

半导体量子器件物理讲座

第六讲 半导体量子阱激光器*

余金中 王杏华

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 量子阱结构是半导体光电子器件的核心组成部分,它是半导体光电子集成的重要基础.文章在描述了量子结构的态密度、量子尺寸效应、粒子数反转的基础上,介绍了量子阱异质结激光器的工作原理、器件结构、器件性能,并对其在可见光激光器和大功率激光器件中显现出来的优越性作了进一步的说明.

关键词 异质结,量子阱,激光二极管,半导体光电子学,光电集成

SEMICONDUCTOR QUANTUM WELL LASER DIODES

YU Jin-Zhong WANG Xing-Hua

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

Abstract Quantum wells are the foundation for semiconductor optoelectronics integrated circuits as well as the key part of optoelectronic devices. Based on the state density, quantum size effects and population inversion in quantum structures we discuss the principles of operation, structure and performance of quantum well lasers. These structures have played a very important role in visible and high-power laser diodes, showing many outstanding properties.

Key words quantum well, heterostructure, laser diode, semiconductor optoelectronics, optoelectronic integrated circuits

1 引言

在激光器的三大要素(激光物质、粒子数反转和谐振腔)中,激光物质亦即有源区历来最受人们的关注.在超晶格、量子阱概念被人们充分理解,特别是量子结构的外延生长技术成熟之后,半导体量子阱激光器便应运而生了.将有源区制成量子阱结构,给器件的机理、特性带来众多的新特点.

首先,量子阱的能带结构不再是体材料那样的能带,量子阱中的载流子受到一维的限制,能带发生分裂;其次,这些量子结构中,态密度分布被量子化了;第三,量子阱结构使得载流子限制作用大为增强,载流子的注入效率也大为增强,因而可以获得很高的增益;第四,基于上述几点,以量子阱为有源区的激光器在性能上获得了很大的改善;诸如激射波长出现蓝移,受激发射阈值电流明显减小,温度特性大为改善等,因而出现了阈值电流为亚毫安甚至只有几微安的量子阱激光器.应当说,量子阱激光器的出现是半导体光电子学的一次引人注目的飞跃,它

已成为光纤通信、光学数据存储、固体激光器的抽运光源、半导体光电子集成等应用中的理想光源.

2 量子阱异质结激光器基础

要想弄清量子阱激光器的工作原理,必须对其结构、量子化能态、态密度分布等作深入的了解,从而弄清量子尺寸效应、量子阱结构中的光吸收、注入和增益间的关系、粒子数反转和受激发射的条件等^[1].

2.1 态密度和量子尺寸效应

半导体材料中,当其吸收光子产生电子-空穴对其电子-空穴对复合发射出光子时,都会涉及载流子跃迁的能态及载流子浓度.载流子的浓度是由半导体材料的态密度和费米能级所决定的,前者表征不同能态的数量的多少,后者表征载流子在具

* 国家自然科学基金(批准号:69746001,69787004,69896260-06,69990540)和国家科技部“973”计划资助项目
2001-03-16收到初稿,2001-06-25修回

体能级上的占有几率。

在半导体的体材料中,导带中电子的态密度可以表达为

$$\rho(E) = 4\pi \left[\frac{2m_e^*}{h} \right]^{3/2} E^{1/2}, \quad (1)$$

式中 m_e^* 为电子的有效质量, h 为普朗克常数, E 为电子的能量. 由此可见, 体材料中的能态密度同能量呈抛物线的关系.

在量子阱中, 设 x 方向垂直势阱层, 则势阱中的电子在 $y-z$ 平面上作自由运动(与体材料相同), 而在 x 方向上要受两边势垒的限制. 假定势阱层的厚度为 L_x , 其势垒高度为无穷大, 则量子效应使得波矢 k_x 取分立数值:

$$k_x = \frac{m\pi}{L_x}, \quad (2)$$

式中的 $m=1, 2, 3 \dots$, 是不为零的正整数. 对应的能量本征值 E_m 只能取一系列的分立值, 第 m 个能级的能量 E_{m_c} 为

$$E_{m_c} = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} k_x^2 = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left[\frac{m\pi}{L_x} \right]^2, \quad (3)$$

