

基于增益特性的光抽运垂直外腔面发射 激光器优化设计

华玲玲¹ 杨 阳²

(¹ 华北科技学院基础部, 北京 101601
² 华北科技学院计算机学院, 北京 101601)

摘要 介绍了光抽运垂直外腔面发射激光器的材料增益特性,以 InGaAs/AlGaAs 应变量子阱系统为例,建立了将带边偏置、能带结构和材料增益系统结合起来的理论模型。用 Model-Solid 模型确定带边偏置比,然后采用导带抛物线近似及价带 6×6 Luttinger 哈密顿量精确计算了能带结构和材料增益。基于对材料增益特性的分析研究,优化设计了 $1 \mu\text{m}$ 波段的量子阱有源区,分别对量子阱的阱宽、阱深和阱的构成形式进行了优化设计并得到了最优选择,为光抽运垂直外腔面发射激光器的优化设计提供了理论依据。

关键词 激光器;光抽运垂直外腔面发射激光器;优化设计; 6×6 Luttinger 哈密顿量;材料增益;能带结构

中图分类号 O417 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0314001

Optimized Design of Optically Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers Based on the Gain Characteristics

Hua Lingling¹ Yang Yang²

(¹ Basis Department, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China
² Computer Science and Technology Department, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China)

Abstract The gain characteristics of the optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers is introduced in detail. To take the InGaAs/AlGaAs strained quantum wells as an example, a complete system model is established which considers all the effects of the band-edge offset, band structure and gain material. The Model-Solid model is used to determine the band-edge-offset ratios, and then the parabolic approximation of conduction band and the 6×6 Luttinger Hamiltonian of valence band are used to calculate the energy-band structure and material gain. Based on the analysis of the characteristics of material gain, the active region of a $1 \mu\text{m}$ wavelength band quantum well is optimized, and the quantum well width, well depth, and configuration of the well are respectively optimized, then the optimum selections of which are obtained. The calculated results provide a theoretical basis for optimized designing of optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers.

Key words lasers; optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers (OP-VECSEL); optimization design; 6×6 Luttinger Hamiltonian; material gain; energy-band structure

OCIS codes 140.3380; 140.3430; 140.3460; 140.5960; 230.5590

1 引 言

1997 年,美国的 Kuznetsov 等^[1]首次成功地把光抽运固体薄片激光器的概念和技术引入电抽运的半导体激光器,提出光抽运垂直外腔面发射激光器(OP-VECSEL)的概念。随后的十几年,OP-VECSEL 引起了各国激光科研人员的极大关注,该器件的理论和实

验均取得了令人瞩目的进展^[2,3]。OP-VECSEL 之所以受到大家的青睐,原因在于其结构简单,发射波长可自行设计,灵活可调的外腔结构可获得基横模、圆形光斑和近衍射极限的高品质光束和高功率输出,也允许插入元件进行腔内倍频、调谐和锁模。因而,OP-VECSEL 在激光频率变换、光时钟、光通信、光存储、

收稿日期: 2012-10-09; 收到修改稿日期: 2012-11-09

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项基金(2011B020)和华北科技学院教育科学研究基金资助课题。

作者简介: 华玲玲(1980—),女,硕士,讲师,主要从事新型激光器方面的研究。E-mail: your2008@vip.163.com

激光显示、生化分析、激光光谱学以及激光医学等诸多领域都有重要的应用,是一种名副其实的新型实用激光光源^[4~6]。

在 OP-VECSEL 中,量子阱的性能直接决定着激光器的阈值、斜效率和最大功率等工作性能。因此,为了获得最优化的输出性能,有必要对量子阱结构进行模拟分析,得到最优化的结构参数,再进行增益芯片的生长,以避免不必要的浪费。对量子阱有源区的优化设计,Moloney 等^[7]从微观多体理论出发,作了比较全面深入的工作。但这种方法理论模型较为复杂,不宜掌握和广泛采用。国内可参考的理论方面分析的报道很少,有学者从增益特性出发^[8],主要研究了不同势垒材料对量子阱增益特性的影响,并得到了 InGaAs 量子阱的最佳势垒材料。本文以目前研究最为广泛的 InGaAs/AlGaAs 材料系量子阱为例,对 OP-VECSEL 有源区的单量子阱进行理论分析和优化设计。建立将带边偏置、带结构和材料增益系统结合起来的理论模型,精确计算能带结构和材料增益。基于量子阱的材料增益特性,优化设计 OP-VECSEL 有源区量子阱的阱宽、阱深和阱的构成形式,为 OP-VECSEL 增益芯片的设计提供理论依据。

2 理论模型

材料增益的计算是基于对量子阱的能带结构的计算,而要计算量子阱的能带结构,必须确定量子阱的带边偏置问题。在量子阱能带结构计算当中,带边偏置直接影响计算的结果,即使采取很精确的多带耦合模型,如果带边偏置是不精确的,就得不到正确的能级位置,结果没有意义。带边偏置的确定,实验方法较为精确,但只局限于个别材料及组分。辅助分析当中常采用理论计算的办法,一般有 Model-Solid Theory^[9]和 Harrison Model^[10]两种模型。但 Model-Solid Theory 比 Harrison Model 更适合用于计算 InGaAs 量子阱的带边偏置,本文中采用 Model-Solid Theory 计算带边偏置。

2.1 带边偏置计算

2.1.1 带边偏置

量子阱的带边偏置,是指在两种不同材料所构成的异质界面上,两个禁带宽度之差的分配问题。令量子阱和势垒的带隙能量分别为 E_g^v 和 E_g^b ,其差为 $\Delta E_g = E_g^b - E_g^v$,则 ΔE_C 和 ΔE_V 分别表示 ΔE_g 分配给导带下端的电势带阶和价带上端的电势带阶,表达式为

$$\Delta E_C = E_C^b - E_C^v, \quad (1)$$

$$\Delta E_V = E_V^v - E_V^b, \quad E_V = \begin{cases} E_{HH} \\ E_{LH} \end{cases}. \quad (2)$$

