

1.5 μm 波长 n-p-n 型 InGaAsP-InP 晶体管激光器 材料外延生长*

段子刚^{1)†} 黄晓东²⁾ 周 宁²⁾ 徐光辉¹⁾ 柴广跃¹⁾

1)(教育部广东省光电子器件与系统重点实验室,深圳大学,深圳 518060)

2)(光讯科技有限公司,武汉 430074)

(2010 年 1 月 31 日收到;2010 年 3 月 16 日收到修改稿)

基于器件模拟仿真,设计了一种 1.5 μm 波长 InGaAsP-InP 晶体管激光器材料外延结构. 其多量子阱有源区置于基区非对称波导中. 仿真结果显示该外延结构能够获得较好的光场限制和侧向电流限制. 对该材料 MOCVD 生长研究表明,基极重掺杂接触层中 Zn^{2+} 扩散将导致量子阱严重退化. 通过对其扩散过程的模拟仿真,采用平均掺杂浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的梯度掺杂,有效地抑制了 Zn^{2+} 向量子阱区的扩散. 所获得的外延材料在 1.51 μm 呈现较强的 PL 峰值,具有卫星峰清晰的 XRD 谱.

关键词: 晶体管激光器, 外延结构, 掺杂扩散, 量子阱退化

PACC: 4255P, 4260B, 7865K, 6630J

1. 引 言

异质结晶体管(HBT)激光器(transistor laser, TL)是近年来出现的一种新型的半导体激光器^[1]. 比较传统的激光二极管(LD),其主要特点包括:高于 40 GHz 的直接调制带宽的理论预期;电压信号直接用于驱动调制,而无需电流转换;可以同时受控于电流信号和电压信号;同时输出光信号和电信号^[2-4];三端口外接方式提供多种使用功能. 这些特性,尤其是高速特性,赋予其在高速光通信网络、光计算与光互联、光子集成等重要领域很高的应用预期,因而具有不可低估的研究价值,受到高度重视.

在电学意义上,TL 是双极晶体管. 在光学意义上,TL 是半导体激光器. 其材料外延结构和芯片结构必须同时满足二者的要求. 设计上,TL 的有源区(通常采用多量子阱(MQW)结构)置于 n-p-n 型 HBT 的基区. 基于电极欧姆接触的要求,基极必须导入高达 10^{19} cm^{-3} 浓度的重掺杂接触层. 这一要求对半导体激光器的特性带来严重的不利影响^[5]. 首先,重掺杂将会造成吸收.

对于 InGaAsP 四元系 1550 nm 波长激光器,通常采用 InGaAs 三元系材料作为 p 型重掺杂接触层(例如 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 浓度 Zn^{2+} 掺杂 $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 接触层). 这是因为四元系材料的掺杂浓度难以达到 10^{19} 量级. 虽然 $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的带隙(0.746 eV)较 1550 nm 有源区带隙(0.8 eV)窄,但因为结构上远离有源区,不会造成吸收. 然而,TL 材料外延结构上,基极接触层靠近量子阱有源区,不能采用重掺杂 $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 作为电极接触层,必须采用四元系材料,还要设计与 LD 不同的材料结构(例如非对称波导结构)来尽量减少吸收. 其次,在 p 型基极重掺杂接触层生长后的后续外延(例如发射区外延,通常需要 30 min 以上的外延时间)过程中,受主杂质向量子阱内扩散(例如 Zn^{2+} 扩散). 在扩散到量子阱内杂质的诱导下,量子阱区域内产生强烈的量子阱混合效应(QWM),严重影响其发光特性^[6]. 本文在仿真设计的基础上,通过优化材料结构,特别是外延工艺,有效地抑制 QWM 效应. 基于 InGaAsP 四元系材料,实现了较高的基极接触层 Zn 掺杂浓度(10^{18} cm^{-3})和较好的量子阱发光特性.

* 国家国际科技合作计划(批准号:2008DFA11010)资助的课题.