式中 m_e^* 为导带中第 m 个能级上电子的有效质量. $m=1$ 时, E_{1c} 为导带第一个能级的能量. 因此, 电子能量小于 E_{1c} 的能态不复存在, 只有那些大于 E_{1c} 的能态才会存在. 对应于 E_{1c} 量子态的态密度为

$$\rho(E_{1c}) = \left[\frac{m_{e1}^*}{\pi \hbar^2 L_x} \right] H(E - E_{1c}). \quad (4)$$

依此类推, 对于其他量子态 E_{m_c} 也有相应的态密度表达式, 因此量子阱中导带的总体态密度为

$$\rho(E) dE = \frac{1}{\pi \hbar^2 L_x} \sum_{m=1}^{\infty} m_{e1}^* H(E - E_{m_c}), \quad (5)$$

式中 m_{e1}^* 为第 m 个能级上电子的有效质量, $H(E - E_{m_c})$ 为 Heaviside 函数, 其表达式为

$$H(E - E_{m_c}) = \begin{cases} 1 & E \geq E_{m_c} \\ 0 & E < E_{m_c} \end{cases}. \quad (6)$$

从该式可以看出, 导带中的电子的态密度呈阶梯状. 同样地, 我们也可以用类似的方式表达价带中空穴的态密度. 由于价带通常是简并的, 同时存在有重空穴带和轻空穴带, 其有效质量分别以 m_{h1}^* 和 m_{h2}^* 表示.

图1 示出了体材料和量子阱的电子和空穴的态密度分布. 尽管量子阱中的电子和空穴态密度为阶梯状, 其包络线依然是抛物线. 在该图中可以看到多个子带, 对于第一个子带来说, 其态密度都是一个常

数. 正是载流子二维运动的这种特性有效地改变了其能态密度和载流子的分布, 因而有效地改进了量子阱中载流子的辐射复合效率.

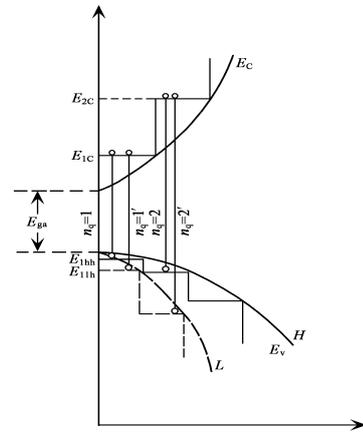


图1 半导体体材料和量子阱中的态密度分布

2.2 粒子数反转

半导体激光二极管是通过 $p-n$ 结注入载流子实现粒子数反转的. 将电流通过 $p-n$ 结注入到有源区, 使其导带底附近的电子浓度和价带顶附近的空穴浓度远远大于平衡态时的浓度, 从而实现粒子数反转. 在平衡态时, 我们通常用费米能级 F 来描述电子和空穴的分布状态. 当外加电压注入电流时, 可以采用 n 区和 p 区的准费米能级 F_n 和 F_p 来描述电子和空穴在能级 E 上的占有情况, 在能量为 E 处的电子和空穴的占据几率分别为

$$f_n(E) = \frac{1}{\exp[(E - F_n)/kT] + 1}, \quad (7)$$

$$f_p(E) = 1 - \frac{1}{\exp[(E - F_p)/kT] + 1}, \quad (8)$$

有源区中总的自由载流子电子和空穴的浓度分别为

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f_n(E) \rho_n(E) dE, \quad (9)$$

$$p = \int_{-\infty}^{\infty} f_p(E) \rho_p(E) dE. \quad (10)$$

事实上, 总的自由载流子浓度应当等于平衡时载流子浓度同注入载流子浓度之和, 即 $n = n_0 + \alpha_n$, $p = p_0 + \alpha_p$. 注入载流子的浓度 α_n 和 α_p 大于平衡载流子浓度才可能实现粒子数反转, 即 $\alpha_n > n_0$, $\alpha_p > p_0$. 注入的电流的密度决定准费米能级的位置, 因而也决定了电子和空穴的准费米能级间距 $F_n - F_p$ 的大小.

在体材料中, 要想实现粒子数反转, n 区和 p 区的准费米能级差必须大于禁带宽度:

$$F_n - F_p > E_g. \quad (11)$$

在量子阱中,带隙不再是原来体材料的带隙 E_g ,而应当以 E_{gl} 代之,即

$$E_{gl} = E_{ic} - E_{iv}, \quad (12)$$

则得到量子阱中粒子数反转的条件为

$$F_n - F_p > E_{gl} = E_{ic} - E_{iv}. \quad (13)$$

进一步推广至量子阱中各能级,可以得出量子阱结构受激发射必须满足的条件为^[2]

$$F_n - F_p > E_{gmn} = E_{mc} - E_{mv}, \quad (14)$$

式中的 m 和 n 为非零的正整数,分别表示导带和价带中量子阱能量的级数.该式的物理意义在于:要想实现粒子数反转,电子和空穴的准费米能级必须大于发生光学跃迁的两个能级的能量之差.

