

InGaAs/GaAs 多量子阱近红外光探测结构设计及表征*

李林森,汪涛,朱喆

(华东微电子研究所 微系统安徽省重点实验室,安徽 合肥 230088)

摘要:介绍了用于近红外光探测的 InGaAs 三元化合物材料体系,并通过数学软件编写求解出 InGaAs/GaAs 单量子阱有限深势阱的波函数方程。根据计算结果,设计出 InGaAs/GaAs 多量子阱结构,之后采用分子束外延技术完成了高质量外延片结构的研制,通过双晶 X 射线衍射等分析手段,推算出多量子阱结构中 In 的组分,势垒与势阱的厚度等参数与理论设计一致,具有很好的近红外探测器研制价值。

关键词: InGaAs/GaAs;多量子阱;红外

中图分类号: TN21

文献标识码: A

DOI:10.16157/j.issn.0258-7998.211289

中文引用格式: 李林森,汪涛,朱喆. InGaAs/GaAs 多量子阱近红外光探测结构设计及表征[J].电子技术应用,2021,47(7):118-124.

英文引用格式: Li Linsen, Wang Tao, Zhu Zhe. Design and characterization the InGaAs/GaAs multiple quantum wells near-infrared light detecting structure[J]. Application of Electronic Technique, 2021, 47(7):118-124.

Design and characterization the InGaAs/GaAs multiple quantum wells near-infrared light detecting structure

Li Linsen, Wang Tao, Zhu Zhe

(Anhui Province Key Laboratory of Microsystem, East China Research Institute of Microelectronics, Hefei 230088, China)

Abstract: This paper summaries InGaAs ternary compound material which can be used to detect near-infrared light, and solves the wave function equation of the InGaAs/GaAs single quantum well by using mathematics software. The InGaAs/GaAs multiple quantum wells structure is designed and fabricated by MBE on the basis of the calculated conclude. The In component and the thickness of the well and barrier can be calculated by double crystal X-ray diffraction analysis. The results are consistent with theoretical design and could guide the infrared detector development.

Key words: InGaAs/GaAs; multiple quantum well; infrared

0 引言

光探测器是一种能够将光信号转换成电信号的器件,因为近红外光覆盖的波长范围较宽(760 nm~2 526 nm),对其进行探测分析具有潜在的军民价值,例如,可以通过近红外光探测进行敌我识别、战略预警,红外制导可以实现末端打击,红外夜视可用于单兵作战,民用领域主要有近红外光纤通信、工业探伤检测、气象探测与地球资源探测、安防监控等^[1-4]。正是因为近红外探测的诸多应用需求,使得全世界范围内的科研工作者倾注了大量的精力去研究近红外特测材料、结构及器件。近年来,随着对固体物理、半导体物理的认识不断深入,以及先进制造技术例如分子束外延(MBE)、金属化合物气相沉积(MOCVD)、原子层沉积(ALD)等的不断发展,科研工作者可以根据半导体能带结构与特征设计一些新颖的

结构例如量子阱、量子点等以实现各探测波段的高性能,并通过先进的半导体制程实现探测器的小尺寸和高可靠性。

半导体材料有明显的内光电效应,所以绝大多数近红外光电探测器采用半导体材料制作。半导体光探测器相对于光电真空管的主要优点有:较低的偏压、宽光谱响应范围、高峰值量子效率、宽工作温度范围、优异的工作参数一致性以及对机械应力有较高的耐受能力和可批量生产性^[5]。目前应用于红外辐射探测的半导体材料体系主要包括:利用本征效应的 II-VI 族、III-V 族和 IV-VI 族窄带隙化合物半导体材料,利用非本征效应的硅掺杂和锗掺杂材料,还有近年来发展的量子阱和超晶格材料。表 1 中总结了这几类红外探测材料体系及其优缺点^[6-7],从中可以看到目前最常用的 HgCdTe 三元系金属化合物属于窄禁带半导体材料,可通过对其组分的调控,进而使得其探测器的工作波段分布于 1 μm~20 μm

* 基金项目:XX 基础研发计划-JCKY2019210B006

表 1 用于红外光探测器的主要材料体系及其优缺点

| 材料体系 | 优点 | 缺点 | |
|-----------------------------|--------------------------------|-------------------|-------------------|
| II-VI HgCdTe, HgZnTe 等 | 易于调制带隙 可覆盖整个红外光谱 | 稳定性较差 大面积均匀性差 | |
| 本征 III-V InAs, InSb 等 | 材料性能和掺杂好 加工处理工艺先进 可大规模集成 | 经常需要大晶格 失配的异质结 | |
| IV-VI PbS, PbSe 等 | 材料带隙较小 研究比较充分 | 力学性能差 介电常数大 | |
| 非本征 Si:In, Si:Ga 等 | 截止波长很长 技术相对简单 | 非常低的 工作温度 | |
| 量子阱 I 型 II 型 | GaAs/ AlGaAs 等 | 生长技术成熟 大面积均匀性好 | 设计与生长复杂 量子效率较低 |
| | InSb/ InAsSb 等 | 俄歇复合率低 波长容易控制 | 设计与生长复杂 对界面敏感 |

