

压应变 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 单量子阱 的变温光致发光研究*

王晓亮 孙殿照 孔梅影 侯 洵¹ 曾一平

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

(¹ 中国科学院西安光学精密机械研究所 西安 710068)

摘要 我们对用 GSMBE 技术生长的 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱样品进行了变温光致发光研究, $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ 阱宽为 1nm 到 11nm, 温度变化范围为 10K 到 300K. 发现不同阱宽的压应变量子阱中激子跃迁能量随温度的变化关系与体 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料相似, 温度系数与阱宽无关. 对 1nm 的阱, 我们观察到其光致发光谱峰为双峰, 经分析表明, 双峰结构由量子阱界面起伏一个分子单层所致. 说明量子阱界面极为平整, 样品具有较高的质量. 考虑到组分效应、量子尺寸效应及应变效应, 计算了 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变量子阱中的激子跃迁能量, 理论计算结果与实验结果符合得很好.

PACC: 6865, 7280E, 7855; **EEACC:** 0510D, 2520D, 2530B

1 引言

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱结构材料是一种在微波及光电子器件应用方面都具有重要意义材料系统, 用其可制备长波长光纤通信激光器^[1,2]、探测器和调制器^[3~5]以及微波高速器件^[6]. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 不仅可以匹配地生长在 InP 衬底上, 也可以正负失配地生长在 InP 衬底上, 因而可以通过调节 In 组分 x 以形成压应变或张应变量子阱, 以进一步改善器件的性能. 由于该种材料系统同时含有 As 及 P 两种 V 族元素, 因而较难生长. 另外, 由于应变的引入, 使得它们比晶格匹配量子阱的物理特性更复杂. 与 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 系统和 $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ 系统相比, 目前对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变量子阱结构材料的光学性质的研究的报道要少得多, 对其光学性质的研究也不成熟.

我们用 GSMBE 方法生长了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱结构材料, 用变温光致发光实验研究了 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱的光学性质, 确定了不同温度下不同阱宽的量子阱中的激子跃迁能量, 观察到了 1nm 量子阱中因量子阱界面起伏一个分子单层所引起的双峰结构. 考虑到组分效应、量子尺寸效应及应变效应, 对不同阱宽的 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱中激子跃迁能量进行了计算, 所得理论结果与实验结果符合得很好.

* “863”国家高技术计划资助项目

王晓亮 男, 1963 年生, 博士后, 从事半导体微电子及光电子材料生长、物理及器件研究

孙殿照 男, 1942 年生, 研究员, 从事半导体超薄微结构材料生长及特性研究

1996 年 8 月 19 日收到初稿, 1997 年 1 月 7 日收到修改稿

2 实验

生长的 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱材料的结构如图 1 所示. 在一片半绝缘 InP 衬底上, 生长了七个单应变量子阱, 从下到上阱宽依次为 11、9、7、5、3、2 和 1 nm, 阱与阱之间的 InP 垒宽为 20 nm, 顶层为 20 nm 的 InP . 阱层和垒层均未有意掺杂. 为了用 X 射线双晶衍射确定阱层中的实际 In 组分, 我们用同样生长条件还生长了一个 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 应变多量子阱样品 SL196, 该样品上多量子阱的周期为 25 nm, 阱宽为 5 nm, 周期数为 20.

用国产 GSMBE 设备生长, III 族源用固态源, V 族源为气态源. 固态 In 源和 Ga 源的纯度分别为 7N 和 8N, 气态源浓度为 100% 的高纯 AsH_3 和 PH_3 , AsH_3 和 PH_3 裂解炉温度为 950℃. 生长温度约为 500℃, 阱和垒的生长速率均为 1.0 ML/s. 生长速率用反射高能电子衍射 (RHEED) 测量. 各层的生长时间由各层的厚度和生长速率决定. 除缓冲层外, 其余各层的生长用计算机自动控制.