3 载流子限制和受激发射

在双异质结激光器的有源区中,有源区两边的导带差 ΔE_c 和价带差 ΔE_v 分别对电子和空穴提供载流子限制.外加正向电压会注入到有源区中数量相等的电子和空穴, ΔE_c 和 ΔE_v 的作用使 F_n 和 F_p 分离得足够大,从而满足(14)式的条件而受激发射.对于量子阱结构来说,由于阱宽很窄,注入效率大为提高,比双异质结更容易实现粒子数反转.为了进一步说明,我们以图2所示的 $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ 单量子阱(SQW)结构为例,其势阱宽度以及载流子限制层和光限制层的宽度分别为 L_x , L_y 和 L_c .有源区阱宽 $L_x = 20\text{nm}$ 的 $GaAs$,其两边有一宽度为 $L_y = 0.1\mu\text{m}$ 、 Al 组分为 0.2 的载流子限制势垒层 $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$,在该势垒层的两面为 Al 组分更大($x = 0.4$)的光学限制层, $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ 所提供的 ΔE_c 和 ΔE_v 就足以将载流子限制在势阱中,而 Al 组分为 0.4 的 $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ 层进一步降低折射率 n ,为光场提供几乎完全的限制.因此,我们将这种结构称之为分离限制异质结构(separated confinement heterostructure, SCH)单量子阱(single quantum well, SQW)激光器,简称 SCH-SQW 激光器.

如果激光器的腔长为 L ,前后端面的反射率分别为 R_1 和 R_2 ,激光器的内部损耗为 α_i ,那么激光器的总损耗为内部损耗 α_i 和前后端面的损耗 $\frac{1}{2L} \ln$

$\left| \frac{1}{R_1 R_2} \right|$ 之和.注入电流引起的增益为 g ,只有增益大于损耗时才可能受激发射.正好等于损耗时的增

益称为阈值增益,用 g_{th} 表示:

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left| \frac{1}{R_1 R_2} \right|. \quad (15)$$

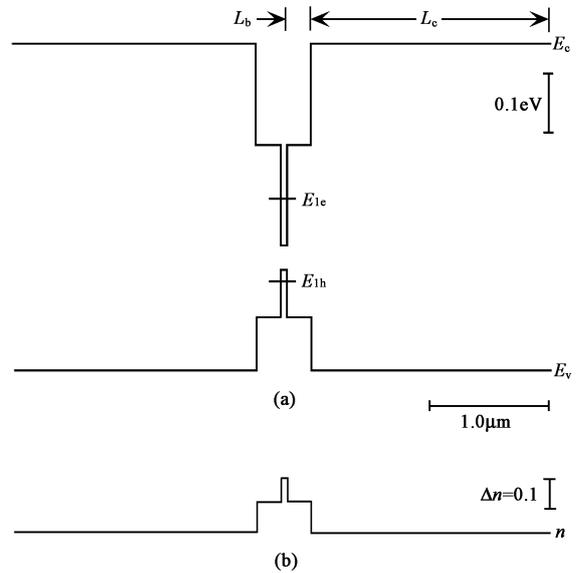


图2 $Al_{0.4}Ga_{0.6}As - Al_{0.2}Ga_{0.8}As - GaAs$ SCH-SQW 激光器的能带图(a)和折射率分布图(b)

在量子阱结构中,由于阱宽很窄,常常为 $10 - 20\text{nm}$,光场不再只局限在势阱中,而是扩展至载流子限制层(甚至光限制层)中.为此引进光限制因子 Γ 这一概念,它等于量子阱有源层中的光强同整个激光器的总光强之比.所以,量子阱激光器的阈值增益的表达式被修正为

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left| \frac{1}{R_1 R_2} \right|, \quad (16)$$

激光二极管的增益同注入电流密度呈线性的关系:

$$g = \beta(J - J_0), \quad (17)$$

式中 β 为线性增益系数, J_0 为透明电流密度,它是有源层中实现粒子数反转[(18)式]所需的电流密度.由于增益是一个不太容易测量的物理量,通常以阈值电流密度来表征激光器的阈值,其定义为:阈值电流密度等于足以克服量子阱激光器内部损耗和端面损耗[见(6)-(16)式]所需电流密度加上透明电流密度 J_0 之和^[3]:

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta} + \frac{1}{\eta \beta l} \left| \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right|, \quad (18)$$

式中 η 为内量子效率,它等于电子和空穴复合产生的光子数同注入的电子-空穴对数目之比.