整个红外波段,但是在用 HgCdTe 制备短波探测器时,由于组分相差非常大,材料合成难度高,同时工艺温度很高,产生的 Hg 蒸汽压高难以控制,此外材料的分凝现象严重,因此其材料生长的难度很大,器件的平面工艺也很困难。与之相比较而言,InGaAs/GaAs 体系的探测结构在材料的生长上则非常成熟,可以通过 MBE 技术外延出大面积均匀的有源层,通过半导体工艺可以进行大规模的集成,最为重要的是其在室温下可以无需冷却系统地工作,极大地提高了器件使用的自由度。另一方面,在探测波长为 2.5 μm 以下时,InGaAs/GaAs 器件已表现出比 HgCdTe 器件更为优异的性能。

表 2 列出了近红外几个波段下两种器件的优值因子 RoA 值的比较^[8](300 K 对应于室温,220 K 对应着四级热电制冷的温度)。从表 2 可以看出,在相同的工作温度下,对于同一个波段 InGaAs 有源层的 RoA 比 HgCdTe 材料高出了 1~2 个数量级,室温工作的 InGaAs 甚至已经达到热电制冷温度 HgCdTe 器件的水平。

表 2 InGaAs 和 HgCdTe 的 RoA 的比较

| $\lambda/\mu\text{m}$ | 工作温度/K | RoA/(Ωcm^2) | |
|-----------------------|--------|-----------------------------|-----------------|
| | | InGaAs | HgCdTe |
| 1.4 | 300 | 2.5×10^5 | 4×10^4 |
| | 220 | 1.3×10^8 | 7×10^6 |
| 1.7 | 300 | 2.5×10^5 | 2×10^3 |
| | 220 | 1.3×10^8 | 2×10^5 |
| 2.1 | 300 | 2.5×10^3 | 7×10^1 |
| | 220 | 6.5×10^5 | 7×10^3 |
| 2.5 | 300 | 1.3×10^2 | 1×10^1 |
| | 220 | 1.0×10^5 | 1×10^3 |

综上所述,本文重点研究的是探测波长为 1 μm 左右的近红外探测器材料与结构,因此,选择 InGaAs/GaAs 材料作为核心外延层,作者从理论计算开始,通过设定合理边界条件,利用软件 Mathematica 编写求解 GaAs/InGaAs 单量子阱有限深势阱的波函数方程,并据此设计

出近红外光上转换器的 GaAs/InGaAs 多量子阱的无机探测器结构。参考计算结果,利用 MBE 方法在 N-GaAs 衬底上生长 GaAs/InGaAs 多量子阱的外延片,通过双晶 X 射线衍射、光致荧光光谱等分析手段,推算出量子阱结构中 In 的组分、势垒与势阱的厚度,实验结果与理论计算结果一致,具有很好的近红外探测器研制价值。

1 InGaAs 材料体系

InGaAs 是一种典型的 III-V 族三元化合物半导体材料,通过调整化合物中 In、Ga 的比例,其禁带宽度可在 InAs 的 0.35 eV 与 GaAs 的 1.43 eV 之间变化,对应的探测截止波长分别为 3.5 μm 与 0.87 μm ,所以 InGaAs 是制备短波红外探测器的合适材料。InGaAs 材料最初应用于光纤通信领域,由于 In_{0.53}-Ga_{0.47}As 的禁带宽度为 0.75 eV,截止波长为 1.7 μm ,正好可以覆盖光纤通信常用的 1.31 μm 、1.55 μm 波长,同时它和 InP 材料可以做到晶格完全匹配,因此通过外延工艺可以在 InP 衬底上生长出质量很高的有源层结构并制备出高质量的器件。在光纤通信需求的推动下,InGaAs 材料和器件技术有了很大的发展,技术日益成熟,已具备大规模生产的能力。此外,InGaAs 还具有一个很大的优点,就是在常温下也可具有很高的光响应性能及低暗电流,这一优点使得 InGaAs 可以摆脱制冷的制约,在仪器的小型化、降低红外系统的成本等方面具有很大的竞争力^[9]。

InAs 和 GaAs 都具有闪锌矿晶体结构,它们能以任何配比形成 In_xGa_{1-x}As 固溶体,In_xGa_{1-x}As 也具有闪锌矿晶体结构。其晶格常数随组分的变化近似为线性,从 GaAs 的 5.653 3 Å 变化到 InAs 的 6.058 3 Å。

In_xGa_{1-x}As 固溶体的禁带宽度与组分 x 和温度 T 有关,Paul^[5]给出的经验公式为:

$$E_g(x, T) = E_{g\text{GaAs}} - \frac{\alpha_{\text{GaAs}} T^2}{T + \beta_{\text{GaAs}}} + (E_{g\text{InAs}} - \frac{\alpha_{\text{InAs}} T^2}{T + \beta_{\text{InAs}}} - E_{g\text{GaAs}} + \frac{\alpha_{\text{GaAs}} T^2}{T + \beta_{\text{GaAs}}})x - 0.475x(1-x) \quad (1)$$

式中, $E_{g\text{GaAs}}$ 、 $E_{g\text{InAs}}$ 分别为 GaAs 和 InAs 在 0 K 时的禁带宽度, α_{GaAs} 、 β_{GaAs} 、 α_{InAs} 、 β_{InAs} 为通过测量给出的拟合参数。