† E-mail: zgduan@szu.edu.cn

2. 设 计

2.1. 材料外延结构设计

所设计的 n-p-n 型 InGaAsP-InP 异质结双极晶体管激光器材料外延结构由表 1 所示. 其中多量子阱有源区掩埋在发射结区域上下波导层内, 由 6 个 6 nm 宽度应变量为 1.2% 的压应变量子阱和 5 个 9 nm 宽度的匹配量子垒 (波长为 1.24 μm) 构成. 考虑到光吸收问题, 波导层未掺杂. 基极接触层与量子阱有源区之间有 40 nm 厚的波导层, 其掺杂浓度设计为 $(1-2) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 与 LD 的 p 型电极接触层相比较, 掺杂浓度小了一个数量级, 但在后续的电极制备过程中, 可以通过 Zn 合金的扩散来进一步提高接触层的杂质浓度. 研究表明, InGaAsP 四元系材料接触层也可以获得比较好的欧姆接触^[7-9].

考虑到 InP 作为集电极材料可以提高 HBT 的击穿电压, 但同时会降低电流增益, 设计中采用了三层结构的集电极区: 与基极材料相同的 $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$ 层; 梯度组分过渡层和 InP 层.

与有关报道的重掺杂“三明治”结构^[10-12]不同, 这种结构设计兼顾考虑了 HBT 的电流增益特性和包层吸收问题. 能够获得较高的电流增益和减小光吸收.

表 1 1.55 μm 晶体管激光器材料外延结构

外延层	材料组分	外延层厚度/mm	掺杂浓度/ 10^{18} cm^{-3}
包层, 发射极接触层	InP	1800	n, 1.0—3.0
上波导	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$	100	未掺杂
6 个量子阱/	$\text{In}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}\text{As}_{0.24}\text{P}_{0.76}$	6	未掺杂
5 个量子垒	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$	9	未掺杂
下波导	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$	40	未掺杂
基极接触层	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$	40	p, 1—2
集电极	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$	20	未掺杂
梯度过渡层	$\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.53}\text{P}_{0.47}$ -InP	20	未掺杂
集电极	InP	40	未掺杂
集电极	InP	1200	n, 1.0
衬底, 集电极接触层	InP	—	n, 3.0

2.2. 器件仿真和材料结构验证

设计的晶体管激光器器件是一个长 250 μm , 宽 3 μm 脊波导边发射激光器. 端面反射率分别为 90% 和 30%. 发射极电极置于脊波导的顶部, 两侧物理对称. 集电极电极置于芯片的背面, 基极电极覆盖在刻蚀后的两侧基极接触层, 有两个基极引出端. 对有源区的刻蚀工艺设计为穿过 MQW, 止于基极重掺杂接触层. 侧向漏电流是脊波导激光器的一个固有技术问题, 是高阈值电流的主要原因. 深刻蚀结构可以有效抑制侧向漏电流. 此外, 重掺杂导致载流子寿命减小, 进而导致阈值电流增加, 这是设计中上波导层不掺杂的考虑所在.

所采用的仿真工具是二维激光器仿真软件 LASTIP. 仿真所采用的典型物理参数由文献给出^[13,14]. 仿真采用的物理模型主要包括: 用费米统计下的漂移-扩散模型描述载流子二维输运过程; 设定异质结能带偏移量为 0.4 ($\Delta E_c/\Delta E_g = 0.4$)^[13], 用热电子发射理论描述异质结上的载流子输运过程; 假定多量子阱有源区具有线性势场分布与理想的抛物线子能带; 有效折射率方法用于波导和光学模式计算^[15]. 仿真中假定 HBT 工作在集电极没有击穿条件下的正常工作区, 从而不考虑离子撞击电离和齐纳隧道效应. 仿真中忽略了热效应. 量子阱有源区的辐射复合包括受激发射和自发发射, 自发发射系数取为 $B = 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ^[14]. 量子阱区域和其他外延层中的电子-空穴 SRH 复合寿命分别设为 20 ns 和 100 ns. 深刻蚀下, 表面复合不能忽略, 表面复合速率设为 $2.5 \times 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[16]. 俄歇复合速率 R_{aug} 用下式计算^[17]:

$$R_{\text{aug}} = (C_n n - C_p p) \times (np - n_i^2), \quad (1)$$

式中 n 和 p 分别表示电子和空穴浓度, C_n 和 C_p 为俄歇复合系数. 假定俄歇复合中 CHHS 占优, 因此复合系数取 $C_n = 0, C_p = 1.6 \times 10^{-28} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$ ^[14]. 考虑到靠近量子阱区的重掺杂层的杂质吸收不可忽略, 综合考虑杂质吸收和缺陷散射, 仿真中假定了参数为 $\alpha = 5 \text{ cm}^{-1}$ 的背景损耗.