光致发光测量系统包括激发光源、分光单色仪、光探测器、放大器和记录仪以及变温系统. 实验中采用 Spectra Physics 公司的 SPEX1403-0.85 m 双光栅单色仪, 光探测器采用液氮冷却的 Ge 探测器, 锁相放大器用 EG & G 公司的 5206 双锁相放大器. 用计算机进行数据采集和记录. 激发光源用 He-Ne 激光器 (632.8 nm), 激光器的出射功率为 1 mW. 除 300 K 测试的狭缝宽度为 $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ 外, 其余测试的狭缝宽度均为 $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$. 在整个测试过程中, 激光束在样品上的入射点以及入射功率均不变化. 样品温度从 10 K 变化到 300 K.

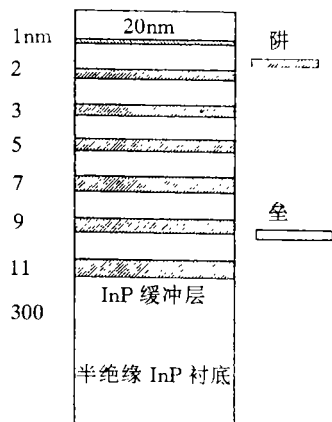


图 1 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱样品结构示意图

3 结果

为了确定出阱层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的 In 组分 x , 用日本理学 (Rigaku) SLX-1AL 型超晶格测定装置对用同样条件生长的多量子阱样品 SL196 进行了 X 射线双晶衍射测试, 并用 X 射线双晶衍射的运动学模型^[7,8]对所测得的衍射图样进行了计算机模拟, 结果表明, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 阱层中 In 组分为 $x=0.63$. 据此 In 组分, 并利用 Vegard 公式, 容易得到相对于衬底的晶格失配为 0.68%. 由于阱层厚度小于其相应失配下的临界厚度^[9], 因此可认为阱层未发生弛豫, 即阱层与 InP 衬底共格, 因而阱层所发生的平面双轴压应变为 0.68%.

图 2 给出了具有不同阱宽的 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变量子阱样品的变温光致发光测试结果, 图中给出的 PL 谱是按各温度下最强峰的强度归一化后的 PL 谱. 由该图可以看出: (1) 在较低的温度下 (10~100 K), 对给定的温度, 可看到七个锐而强的发光峰, 分别对应于七个阱宽不同的量子阱, 属于与 $n=1$ 重空穴激子相对应的发光峰. (2) 随着温度的升高, 同一量子阱的光致发光峰强度减小. 除了阱宽为 1 nm 的最窄阱外, 其它阱的发光峰一直到室温下均可以看到; 对于 9 nm 和 11 nm 的阱, 由于阱宽较大, 量子尺寸效应较小, 因此二峰

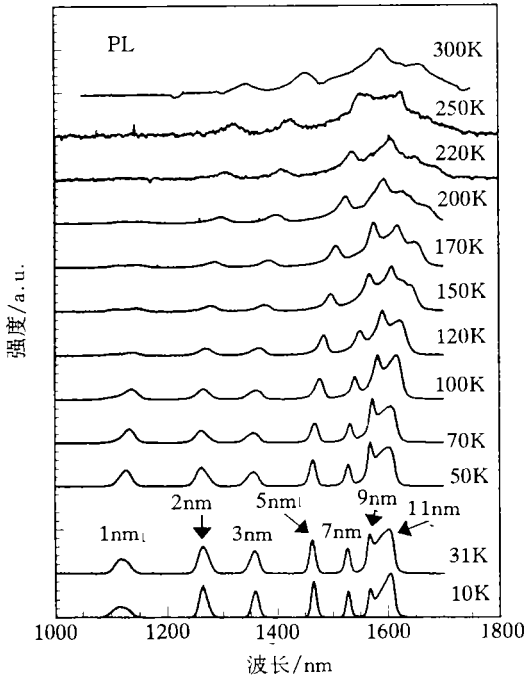


图 2 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱样品的变温光致发光谱测试结果

时,高能方向发光峰的强度相对于低能方向逐渐增强,在 170K 和 200K 时,二者峰值强度几乎相等.当温度升高到 220K 时,1nm 阱的发光峰已弱不可见. (6) 随着温度的升高,由于带填充效应,谱峰高能侧拖尾,使得谱峰的对称性变差.由于宽阱中子能级间隔较小,因此宽阱中带填充效应表现得较明显.