其中压应变量子阱价带顶是重空穴带,因此代入重空穴电势 E_{HH} ;张应变量子阱价带顶是轻空穴带,代入轻空穴电势 E_{LH} ,导带和价带的带边偏置比分别表示为

$$Q_C = \frac{\Delta E_C}{\Delta E_g} = \frac{\Delta E_C}{\Delta E_C + \Delta E_V}, \quad (3)$$

$$Q_V = \frac{\Delta E_V}{\Delta E_g} = 1 - Q_C, \quad (4)$$

式中 E_V^v 、 E_C^v 、 E_V^b 、 E_C^b 分别为阱和垒的价带和导带位置, E_{HH} 和 E_{LH} 分别为压应变和张应变时电势。

2.1.2 Model-Solid 理论

Van de Walle 等发展起来的 Model-Solid 理论^[9],可用来计算无应变量子阱和应变量子阱的带边偏置,尤其在计算应变量子阱的带边偏置时,Model-Solid 理论比其他理论模型更为精确。这一模型基于赝势法,考虑了价带的自旋-轨道耦合作用以及量子阱中应变附加的势能对导带和价带的影响,引入价带平均能量 $E_{av} = (E_{HH}^0 + E_{LH}^0 + E_{SO}^0)/3$,其中 E_{HH}^0 、 E_{LH}^0 和 E_{SO}^0 分别表示无应变时重空穴带(HH)、轻空穴带(LH)和自旋-轨道分裂带(SO)的能量。存在应变时,价带各带边能量分别为

$$E_{HH} = E_{av} + \frac{1}{3}\Delta - P_\epsilon - Q_\epsilon, \quad (5)$$

$$E_{LH} = E_{av} - \frac{1}{6}\Delta - P_\epsilon + \frac{Q_\epsilon}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + 2\Delta Q_\epsilon + 9Q_\epsilon^2}, \quad (6)$$

$$E_{SO} = E_{av} - \frac{1}{6}\Delta - P_\epsilon + \frac{Q_\epsilon}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{\Delta^2 + 2\Delta Q_\epsilon + 9Q_\epsilon^2}. \quad (7)$$

导带能量为

$$E_C = E_{av} + \frac{1}{3}\Delta + E_g + P_{ce}, \quad (8)$$

式中 Δ 为自旋-轨道耦合分离能, E_g 为无应变时的带隙能。 P_ϵ 和 Q_ϵ 分别为应变引起的价带流体静压形变能和四角形剪切形变能, P_{ce} 是应变对导带产生的流体静压形变能,它们各自满足

$$P_\epsilon = -a_v(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = -2a_v\left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon, \quad (9)$$

$$Q_\epsilon = -\frac{b}{2}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz}) = -b\left(1 + 2\frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon, \quad (10)$$

$$P_{ce} = a_c(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = 2a_c\left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right)\epsilon. \quad (11)$$

这里应变张量 ϵ_{ij} 分别定义为

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} &= \frac{a_0 - a(x)}{a(x)}, \quad \epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\epsilon, \\ \epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

选择晶体生长面的方向[001]为 z 轴, a_0 是衬底 AlGaAs 的晶格常数, $a(x)$ 为外延层 InGaAs 的晶格常数, C_{11} 和 C_{12} 为晶体的弹性模量。 a_c 、 a_v 分别为导带和价带的流体静压势, b 为剪切形变势。

2.2 能带结构

量子阱能带结构的计算实际上就是分别解导带中电子和价带中空穴的薛定谔方程, 得到对应能量本征值和包络函数的过程。本文用 Kronig-Penny

(K-P)微扰理论计算 Brillouin 区中心的能带结构。考虑自旋-轨道耦合作用对价带结构的影响, 应变作用下价带的重空穴带、轻空穴带和自旋-轨道分裂带用一个 6×6 哈密顿量描述。通过幺正变换, 该 6×6 矩阵对角化, 形成两个 3×3 矩阵。如果研究的量子阱结构是对称的, 则可以只解含一个 3×3 矩阵哈密顿量的方程。下面给出的是考虑应变作用, 经过幺正变换后的 6×6 块对角哈密顿量^[11,12]:

$$\mathbf{H}_{6 \times 6} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}^U & 0 \\ 0 & \mathbf{H}^L \end{bmatrix}, \quad (13)$$

式中 \mathbf{H}^U 和 \mathbf{H}^L 均是 3×3 矩阵, 定义为

$$\mathbf{H}_{3 \times 3}^{\sigma} = - \begin{bmatrix} P + Q - V_h(z) & R_k \mp iS_k & \sqrt{2}R_k \pm \frac{i}{\sqrt{2}}S_k \\ R_k \pm iS_k & P - Q - V_h(z) & \sqrt{2}Q \pm i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k \\ \sqrt{2}R_k \mp \frac{i}{\sqrt{2}}S_k & \sqrt{2}Q \mp i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k & P + \Delta(z) - V_h(z) \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式中 $\sigma = U$ 或 $\sigma = L$, 分别表示上哈密顿算符和下哈密顿算符。 $H^U = (H^L)^* = (H^L)^T$, 上脚标“*”表示复共轭, “T”表示转置。矩阵元中包括了有应变存在的情况。其中

$$\begin{aligned} P &= P_k + P_\epsilon, \quad Q = Q_k + Q_\epsilon, \\ P_k &= \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_1(k_x^2 + k_z^2), \\ Q_k &= \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_2(k_x^2 - 2k_z^2), \\ R_k &= \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\sqrt{3}\left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}\right)k_x^2, \\ S_k &= \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)2\sqrt{3}\gamma_3 k_x k_z, \end{aligned} \quad (15)$$

