

AlGaInP 大功率半导体激光器的漏电分析

徐 云^{1,†} 李玉璋^{1,2} 宋国峰¹ 甘巧强¹ 杨国华¹ 曹玉莲¹
曹 青^{1,2} 郭 良^{1,2} 陈良惠¹

(1 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

(2 惠州市中科光电有限公司, 惠州 516023)

摘要: 对于 GaInP/AlGaInP 量子阱激光器,在大电流注入或高温工作时有源区中注入的电子会越过势垒进入 p 型限制层成为漏电流,严重影响器件的正常工作.本文通过测试 AlGaInP 大功率压应变量子阱激光器的阈值电流和外微分量子效率随温度的变化,拟合出有源区电子的有效势垒高度,并与理论模拟结果进行了比较,讨论了 p 型限制层掺杂浓度的分布对势垒高度的影响.

关键词: 半导体激光器; AlGaInP 可见光激光器; 应变量子阱

PACC: 7340L; 4255P; 8160C

中图分类号: TN365

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2006)S0-0299-05

1 引言

半导体激光器在光存储、光通信、医疗和国防等方面有广泛的应用和良好的发展前景. 激光波长位于 650nm 的红光 GaInP/AlGaInP 半导体激光器于 1985 年首次实现室温连续激光^[1], 填补了半导体激光器在可见光波段的空白. 因其体积小、重量轻、寿命长、发光效率高、波长短、存储密度高等优点而在很多应用领域替代了传统的 He-Ne 激光器和 GaAs/AlGaAs 半导体激光器, 目前已广泛应用于激光打印机、光盘放送及 DVD (digital video system) 中, 并成为高密度数字影碟工业使用的标准读写光源^[2].

在高密度数字存储的应用中, 通常功率小于 5mW 的 GaInP/AlGaInP 激光器只能用于数据的读取 (DVD-ROM), 光盘写入 (DVD-R/RAM) 需要的功率要求高于 30mW. 除了功率外, 还要求激光器能够实现高温工作, 而半导体激光器的阈值电流随温度的升高而增大, 阈值电流随温度变化的敏感程度用特征温度 T_0 来表示. 在大功率 AlGaInP 激光器的研制过程中我们发现, 通常某一 T_0 值只在有限的温度范围内适用, 随着温度的升高, T_0 降低. 造成这一现象的原因主要有两点, 一是 Auger 复合; 二是量子阱有源区中的载流子泄露进入 p 型限制层^[3]. Auger 复合在长波长激光器中比较严重, 是长波长激光器 T_0 比较低的一个重要原因^[4]. 但对 AlGaInP 激光器来说, 由于该材料系的自旋轨道分裂

带的能量 Δ_0 很小, 仅为 $\sim 0.1\text{eV}$, 与带隙相比可以忽略, 因此该材料系中的 Auger 复合系数和带内吸收系数很小^[5], 可以忽略. 所以对大功率 AlGaInP 激光器, 尤其是在大电流注入或高温工作时, 器件的输出性能主要是受载流子的限制, 即受漏电的影响. Wood 等人通过在欧姆接触层与限制层间引入一层直接带隙的监控材料, 直接观测到了在给激光器加正向电流时有源区电子的泄漏^[6].

因此, 要提高 AlGaInP 激光器的光输出功率及其高温工作性能, 必须对其漏电流大小及其影响因素进行深入分析. 在消除了器件制备工艺中的漏电因素后, 漏电流的大小主要取决于电子的有效势垒. 本文通过测试 AlGaInP 激光器的阈值电流和外微分量子效率随温度的变化拟合出电子的有效势垒, 并与理论模拟结果进行了比较.

2 器件的制备及光电性能测试

本文所用的 GaInP/AlGaInP 压应变分别限制量子阱激光器的材料由 MOCVD 一次外延生长得到. 为了避免 GaInP/AlGaInP 材料系在 MOCVD 生长中形成有序结构, 提高限制层中 p 型掺杂浓度等, AlGaInP 量子阱激光器一般都采用偏角的 GaAs 衬底^[7]. 具体的材料生长过程如下, 在 (100) 面偏 $\langle 111 \rangle_A$ 方向 15° 的 n^+ 衬底上依次生长: 掺 Si 的 GaAs 和 GaInP 缓冲层; 掺 Si 的 $(\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 下限制层; 不掺杂的 GaInP/AlGaInP 有源区; 掺 Zn 的 $(\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ 上限制层, 其间在