InGaAsP-InP 激光器结构中, 因为 n 型重掺杂外延层远离光学导模, 且导带自由载流子吸收远小于价带吸收, 故忽略了导带内的自由载流子吸收. 价带带内吸收近似正比于空穴浓度, 其吸收系数假设为^[18] $k_p = 3.7 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$.

仿真模型和参数的验证通过由对一个实际的

脊波导二极管激光器的模拟来完成. 如图 1 所示, 仿真结果与实验很好符合.

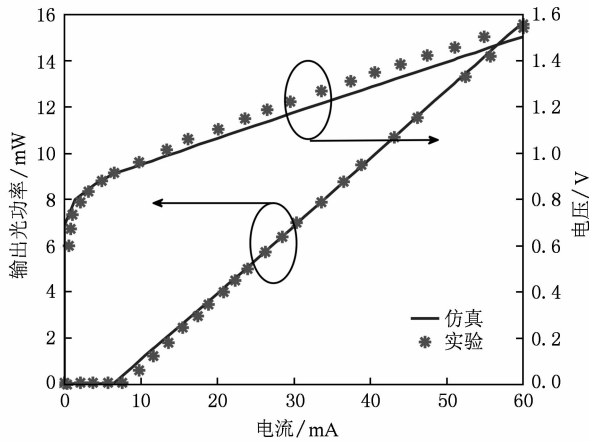


图 1 实验与仿真得到的脊波导二极管激光器的 LI 与 I - V 曲线 (脊波导长 250 μm , 宽 3 μm , 高 1.8 μm . 前后反射率分别为 30% 与 90%. 器件在室温测试)

图 2 和图 3 是基于表 1 外延结构的 TL 的仿真结果. 晶体管采用共发射极结构: 集电结反偏, 发射结正偏, 发射极接地. 可以看出: 1) 器件同时表现出 HBT 的电子学功能和 LD 的光子学功能; 2) 光子学功能既受控于电流 (基极电流 I_B), 又受控于电压 (发射极-集电极电压 V_{CE}). 这种 TL 特有的电压控制模式已经在文献 [4] 中详细地论证过.