式中 m_0 为自由电子质量; γ_1 、 γ_2 、 γ_3 为材料的 Luttinger 有效质量参数, $\Delta(z)$ 为自旋-轨道耦合分离能; $V_h(z)$ 为带边不连续性确定的无应变时价带势能[令阱内 $V_h(z) = 0$]; \mathbf{k} 为波矢, 其分量分别为 k_x 、 k_y 、 k_z , 横向波矢 $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = -i\nabla_t$, 纵向波矢 $k_z = -i\partial/\partial z$ 。

价带子能级和对应包络函数通过解量子阱的多带哈密顿量方程得到

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 H_{3 \times 3, ij}^{\sigma}(k_z = -i\partial/\partial z) g_{m, j}^{\sigma}(z, k_t) = \\ E_{\sigma, m}^{\sigma}(k_t) g_{m, i}^{\sigma}(z, k_t), \end{aligned} \quad (16)$$

式中 i 分别为 HH, LH, SO, $g_{m, i}^{\sigma}$ 为价带第 m 个子带

的包络函数。

对于导带中电子, 一般采用抛物线近似, 即可得到较为理想的结果。导带电子的哈密顿量可表示为

$$H^c(k) = \left(\frac{\hbar^2}{2}\right)\left(\frac{k_x^2}{m_c^t} + \frac{k_z^2}{m_c^z}\right) + V_c(z) + P_{cc}, \quad (17)$$

m_c^t 和 m_c^z 分别为电子横向和纵向的有效质量。 $V_c(z)$ 是没有应变时导带势能, 且满足式子 $V_c(z) = V_h(z) + E_g$ 。导带结构 $E_n^c(k_t)$ 可由下式确定:

$$H^c \phi_n(z) = E_n^c \phi_n(z). \quad (18)$$

解方程时可先取 $k_t = 0$, 然后求解得 $E_n^c(k_t = 0)$ 。则整个导带结构可表示为

$$E_n^c(k_t) \approx E_n^c(k_t = 0) + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_{c,w}^t}, \quad (19)$$

(19)式右边第一项为量子化能量, 第二项为电子抛物线能量分布。可证明导带包络函数有 $\phi_n(z, k_t) = \phi_n(z, k_t = 0) = \phi_n(z)$ 。

2.3 增益特性

利用洛伦兹线形函数, 根据费米黄金定则, 即可得到量子阱的增益公式为^[8,13,14]

$$\begin{aligned} g(\hbar\omega) = \frac{q^2 \pi}{n_w c \epsilon_0 m_0^2 \omega L} \sum_{z \sigma = U, L} \sum_{n, m} \int |e \cdot M_{nm}^{\sigma}(k_t)|^2 \times \\ \frac{[f_n^c(k_t) - f_{\sigma n}^v(k_t)] \left(\frac{\hbar}{\gamma \pi}\right) k_t dk_t}{[E_{\sigma, nm}^{cv}(k_t) - \hbar\omega]^2 + (\hbar/\gamma)^2} \frac{1}{2\pi}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中费米分布函数为

$$f_n^c(k_t) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_n^c(k_t) - F_c}{K_B T}\right]},$$

$$f_m^v(k_t) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_m^v(k_t) - F_v}{K_B T}\right]}. \quad (21)$$

跃迁能量为

$$E_{\sigma,mm}^{cv}(k_t) = E_n^c(k_t) - E_m^v(k_t), \quad (22)$$

式中 F_c 和 F_v 分别为导带中电子和价带中空穴的准费米能级, q 为电子电量, c 和 ϵ_0 为真空中光速和介电常数, n_w 和 L_z 为量子阱的折射率和阱宽, γ 是洛伦兹函数的半宽度. 跃迁动量矩阵元 $M_{mm}^{\sigma}(k_t)$ 可分别表述 TE 模的动量矩阵元和 TM 模的动量矩阵元, 表达式为

$$|M_{TE}|^2 = |\hat{x} \cdot M_{mm}(k_t)|^2 = |\hat{y} \cdot M_{mm}(k_t)|^2 = \frac{M_b^2}{4} \left\{ \left| \langle g_{m,LH}^{\sigma} + \sqrt{2}g_{m,so}^{\sigma} | \phi_n \rangle \right|^2 + 3 \left| \langle g_{m,HH}^{\sigma} | \phi_n \rangle \right|^2 \right\}, \quad (23)$$

$$|M_{TM}|^2 = |\hat{z} \cdot M_{mm}(k_t)|^2 = M_b^2 \left| \langle g_{m,LH}^{\sigma} - \frac{1}{\sqrt{2}}g_{m,so}^{\sigma} | \phi_n \rangle \right|^2, \quad (24)$$

其中 M_b 为块体材料的动量矩阵元, 且

$$M_b^2 = \frac{|\langle S | p_x | X \rangle|^2}{3} = \frac{m_0 E_p}{6}. \quad (25)$$

在计算中考虑了由于温度升高导致的带隙收缩, 计算式为

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha\Theta}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^p} - 1 \right], \quad (26)$$

式中 $E_g(0)$ 是温度为 0 K 时的带隙, α 为倾斜参数, Θ 和 p 是平价声子温度的声子色散参数. 带间跃迁应遵循 $\Delta n = 0$ 的原则, 增益主要由第 1 级导带 C1 和价带顶第 1 级重空穴带 HH1 跃迁来决定, 因此只计算 C1-HH1 带间跃迁的增益. 在本文的所有模拟计算中, 如无特殊说明, InGaAs 量子阱中 In 的含量均为 0.2, AlGaAs 势垒中 Al 的含量均为 0.08.