4 讨论

4.1 1nm 阱光致发光双峰结构起因分析

为了清晰地看到 1nm 量子阱在温度升高时出现两个发光峰的现象,我们在图 3 中重新给出了样品在 100、120、150、170 和 200K 温度下的光致发光谱(相对于图 2,纵坐标放大了 4 倍).由图 3 可知:两峰相距约 38meV.

在一个量子阱中,引起光致发光峰出现多峰结构的可能原因有: (1) 与杂质或缺陷相关的非本征发光峰^[11]; (2) 与量子阱中轻空穴激子或更高子能带相关的发光峰; (3) 量子阱中激子跃迁的声子伴线^[12~14]; (4) 与量子阱界面起伏相关的发光

相距较近,随着温度的升高,二峰很快重迭,温度高于 220K 时,此二峰已很难分辨.但对 1nm 的阱,当温度升到 220K 时,其发光峰已弱不可见.这是由于 1nm 阱最窄,与其它阱相比,其阱中 $n=1$ 量子化能级距势垒 InP 的带边最近,因此,随着温度的升高,阱中光生载流子绝大多数会跳出势阱,在势垒中发生非辐射复合而消失^[10],因而导致 1nm 阱光致发光较早淬灭. (3) 对给定的温度,当阱宽小于 7nm 时,与窄阱相应的光致发光峰的半高宽大于与宽阱相应的光致发光峰的半高宽.低温下窄阱中光致发光峰的半高宽大于宽阱中光致发光峰半高宽的原因是由于量子阱界面不平整引起的展宽. (4) 当温度从 10K 升高到 300K 时,对多数量子阱,谱峰能量先蓝移,蓝移量小于 5meV,达到某一最大值后,才开始随着温度的升高而红移. (5) 对 1nm 的阱,当温度升高到 100K 以上时,明显地看到 1nm 阱发光峰为双峰(详见图 3),当温度从 120K 升到 170K

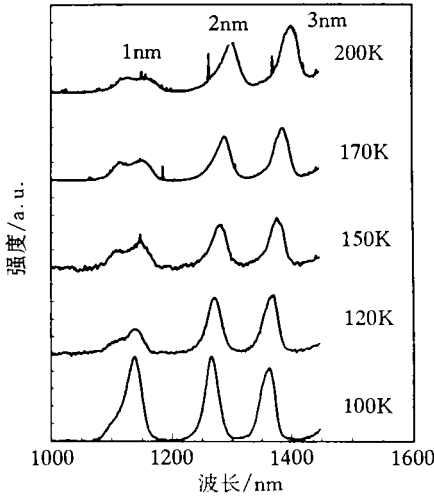


图 3 当温度升高时,阱宽为 1nm 的量子阱的光致发光峰出现双峰结构
双峰由量子阱界面起伏一个分子单层(0.293nm)而引起.

