1 和 a_2 的意义. 系数 a_1 是在常数注入电流下测得的,由(7)式知,常数注入电流不等于常数载流子密度,因为载流子寿命依赖于温度. 因而,系数 a_1 包括热诱使带隙窄化 d_g/dT 和载流子寿命随温度而缩短的影响两部分,可写成^[12]:

$$a_1 = \frac{d_g}{dT} + \frac{a_2}{T_{I_{tr}}} \quad (8)$$

将(8)式代入(4)式,得

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{d_g}{dT} - a_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_{I_{tr}}}\right) \quad (9)$$

在这个等式中,右边第一项意味着热导致带隙窄化的影响;第二项意味着能带填充的影响,它正比于由阈值增益水平引起的阈值电流变化速率 $(1/T_0 - 1/T_{I_{tr}})$. 当 $T_0 = T_{I_{tr}}$ 时,能带填充的影响消失,只剩下热导致带隙窄化的影响.

3.2 $\frac{d\lambda}{dT}$ 与漏电流的关系

我们在确定(1)式时假设漏电流足够小,实际注

入电流可由下式表达^[5]：

$$I = I_{\text{act},25} \exp\left(\frac{T-25}{T_{0,\text{act}}}\right) + I_{\text{leak},25} \exp\left(\frac{T-25}{T_{0,\text{leak}}}\right) \quad (10)$$

假定注入有源区的电流和漏电流分别依赖各自的特征温度 $T_{0,\text{act}}$, $T_{0,\text{leak}}$; $I_{\text{act},25}$ 和 $I_{\text{leak},25}$ 分别为 25 时注入有源区的电流和漏电流. 式中第一项和第二项分别为温度 T 时注入有源区的电流和漏电流. $I_{\text{leak},25} / I_{\text{act},25}$ 和 $T_{0,\text{leak}} / T_{0,\text{act}}$ 体现了由于偏置水平改变导致的漏电流对振荡波长漂移的贡献. 由 (10) 式可知, 当漏电流很小可忽略不计时, 注入电流的变化等于注入有源区电流的变化, 因此展示了 24nm 的增益峰波长的注入电流依赖性. 当漏电流不能忽略时, 仅仅是注入电流变化的一部分对增益峰漂移有贡献, 因此, 增益峰波长的注入电流依赖性就不再是 24nm. 如果 $T_{0,\text{leak}} > T_{0,\text{act}}$, 随注入电流的增加, $I_{\text{leak},25} / I_{\text{act},25}$ 减小, 进而, 振荡波长漂移增大; 反之, $T_{0,\text{leak}} < T_{0,\text{act}}$, 随注入电流的增加, $I_{\text{leak},25} / I_{\text{act},25}$ 增大, 振荡波长漂移减小.

为了减小激射波长的温度依赖性 d/dT , 由注入电流变化引起的振荡波长漂移 α_2 要大, 即 $T_{0,\text{leak}}$ 高, 也就是要求具有较大的漏电流, 这势必造成 T_0 值的降低. 要解决高特征温度 T_0 和小的激射波长的温度依赖性 d/dT 之间的矛盾, 引入不依赖温度的漏电流将是有效的, 但这会牺牲器件的激射特性, 如阈值电流、斜率效率等.

4 结论

采用自行设计的热封闭系统对 808nm InGaAsP 单量子阱激光器激射波长的温度依赖性进行了实验研究. 用恒定电流下增益峰波长的温漂系数 α_1 和恒定温度下增益峰波长随注入电流的漂移系数 α_2 来表征. 实验表明, 激射波长的漂移系数 d/dT 是特征温度 T_0 的函数, T_0 越高激射波长的温度依赖性越大. 特征温度 T_0 与透明电流 I_{tr} 下的特征温度 T_{tr} 相等时, 激射波长的漂移系数 d/dT 达到最大值, 该值由发热诱使带隙窄化 d_g/dT 决定. 要实现高 T_0 和小的 d/dT , 必须找到具有小的 d_g/dT 和高的 T_{tr} 的材料. 解决高特征温度 T_0 与小的 d/dT 矛盾的另一种可能是考虑不依赖温度的漏电流. 这一结论只对 FP 腔激光器有效, 而对 DFB 激光器无效, 因 DFB 激光器的波长随温度的

变化不是由增益谱决定, 而是由其有效折射率决定的.