在量子阱激光器中,当阱宽变薄、有源区体积变小时,虽然透明电流密度 J_0 略有增加,但是限制因

子 Γ 会大大下降,因此, J_0 在总电流密度 J_{th} 中所占的比例变得比较小了. 增益的非线性效应变得明显了, 增益 g 不再同电流密度 J 呈正比关系, 而代之以 $g = J_0 \beta n(J/J_0)$ 的方式表达. 结果阈值电流可以表达为

$$J_{th} (\text{A/cm}^2) = \frac{J_0}{\eta} \exp \left[\frac{1}{J_0 \beta l} \left| \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right| \right]. \quad (19)$$

InGaAsP/InP 单量子阱激光器中增益同注入载流子浓度、量子阱阱宽的关系如图 3 所示. 由图 3 可以看出, 随着注入载流子浓度的增加, 增益会迅速地增大, 例如当 $L_x = 10 \text{ nm}$, 注入载流子浓度 $n = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 增益高达 1200 cm^{-1} , 这比双异质结激光器中相同注入浓度时的增益提高 1—2 个数量级. 图 3 中的增益呈起伏的曲线状, 这是由于导带的不同子带电子与价带中相应的重空穴或轻空穴的复合所造成的. 当量子阱的阱宽 L_x 很小时, 增益系数急剧下降, 这是由于 x 带谷中载流子的填充影响了对光增益有贡献的 Γ 带谷的载流子的填充, 因而影响了对直接带隙复合的贡献.

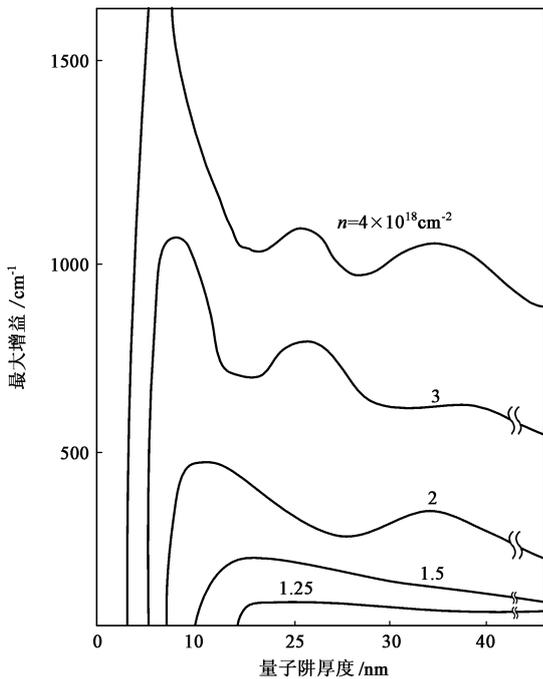


图 3 InGaAsP/InP 单量子阱激光器中增益同注入载流子浓度、量子阱阱宽的关系

4 单量子阱和多量子阱

在单量子阱(SQW)中, 由于只有一个很窄的势

阱, 光场大部分会扩散至势阱之外, 导致光学限制因子 Γ_s 很小, 由(6) —(19)式可知, J_{th} 会受此影响而大为增加, 因而激光器的阈值电流 I_{th} 也较高. 对于 SQW, 若阱宽为 L_a , 势阱层的折射率为 n_a , 势垒层的折射率为 n_b , 则光学限制因子 Γ 可近似表达为

$$\Gamma_s \approx 2\pi^2 (n_a^2 - n_b^2) \left| \frac{L_a}{\lambda} \right|^2, \quad (20)$$

式中的脚码 s 表示单量子阱. 例如: 当 $L_a = 15 \text{ nm}$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $n_a = 3.54$, $n_b = 3.18$ 时, 计算得到 $\Gamma_s \approx 0.045$, 可见单量子阱中的 Γ_s 值是相当小的.