† 通信作者. Email: xuyun@red.semi.ac.cn

2005-11-04 收到, 2006-04-13 定稿

距有源区约 $0.3\mu\text{m}$ 处插入一层 GaInP 腐蚀停止层; 掺 Zn 的 GaInP 缓冲层; 重掺 Zn 的 GaAs 欧姆接触层. 为了实现大功率基横模工作和降低寄生电容, 器件采用双沟脊形波导条形结构. 具体的器件制备过程如下: 先用 PECVD 的方法在表面淀积一层 SiO_xN_y , 光刻并用传统的化学腐蚀方法腐蚀出双沟脊波导结构, 除有效的脊形台面之外的区域加上电隔离绝缘层. 在 p 面蒸发 Ti/Pt/Au, 将片子减薄到 $100\mu\text{m}$ 左右, 抛光后在 n 面蒸发 AuGeNi/Au. 解理, 前后端面分别镀 5% 的增透膜和 95% 的高反膜. 激光器的腔长为 $900\mu\text{m}$, p 面朝下固定在 SiC 热沉上.

器件在室温时的光功率-电流曲线如图 1 所示, 阈值电流约为 30mA , 器件的功率可达 100mW , 100mW 时的工作电流约为 150mA .

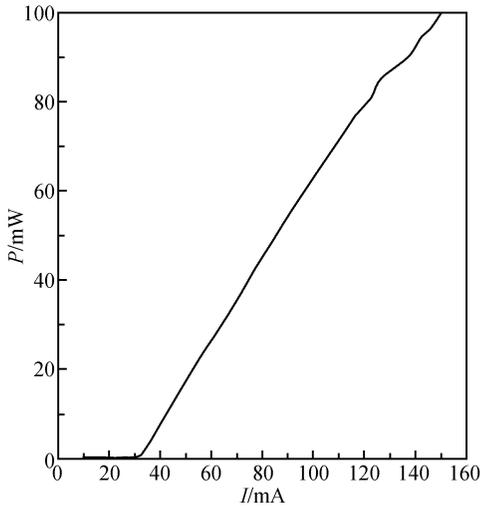


图 1 RT 时的光功率-电流曲线
Fig.1 RT CW L - I characteristics

3 AlGaInP 量子阱激光器漏电分析的理论模型及实验结果

图 2 表示 GaInP/AlGaInP 量子阱激光器的能带结构示意图, 从图中可看出由 n 型限制层注入到有源区中的电子将受到 p 型异质结势垒的限制, 阻挡它向 p 型限制层内扩散. 同样由 p 型限制层注入到有源区中的空穴将受到 n 型异质结势垒的限制, 阻挡它向 n 型限制层内扩散. 但是由于异质结界面的导带或价带不连续值决定了异质结界面的势垒高度, 所以必定有一部分能量高于该势垒的载流子而越过势垒进入限制层成为该区的少数载流子, 这些载流子通过漂移或扩散方式向电极方向运动, 并形成激光器的漏电流. 对激光器漏电流的全面分析, 需要考虑载流子的连续性方程, 同时计入载流子的扩散电流和漂移电流.

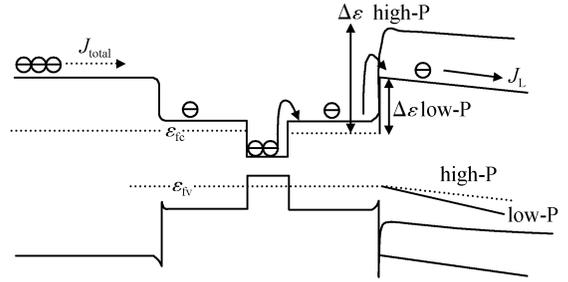


图 2 GaInP/AlGaInP 中泄露电流示意图
Fig.2 Schematic diagram of electron leakage current

表征电子流的一维连续性方程为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \times \frac{\partial J_n}{\partial x} + g(n) - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (1)$$

其中 $g(n)$ 为电子产生率; n_0 为平衡时的电子浓度; τ_n 为电子寿命; J_n 为电子的电流密度. 空穴电流密度 J_p 如(2)式所示. 扩散系数 D 通过爱因斯坦关系由迁移率 μ 求出, $D_n = \mu_n (kT/e)$, $D_p = \mu_p (kT/e)$. 由于电子的迁移率约是空穴迁移率的 10 多倍, 所以外加电场 E 基本都降落在 p 型材料中. 由此在电子和空穴浓度差不多的情况下, 空穴的漂移电流和扩散电流都远远小于电子的漂移电流和扩散电流, 因此激光器的漏电流基本上都是指电子的漏电流.