其截止波长为:

$$\lambda_c = hc/E_g \quad (2)$$

In_xGa_{1-x}As 本征载流子浓度与组分 x 和温度 T 的关系可由 Paul 给出的经验公式求得:

$$n_i(x, T) = 4.8327 \times 10^{15} [(0.41 + 0.09x)^{3/2} + (0.027 + 0.047x)^{3/2}]^{1/2} \times (0.025 + 0.43x)^{3/4} \times [T^{3/2} e^{-\varepsilon/2} (1 + \frac{3.75}{\varepsilon} + \frac{3.2812}{\varepsilon^2} - \frac{2.4609}{\varepsilon^3})^{1/2}] \quad (3)$$

式中, $\varepsilon = E_g/KBT$ 为简约禁带宽度,可由式(1)计算求得。

2 InGaAs/GaAs 多量子阱探测器结构的设计

2.1 量子阱的能带理论^[10]

图 1 为典型单量子阱和多量子阱的能带结构以及

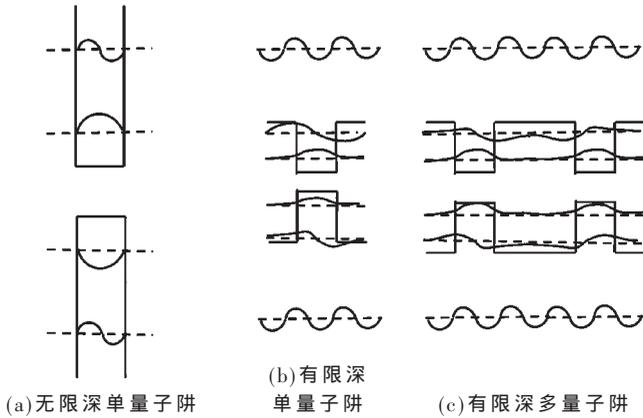


图1 量子阱材料的能带结构

波函数示意图,在量子阱材料中,势阱宽度已小到可与电子波长相比,电子波动性十分明显,电子能量只能是少数几个特定分离值。

计算有限深量子阱中的电子态,即阱宽为 L_z ,阱深为 $V_0(V_0=\Delta E_c$ 或 $V_0=\Delta E_v$) 的单一势阱中的电子状态。在沿势阱的 z 方向,由于势垒 V_0 的存在,电子被束缚在势阱附近,其波函数按指数函数衰减。根据薛定谔方程式,电子在 z 方向满足:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\phi}{dz^2} - V_0\phi = E\phi \quad |z| < \frac{L_z}{2} \quad (4)$$

式中, $\phi(z)$ 为电子波函数, E 为能量本征值, m^* 为电子有效质量。根据式(4),可以得到能量本征值满足的方程为:

$$\sqrt{\frac{m_b^*(V_0-E_i)}{m_w^*E_i}} = \begin{cases} \tan\left(\sqrt{\frac{m_w^*E_iL_z^2}{2\hbar^2}}\right), & i \text{ 为奇数} \\ -\cot\left(\sqrt{\frac{m_w^*E_iL_z^2}{2\hbar^2}}\right), & i \text{ 为偶数} \end{cases} \quad (5)$$

2.2 量子阱的应变对带隙的影响^[10]

如图2(a)所示,由于In进入GaAs内部使得InGaAs的晶格 a 大于GaAs的晶格 a_0 ,因此在刚生长InGaAs/GaAs结构时,InGaAs晶格在界面平面处会被二维压缩,从而与未应变的GaAs晶格匹配实现共格生长,这时InGaAs层处于压应变下。另一方面,由于单胞结构试图维持它原始未应变的体积不变(泊松效应),InGaAs晶格在垂直于界面的方向会被拉长。当外延层的层厚小于应变临界值时,InGaAs晶格的弹性四角扭曲不会危及外延层的晶体质量。如果InGaAs应变层厚度超过临界厚度,失配位错会大量产生,最终导致弹性应变通过位错的形成而弛豫。

图2(b)展示了InGaAs和其他闪锌矿半导体中双轴应变的三个主要影响^[11]:

- (1) 简并的 $J=3/2, m_j=1/2$ 和 $J=3/2, m_j=-3/2$ 价带边的分裂;
- (2) 导带边的移动;
- (3) 空穴有效质量的各向异性。

在双轴压应变层中,导带边和 $m_j=3/2$ 的价带边定义

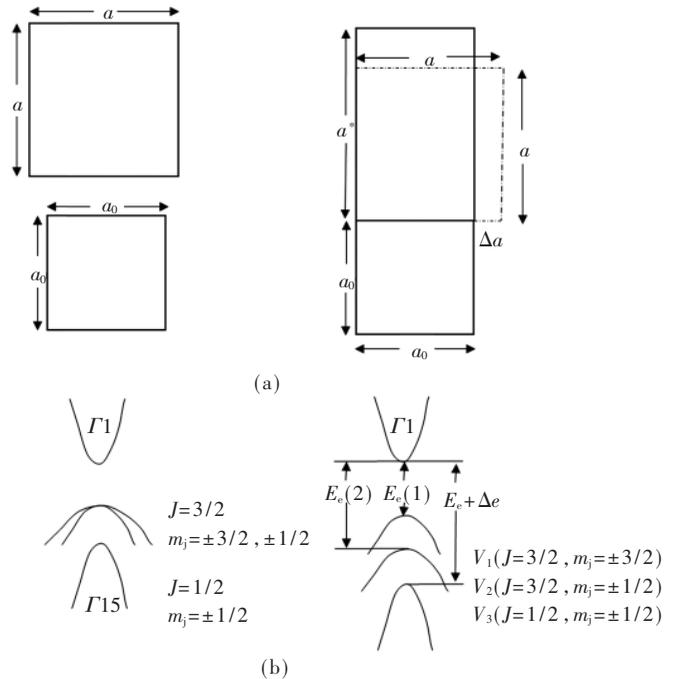


图2 GaAs/InGaAs 应变量子阱的共格外延和能带移动

了带隙。净的带隙移动为:

$$\Delta E = -\alpha \varepsilon \quad (6)$$

形变势 α 为:

$$\alpha = 2a(C_{11}-C_{12})/C_{11}-b(C_{11}+2C_{12})/C_{11} \quad (7)$$

这里 C_{11} 和 C_{12} 是弹性常数, a 和 b 分别是流体静压力和剪切形变势。 ε 是应变(对压应变是负值)。对于负的应变, ΔE 一般是正值,相当于在双轴应变下一个净的带隙增加。

如果InGaAs层处于应变中并且没有发生应变弛豫,那么:

$$\varepsilon = \frac{d_{\text{Sub}} - d_{\text{Epi}}}{d_{\text{Sub}}} \quad (8)$$

d_{Sub} 是GaAs衬底的晶格常数(对应图2中的 a_0), d_{Epi} 是InGaAs层的晶格常数(对应图2中的 a)。

在压应变下,量子阱中电子和重空穴的阱深分别为:

$$\Delta E_c = \left[\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} \right] [E_g(\text{GaAs}) - E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) - \Delta E_{\text{th}}(x)] \quad (9)$$

$$\Delta E_v = \left[1 - \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} \right] [E_g(\text{GaAs}) - E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) - \Delta E_{\text{th}}(x)] \quad (10)$$

其中 $\frac{\Delta E_c}{\Delta E_g}$ 为导带不连续值,取值为0.65。

通过将 ΔE_c 和 ΔE_g 代入到上一小节的超越方程,可以得到导带和价带的第一束缚能级 E_{c1} 和 E_{v1} 。

量子阱的总跃迁能为:

$$E_{\text{total}} = E_{c1} + E_{v1} + E_g + \Delta E \quad (11)$$

E_g 是无应变的体材料InGaAs的带隙。

量子阱的发光波长为:

$$\lambda = \frac{hc}{E_{\text{total}}} \quad (12)$$

式中, h 是普朗克常数, c 是真空光速。

2.3 InGaAs 应变层的临界厚度

在设计 InGaAs 应变量子阱结构时, 要考虑到外延层不应超过临界层厚度, 以防止弹性应变被破坏而形成位错和缺陷影响外延层质量, 最终导致器件性能不良。Matthews 和 Blakeslee 首先提出力平衡模型来计算应变量子阱的临界厚度。力平衡模型认为^[12]: 衬底施加在位错线上的力和外延层施加在位错线上的力不相等时, 就会产生位错。当外延层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的厚度小于临界厚度时, 应变是弹性的, 不会导致失配位错的产生; 当大于临界厚度时, 应变则会弛豫, 并产生失配位错。Matthews 等人对各种组分的 GaAs/InGaAs 应变量子阱进行了详细的研究, 得到了一个与实验结果相当吻合的临界厚度的表达式:

$$h_c = \frac{b}{2\pi f} \frac{(1-\nu\cos^2\alpha)}{(1+\nu)\cos\lambda} \left(\ln \frac{h_c}{b} + 1\right) \quad (13)$$

其中, b 是 Burgers 矢量值; ν 是泊松比; f 为失配度, 对应于式(8)中的 ε ; α 为 Burgers 矢量与位错线的夹角; λ 是界面内垂直于滑移面和界面交线的方向与滑移方向的角度。通过结算超越方程(13), 得到了在 GaAs(100)衬底上外延 InGaAs 随着 In 组分变化的关系图, 如图 3 所示。

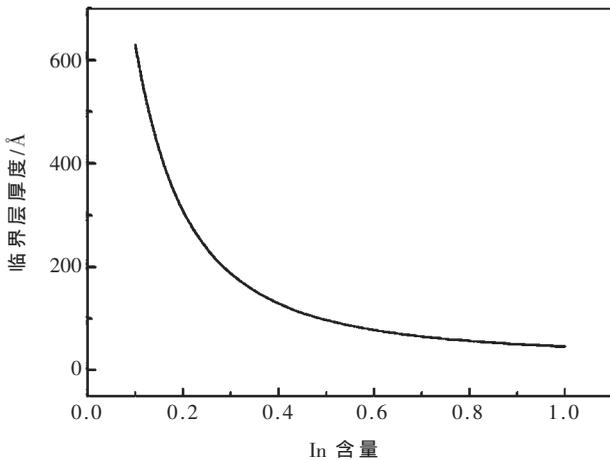


图 3 GaAs 衬底上外延 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层 In 含量与临界层厚度的关系

从图 3 中可以看到, 随着 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 层中 In 组分的增加, 外延层和衬底的失配度也增加, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 应变层临界厚度逐渐减小。临界厚度随着 In 组分变化关系的确定, 对于设计应变量子阱结构具有非常重要的指导意义。

2.4 InGaAs/GaAs 多量子阱探测器关键参数的计算和结构设计

通过对上述理论知识的综合与应用, 作者使用数学软件 Mathematica 编写求解 InGaAs/GaAs 单量子阱波函数方程, 用以确定探测结构的关键参数, 如量子阱中 In 的组分、量子阱的阱宽、量子阱中第一能级的位置和阱对应的探测截止波长等。在程序里加入了温度对参数的影响, 但为了计算的方便, 并没有考虑量子阱的应变对