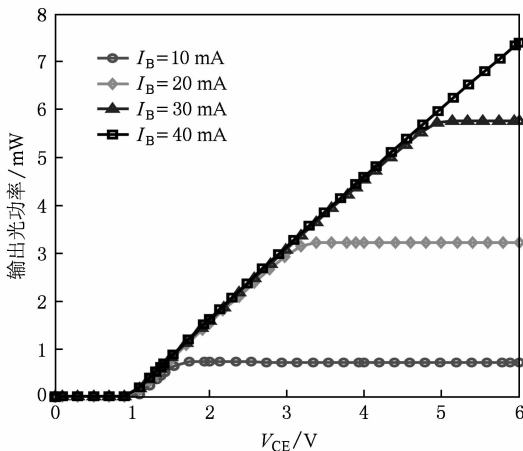


图 2 不同基极电流 I_B 条件下 TL 的输出光功率随集电极-发射极电压 V_{CE} 变化的仿真曲线

3. 材料外延生长

材料外延生长在英国 TSSEL (Thomas Swan

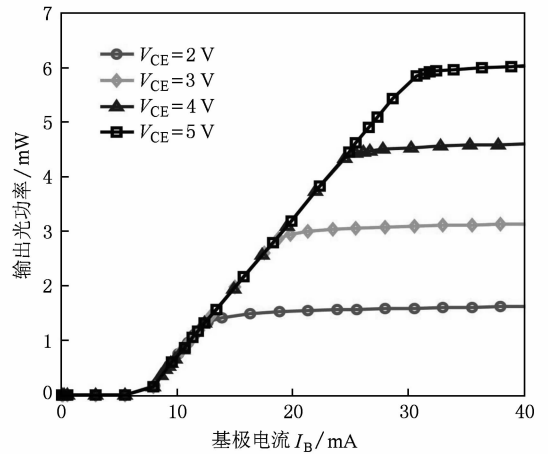


图 3 不同集电极-发射极电压条件下, TL 的输出光功率随基极电流 I_B 变化的仿真曲线

ScientificEquipment Ltd) 公司的 CCS (Close Coupled Showerhead) 3 \times 2 英寸金属-有机物化学气相沉积 (MOCVD) 设备上完成. 衬底片为 (100) 取向的 2 英寸 InP 片, 掺杂浓度为 $(1-5) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 生长所采用的 III, V 族源分别为三甲基镓 (TMGa)、三甲基铟 (TMIn), 和砷烷 (AsH_3) 与磷烷 (PH_3). 二甲基锌 ($\text{Zn}(\text{CH}_3)_2$) 和硅烷 (SiH_4) 分别用作受主和施主杂质源. 生长压力为 100 Torr (1 Torr = 1.33322×10^2 Pa). 生长基座转速为 100 r/min.

外延材料特性分别通过光-荧光谱 (PL) 测试和 X 射线衍射谱 (XRD) 测试来评估. 光-荧光测试系统由尼高力 (Nicolet) 公司的 NEXUS 670 FT-IR 型快速傅里叶变换光谱仪与 Coherent 公司的 Innova 30 型氦离子激光器 (波长 514 nm) 组成. X 射线衍射谱测试系统为 Bede QC200 型双晶 X 射线衍射仪.

3.1. 基极接触层 Zn^{2+} 扩散条件下发射区外延生长参数设计

传统 LD 的 p 型接触层与量子阱之间的间隔达到 1000 nm 以上 (如图 1 所示的 LD 的 p 型接触层与量子阱之间有 1600 nm 的包层外延层和 100 nm 的波导层), p 型杂质离子的扩散对量子阱来说是安全的. 而 TL 的外延结构中, 基极接触层与量子阱之间仅有 40 nm 厚度的波导层, p 型杂质离子向量子阱中的扩散不可避免. 所以, 基极接触层中 Zn^{2+} 扩散是外延参数设计中的关键问题. 考虑的方向是: 1) 接触层中获得尽可能高和均匀的掺杂浓度以减小电极上的串联电阻; 2) 尽量减小基极接触层中的 Zn^{2+} 向波导层, 特别是量子阱中的扩散.

为了获得对 InGaAsP 中 Zn^{2+} 掺杂浓度限制的认识,首先采用 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 浓度均匀掺杂进行实验. 经过后续的发射区外延生长后,比较生长前、后的光-荧光谱和 X 射线衍射谱,光-荧光谱的峰值波长蓝移了 100 nm,高度由 1.8 单位下降到 0.8 单位,X 射线衍射谱变化到不能清晰地识别卫星峰. 测试表明 Zn^{2+} 诱导产生了显著的量子阱混合效应,导致量子阱质量严重退化^[19,20]. 由此,将掺杂浓度初步设定为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 假定 Zn^{2+} 在基极接触层、波导层和量子阱中具有相同的扩散系数,近似与在 GaAs 中的扩散系数^[21] 相同,采用以下扩散方程进行理论分析:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (2)$$

图 4 给出了接触层 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 均匀掺杂下,不同温度条件下,分别为 30 min 和 1 h 扩散的模拟. 结果表明,扩散对温度非常敏感,而对时间相对来说不敏感. 当温度低于 700 °C 时,30 min 和 1 h 扩散差别很小,接近 600 °C 时,曲线几乎是重合的. 综合考虑,选取 625 °C 作为发射区的外延温度.

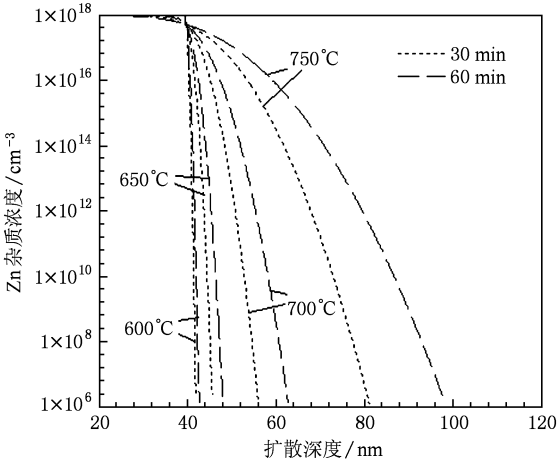


图 4 基极接触层均匀掺杂,不同扩散温度下 30 min 扩散后的 Zn^{2+} 浓度分布

来自于基极接触层的扩散是离子数总量不变下的 Zn^{2+} 扩散,相对于不同掺杂分布的扩散初始条件,扩散的结果是不同的. 图 5 给出了基极接触层 Zn^{2+} 浓度分别为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 均匀初始分布和界面上 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 与 0 的梯度初始分布(杂质总量相同)条件下,625 °C 经过 20 min、40 min 和 1 h 扩散后,分别在接触层、波导层和量子阱中的 Zn^{2+} 浓度比分布计算. 图中,深度 0 至 40 nm 为基极接触层,