由多个量子阱一起构成多量子阱, 简称 MQWs (multiple quantum wells). 如果势阱层和势垒层的数目分别为 N_a 和 N_b , 它们的厚度分别为 L_a 和 L_b , 折射率分别为 n_a 和 n_b , 则多量子阱的光学限制因子 Γ_m 可表达为

$$\Gamma_m = r \frac{N_a L_a}{N_a L_a + N_b L_b}, \quad (21)$$

式中

$$r = 2\pi^2 (N_a L_a + N_b L_b)^2 \frac{n^2 - n_b^2}{\lambda^2}, \quad (22)$$

$$n = \frac{N_a L_a n_a + N_b L_b n_b}{N_a L_a + N_b L_b}. \quad (23)$$

显然, n 为有源势阱层和势垒层总体的平均折射率, 而 r 就是总厚度为 $(N_a L_a + N_b L_b)$ 、折射率为 n 的等效层的限制因子. 因此, 多量子阱的光学限制因子 Γ_m 等于 r 乘以有源势阱层总厚度在等效层总厚度中所占的比例. 显然, 适当选择量子阱数目和各层厚度, 可以很容易地使多量子阱的 Γ_m 值比单量子阱的 Γ_s 提高一个数量级. Γ_m 的增加使得模式增

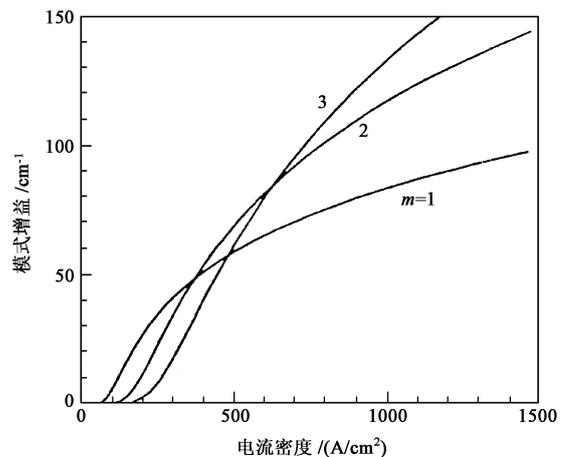


图 4 单量子阱和多量子阱激光器的模式增益同注入电流密度的关系

益大为增加.图4示出了 $m=1$ (即单量子阱)和 $m=2,3$ 的多量子阱的增益.可以看出,随着注入电流的增大,多量子阱的增益的增大要快得多,而且 m 越大,这种效应越明显.当然,这些曲线在 $g=0$ 处的电流密度也随 m 值变大而增大,这是因为多量子阱激光器的透明电流 J_0 也随着 m 增大而增大^[4].

分离限制异质结构(SCH)能够有效地将载流子限制在有源层之内,而将光场有效地限制在光波导层之内.进而人们将光波导层制成组分渐变的外延层,组分的变化可以是阶梯状变化的,也可以是抛物线形渐变的,其折射率也随组分而变化,从而构成了梯度折射率(grated index, GRIN)结构.由于这种结构具有波导效应,因而提高了光学限制因子.即使在低注入的条件下,这类激光器也可以获得很高的增益,因而降低阈值电流密度.

5 量子阱激光器的结构与特性

同通常的半导体激光二极管一样,量子阱激光器具有许多种条形结构:氧化物条形^[5],掩埋条形^[6]和脊形波导条形^[7]等.在氧化物条形结构中,注入电流通过氧化物上开的窗口流经有源区.由于有源区横向上的组分和厚度是一样的,只有电流注入时才会引起折射率微小的变化,横向上的光波导是依靠光学增益来完成的,所以这是一种增益波导激光器.在掩埋条形和脊形波导结构中,在有源区的横向上,折射率的实部都有足够大的差别,以便维持单模或低阶模光波的传输,所以它们是折射率波导激光器.折射率波导激光器显示出了阈值工作电流低、单模工作稳定、特征温度 T_0 高等优越性能.

同常规的激光器相比,由于有源区为量子阱结构,器件特性便具有下列新特点:

首先,量子阱中态密度呈阶梯状分布,导带中第一个电子能级 E_{1c} 高于原导带底 E_c ,价带中第一个空穴能级 E_{1v} 低于原价带顶 E_v ,因此有 $E_{1c} - E_{1v} > E_g$.量子阱中首先是 E_{1c} 和 E_{1v} 之间电子和空穴参与的复合,所产生的光子能量 $h\nu = E_{1c} - E_{1v} > E_g$,即光子能量大于材料的禁带宽度.相应地,其发射波长 $\lambda = 1.24 / (E_{1c} - E_{1v})$ 小于 E_g 所对应的波长 λ_g ,即出现了波长蓝移.