对于三元合金 $P(AB_xC_{1-x})$, 各参数由二元合金 AB 和 AC 的相应参数通过插值得到 $P(AB_xC_{1-x}) = xP(AB) + (1-x)P(AC) - x(1-x)b_{ABC}$, 其中 b_{ABC} 是合金 ABC 的弯曲参数, 反映插值对线性的偏离程度. 特别地, 如果三元合金由两种晶格常数不匹配的二元材料组成, 则其中一种材料应视为被拉伸, 而另一种材料视为被压缩, 由此得到 E_{av} 的弯曲参数与二元材料的流体静压形变势有关, $b_{av} = 3\delta a_v \frac{\delta a}{a_s}$, 其中 $\delta a_v = a_v(AB) - a_v(AC)$, $\delta a = a(AB) - a(AC)$. 所用二元材料材料参数如表 1 所示^[8,15,16], 所用三元材料的非零弯曲参数如表 2 所示^[15], 在计算带隙收缩时所用参数如表 3 所示^[8,15].

表 1 数值模拟所用材料参数

Table 1 Parameters of the materials for numerical simulation

Parameter	Symbol /unit	GaAs	InAs	AlAs
Lattice constant	a /nm	0.56532	0.60583	0.56611
Elastic stiffness constant	$C_{11}/(10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	12.21	8.329	12.50
Elastic stiffness constant	$C_{12}/(10^{11} \text{ dyn/cm}^2)$	5.66	4.526	5.34
Hydrostatic deformation potential(conduction band)	a_c/eV	-7.17	-5.08	-5.64
Hydrostatic deformation potential(valence band)	a_v/eV	1.16	1.00	2.47
Shear deformation potential	b/eV	-2.0	-1.8	-2.3
Electron effective mass	m_e/m_0	0.067	0.026	0.15
Heavy-hole effective mass	m_h/m_0	0.55	0.36	0.81
Light-hole effective mass	m_l/m_0	0.083	0.026	0.16
Luttinger parameters	γ_1	6.98	20.0	3.76
	γ_2	2.06	8.5	0.82
	γ_3	2.93	9.2	1.42
Energy parameter	E_p/eV	28.8	21.5	21.1
Average valence-band position (model-solid)	E_{av}/eV	-6.92	-6.67	-7.49
Spin-orbit split-off energy	Δ/eV	0.34	0.39	0.28
Reflective index (1000 nm)	n	3.515	3.196	2.966

表 2 三元合金的非零弯曲参数

Table 2 Nonzero bowing parameters of ternary alloy

Parameters	b_{E_g}	b_{E_p}	b_{Δ}	b_{a_c}	b_{m_c}	b_{m_h}
InGaAs	0.477	-1.48	0.15	2.61	0.0091	-0.145
$Al_xGa_{1-x}As$	$-0.127+1.310x$					

表 3 计算带隙收缩所用参数

Table 3 Parameters of the calculation for band-gap reduction

Parameter	Symbol / unit	GaAs	InAs	AlAs
Bandgap energy (0 K)	$E_g(0) / \text{eV}$	1.519	0.417	3.099
Slope parameter	$\alpha / (\text{meV/K})$	0.472	0.281	0.362
Average phonon temperature	Θ / K	230	143	218
Phonon dispersion parameter	ρ	2.44	2.10	2.32

3 基于增益特性的量子阱优化设计

在 OP-VECSEL 中, 由于单量子阱设计和生长方面相对简单, 被最为广泛地用于 OP-VECSEL 的有源区。对单量子阱的优化主要涉及对阱宽、阱深和阱的构成形式三方面的优化^[17,18]。

3.1 阱宽的优化

图 1 是 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 单量子阱 5 种不同阱宽时的材料增益谱。由图可知, 量子阱的宽度介于 8~10 nm 最为合适, 因为小于 8 nm 的量子阱其峰值增益随宽度的减小急剧减小, 而当量子阱的宽度大于 10 nm 后, 量子阱的峰值增益增长幅度随阱宽增大会不断减小, 甚至会不减反减。

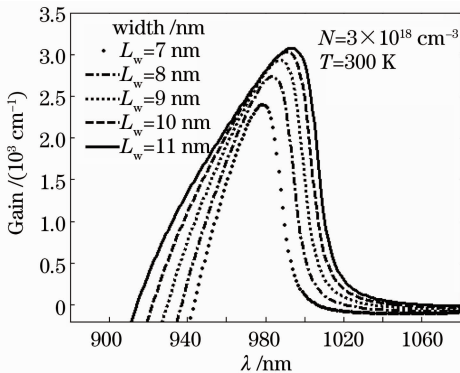


图 1 五种阱宽材料增益

Fig. 1 Gains of the five well widths material

图 2(a) 是不同阱宽下的单量子阱的峰值增益随载流子浓度的变化情况。由图可见, 在开始阶段增益随注入载流子浓度迅速增大, 这是量子阱中最低能级具有高状态密度的直接反映。而在增益达到一定值后曲线开始饱和, 这与量子阱中最低子带的常数密度有关。在阱宽小于 8 nm 时, 较低载流子

浓度下峰值增益增长缓慢, 而较高载流子浓度时峰值增益变化陡峭; 当阱宽大于 10 nm 时, 峰值增益变化已无明显优势。

图 2(b) 是不同阱宽下的单量子阱的峰值增益受温度的影响情况。由图可见, 随着温度的升高, 量子阱的峰值增益急剧下降, 这是因为随着温度增加, 费米能级附近占有几率的变化平坦了, 因此增益降低。图中 7 nm 的量子阱其峰值增益随温度的升高减小较为陡峭, 这对激光器在高温工作是很不利的。而 10 nm 以上宽度的量子阱其温度稳定的优势已不是很明显。因此 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 单量子阱的宽度最佳值应为 8~10 nm。