带隙的影响, 此外最终的器件为多量子阱结构, 这里也没有考虑量子阱之间可能存在的耦合情况(势垒足够宽, 阱间耦合作用小, 可以忽略)。具体器件结构如图 4 所示。

| | | |
|-----|---|-----------------|
| | p-GaAs | 200 nm |
| | GaAs | 8 nm |
| | $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ | 8 nm |
| N × | GaAs | 20 nm |
| | $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ | 8 nm |
| | GaAs | 5 nm |
| | n-GaAs | 300 nm |
| | n-GaAs | Substrate (100) |

图 4 InGaAs/GaAs 多量子阱探测器结构示意图

按照图 4 中的设计参数代入程序中, 算得量子阱的发射波长 $\lambda_c=981$ nm, 结果可以与后期材料生长后外延层结构的表征来对比确定计算模拟的准确性。图 4 中量子阱的层数 N 可以根据需要红外探测器需要的性能进行控制。

3 InGaAs/GaAs 多量子阱外延结构的制备与表征

3.1 InGaAs/GaAs 多量子阱外延结构的生长

InGaAs/GaAs 多量子阱器件结构使用 EPI GEN-II 型 MBE 设备(图 5)进行生长。关于 InGaAs/GaAs 应变量子阱的生长, 科研工作者已经进行了相当广泛的研究。由于当超过 600 °C 的时候, In 的偏析现象比较严重, 因此这种材料体系的生长温度一般不会超过 600 °C。但是当生长温度过低时, 器件光学特性也会下降。所以一般的生长温度区间为 400 °C~600 °C。对单量子阱来说, 典型的生长方式有三种: (1)缓冲层(buffer)在 600 °C 及 600 °C 以上生长, 然后降温到 520 °C, 生长 InGaAs 量子阱层及垒层^[13-15]; (2)缓冲层在 600 °C 及 600 °C 以上生长, 随后开始降温到 520 °C, 继续生长一定厚度的 GaAs 垒层, 然后停顿 20 s 再生长 InGaAs 量子阱层, 随后再停顿 20 s 再生长盖层, 20 s 的停顿时间可以使得界面更加平滑^[16];



图 5 EPI GEN-II 型 MBE 设备

(3)与(1)类似,但阱层及垒层生长温度为 540 ℃~560 ℃。InGaAs 的生长速度一般为 0.5~1 μm/h,V/III 束流比为十几比一。

多量子阱材料的生长工艺过程与上面介绍的单层量子阱类似,采用在 600 ℃生长的 300 nm 的 n-GaAs 缓冲层,然后在 As 保护下开始降温到 520 ℃,继续生长一定厚度的 GaAs 作为隔离层(spacer),再生长 InGaAs 量子阱层,然后开始对衬底升温并生长 GaAs 垒层,在生长完设计周期的量子阱层后,最后生长一层 p-GaAs 作为盖层。

在实际的外延生长过程中,重点通过控制 Ga/In 的束流比来调节量子阱层中的 In、Ga 组分,达到结构设计中的要求。作者通过控制 Ga/In 束流比为 2,按照图 4 的外延层设计结构在 2 英寸 N 型 GaAs 衬底上外延生长了 10 个周期的 InGaAs/GaAs 多量子阱外延结构 H-10T。

3.2 InGaAs/GaAs 多量子阱外延结构的表征

3.2.1 双晶 X 射线衍射的表征

作者对 InGaAs/GaAs 多量子阱外延结构 H-10T 进行双晶 X 射线衍射分析以评估 GaAs/InGaAs 应变量子阱的生长质量,图 6 是 H-10T 的双晶摇摆曲线图。从图中不难发现除了一个最强的 GaAs 衬底峰(Bragg 峰)外,在其两侧还出现了一系列(约十多个)卫星峰,这就是多量子阱结构的干涉条纹。干涉条纹出现的必要条件是:(1)外延薄膜的结晶完整性好;(2)外延膜的厚度要均匀。当外延膜处于部分弛豫状态时,由于存在失配位错,会使 Bragg 峰加宽,并且干涉条纹也会变弱,甚至消失。即使外延膜与衬底为共格生长,但如果膜厚不均匀,也会使干涉条纹变弱或消失。图 6 中卫星峰出现的个数比较多,并且每个峰都比较尖锐,这说明 H-10T 中 InGaAs/GaAs 多量子阱结构的外延生长质量和界面性质是非常好的。

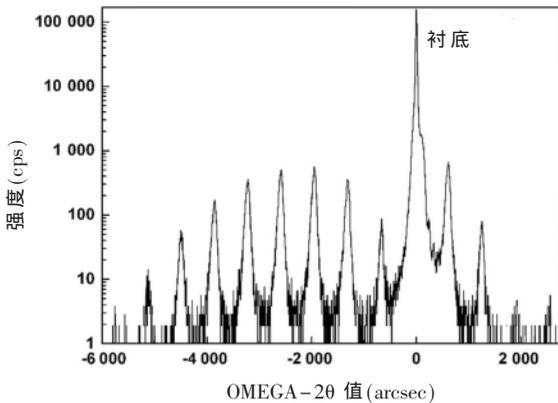


图 6 InGaAs/GaAs 多量子阱结构 H-10T 双晶摇摆曲线

通过双晶摇摆曲线的分析,可以获得量子阱的周期厚度、InGaAs 层中 In 的组分及每周期中 InGaAs 和 GaAs 各层的厚度等重要参数。

从卫星峰的角度间距 $\Delta\theta$ 可以得到超晶格的周期厚度^[17]:

$$d = \lambda / (2\Delta\theta \cos\theta_B) \quad (14)$$

采用 CuK α 辐射源, $\lambda=0.154\ 056\ \text{nm}$, θ_B 为布拉格衍射角 33.025° , $\Delta\theta$ 为 $637.7\ \text{arcseconds}$ 。代入式(14)计算得到量子阱的周期厚度为 $29.7\ \text{nm}$,与设计的厚度 $28\ \text{nm}$ 接近。