$$\begin{cases} J_n = J_{\text{drif}} + J_{\text{diff}} = e\mu_n nE - eD_n \frac{dn}{dx} \\ J_p = J_{\text{drif}} + J_{\text{diff}} = e\mu_p pE - eD_p \frac{dp}{dx} \end{cases} \quad (2)$$

在稳态条件下求解方程(1)并将结果进行修正, 使之适合量子阱结构的电子漏电流密度 J_n 为(3)式所示^[8].

$$J_n = qD_n N_0 \left[\sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{4Z^2}} \coth \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{4Z^2}} x_p + \frac{1}{2z} \right] \quad (3)$$

其中 q 为电子电量; x_p 为 p 型限制层的厚度; L_n 是电子的扩散长度; D_n 为电子的扩散系数; N_0 为靠近有源区的限制层边缘处的少数浓度, 可表达为:

$$N_0 = 2 \left(\frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{kT}\right) \quad (4)$$

其中 $\Delta\epsilon$ 是量子阱与限制层间电子的有效限制势垒, 如图 2 所示.

$$z = \frac{kT}{qE} = \left(\frac{kT}{q} \right) \frac{\sigma_p}{J_{\text{total}}} \quad (5)$$

其中 z 是漂移电流的特征长度; J_{total} 为激光器总注入电流密度; σ_p 是 p 型限制层的电导. 对(3)式进行分析, 当总注入电流密度 $J_{\text{total}} \ll 2 \left(\frac{kT}{q} \right) \frac{\sigma_p}{L_n}$ 时, 电子的泄漏电流以扩散电流为主, $J_{L,\text{diff}} \approx \frac{qD_n N_0}{L_n}$. 以 $\sigma_p = 0.78(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ 和 $L_n = 1\mu\text{m}$ 来估算, J_{total} 约为

400A/cm²,但目前 AlGaInP 量子阱激光器的透明电流密度约为 800A/cm²,并且激光器正常工作时的总注入电流都远高于该值,所以只有在小电流注入时,电子的泄漏电流以扩散电流为主;当激光器正常工作时均满足 $J_{total} \gg 2 \left(\frac{kT}{q_e} \right) \frac{\sigma_p}{L_n}$,电子的泄漏电流以漂移电流为主, $J_{L,drift} \approx \frac{qN_0 D_n}{z} = \frac{q\mu_n N_0 J_{total}}{\sigma_p}$. 对比扩散电流和漂移电流的表达式可以看出,两者都含 N_0 项,由于 N_0 随温度的升高成指数上升,因此扩散电流和漂移电流都随温度指数变化;所不同的是漂移电流还与总注入电流成正比,这是因为总注入电流决定了 p 型材料中的电场,而正是这个电场的存在,将电子从有源区中“拉”出来,并在电场的作用下穿过 p 型限制层成为漂移漏电^[9]. 所以对 Al-GaInP 激光器来说,电子越过势垒并在 p 型材料电场中形成的漂移运动是最主要的漏电机理,尤其是器件在大电流注入或高温工作时.

在电子泄漏电流密度的表达式(3)中, q, x_p, L_n 是与温度无关的常数;电子的扩散系数 D_n 是与温度有关的量;漂移电流的特征长度 z 与温度和总注入电流密度有关; N_0 强烈地依赖于温度. 在讨论电子的漏电流时,我们忽略掉 Auger 复合和深能级缺陷引起的电子损耗,近似认为微分量子效率随温度的降低完全是由于电子通过 p 型限制层泄漏引起的,即 $J_n(T) = J_{th}(T) \left\{ 1 - \frac{\eta(T)}{\eta_0} \right\}$,其中 J_{th} 为阈值电流密度; η 为微分量子效率; η_0 为无泄漏电流时的本征量子效率^[9]. 通过测量激光器的阈值电流密度及微分量子效率随温度的变化,可以求出不同温度时的漏电流密度及其占阈值电流的比例,如图 3 所示. 根据求出的漏电流密度随温度的变化拟合出电子的有效势垒,结果如图 4 所示,纵坐标为:

$$L_n \left[\frac{J_n}{qD_n 2 \left(\frac{m_n^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \left[\sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{4Z^2}} \coth \sqrt{\frac{1}{L_n^2} + \frac{1}{4Z^2}} x_p + \frac{1}{2z} \right]} \right]$$

拟合出电子有效势垒 $\Delta\epsilon = 267\text{meV}$,用到的数据如表 1 所示^[9].