图 2(c) 是不同载流子浓度下的单量子阱的峰值增益与阱宽的关系。由图可知, 量子阱的宽度小于 8 nm 时, 低载流子浓度下的峰值增益极小, 这是由于过窄的量子阱会引发过大的载流子泄漏造成的。而当量子阱的宽度大于 10 nm 后, 峰值增益则趋于饱和甚至下降。这是因为量子阱阱宽的变化会使得量子阱中各子带填充状态以及电子迁移率^[19,20]发生变化, 随着阱宽的增加电子逐渐占据迁移率高的激发态能级, 当宽度为 10 nm 时, 处在第一激发态上的电子数与处在基态上的电子数之比是最大的, 此时材料的迁移率最大; 而当阱宽大于 10 nm 后, 迁移率逐渐减小, 所以峰值增益不减反减。另外, 由于阱宽增大, 量子阱的导带中会出现第 2 个约束能级, 这一能级对应的跃迁在增益谱上就表现为出现第 2 个峰。

纵观图 2(a)~(c) 可知, $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 量子阱宽度介于 8~10 nm 比较合适。

3.2 阱深的优化

量子阱的阱深主要影响对载流子的约束能力。

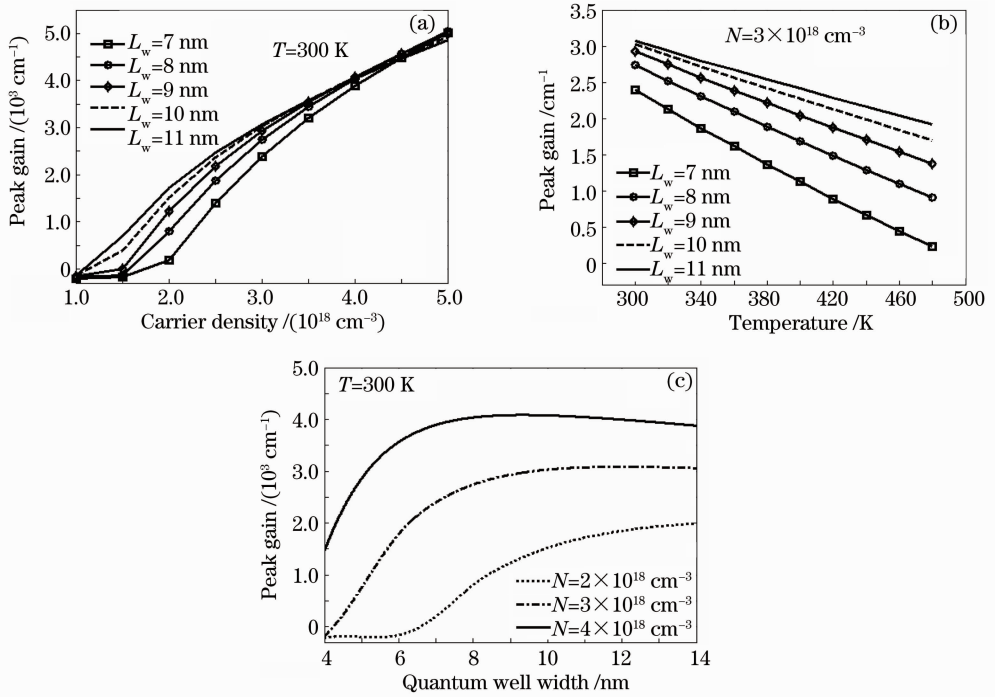


图 2 单量子阱峰值增益与(a)载流子浓度、(b)温度和(c)阱宽的关系

Fig. 2 Peak gains of the single quantum wells versus (a) carrier density, (b) temperature (c) and well width

太浅的阱会造成大量载流子的泄漏,从而直接降低量子阱的增益和温度稳定性;而太深的阱又会减小量子阱对抽运的吸收,带来降低激光器量子效率、加速热熄灭等不利影响。故对量子阱深度的优化也是很有必要的。

图 3 是不同阱深的单量子阱材料增益谱。为了方便起见,图中直接用量子阱势垒材料 AlGaAs 中 Al 的含量来表示量子阱的深度,其意义很明显,即 Al 含量越大,对量子阱深度就越深。从图 3 可以看出,Al 含量大于 0.1 后,量子阱的深度对其增益谱的影响,从峰值大小,倒谱的分布形状,都不是十

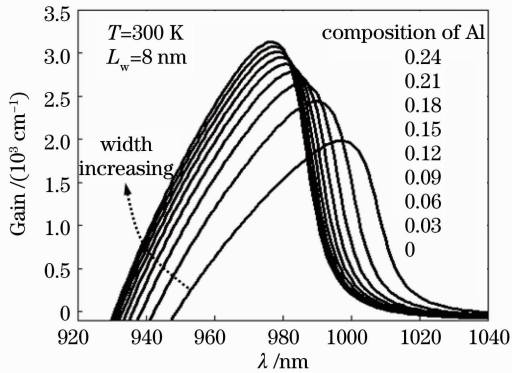


图 3 不同阱深的单量子阱材料增益谱

Fig. 3 Gain spectra of the single quantum wells with different well depths

分明。阱深对增益谱的影响从图 4 中比较容易看出一些:当 Al 含量大于 0.1 后,其含量继续增大对峰值增益的贡献就不明显了,不同阱宽时峰值增益随阱深的变化关系类似。另外由图 4 也可看出阱宽小于 7 nm 时增益较小,阱宽大于 10 nm 后峰值增益变化已不太明显。因而,Al 含量约为 0.1 是最佳的,阱宽在 8~10 nm 是最为合适的。图 5 是不同阱深时单量子阱峰值增益随温度变化的关系。从图 5 得到的结论与前面的结果是一致的,即 Al 含量约为 0.1 是最佳值,超过 0.1 的含量对增加量子阱的温度稳定性并无明显的改善。