峰^[12,15,16]. 我们在同一衬底片上一次外延生长了多个阱宽不同的量子阱, 如果 1nm 阱两个发光峰的低能峰是与杂质或缺陷相关的非本征发光峰, 则在其它阱中也应该观察到双峰. 然而与其它阱相应的发光峰是单峰, 这说明 1nm 阱的低能侧发光峰不大可能是由杂质或缺陷而引起. 另外, 在 200K 时, 1nm 阱低能侧发光峰清晰可见, 发光强度无饱和迹象, 也支持这一结论. 在量子阱中, 也可以观察到激子跃迁的声子伴线, LO 声子的能量为 33~36meV^[12~14], 与我们 1nm 阱中两峰峰值能量间隔(38meV)很相近. 但与声子相关的跃迁是一个二级过程, 其跃迁几率较直接跃迁小很多, 因此声子伴线的强度与主峰相比要小很多倍^[13,14]. 在图 3 中, 可见在 170K 和 200K 时, 二峰强度几乎相等. 因此, 尽管二峰能量间距接近于 LO 声子的能量, 我们仍然不能把高能侧峰归结于低能侧峰的声子伴线. 由文献^[17]可知, 当阱宽为 1nm 时, $n=1$ 轻空穴激子与 $n=1$ 重空穴激子的跃迁能量相差约 100meV, 远大于我们 1nm 阱中双峰的能量间隔, 因此, 不能将高能侧峰归结于 $n=1$ 的轻空穴激子跃迁. 很多研究者观察到了窄阱中量子阱界面起伏所引起的多个发光峰的现象^[12,15,16]. Kawaguchi 和 Asahi^[12]在 77K 温度下观察到了 1nm 阱界面起伏一个单层所引起的双光致发光峰间距为 22.4meV, 3nm 阱为 7.2meV; Wang 等人^[15]对量子阱界面起伏一个单层所引起的双峰裂距随阱宽的变化进行了计算, 并从实验上观察到了由此而引起的双峰结构, 他们发现理论计算结果与实验值相差较大, 但变化趋向却一致. Sugawara 等人^[16]在 4.2K 温度下观察到 1.3nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 量子阱界面起伏一个单层所引起的双峰裂距为 37meV, 与我们观察到的 1nm 阱双峰间距非常接近(38meV). 根据以上分析讨论及 Sugawara 等人^[16]的实验结果, 我们可以认为图 3 中所示的双峰结构是由量子阱界面起伏一个单层而引起. 这表明量子阱界面极为平整, 样品具有较高的质量.

由图 2 可知, 当温度小于 100K 时, 1nm 阱的光致发光峰基本上为一单峰, 这可以用温度较低时光生载流子主要在较宽的阱中复合发光来解释. 根据上面的讨论, 由于 1nm 阱的界面起伏一个分子单层(0.293nm), 因此, 该阱实际上由阱宽为 1nm 的窄阱和阱宽为 1.293nm 的宽阱组成. 当温度较低时(<100K), 光生载流子在复合之前有足够的时间扩散到较宽的阱(1.293nm)中, 然后在较宽的阱中复合发光, 因此发光峰为一单峰. 随着温度的升高(>100K), 由于声子散射, 在窄阱(1nm)中复合发光的光生载流子数目增多, 因而出现了两个光致发光峰, 一个位于高能侧, 与 1nm 阱宽相对应; 一个位于低能侧, 与 1.293nm 阱宽相对应.

4.2 激子跃迁能量随温度的变化

在图 4 中, 我们给出了平面双轴压应变单量子阱样品的光致发光谱的峰值能量随温度的变化. 图中各种符号表示由图 2 得到的相应的实验点, 实线表示 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 体材料的禁带宽度随温度的变化曲线. 根据 Varshni 公式, 体材料 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的禁带宽度随温度按下式

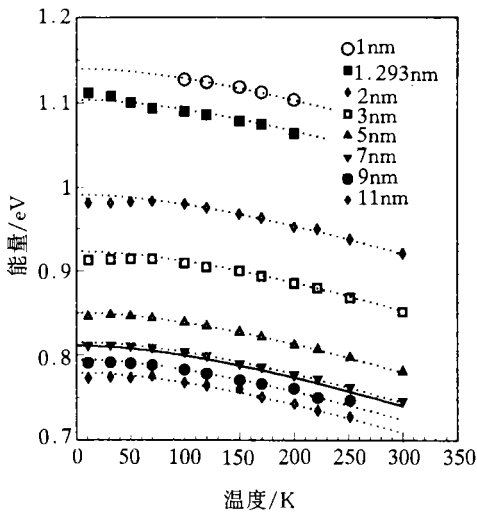


图 4 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱样品的光致发光峰的峰值能量随温度的变化

所表示的规律变化:

$$E = E_0 - \alpha T^2 / (\beta + T) \quad (1)$$

其中 E_0 是 0 K 时 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 的禁带宽度; α, β 是禁带宽度的温度系数. 根据文献[18], $\alpha = 4.9 \times 10^{-4} \text{eV} \cdot \text{K}^{-1}$, $\beta = 327 \text{K}$, $E_0 = 812 \text{meV}$ [19]. 图 4 中的实线即是根据 Varshni 公式, 并利用上面给出的 E_0, α, β 值而绘出. 图 4 中的虚线是将 Varshni 公式中的 E_0 用作拟合参数, 用文献[18]中给出的 α, β 值拟合实验点得到的曲线. 由图 4 中可以看出, 除了 1.293nm 阱外, 拟合曲线与实验点符合得很好, 这说明可以用 Varshni 公式及文献[18]中给出的 α, β 值来表示我们生长的压应变单量子阱样品的光致发光谱的峰值能量随温度的变化; 温度系数 α, β 与阱宽无关. 这同时也说明, 量子阱的光致发光谱的峰值能量随温度变化的规律与体 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料相似. 对 1.293nm 的阱, 拟合结果与实验结果偏差相对较大, 这可能与 1.293nm 阱是由 1nm 阱界面起伏而形成有关.

从图 4 我们还可以看出, 对多数量子阱, 随着温度的升高, 峰值能量先蓝移, 达到某一最大值后, 才开始随着温度的升高而红移. 温度很低时, 阱中的激子处于束缚状态, 随着温度的升高, 束缚激子开始电离成为自由激子, 因此观察到能量蓝移现象. 当温度进一步升高时, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度将会减小, 因此观察到发光峰值能量的红移现象. 在低温时, 实验点与 Varshni 公式拟合曲线偏差较大, 这与阱中激子处于束缚状态有关.

4.3 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱中激子在 10K 时跃迁能量的理论计算

(1) 组分变化及平面双轴应变对 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 带隙及 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构能带排列的影响.

因 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.63$) 阱层与 InP 垒及衬底共格, 因此阱层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 处于平面双轴压缩状态, 其在生长平面内 (xy 平面) 的应变由下式给出:

$$e_{xx} = e_{yy} = [a_A(x) - a_B]/a_B \quad (2)$$

其中 a_B (下标 B 表示 InP 材料) 表示垒 InP 的晶格常数; $a_A(x)$ (下标 A 表示 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料) 表示阱层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的晶格常数. 在生长方向上 (z 方向), 阱层 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 发生了张应变, 其大小由下式给出:

$$e_{zz} = -[2C_{12}(x)/C_{11}(x)]/e_{xx} \quad (3)$$

其中 $C_{11}(x)$ 和 $C_{12}(x)$ 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的弹性常数. 在平面双轴压应变的作用下, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的禁带宽度相对于零应变状态将增大 $\Delta E_g(x)$; 轻空穴在价带顶的简并将消除, 重空穴带相对于其在零应变时的位置上升 $\epsilon(x)$, 轻空穴带相对于零应变时的位置则下降 $\epsilon(x)$; 考虑到轻空穴带与自旋-轨道分裂带的混合作用, 轻空穴带将上升一个数值 $\delta(x)$. 他们由下式给出:

$$\Delta E_g(x) = [1/3][C_{11}(x) + 2C_{12}(x)][-dE_g(x)/dp](e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) \quad (4)$$

$$\epsilon(x) = b_v(e_{xx} - e_{zz}) = b_v e_{xx} [1 + 2C_{12}(x)/C_{11}(x)] \quad (5)$$

$$\delta(x) = [1/2][\epsilon(x) - \Delta_0(x)] + [1/2][(\Delta_0(x))^2 - 2\Delta_0(x)\epsilon(x) + 9(\epsilon(x))^2]^{1/2} \quad (6)$$