40 至 80 nm 为波导层,80 至 155 nm 为量子阱有源层. 从图 5 中可以看出,在基极接触层,二者的分布相差不大,接近均匀. 故用梯度掺杂代替均匀掺杂对电极串联电阻的影响很小. 然而二者在波导层,尤其是量子阱内的分布相差很大. 梯度分布掺杂扩散后在量子阱区域形成的浓度分布与均匀掺杂形成分布相差两个数量级. 因而,采用梯度掺杂将有利于抑制 Zn^{2+} 的扩散,进而抑制由此造成的量子阱退化.

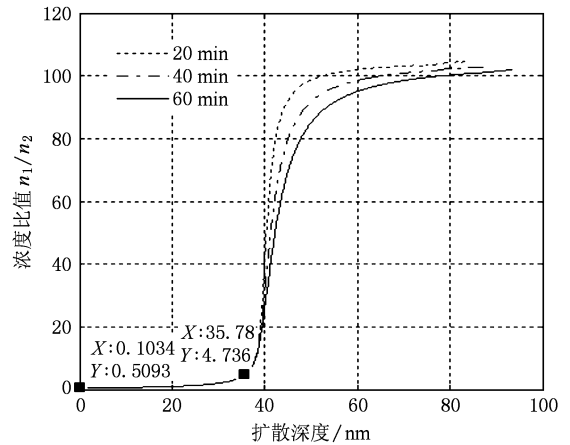


图 5 均匀掺杂和梯度掺杂 625 °C, 20 min, 40 min 和 1 h 扩散后的 Zn^{2+} 浓度之比

本实验中基极接触层采用平均值为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的梯度 Zn^{2+} 掺杂. 随基极接触层外延之后的发射区外延条件为温度 625 °C 和压强 100 Torr.

3. 2. 外延材料的测试与分析

图 6 和图 7 分别是发射区外延生长前后材料的

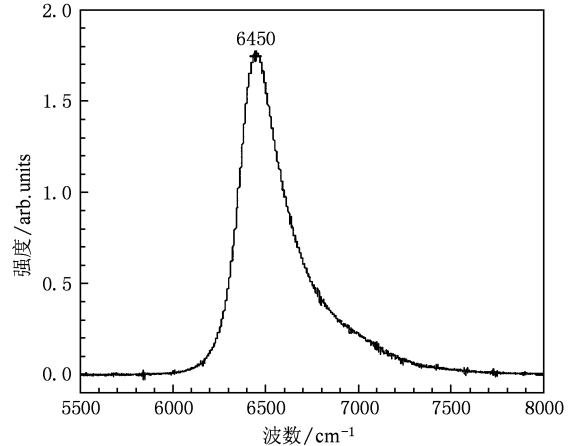


图 6 发射区外延前的 PL 谱

PL 谱. 比较而言, 发射区外延生长后, PL 谱的峰值蓝移了 40 nm (从 1550 nm 蓝移到 1510 nm), 半峰宽展宽了 5 meV (从 34.7 meV 展宽到 39.7 meV), 峰值相对下降了 17% (从 1.78 下降到 1.48). 图 8 和图 9 分别是发射区外延生长前后材料的 XRD 谱. 图中给出量子阱的周期为 14.5 nm, 较设计值 15 nm 略有不同, 源于生长过程中实际外延参数偏离设计. 两者比较, 发射区外延后少了一个卫星峰 (由 5 个卫星峰变为 4 个卫星峰). 测试表明, 因为基极接触层中 Zn^{2+} 在发射区外延生长过程中向量子阱中的扩散不可避免, 因而呈现出一定程度的量子阱退化. 但是, 通过优化掺杂方式, 这种退化已经很大程度获得改善. 外延材料的性能还是比较令人满意的.