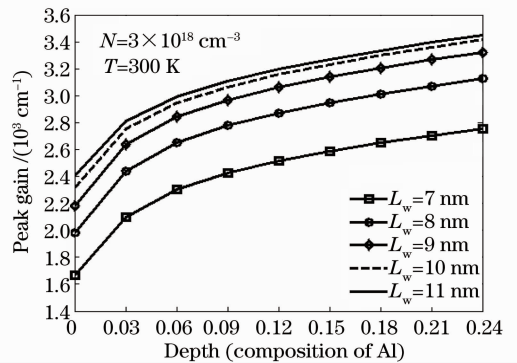


图 4 不同阱宽时单量子阱峰值增益随阱深变化的关系

Fig. 4 Peak gains versus depths of the single quantum wells with different widths

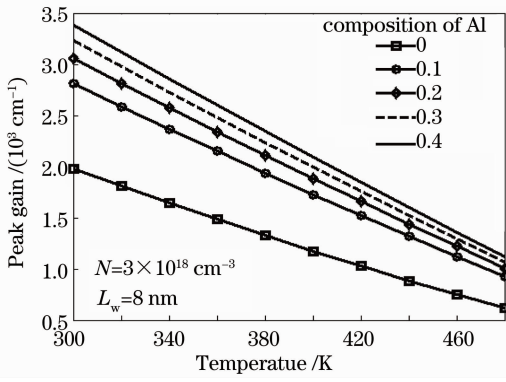


图 5 不同阱深时单量子阱峰值增益随温度变化的关系
Fig. 5 Peak gains of the single quantum wells versus temperature with different depths

3.3 阱构成形式的优化

量子阱的构成形式也会在很大程度上影响量子阱的增益特性。图 6 列出了 4 种具有代表性的,在 OP-VECSEL 中已被采用或可采用的量子阱的构成形式。除第 2 种之外,其余 3 种量子阱都是对称的。第 1 种采用普通的 $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 材料作势垒;第 2 种在阱的一侧是 GaAs 材料作势垒,另一侧非对称的用 $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 作为势垒;第 3 种用 $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 作为势垒,但对称地设置了 4 nm 的 GaAs 过渡层,形成一个梯度量子阱;第 4 种用 GaAs 作势垒,但紧贴量子阱的是对称生长的 $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{As}$ 层(常被用作应力补偿层)。

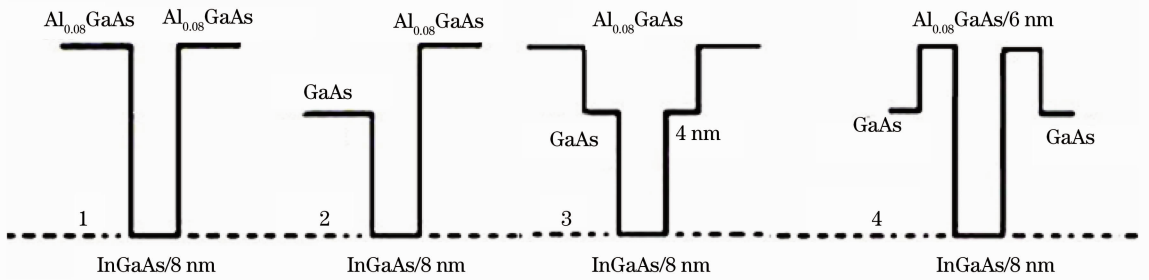


图 6 四种单量子阱的构成形式

Fig. 6 Configurations of four different single quantum wells

图 7 是 4 种单量子阱在 Brillouin 区中心的导带和价带沿 k_x 方向的分布图。为了便于比较,势阱材料都为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$,阱宽都为 8 nm。对比 4 种单量子阱:从能带结构看,导带结构都较简单,仍是抛物线型分布,在量子阱约束范围内,第 1 种和第 2 种量子阱导带都只有第一能级 C1,第 3 种和第 4 种

导带结构中出现第二能级 C2, C2 带至价带的跃迁可导致单量子阱增益谱中出现次峰;价带结构较为复杂,可以看出各子带的分布显著偏离抛物线型,这是由价带中轻重空穴带混合所致,其中第 2 种量子阱价带分裂的子带较少,第 3 种和第 4 种子带较多。从阱深看,第 2 种单量子阱的势阱最浅,这是由带边