表 1 数据拟合时所用参数

Table 1 Parameters of simulation

μ_n	σ_p	L_n	m_n^*	x_p
180cm ² /(V·s)	0.78(Ω·cm) ⁻¹	1μm	0.2m ₀	1.25μm

4 理论模拟及讨论

当材料组分确定后,电子的有效势垒高度与掺杂浓度及掺杂形状密切相关,提高 p 型限制层中的掺杂浓度能有效提高电子的有效势垒,如图 2 所示.

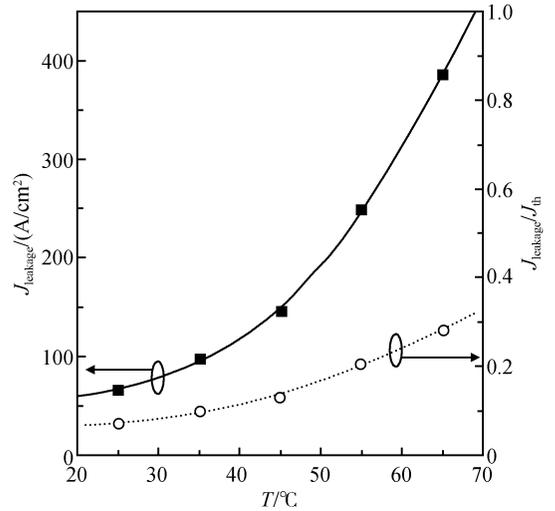


图 3 电子漏电流密度及其与阈值电流之比随温度的变化
Fig.3 Temperature dependence of $J_{leakage}$ and $J_{Leakage}/J_{th}$

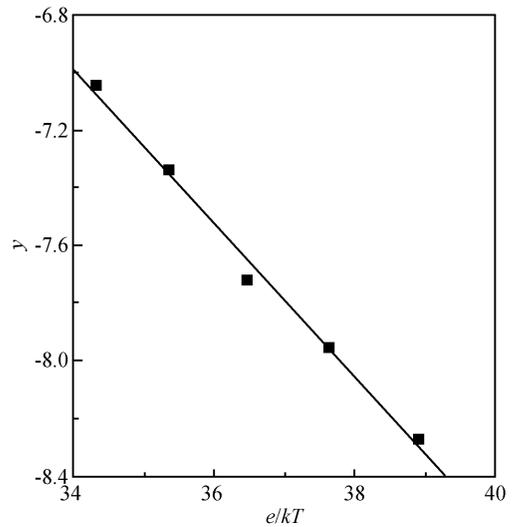


图 4 电子有效势垒的拟合

Fig.4 Method to determine the electron heterobarrier height

在一定的掺杂浓度及外加偏压的情况下,电子的有效势垒可以通过求解泊松方程、载流子光子速率方程及电荷守恒定律来求得,这里采用 Lastip(LASer technology integrated program)软件来进行理论模拟,并将导带与价带带阶之比选为 0.65 : 0.35^[10],当 p 型限制层是单一的掺杂浓度($1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)时,量子阱与 p 型限制层间的电子有效势垒为 370meV,如图 5 所示.

由于目前在 AlGaInP 材料系的 MOCVD 外延生长中都是采用掺杂 Zn 杂质形成 p 型限制层,因为 Zn 在 AlGaInP 材料中的掺杂浓度可以达到较

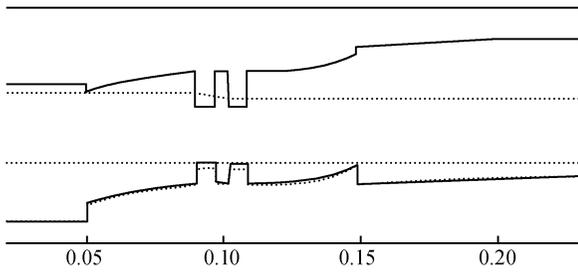


图 5 p 型为单一掺杂($1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)时的能带结构(虚线为 Fermi 能级)

Fig.5 Band structure (p-doping: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; the dashed line is the Fermi level)

高的水平,但同时高掺杂浓度的 Zn 杂质在高温环境中又很容易扩散到有源区,增大光吸收,破坏激光器的性能,给后续的外延生长和器件制作工艺带来一定的困难. 所以将两者折中,在实际外延片的 MOCVD 生长中,通常在 p 型掺杂之前会有几十甚至一百纳米以上的 p 型限制层是不掺杂的,或是掺杂浓度非常低,之后浓度逐渐增加到 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 这里我们假设从有源区开始 $0.1 \mu\text{m}$ 的范围内掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 向外 $0.2 \mu\text{m}$ 的范围内为 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $0.2 \mu\text{m}$ 之后的掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 则电子的有效势垒约为 280 meV , 与前面的实验拟合结果基本一致.