其中 $dE_g(x)/dp$ 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 禁带宽度的压缩系数, 表示液压为一个单位时禁带宽度的变化; b_v 是价带的剪切形变势; $\Delta_0(x)$ 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的自旋-轨道相互作用裂距. 因此, 有应变时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的重空穴带隙 $H(x)$ 和轻空穴带隙 $L(x)$ 由下式给出:

$$H(x) = E_{g1}(x) + \Delta E_g(x) - \epsilon \quad (7)$$

$$L(x) = E_{\text{gf}}(x) + \Delta E_{\text{g}}(x) + \epsilon - \delta \tag{8}$$

其中 $E_{\text{gf}}(x)$ 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 处于零应变状态时的带隙,它由下式给出^[19]:

$$E_{\text{gf}}(x) = 1.5192 - 1.5837x + 0.475x^2 \tag{9}$$

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构的导带不连续参数 $V_{\text{c}}(x)$ 以及它占整个重空穴禁带宽度差的份额 $Q_{\text{c}}(x)$ 由下式给出:

$$V_{\text{c}}(x) = E_{\text{gB}} - E_{\text{gf}}(x) - V_{\text{pf}}(x) - a_{\text{c}}(x)(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}) \tag{10}$$

$$Q_{\text{c}}(x) = V_{\text{c}}(x)/[E_{\text{gB}} - H(x)] \tag{11}$$

其中 $V_{\text{pf}}(x)$ 为零应变时 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ 异质结构的价带不连续参数, $a_{\text{c}}(x)$ 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的导带液压形变势; E_{gB} 为势垒材料 InP 的禁带宽度.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的有关性能参数由组成它的二元化合物半导体材料 InAs 和 GaAs 相应的性能参数经线性内插而得到, InAs 和 GaAs 的有关性能参数取自文献[17]. 经计算, 得到当 $x=0.63$ 时, $H(x)=0.7297\text{eV}$, $V_{\text{c}}(x)=0.3605\text{eV}$, $Q_{\text{c}}(x)=0.4186$.

(2) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}(x=0.63)$ 压应变量子阱中的激子跃迁能量.

应变量子阱中 $n=1$ 的重空穴激子跃迁能量由下式给出:

$$E(x, L_z) = H(x) + E_{1\text{e}}(x, L_z) + E_{1\text{hh}}(x, L_z) - E_{\text{ex}}(x, L_z) \tag{12}$$

其中 $E_{\text{ex}}(x, L_z)$ 是自由激子的束缚能, 一般而言它是阱宽 L_z 及 In 组分 x 的函数; 电子及空穴的量子化能量 $E_{1\text{e}}(x, L_z)$ 和 $E_{1\text{hh}}(x, L_z)$ 由一维有限深势阱模型^[17] 算出, 在计算过程中用前面得到的 $H(x)$ 、 $V_{\text{c}}(x)$ 及 $Q_{\text{c}}(x)$ 值. $E_{\text{ex}}(x, L_z)$ 用文献[17]给出的值. 计算结果示于图 5 中, 在图中还给出了我们的实验结果, 理论计算结果和实验结果符合得很好.

5 结论

我们用国产 GSMBE 设备生长了具有不同阱宽的 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱结构材料, 并对其进行了变温光致发光研究, 温度变化范围从 10K 到 300K. 结果表明, 不同阱宽的压应变量子阱中激子跃迁能量随温度的变化关系与体 $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 材料相似, 温度系数与阱宽无关. 观察到 1nm 阱光致发光峰为双峰, 经分析表明, 双峰结构由量子阱界面起伏一个单层所致. 说明量子阱界面极为平整, 样品具有较高的质量. 考虑到合金组分变化、量子尺寸效应以及平面双轴应变对压应变量子阱中激子跃迁能量的影响, 对压应变量子阱中的激子跃迁能量进行了计算, 理论计算结果与实验结果符合得很好.

致谢 感谢林兰英院士的关怀和鼓励. 中科院半导体所徐仲英研究员及袁之良博士对样品进行了变温光致发光谱测试, 在此表示感谢.