参考文献

- [1] Witzigmann B, Hybertsen M S. A theoretical investigation of the characteristic temperature T_0 for semiconductor lasers. IEEE J Sel Topics Quantum Electron, 2003, 9(3): 807
- [2] Liu Guoli, Wang Wei, Zhang Baijun, et al. High quality InGaAsP MQW by selective area growth. Chinese Journal of Semiconductors, 2001, 22(5): 609 (in Chinese) [刘国利, 王圩, 张佰君. 选择区域生长高质量 InGaAsP 多量子阱材料. 半导体学报, 2001, 22(5): 609]
- [3] Zhu Xiaopeng, Xu Zuntu, Zhang Jingming. A single mode 980nm InGaAs/GaAs/AlGaAs large optical cavity quantum well laser with low vertical divergence angle. Chinese Journal of Semiconductors, 2002, 23(4): 342
- [4] Nobuhara H, Tanaka K, Machida T, et al. High-temperature operation of InGaAs/InGaAsP compressive-strained QW lasers with low threshold currents. IEEE Photonics Technol Lett, 1993, 5(9): 961
- [5] Higashi T, Takeuchi T, Morito K, et al. High-temperature CW operation of InGaAsP-InP semi-insulating buried heterostructure lasers using reactive ion-etching technique. IEEE Photonics Technol Lett, 1995, 7(8): 828
- [6] Aoki M, Komori M, Tsuchiya T, et al. High performance InGaAsP/InP strained layer MQW lasers with reversed-mesa ridge-wavelength structures. Electron Lett, 1995, 31(12): 973
- [7] Zah C E, Bhat R, Pathak B N, et al. High-performance uncooled 1.3 μm Al_xGa_yIn_{1-x-y}As/InP strained-layer quantum well lasers subscriber loop applications. IEEE J Quantum Electron, 1994, 30(2): 511
- [8] Higashi T, Yamamoto T, Ogita S, et al. Experimental analysis of temperature dependence of oscillation wavelength in quantum-well FP semiconductor lasers. IEEE J Quantum Electron, 1998, 34(9): 1680
- [9] Zhang Yongming, Zhong Jingchang, Zhao Yingjie, et al. Study of temperature characteristics of 850 nm oxide confined VCSELs. Chinese Journal of Semiconductors, 2005, 26(5): 1024 (in Chinese) [张永明, 钟景昌, 赵英杰, 等. 850nm 氧化物限制 VCSEL 温度特性研究. 半导体学报, 2005, 26(5): 1024]
- [10] Du Baoxun. Principles of semiconductor lasers. Beijing: Ordnance Industry Press, 2001: 264 (in Chinese) [杜宝勋. 半导体激光器原理. 北京: 兵器工业出版社, 2001: 264]
- [11] Hagashi T, Yamamoto T, Ogita S, et al. Experimental analysis of characteristic temperature in quantum-well semiconductor lasers. IEEE J Sel Topics Quantum Electron, 1997, 3(4): 513
- [12] Yamazoe Y, Nishino T, Hamakawa Y, et al. Electroreflectance study of InGaAsP quaternary alloys lattice matched to InP. IEEE J Quantum Electron, 1981, 17(2): 139

Temperature Dependence of Oscillation Wavelength in 808nm InGaAsP SQW Lasers

Zhang Yongming^{1,3}, Zhong Jingchang¹, Lu Guoguang², Qin Li²,
Zhao Yingjie¹, Hao Yongqin¹, and Jiang Xiaoguang¹

(1 *State Key Laboratory on High Power Semiconductor Lasers, Changchun University
of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

(2 *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*)

(3 *School of Material Science and Engineering, Shenyang Institute of Chemical Technology, Shenyang 110142, China*)

Abstract : The temperature dependence of lasing wavelength in 808nm InGaAsP SQW lasers is investigated in a heat-tight system. Temperature dependence of lasing wavelength can be characterized by considering two coefficients a_1 and a_2 : the gain peak wavelength shift coefficients both under the constant current condition and the constant temperature condition, respectively. It is shown that the lasing wavelength shift coefficient $d\lambda/dT$ is a function of the characteristic temperature T_0 . When the T_0 is equal to the characteristic temperature T_{tr} of the transparency current I_{tr} , the $d\lambda/dT$ takes the maximum value which is determined by the thermal-induced bandgap narrowing effect dE_g/dT . One possibility to solve the paradox between a high T_0 and the small temperature dependence of lasing wavelength is to consider the temperature-independent leakage current.

Key words : SQW laser; 808nm; InGaAsP; temperature characteristics

PACC : 4255P

Article ID : 0253-4177(2005)09-1793-05