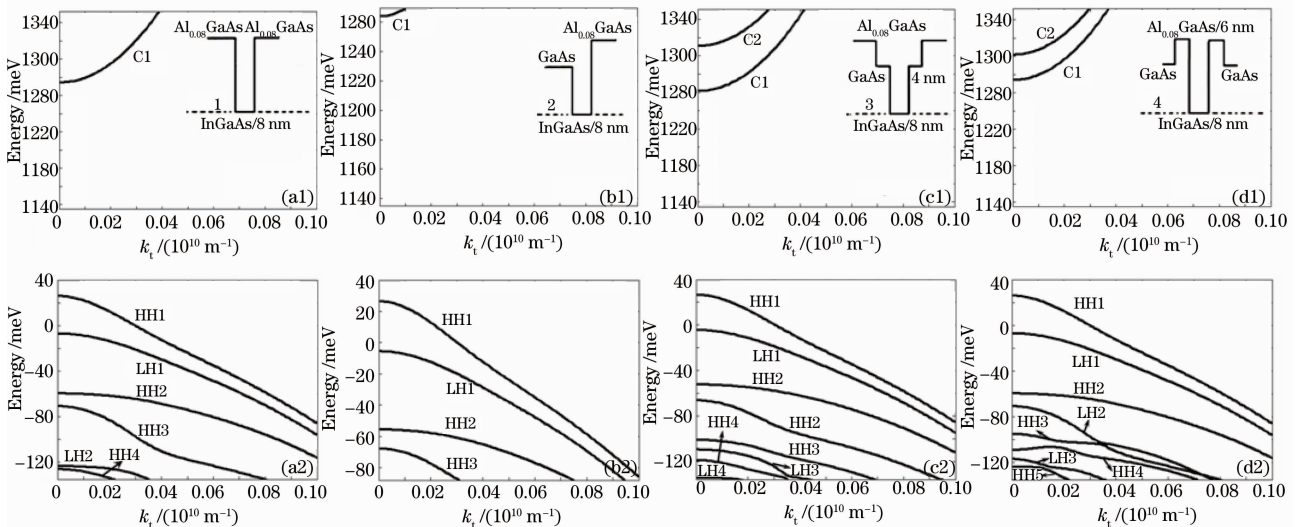


图 7 4 种单量子阱的能带结构

Fig. 7 Energy-band structures of four different single quantum wells

偏置决定的。导带带边偏置越大,意味着量子阱的深度越深,量子阱对载流子的约束能力就越强,载流子的热泄漏就会越少,宏观表现上就是激光器件的温度性能越好,即激光能承受越高的温度上升。但过高的带边偏置也会抑制电子和空穴在多量子阱中的平均分布,所以适中的带边偏置对激光器是有利的。从带隙宽度看,压应变使导带向上漂移,重空穴带上升,带隙宽度变大,第1种和第4种带隙宽度较大,所以峰值增益较大,第2种和第3种带隙宽度较小,则峰值增益较小。

图8是4种不同单量子阱的材料增益谱。图中峰值增益最大的是第1种量子阱,其次是第4种量子阱,但这种量子阱中高势垒的 $Al_{0.08}Ga_{0.92}As$ 层会阻碍载流子流向阱区扩散,一般不采用。接下来是第3种梯度量子阱,它的生长是比较容易实现。第2种不对称量子阱峰值增益最小。

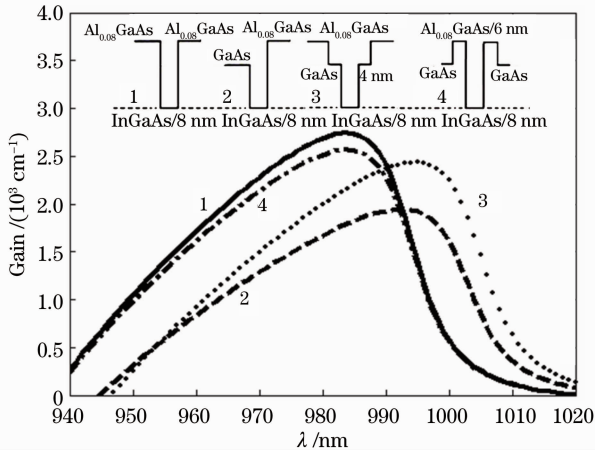


图8 4种不同单量子阱的材料增益谱
Fig. 8 Gain spectra of four different single quantum wells

图9反应了4种不同单量子阱峰值增益与载流子浓度关系。当载流子浓度较小时,几种不同量子阱的峰值增益的区别并不大;当载流子浓度增大后,除第4种量子阱因前面所述原因不予考虑外,峰值增益增大得最快的为第1和3种量子阱。图10反应了4种不同单量子阱峰值增益与温度的关系。从图10得到的结果与前面一致,第1种、第4种和第3种峰值增益较大,但第1种和第4种峰值增益随温度变化的曲线较陡,即温度的稳定性较差。第2种虽然峰值增益随温度变化的曲线较为平缓,但峰值增益最小。因此第3种单量子阱为首选。

由图7~10得到的结论是:在所讨论的4种不同构成形式的单量子阱中,第3种梯度量子阱峰值增益随载流子浓度增大较快,温度稳定性较好,且量

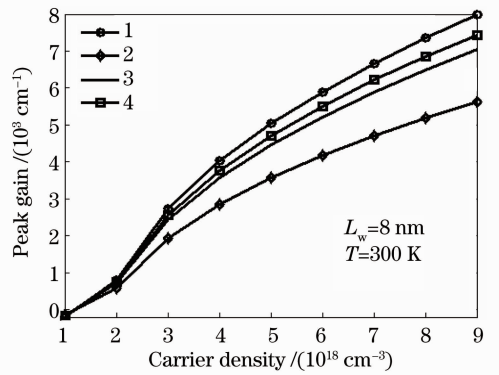


图9 4种不同单量子阱峰值增益与载流子浓度关系
Fig. 9 Peak gains of four different single quantum wells versus carrier densities

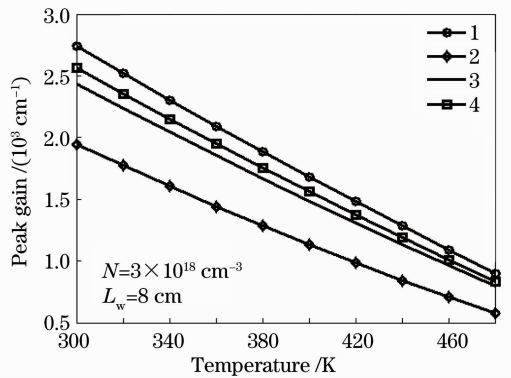


图10 4种不同单量子阱峰值增益与温度的关系
Fig. 10 Peak gains of four different single quantum wells versus temperature

子阱生长较容易,是OP-VECSELs增益芯片设计的最佳之选。

4 结 论

本文以InGaAs/AlGaAs应变量子阱系统为例,建立了计算量子阱能带结构和材料增益谱的理论模型。用Model-Solid模型确定了InGaAs量子阱的能带偏置比,在此基础上,导带采用抛物线近似,价带基于K·P微扰理论给出的 6×6 Luttinger-Kohn哈密顿量,精确计算了InGaAs/AlGaAs量子阱的能带结构和材料增益特性;基于对单量子阱材料增益特性的分析研究,优化设计了 $1 \mu m$ 波段OP-VECSEL的量子阱有源区,分别对量子阱的阱宽、阱深和阱的构成形式进行了优化设计,得到了以下结论:InGaAs/AlGaAs量子阱宽度介于 $8 \sim 10 nm$ 比较合适,过窄的阱的峰值增益太小,而过宽的阱峰值增益则趋于饱和甚至下降;量子阱的阱深主要影响对载流子的约束能力、量子阱的增益、温度稳定性和对抽运的吸收等,InGaAs/AlGaAs量子阱的阱深