其次,量子阱激光器中,辐射复合主要发生在 E_{1c} 和 E_{1v} 之间,这是两个能级之间电子和空穴参与的复合,不同于导带底附近和价带顶附近的电子和

空穴参与的辐射复合,因而量子阱激光器的光谱的线宽明显地变窄了.

第三,在量子阱激光器中,由于势阱宽度 L_x 通常小于电子和空穴的扩散长度 L_c 和 L_h ,电子和空穴还未来得及扩散就被势垒限制在势阱之中,产生很高的注入效率,易于实现粒子数反转,其增益大为提高,甚至可高达两个数量级.此外,还有一个十分有趣的物理现象,即在量子阱结构中,注入载流子通过同声子的相互作用,使较高阶梯能态上的电子或空穴转移到较低能态上,从而出现“声子协助受激辐射”^[8].可见,声子协助载流子跃迁是量子结构的一个重要特性.

如果量子阱数为 m ,条形宽率为 w ,腔长为 L ,那么量子阱激光器的阈值电流为

$$I_{th}(A) = \frac{mWLJ_0}{\eta} \exp \left[\frac{1}{J_0 \beta m \Gamma_1 \Gamma_2} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right], \quad (24)$$

式中 Γ_1 为垂直方向的光学限制因子,也即此前所描述的光学限制因子,而 Γ_2 为平行于结平面的光学限制因子,它计入了窄条宽度的影响.由于条宽有限,光场在横向上会扩展至条外.(6)-(24)式可看出,阈电流等于 J_{th} 同结面积 wL 的乘积.量子阱激光器的 J_{th} 可降至 $100 A/cm^2$.条宽通常为 $2\mu m$ 或更窄,如果腔长 $L \sim 1\mu m$,则 I_{th} 仅为微安量级.这种腔长仅为 μm 量级的激光器便是现今人们正在热心研究的微腔激光器.

众所周知,半导体器件对温度十分灵敏,其特性常常因温度升高而变坏.在激光器中, $I_{th} = I_{th0} \exp(T/T_0)$, T_0 为特征温度,它越大则器件性能越稳定.对于 AlGaAs 激光器, T_0 通常为 $120K$,而 AlGaAs 量子阱激光器的 T_0 通常高于 $160K$,甚至有的高达 $300K$.对于 InGaAsP 激光器,由于其价带的俄歇复合效应,使得电流泄漏较大,通常 $T_0 \sim 50K$.而采用量子阱结构之后,其 T_0 可达 $150K$ 甚至更高.因而量子阱使 InGaAsP 激光器的温度稳定性大为改善,这在光纤通信等应用中至关重要.

6 可见光激光器和大功率激光器

量子阱结构的优越性在可见光激光器和大功率激光器中得到进一步的体现,因此下面以它们为例子作进一步的介绍.

激励波长的同带隙的关系为 $\lambda = 1.24 / E_g$, λ 的

单位为 μm , E_g 的单位为 eV . 为了实现可见光(740—400nm)的受激发射,禁带宽度 E_g 必须大于 1.67eV . AlGaAs 激光器是最早实现的可见光激光器(720—760nm). 近年来引人注目的可见光激光器是发射 630—670nm 波段红光的 InGaAlP 激光器和 400—550nm 波段的蓝绿光 InGaN 激光器,它们在 VCD 和 DVD 光盘等电气设备中被广泛应用,后者是当前国内外的研究热点^[9].

图 5 示出了一个 AlGaInP 激光器的结构示意图^[10],它是通过三次 MOCVD 法外延生长而成的. 图 6 示出了这种可见光激光器的 $P-I$ 曲线的光谱特性. 在室温至 90°C 的范围内,有相当好的线性特性,器件以单纵模的方法稳定地工作, $25, 80, 90^\circ\text{C}$ 下的 I_{th} 分别为 $25, 53, 67\text{mA}$. 80°C 下很容易获得 10mW 的功率输出,光谱特性证实了其单纵模工作. 这就是目前我国自行研制、用于 DVD 光盘机上的器件的典型特性.