从衬底衍射角与量子阱零级衍射峰的角度差 $\Delta\theta_B$ 可以得到界面失配应变 ε :

$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a_0} = \cot\theta_B \Delta\theta_B \quad (15)$$

其中 a 和 a_0 分别是外延层和衬底的晶格常数, $\Delta\theta_B$ 是外延层和衬底的 Bragg 衍射峰的角距离(即两者的 Bragg 衍射角之差 $661.1\ \text{arcseconds}$)。将衬底的晶格常数 $a_0=5.653\ 3\ \text{\AA}$ 代入上式算得 $a=5.681\ 2\ \text{\AA}$ 。

接着,应用 Vegard 定律,平均组分为 \bar{x} 的量子阱外延层的晶格常数可以表示为:

$$a = a_{\text{GaAs}}(1 - \bar{x}) + a_{\text{InAs}}\bar{x} \quad (16)$$

由此可以算出外延层的 In 平均组分为 0.069。

设 d 为多量子阱的周期厚度, d_1 和 d_2 分别是 GaAs 垒和 InGaAs 阱层的厚度, x 为阱层中 In 的组分,则有^[18]:

$$\bar{x} = \frac{d_2}{d} x \quad (17)$$

假设 GaAs 和 InGaAs 层的生长时间分别是 t_1 和 t_2 ,则参考 GaAs/GaAlAs 超晶格的生长^[19],有:

$$x = \frac{\bar{x}(t_1 + t_2)}{t_2 + \bar{x}t_1} \quad (18)$$

同时又有:

$$d = d_1 + d_2 \quad (19)$$

通过查找 MBE 生长过程中的参数,确定时间 t_1 和 t_2 ,代入以上几式求出 x , d_1 和 d_2 。最后的结果为 InGaAs 的 In 组分为 0.24,厚度为 $8.5\ \text{nm}$,GaAs 层的厚度为 $21.2\ \text{nm}$,这一结果和设计的结构非常匹配。

3.2.2 光致发光谱的表征

为了进一步确定和验证所生长的 H-10T 中的 In 组分及样品的质量,对它们进行了常温下的光致发光谱(PL)测试,图 7 为 H-10T 的 PL 谱图。

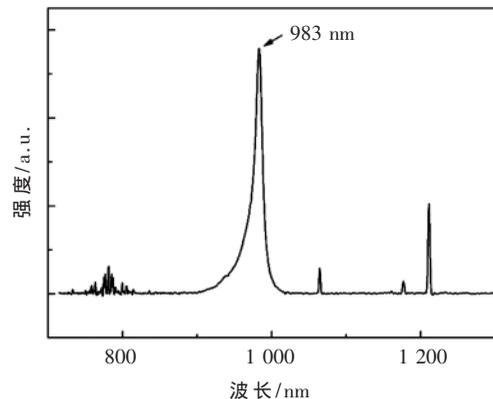


图 7 H-10T 的 PL 谱(室温)

从图 7 中可以看到,H-10T 的量子阱发光峰分别位于 $983\ \text{nm}$,和用 Mathematica 模拟出来的量子阱第一子能

级发射波长 981 nm 相当接近,也相互印证了设计的模型和实验的一致性。从发光峰的半高宽来看,H-10T 的半高宽仅为 11 nm,这说明外延片 H-10T 的量子阱周期结构中各周期的厚度非常均匀一致,其界面质量也很好,同时,也充分说明了 InGaAs 应变层始终处于应变状态,未影响到界面微观结构与性质。

3.2.3 原子力显微镜对样品表面的表征

因为多量子阱探测器外延片最终需要通过半导体工艺实现图形及欧姆接触的制作,因此其表面状态直接影响后续器件的制作。原子力显微镜对样品表面的观测具有非常高的横向分辨率和纵向分辨率,正常情况下,横向分辨率可以达到 0.1~0.2 nm,纵向分辨率高达 0.01 nm,而且是实空间的三维成像,有极大的景深和对比度。图 8 是 H-10T 的原子力显微镜图像(AFM),但从图中,可以清晰地看到外延片的表面仍相当平整,其均方根粗糙度(RMS)仅为 0.78 nm。虽然采用 AFM 进行测量表征的是 p-GaAs 的表面形貌,但如果下面的 InGaAs/GaAs 多量子阱结构由于应力释放出现较大弛豫,表面仍会产生较大影响。