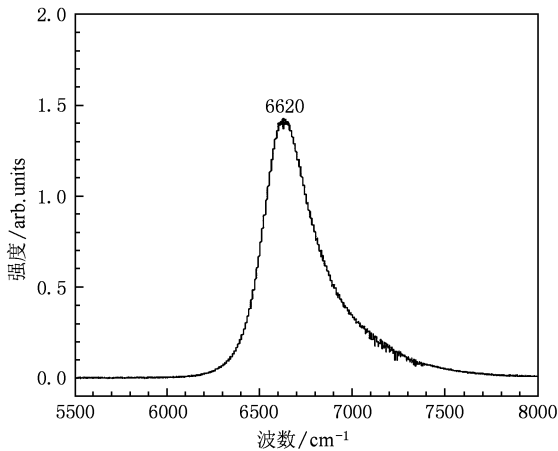


图 7 发射区外延后的 PL 谱

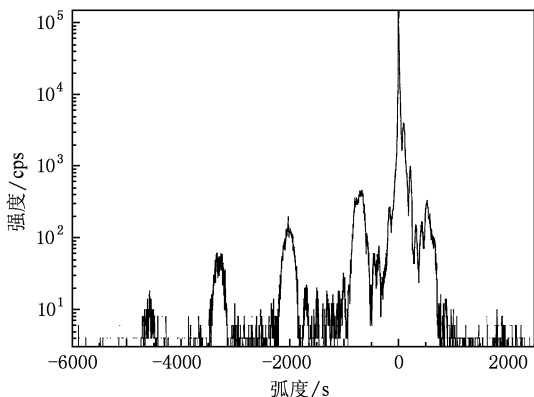


图 8 发射区外延前的 XRD 谱

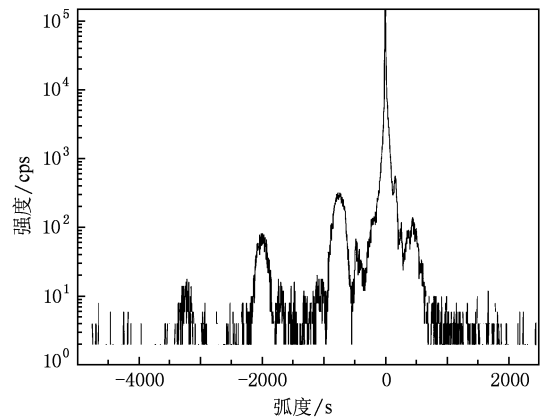


图 9 发射区外延后的 XRD 谱

4. 结 论

基于器件仿真, 设计了 1.5 μm 波长 n-p-n 型 InGaAsP-InP 脊波导 HBT 晶体管激光器的外延材料结构. 其特点是多量子阱有源区和基区非对称掺杂波导结构. 仿真结果表明, 该材料结构能提供较强的光场限制和侧向电流限制功能. 由于在发射区外延过程中基区重掺杂接触层中 Zn^{2+} 杂质离子扩散诱导 QWM 效应, 导致量子阱退化, 而根据 HBT 电极对串联电阻的要求, 重掺杂不可避免, 从而抑制掺杂 Zn^{2+} 离子向量子阱中的扩散是该材料结构外延实现的最大困难. 研究表明, 通过选择较低的外延温度, 特别是非均匀掺杂, 例如梯度掺杂, 可以有效抑制 Zn^{2+} 的扩散, 缓解量子阱的退化.

基极接触层的掺杂浓度还可以在后工艺电极制备中通过 Zn 合金表面扩散来进一步提高以改善欧姆接触, 满足器件要求. 但是, 基于该材料外延结构的器件实现仍有不少困难. 其中主要的问题是基区刻蚀需要穿过量子阱区而止于波导层, 对刻蚀精度要求很高, 一般的刻蚀工艺难以实现. 这是尚需解决的问题.

由于芯片制作中如电极制作等工艺还有可能造成量子阱的进一步退化等, 可以预测, 在解决和完成管芯工艺和实际封装后的器件性能将因为内量子效率偏离仿真设计中的理想状态而下降, 导致光功率下降. 但是, 基于本文外延材料的 mW 级功率激光输出是可以实现的.