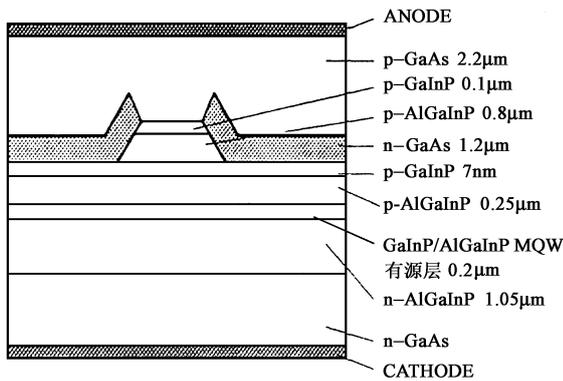
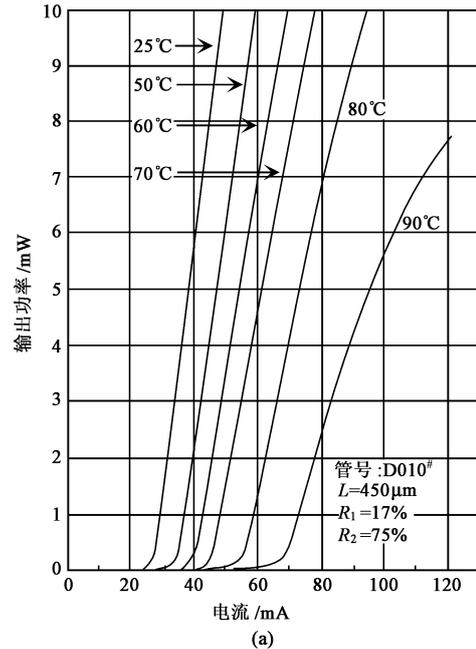


图 5 630—670nm 波段 AlGaInP 激光二极管的结构示意图

由于量子阱激光器具有 I_{th} 低、 η 高和 T_0 高等特点,现在大功率激光器都是采用量子阱结构. 至今,连续输出的功率可达 200W ,准连续(即占空比为 1:2 或更大)输出的功率可达数千瓦,而脉冲输出功率可达数万瓦. 因此,对小小的半导体激光器再也不能小看了.

大功率半导体激光器的器件结构主要有四种:(1)宽接触大功率激光器;(2)列阵激光器;(3)叠层式激光器;(4)单片集成的振荡器——放大器. 808nm 大功率激光器主要用作固体激光器抽运光源,它有 AlGaAs 和不含 Al 的 InGaAsP 两大系列,都是将有源区制成单量子阱,再采用分别限制异质结一同构成 SCH-SQW 结构. 利用宽接触的注入方式,可以实现 $\sim 10\text{mW}/\mu\text{m}$ 的光输出,若整个宽接触的宽度为 $100\mu\text{m}$ 时输出达 1.2W ,宽度为 $500\mu\text{m}$ 时输出为 10W . 这类器件的外微分量子效率高达 80% ,由此推



光谱和温度的关系

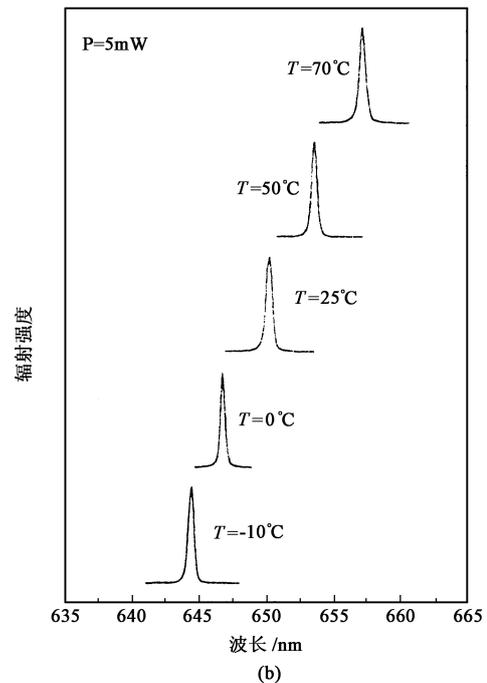


图 6 AlGaInP 量子阱激光器的 $P-I$ 特性曲线和光谱特性

算出内量子效率 η 接近 100% . 可见量子阱结构为高注入量子效率和高增益带来了多么大的好处.