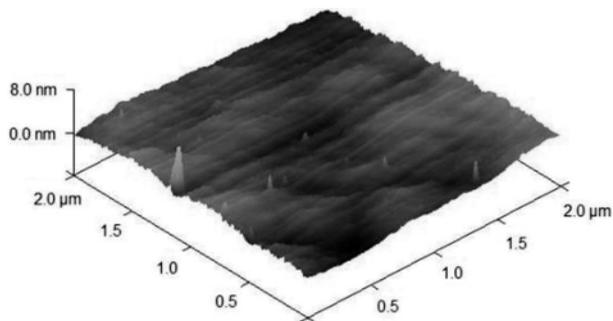


图 8 H-10T 的 AFM 形貌图

4 结论

本文介绍了可用于近红外光探测的 InGaAs 材料体系,从理论计算入手,利用软件 Mathematica 编写求解出 InGaAs/GaAs 单量子阱有限深势阱的波函数方程,并根据此结果(InGaAs 阱层中 In 组分为 0.2,厚度为 8 nm,量子阱的第一子能级发射波长 $\lambda_c=981$ nm)设计出可用于近红外光探测的 InGaAs/GaAs 多量子阱结构。之后采用 MBE 设备外延生长出 10 周期多量子阱结构,对其进行了双晶 X 射线衍射、光致发光谱等结构表征,并推算出量子阱中 In 的组分为 0.24,厚度为 8.5 nm,GaAs 层的厚度为 21.2 nm,与设计值高度吻合,具有很好的指导意义和价值,为后续近红外探测器的研制奠定了坚实的理论与实验基础。

参考文献

[1] SANDHU J S, HEBERLE A P, ALPHENAAR B W, et al. Near-infrared to visible up-conversion in a forward-biased schottky diode with a p-doped channel[J]. Applied Physics Letters, 2000, 76(12): 1507-1509.

[2] CHIKAMATSU M, ICHINO Y, TAKADA N, et al. Light up-conversion from near-infrared to blue using a photore-sponsive organic light-emitting device[J]. Applied Physics Letters, 2002, 81(4): 769-771.

[3] RUSSELL K J, APPELBAUM I, TEMKIN H, et al. Room-temperature electro-optic up-conversion via internal photoemission[J]. Applied Physics Letters, 2003, 82(18): 2960-2962.

[4] BAN D, HAN S, LU Z H, et al. Organic & inorganic hybrid optical upconverter[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 2007, 54(7): 1645-1650.

[5] GVOZDIC D M, RADUNOVIC J B. Nonstationary response of MSM photodetectors[J]. IEEE Transactions on Electron Devices, 2002, 43(2): 370-372.

[6] RAZEGHI M. Current status and future trends of infrared detectors[J]. Opto-Electronics Review, 1998, 6(3): 155-194.

[7] ROGALSKI A. Infrared detectors: an overview[J]. Infrared Physics & Technology, 2002, 43(3-5): 187-210.

[8] Paul, Sajal, Roy, et al. Empirical expressions for the alloy composition and temperature dependence of the band gap and intrinsic carrier density in $GaxIn_{1-x}As$. [J]. Journal of Applied Physics, 1991.

[9] 黄杨程. 空间遥感用 InGaAs 短波红外探测器[J]. 红外, 2004(3): 10-18.

[10] 刘如彬. GaAs 基低维应变异质结和多周期结构的 MBE 制备及特性研究[D]. 天津: 南开大学, 2008.

[11] ANDERSON N G, LAIDIG W D, KOLBAS R M, et al. Optical characterization of pseudomorphic $In_xGa_{1-x}As$ -GaAs single-quantum-well heterostructures[J]. Journal of Applied Physics, 1986, 60(7): 2361-2367.

[12] MATTHEWS J W, BLAKESLEE A E, MADER S. Use of misfit strain to remove dislocations from epitaxial thin films[J]. Thin Solid Films, 1976, 33(2): 253-266.

[13] CHATTOPADHYAY K, AUBEL J, SUNDARAM S, et al. Electroreflectance study of effects of indium segregation in molecular-beam-epitaxy-grown InGaAs/GaAs[J]. Journal of Applied Physics, 1997, 81(8): 3601-3606.

[14] BONCHEVT D, SEITZ W A. On topological charge stabilization in heterocyclic compounds[J]. Chemistry of Heterocyclic Compounds, 1995, 31(8): 879-889.

[15] SHEN W Z, TANG W G, SHEN S C, et al. Absorption spectroscopy studies of strained InGaAs/GaAs single-quantum wells[J]. Applied Physics Letters, 1994, 65(21): 2728-2730.

[16] MARTINI S, QUIVY A A, TABATA A, et al. Influence of the temperature and excitation power on the optical properties of InGaAs/GaAs quantum wells grown on vicinal GaAs(001) surfaces[J]. Journal of Applied Physics, 2001, 90(5): 2280-2289.

[17] 许振嘉. 半导体的检测与分析[M]. 北京: 科学出版社, 2007.

[18] 王向武,程祺祥.短周期 AlGaAs/GaAs 超晶格的 MOCVD 生长及 X 射线衍射研究[J].固体电子学研究与进展, 2000(2): 94-97.

[19] AZOULAY R, JUSSERAND B, ROUX G L, et al.MOCVD growth and characterization by Raman scattering, x-ray diffraction and Auger spectroscopy of short period GaAs/AlAs and GaAs/Ga 1-xAl xAs superlattices[J].Journal of Crystal Growth, 1986, 77(1-3): 546-552.

