

文章编号: 0253-2239(2010)06-1702-07

光抽运半导体激光器增益特性研究

华玲玲^{1,2} 宋晏蓉^{1*} 张鹏¹ 张晓¹ 郭凯^{1,3}

(¹北京工业大学应用数理学院, 北京 100124; ²华北科技学院基础部, 北京 101601)
³国家知识产权局专利审查协作中心, 北京 100088)

摘要 以 InGaAs/GaAs 应变量子阱材料为例, 介绍了考虑能带及波函数的混合效应的 6×6 Luttinger-Kohn 哈密顿量, 提出用有限差分法求解含 Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程, 数值模拟得到导带和价带的能带结构, 计算应变量子阱的跃迁矩阵元, 进而用 Lorentzian 线形函数计算材料增益。讨论了量子阱阱宽、注入载流子浓度、温度等因素对量子阱材料增益的影响。计算结果表明, 压应变使得量子阱有效带隙增大, 降低了材料增益的透明电流密度, 继而降低器件的阈值, 改善器件的输出特性; 增益峰值波长和发射波长之间合适的偏差, 会使光抽运半导体激光器的阈值电流和工作电流随温度有较小的变化。

关键词 激光器; 光抽运半导体激光器; 能带结构; 材料增益谱; 有限差分法; 应变量子阱

中图分类号 O417 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103006.1702

Study on the Gain Characteristics of Optically Pumped Semiconductor Laser

Hua Lingling^{1,2} Song Yanrong¹ Zhang Peng¹ Zhang Xiao¹ Guo Kai^{1,3}

¹College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China

²Basis Department, North China Institute of Science and Technology, Beijing 101601, China

³Patent Examination Cooperation Center of State Intellectual Property Office of the People's Republic of China, Beijing 100088, China

Abstract Taking InGaAs/GaAs strained quantum wells as an example, the 6×6 Luttinger-Kohn Hamiltonian considering the valence band mixing and the wave function mixing, and by using the finite-difference method to solve the Luttinger-Kohn Hamiltonian of the effective mass equation are introduced. Then the conduction-band structures and the valence-band structures are obtained. The transition matrix element of strained quantum well, and the material gain with linear Lorentzian function are also calculated. Finally the well width, carrier concentration, temperature and other factors which influence the gain material are discussed. The results show that the compressive strain makes the effective quantum well bandgap increase, reduces the transparency of the material gain current density, and then lower the threshold of the device to improve the output characteristics of the device. The right deviation between the gain peak wavelength and the emission wavelength make optically pumped semiconductor laser's threshold current and operating current have small changes in temperature.

Key words lasers; optically pumped semiconductor lasers; band structure; material gain spectrum; finite difference method; strained quantum well

1 引言

近年来, 光抽运半导体激光器^[1](OPSL)在远程通信、生物医学诊断和照相洗印等领域得到了成功

的应用^[2,3]。光抽运半导体激光器之所以受到大家的青睐, 原因在于它兼顾了面发射半导体激光器、边发射半导体激光器和固体激光器三者的优点, 既有

收稿日期: 2009-07-03; 收到修改稿日期: 2009-08-10

基金项目: 国家自然科学基金(60678010)资助课题。

作者简介: 华玲玲(1980—), 女, 硕士研究生, 主要从事光泵半导体激光器方面的研究。E-mail: your2008@vip.163.com

导师简介: 宋晏蓉(1964—), 女, 博士, 教授, 主要从事超短脉冲与新型激光器等方面的研究。E-mail: yrsong@bjut.edu.cn

(通信联系人)

好的模式和较高的功率,波长又可以设计,还可方便地进行腔内倍频和锁模运行,是一种新型实用的激光光源。在 OPSL 的模型设计中,增益是一个非常重要同时也是一个非常复杂的参量,有源区的增益特性决定着半导体激光器的性能,如阈值电流、线宽增强因子、输出功率、增益饱和特性、噪声因子等。因此,深入研究增益特性,对进一步改善激光器的性能具有重要意义。OPSL 增益特性包括腔特性、腔对波长选择、材料增益特性及模式增益特性,本文重点讨论材料增益特性。半导体中由于带-带跃迁产生的材料增益取决于导带和价带能量与波矢的关系(即能带结构)及波函数。所以能带结构是影响材料增益的主要因素,精确计算量子阱的能带结构对材料增益谱的计算至关重要。本文以 InGaAs/GaAs 应变量子阱(QW)系统为例,考虑价带混合效应,用 K·P 微扰理论给出包括重空穴带(HH)、轻空穴带(LH)、自旋轨道裂矩带相互作用(SO)和考虑应变作用的 6×6 Luttinger-Kohn 哈密顿量,利用有限差分法求解含 Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程,计算得到导带和价带的能带结构,进而对材料增益谱进行计算。讨论了阱宽、载流子浓度和温度等因素对量子阱材料增益的影响,为 OPSL 的优化设计提供了理论依据。

2 带边不连续性计算

在量子阱能带结构计算当中,带边不连续能量直接影响计算的结果,如果带边不连续能量不精确,就不能得到正确的能级位置,结果是毫无意义。令阱区和势垒区的带隙能量分别为 E_g^w 和 E_g^b ,其差为 $\Delta E_g = E_g^b - E_g^w$ 。 ΔE_C 和 ΔE_V 分别表示 ΔE_g 分配给导带下端的带阶电势和价带上端的带阶电势