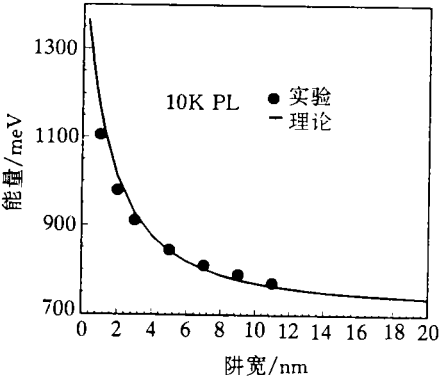


图 5 $\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.37}\text{As}/\text{InP}$ 压应变单量子阱中激子跃迁能量随阱宽的变化

参 考 文 献

- [1] Ming, C. Wu, N. A. Ollson, D. Sivco *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 221.
- [2] H. Temkin, T. Tanbun-Ek and R. A. Logan, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 1210.
- [3] K. W. Goossen, E. A. Caridi, T. Y. Chang *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 715.
- [4] D. Gershoni, R. A. Hamm, M. B. Panish *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1990, **56**: 1347.
- [5] N. Agrawal, D. Hoffmann, D. Franke *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1992, **61**: 249.
- [6] R. M. Kapre, A. Madhukar and S. Goha, Appl. Phys. Lett., 1991, **58**: 2255.
- [7] V. S. Speriosu and T. Vreeland, Jr., J. Appl. Phys., 1984, **56**: 1591.
- [8] V. Speriosu, J. Appl. Phys., 1981, **52**: 6094.
- [9] J. W. Matthews *et al.*, J. Cryst. Growth, 1974, **27**: 118; 1975, **29**: 273; 1976, **32**: 265.
- [10] J. D. Lambkin, D. J. Dunstan, K. P. Homewood *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1990, **57**: 1986.
- [11] R. L. S. Devine and W. T. Moore, Solid State Commun., 1988, **65**: 19.
- [12] Y. Kawaguchi and H. Asahi, Appl. Phys. Lett., 1987, **50**: 1243.
- [13] M. S. Skolnick, P. R. Tapster, S. J. Bass *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1986, **48**: 1455.
- [14] M. S. Skolnick, K. J. Nash, P. R. Tapster *et al.*, Phys. Rev., 1987, **B35**: 5925.
- [15] T. Y. Wang, K. L. Fry, A. Persson *et al.*, J. Appl. Phys., 1988, **63**: 2674.
- [16] M. Sugawara, T. Fujii, S. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. B, 1991, **B44**: 1782.
- [17] D. Gershoni and H. Temkin, J. Luminescence, 1989, **44**: 381.
- [18] H. Temkin, V. G. Keramidis, M. A. Pollack *et al.*, J. Appl. Phys., 1981, **52**: 1574.
- [19] K. H. Goetz, D. Bimberg, H. Jurgensen *et al.*, J. Appl. Phys., 1983, **54**: 4543.

Temperature Dependent Photoluminescence Study of In_{0.63}Ga_{0.37}As/InP Compressively Strained Single Quantum Wells

Wang Xiaoliang, Sun Dianzhao, Kong Meiying, Hou Xun¹ and Zeng Yiping

(Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(1 Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710069)

Received 19 August 1996, revised manuscript received 7 January 1997

Abstract We report on photoluminescence study of In_{0.63}Ga_{0.37}As/InP compressively strained single quantum wells (CSSQWs) with differing well widths measured over temperatures ranging from 10K to 300K. It is found that the temperature dependences of the exciton energies of CSSQWs are similar to that of bulk material and are independent of the quantum well width. Doublets are observed for the 1nm well due to one monolayer fluctuation at the quantum well interface, showing that the sample has good quality. Considering the effects of alloy concentration, quantum size effect and coherent strain, the exciton transition energies are calculated. The calculated results are in good agreement with the experiment results.

PACC: 6865, 7280E, 7855; **EEACC:** 0510D, 2520D, 2530B