另外也可以看出, p 型限制层的掺杂浓度尤其是靠近有源区的 p 型掺杂浓度对提高电子的有效势垒及激光器高温、大电流注入时的输出性能有着举足轻重的作用. 为了得到比较理想的掺杂形状, 可选用扩散系数比较低的杂质 C 和 Mg, 国际上已有公司报道可以通过改善外延生长技术消除杂质 Mg 的“记忆”效应^[11], 得到高浓度并且陡直的掺杂浓度, 这有效地抑制了电子的泄露, 提高了激光器的高温或大电流注入时的输出性能.

致谢 本文作者感谢海特光电子有限公司和惠州市中科光电有限公司的帮助.

参考文献

- [1] Kobayashi K, Kawata S, Gomyo A, et al. Room-temperature CW operation of AlGaInP double-heterostructure visible lasers. *Electron Lett*, 1985, 21: 931
- [2] Hatakoshi G, Itaya K. InGaAlP visible semiconductor lasers. LEOS' 93 Conference Proceedings, San Jose, CA, USA, 1993: 607
- [3] Bour D P, Geels R S, Treat D W, et al. Strained $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}/(\text{AlGa})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$ heterostructures and quantum-well laser diodes. *IEEE J Quantum Electron*, 1994, 30: 593
- [4] Zhuang Weihua, Zheng Baozhen, Xu Junying, et al. The 950nm emission from InGaAsP/InP double heterojunction laser diode and Auger recombination. *Chinese Journal of Semiconductors*, 1984, 5: 638 (in Chinese) [庄蔚华, 郑宝真, 徐俊英, 等. InGaAsP/InP 双异质结激光器发射的 $0.95 \mu\text{m}$ 发光带和俄歇复合. *半导体学报*, 1984, 5: 638]
- [5] Dutta N K, Nelson R J. The case for Auger recombination in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. *J Appl Phys*, 1982, 53: 74
- [6] Wood S A, Molloy C H, Smowton P M, et al. Minority carrier effects in GaInP laser diodes. *IEEE J Quantum Electron*, 2000, 36: 742
- [7] Hamada H, Shono M, Honda S, et al. AlGaInP visible laser diodes grown on misoriented substrate. *IEEE J Quantum Electron*, 1991, 27(6): 1483
- [8] Chinn S R, Zory P S, Reisinger A R. A model for GRIN-SCH-SQW diode lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, 24: 2191
- [9] Bour D P, Treat D W, Thornton R L, et al. Drift leakage current in AlGaInP quantum-well lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1993, 29: 1337
- [10] Kowalshi O P, Cockburn J W, Mowbray D J, et al. GaInP-AlGaInP band offsets determined from hydrostatic pressure measurements. *Appl Phys Lett*, 1995, 66: 619
- [11] Onishi T, Inoue K, Onozawa K, et al. High-power and high-temperature operation of Mg-doped AlGaInP-based red laser diodes. *IEEE J Quantum Electron*, 2004, 12: 1634

Leakage Current Analysis of High Power AlGaInP Lasers

Xu Yun^{1,†}, Li Yuzhang^{1,2}, Song Guofeng¹, Gan Qiaoqiang¹, Yang Guohua¹, Cao Yulian¹,
Cao Qing^{1,2}, Guo Liang^{1,2}, and Chen Lianghui¹

(1 *Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(2 *E-O National Co., Ltd, Huizhou 516023, China*)

Abstract: In AlGaInP/GaInP multi-quantum well(MQW) lasers, the injected electrons will surmount the potential barrier between the active layer's quasi-Fermi level and the conduction band of the p-cladding layer in the high injection or high temperature condition, resulting in the leakage current, which seriously deteriorate the output parameters of laser diodes. In this letter, the effective electron potential was estimated by testing the change of threshold current and differential quantum efficiency with temperature, and was compared with theoretical simulation results. Consequently, the influence of the p-cladding layer's concentration on the effective potential height was discussed.

Key words: semiconductor laser diodes; AlGaInP visible lasers; strained quantum well lasers

PACC: 7340L; 4255P; 8160C

Article ID: 0253-4177(2006)S0-0299-05

† Corresponding author. Email: xuyun@red.semi.ac.cn

Received 4 November 2005, revised manuscript received 13 April 2006