即 Al 含量约为 0.1 是较佳值；阱的构成形式会在很大程度上影响量子阱的增益特性，通过比较 4 种常见的阱结构，第 3 种梯度量子阱由于温度稳定性较好，峰值增益随载流子浓度增大较快，且量子阱生长较容易，是 OP-VECSEL 增益芯片设计的最佳之选。

OP-VECSEL 的增益特性决定着激光器的主要性能指标，如输出功率、激光器阈值、可调谐带宽、锁模脉冲宽度、增益饱和特性、噪声因子以及温度特性等，因此对 OP-VECSEL 增益特性的研究及对量子阱的优化设计在 OP-VECSEL 理论研究中起着至关重要的作用。本文提出的理论模型同样适用于其他 III-V 族的半导体量子阱的能带结构及增益特性研究，对其他半导体激光器的设计、制造有一定参考价值。

参 考 文 献

- 1 M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague *et al.*. High power (>0.5 W CW) diode pumped vertical external cavity surface emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1997, **9**(8): 1063~1065
- 2 A. C. Troppera, S. Hoogland. Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers [J]. *Quantum Electron.*, 2006, **30**(1): 1~43
- 3 U. Keller, A. C. Tropper. Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers [J]. *Phys. Rept.*, 2006, **429**(7): 67~120
- 4 Song Yanrong, Guo Xiaoping, Wang Yonggang *et al.*. A novel laser-optimally pumped vertical external cavity surface emission laser [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(10): 1448~1450
宋晏蓉, 郭晓萍, 王勇刚等. 新型光抽运垂直外腔面发射半导体激光器[J]. *光子学报*, 2005, **34**(10): 1448~1450
- 5 Yanrong Song, Peng Zhang, Xiping Zhang *et al.*. Theoretical analyses and experimental studies on semiconductor disk lasers [J]. *Opt. & Quantum Electron.*, 2009, **41**(1): 39~45
- 6 Chen Baizhong, Dai Teli. The principle and application of the optically pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser [J]. *J. Chongqing Normal University (Natural Science)*, 2008, **25**(3): 62~65
陈柏众, 戴特力. 光泵浦半导体垂直外腔面发射激光器的原理与应用[J]. *重庆师范大学学报(自然科学版)*, 2008, **25**(3): 62~65
- 7 J. V. Moloney, J. Hader, L. Fan *et al.*. Closed-loop design of semiconductor laser [C]. *SPIE*, 2007, **6475**: 64750M
- 8 Peng Zhang, Yanrong Song, Jinrong Tian *et al.*. Gain characteristics of the InGaAs strained quantum wells with GaAs,

- AlGaAs, and GaAsP barriers in vertical-external-cavity surface-emitting lasers [J]. *J. Appl. Phys.*, 2009, **105**(5): 053103
- 9 C. G. Van de Walle. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory [J]. *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(3): 1871~1883
- 10 W. A. Harrison. Elementary theory of heterojunctions [J]. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1997, **14**(4): 1016~1021
- 11 Chih-Sheng Chang, Shun Lien Chuang. Modeling of strained quantum-well lasers with spin-orbit coupling [J]. *IEEE*, 1995, **1**(2): 218~229
- 12 S. L. Chuang, C. S. Chang. A band-structure model of strained quantum-well wurtzite semiconductors [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 1997, **12**(3): 252~263
- 13 Hua Lingling, Song Yanrong, Zhang Peng *et al.*. Study on the gain characteristics of optically pumped semiconductor laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(6): 1702~1708
华玲玲, 宋晏蓉, 张鹏等. 光泵浦半导体激光器增益特性研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(6): 1702~1708
- 14 Zhang Yan, Ning Yongqiang, Zhang Jinsheng *et al.*. Structural design of 808 nm InGaAlAs vertical cavity surface emitting laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(9): 0902007
张艳, 宁永强, 张金胜等. 808 nm InGaAlAs 垂直腔面发射激光器的结构设计[J]. *中国激光*, 2011, **38**(9): 0902007
- 15 Joachim Piprek. Semiconductor Optoelectronic Devices Introduction to Physics and Simulation [M]. San Diego: Academic Press, 2003. 18~47
- 16 I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, **98**(11): 5815~5875
- 17 Peng Zhang, Yanrong Song, Teli Dai *et al.*. Structural optimization of quantum wells used in a 1- μ m vertical-external-cavity surface-emitting laser [J]. *J. Nanophotonics*, 2011, **5**: 059502
- 18 Hua Lingling, Yang Yang, Song Yanrong *et al.*. Numerical simulation of the gain characteristics of optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2012, **39**(s1): s102003
华玲玲, 杨阳, 宋晏蓉等. 光泵浦垂直外腔面发射激光器的增益特性数值模拟[J]. *中国激光*, 2012, **39**(s1): s102003
- 19 Gao Hongling, Li Donglin, Zhou Wenzheng *et al.*. Subband electron properties of InGaAs/InAlAs high-electron mobility transistors with different channel thickness [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(8): 4955~4959
高宏玲, 李东临, 周文政等. 不同量子阱宽度的 InP 基 In_{0.53}GaAs/In_{0.52}AlAs 高电子迁移率晶体管材料二维电子气的性能研究[J]. *物理学报*, 2007, **56**(8): 4955~4959
- 20 Li Xiaolong, Jiang Xiaofang, Lei Xiaoyan *et al.*. Well width dependence of band gap renormalization of single ZnO/MgZnO quantum well [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 2965~2971
李小龙, 姜小芳, 雷小燕等. ZnO/MgZnO 单量子阱的能带重正化与阱宽的关系[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 2965~2971

栏目编辑：宋梅梅