列阵半导体激光器有增益波导型和折射率波导型两种结构^[11]. 在增益波导型中,量子阱结构上采用质子轰击并结合氧化层的隔离作用,使多个发射单元集成在同一衬底上. 各个辐射单元的光场相互耦合,彼此相位严格锁定. 结果输出功率既不同于各单元发射面积之和所对应的宽发射面的情况,也不

同于各发射单元输出功率之和,而是具有更好的耦合的效果.折射率波导型是依靠折射率的变化而不是增益的变化来实现各发射单元之间的耦合的.在光场耦合、模式控制等方面显示出更多的优越性,只是制作工艺更复杂一些.

若将上述宽接触或列阵式激光器的管芯沿垂直方向堆叠起来,就将一维列阵改进为二维列阵了,显然能将输出功率进一步提高.不过,这种叠层要求每个发射单元具有很一致的阈值电流,并且散热性能应当尽可能地改善,以便保证芯片能一起正常地工作.

大功率半导体激光器是高效率、大功率的理想激光光源,在固体激光器抽运光源、光纤传感器、光学检测技术、激光生物医学、激光材料加工等应用中显示出越来越重要的作用.具有量子阱结构的大功率半导体激光器是当今半导体光电子学研究开发的又一个大热点.

7 结束语

在半导体光电子器件的发展过程中,异质结构的引入是第一次大飞跃,量子阱结构的引入是第二次大飞跃.异质结的运用,为我们提供了带隙差和折射率差两个设计自由度,获得了几乎完全的载流子限制和光学限制,从而实现了半导体激光器的室温连续工作.量子阱的引入,为我们提供了阶梯状的能态分布,载流子注入效率大为提高,器件增益比常规激光器提高了数倍甚至一个数量级,从而利用量子阱结构设计制造出了阈值电流为亚毫安、甚至为微安量级的激光二极管,其单模工作和温度特性也获得重大改进.因此,量子阱结构已经成为各类激光器件(包括光通信用的长波长激光器、光盘用的可见光激光器、固体激光器用的抽运光源等)的核心,成为

当今半导体光电子学的基础.

量子阱结构对载流子还只是一维限制,量子线和量子点具有更高级的量子化特点.事实上,量子线激光器和量子点激光器均已问世,对它们的研究必将为半导体光电子学带来许多更新、更好的特性,也为光电子集成开拓更美好的前景.

致谢 文中有关研究与信息得到过王启明院士和王圩院士的支持与帮助,在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Gary M, Coleman J J. Quantum well heterostructure lasers. In: Norman G E, William R F eds. Heterostructures and quantum devices. Academic press, 1994. 215—241
- [2] Bernard M G A, Duraffourg G. Phys. Stat. Solidi, 1961, 1: 699
- [3] Wilcox J Z, Peterson G L, Ou S *et al.* J. Appl. Phys., 1988, 64: 6564
- [4] Osinski J S, Dzurko K M, Hummels S D *et al.* Appl. Phys. Lett., 1990, 56: 2487
- [5] Cook D D, Nash F R. J. Appl. Phys., 1975, 46: 1660
- [6] Wakao K, Nakai K, Sanada T *et al.* IEEE. J. Quantum Electron., 1987, QE-23: 943
- [7] Bhumbra B S, Glew R W, Greene P D *et al.* Electron. Lett., 1990, 26: 1755
- [8] 蔡伯荣,陈铮,刘旭. 半导体激光器. 北京: 电子工业出版社, 1995: 163 [Cai B Y, Chen Z, Liu X. Semiconductor Lasers. Beijing: Electronic Industry Press, 1995. 163 (in Chinese)]
- [9] 余金中. 半导体光电, 2000, 21(5): 305 [Yu J Z. Semiconductor Optoelectronics, 2000, 21(5): 305 (in Chinese)]
- [10] Ma Xiao, Guo Liang, Wang Shutang *et al.* Proceeding of The Second Chinese-Czech Symposium: Advanced Material and Devices for Optoelectronics, Beijing(China), 1999. 46—51
- [11] 江剑平. 半导体激光器. 北京: 电子工业出版社, 2000: 262—267 [Jiang J P. Semiconductor Lasers. Beijing: Electronic Industry Press, 2000: 262—267 (in Chinese)]

一句话新闻

学生在课堂里的学习有点类似于原子处于磁场中的情形,因此阿根廷物理学家 C. Bordogna 与 E. Albano 相信,可以将铁磁相变中的伊辛模型应用到学生群的学习中去,用它来反映学生在课堂上吸收与交流知识的特性.他们认为这个模型也能描述在因特网上大尺度的“社会学习”效应.

(云中客摘自 Phys. Rev. Lett., 2001, 87: 118701)