- [1] Holonyak Jr N, Feng M 2006 *IEEE Spectrum* **43** 50
- [2] Faraji B, Shi W, Pulfrey D, Chrostowski L 2009 *IEEE J. Quant. Elect.* **15** 594
- [3] Faraji B, Shi W, Pulfrey D, Chrostowski L 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 143503
- [4] Shi W, Chrostowski L, Faraji B 2008 *IEEE Phot. Tech. Lett.* **20** 2141
- [5] Zhou S L, Huang H, Huang Y Q, Ren X M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2890 (in Chinese) [周守利、黄光辉、黄永清等 2007 物理学报 **56** 2890]
- [6] Huang Y, Ryou J H, Dupuis R D 2008 *J. Cryst. Growth*. **310** 4345
- [7] Katz A, Thomas P M, Chu S N G, Dautremont-Smith W C, Sobers R G, Napholtz S G 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 884
- [8] Yamaguchi A, Asamizu H, Okada T, Iguchi Y, Saitoh T, Koide Y, Murakami M 2000 *J. Vac. Sci. Tech. B* **18** 1957
- [9] Jian P, Ivey D, Bruce G R, Knight G 1996 *J. Mat. Sci. : Mat. in Elect.* **7** 77
- [10] Feng M, Holonyak Jr N, Then H W, Wu C H, Walter G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 041118
- [11] Feng M, Holonyak Jr N, Walter G, Chan R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 131103
- [12] Dixon F, Feng M, Holonyak Jr N, Huang Y, Zhang X B, Ryou H, Dupuis R D 2008 *App. Phys. Lett.* **93** 021111
- [13] Piprek J, Abraham P, Bowers J E 2000 *IEEE J. Quant. Elect.* **36** 366
- [14] Li Z M 1997 *Proc. SPIE* **2994** 698
- [15] Hadley G R, Lear K L, Warren M E, Choquette K T, Scott J W, Corzine S W 1996 *IEEE J. Quant. Elect.* **32** 607
- [16] Amarnath K, Grover R, Kanakaraju S, Ho P T 2005 *IEEE Phot. Tech. Lett.* **17** 2280
- [17] Liou B T, Yen M W, Chen M L, Kuo Y K K, Chang S H 2006 *Proc. SPIE* **6368** 636814
- [18] Joindot I, Beylat J L 1993 *Elect. Lett.* **29** 604
- [19] Huang X D, Huang D X, Liu X F, 2000 *J. Semicond.* **21** 1107 (in Chinese)[黄晓东、黄德修、刘雪峰 2000 半导体学报 **21** 1107]
- [20] Huang X D, Huang D X, Liu X F 2000 *Chinese Journal of Lasers* **A28** 25 (in Chinese)[黄晓东、黄德修、刘雪峰 2000 中国激光 **A28** 25]
- [21] Michael P C, Michael D. D, James D P 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 1670

Epitaxy structure of a 1.5 μm n-p-n InGaAsP-InP transistor laser*

Duan Zi-Gang^{1)†} Huang Xiao-Dong²⁾ Zhou Ning²⁾

Xu Guang-Hui¹⁾ Chai Guang-Yue¹⁾

1) (*Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of the Ministry of Education and Guangdong Province, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China*)

2) (*Accelink Technologies Co. Ltd., Hongshan District, Wuhan 430074, China*)

(Received 31 January 2010; revised manuscript received 16 March 2010)

Abstract

An InGaAsP-InP transistor laser (TL) working at 1.5 μm and its epitaxy structure with MQW active layer buried between unsymmetrical upper and lower waveguides in base region has been designed and modeled. The simulation result shows that the proposed TL has good optical and lateral electrical current confinement. The result of epitaxial experiment by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) shows that the diffusion of doped Zn^{2+} from heavily doped base contactor layer to active waveguide can induce serious degradation of quantum wells. By modeling the Zn^{2+} diffusion from heavily doped base contactor layer, a gradient doping profile with an average doping density of $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ in the base contact layer has been used in the epitaxy process to constrain the Zn^{2+} diffusion to quantum wells. The test result of the epitaxy material has demonstrated high PL intensity at 1.51 μm and clear satellite diffraction peaks in the XRD spectrum.

Keywords: transistor laser, epitaxy structure, dopant diffusion, quantum well degradation

PACC: 4255P, 4260B, 7865K, 6630J

* Project supported by the International Science and Technology Cooperation (Grant No. 2008DFA11010).

† E-mail: zgduan@szu.edu.cn