(收稿日期: 2021-01-12)

作者简介:

李林森(1984-),男,博士,主要研究方向:GaAs、InP、GaN 基高电子迁移率晶体管(HEMT)、双极晶体管(HBT)、近红外光探测器(NIPD)、有机发光二极管(OLED)、无机-有机复合光上转换器件(Up-converter)、混合集成电路等。



扫码下载电子文档



(上接第 117 页)

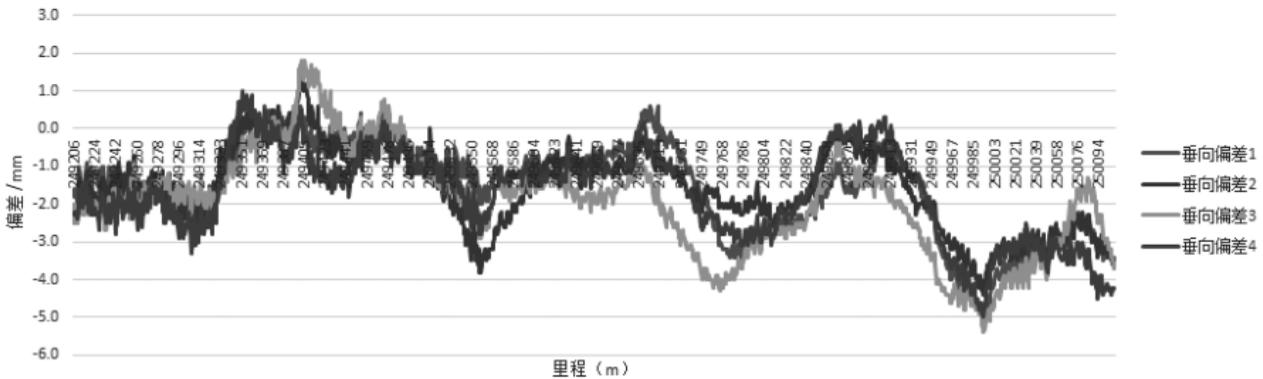


图 23 轨道垂向偏差重复性波形图

模块上传至 TX2 进行数据解析、融合处理及存储。测试结果表明,轨道动静结合快速检测多源数据采集模块的时间同步精度达微秒级,并具有体积小、安装方便、功耗低等一系列的优点,很好地满足了轨道动静结合快速检测系统的要求。

参考文献

[1] 陈东生,田新宇.中国高速铁路轨道检测技术发展[J].铁道建筑,2008(12): 82-86.

[2] 王晓东,杨吉,罗依梦,等.高速铁路轨道电路动态检测综合质量评价研究[J].铁道标准设计,2020,64(8): 118-123.

[3] 王旺华,毛庆洲,熊智敏.钢轨几何尺寸自动测量系统研究[J].中国铁道科学,2012,33(S1): 117-121.

[4] 徐其瑞,许建明,黎国清.轨道检查车技术的发展与应用[J].中国铁路,2005(9): 37-39.

[5] 李清泉,毛庆洲.道路/轨道动态精密测量进展[J].测绘学报,2017,46(10): 1734-1741.

[6] TB10601—2009 高速铁路工程测量规范[S].北京:中国铁道出版社,2009.

[7] TB10101—2009 铁路工程测量规范[S].北京:中国铁道出版社,2009.

[8] 潘亮.高速铁路轨道几何状态检测技术与实现[D].长沙:中南大学,2013.

[9] 李阳腾龙.高速铁路轨道精测精调及其平顺性优化研究[D].成都:西南交通大学,2017.

[10] 田皓文,郭世旭,朱锰琪,等.基于 FPGA 的通道数可调高精度采集系统模块化设计[J].电子技术应用,2020,46(2): 53-57,61.

[11] 陈小宇,堵刚刚,向春玲.道路普查多传感器数据采集[J].电子测量技术,2017,40(8): 174-179.

[12] 陈小宇.多传感器高精度同步方法及其在移动测量的应用[D].武汉:武汉大学,2013.

[13] Anonymous.Industrial PC features NVIDIA Jetson TX2 processor[Z].2020,25(1).

[14] Xilinx Inc.Zynq-7000 SoC and 7 series devices memory interface solutions v4.2,user guide(v4.2)[Z].2018.

[15] Xilinx Inc.7 Series FPGAs configuration user guide[Z].2018.

[16] 聂梦馨,吕品,赖际舟,等.一种光纤 IMU 的双轴非定向标定方法[J].电子测量技术,2014,37(8): 123-128.

(收稿日期: 2020-10-23)

作者简介:

陈小宇(1972-),男,博士,副教授,主要研究方向:嵌入式系统与应用、信号与信息处理、高速信号采集。



扫码下载电子文档

版权声明

经作者授权，本论文版权和信息网络传播权归属于《电子技术应用》杂志，凡未经本刊书面同意任何机构、组织和个人不得擅自复印、汇编、翻译和进行信息网络传播。未经本刊书面同意，禁止一切互联网论文资源平台非法上传、收录本论文。

截至目前，本论文已经授权被中国期刊全文数据库（CNKI）、万方数据知识服务平台、中文科技期刊数据库（维普网）、DOAJ、美国《乌利希期刊指南》、JST 日本科技技术振兴机构数据库等数据库全文收录。

对于违反上述禁止行为并违法使用本论文的机构、组织和个人，本刊将采取一切必要法律行动来维护正当权益。

特此声明！

《电子技术应用》编辑部

中国电子信息产业集团有限公司第六研究所