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

$$\Delta E_V = E_V^w - E_V^b, E_V = \begin{cases} E_{HH} & \text{compressive strain} \\ E_{LH} & \text{tensile strain} \end{cases}. \quad (2)$$

导带和价带带边不连续能量分配比分别定义为

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

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

式中 E_V^w, E_V^b 为阱和垒的价带位置; E_C^w, E_C^b 为阱和垒的导带位置。利用 Model Solid 模型^[4] 计算得到

InGaAs/GaAs 应变量子阱导带分配比 $Q_C = 0.6$ 。

3 InGaAs/GaAs 应变量子阱能带结构

3.1 价带结构

应变量子阱能带结构的理论计算方法,一般是建立在 Luttinger-Kohn 哈密顿量基础上,通常用来研究量子阱结构的价带和导带的能级及电子跃迁情况。对一般的应变量子阱结构,其价带哈密顿量是一个 6×6 矩阵,包括重空穴带、轻空穴带和自旋轨道裂矩带的相互作用。通过么正变换,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,经过么正变换后的 6×6 对角哈密顿量^[5]

$$\mathbf{H}_{6 \times 6} = \begin{bmatrix} \mathbf{H}^U & 0 \\ 0 & \mathbf{H}^L \end{bmatrix}, \quad (5)$$

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

$$\mathbf{H}_{3 \times 3}^{\sigma} = - \begin{bmatrix} P+Q-V_h(z) & R_k \mp iS_k & \sqrt{2}R_k \pm \frac{i}{\sqrt{2}}S_k \\ R_k \pm iS_k & P-Q-V_h(z) & \sqrt{2}Q \pm i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k \\ \sqrt{2}R_k \mp \frac{i}{\sqrt{2}}S_k & \sqrt{2}Q \mp i\sqrt{\frac{3}{2}}S_k & P+\Delta(z)-V_h(z) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 $\sigma = U$ 或 $\sigma = L$, 分别表示上哈密顿算符和下哈密顿算符。 $\mathbf{H}^U = (\mathbf{H}^L)^* = (\mathbf{H}^L)^T$, 上标 * 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 $P = P_k + P_\epsilon$, $Q = Q_k + Q_\epsilon$,

$$P_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_1(k_x^2 + k_z^2), \quad Q_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\gamma_2(k_x^2 - 2k_z^2),$$

$$R_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)\sqrt{3}\left(\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2}\right)k_x^2, \quad S_k = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)2\sqrt{3}\gamma_3 k_x k_z,$$

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

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

应变张量 ϵ_{ij} 分别定义^[6] 为 $\epsilon_{//} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_0 - a(x)}{a(x)}$, $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}}\epsilon_{//}$, $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = 0$ 。

选择晶体生长面的方向 $[0\ 0\ 1]$ 为 z 轴, a_0 是衬底 GaAs 的晶格常数, $a(x)$ 是外延层 InGaAs 的晶格常数, C_{12} 和 C_{11} 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。 k 为波矢, $k_x = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = -i\nabla_x$ 为 $k_x - k_y$ 平面内波矢大小, $k_z = -i\partial/\partial z$, m_0 为自由电子质量; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 是材料的 Luttinger 有效质量参数; $\Delta(z)$ 为自旋-轨道耦合

分离能; $V_h(z)$ 是带边不连续性确定的无应变时价带势能[令阱内 $V_h(z) = 0$].

对于上哈密顿算符, 价带子带结构能量本征值 $E_m^U(k_t)$ 可由下式确定

$$\sum_{j=1}^3 \mathbf{H}_{3 \times 3, ij}^U(k_z = -i\partial/\partial z) g_m^j(z, k_t) = E_m^U(k_t) g_m^i(z, k_t), \quad (7)$$

式中 $i = \text{HH, LH, SO}$. g_m^i 为价带第 m 个子带的包络函数。类似地, 代入 $\mathbf{H}_{3 \times 3}^L$ 可求出价带子带结构能量本征值 $E_m^L(k_t)$.

3.2 导带结构

对于许多 III-V 族直接带系的半导体材料, 导带抛物线型哈密顿量可表示为

$$\mathbf{H}^c(k) = \left(\frac{\hbar^2}{2}\right) \left(\frac{k_x^2}{m_{te}} \frac{k_z^2}{m_{ze}}\right) + V_c(z) + P_{ce}, \quad (8)$$

式中 m_{te} 和 m_{ze} 分别为平行和垂直于生长平面的导带电子有效质量, 可近似认为 $m_{te} = m_{ze} = m_e$. $V_c(z)$ 是带边不连续性确定的无应变时导带势能, $V_c(z) =$

$V_h(z) + E_g$. 导带子带结构 $E_{cn}(k_t)$ 可由下式确定

$$\mathbf{H}^c(k_t = 0, k_z = -i\partial/\partial z) \phi_n(z) = E_{cn}(k_t = 0) \phi_n(z), \quad (9)$$

$$\delta E_C(x) = P_{ce} = a_c(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) = 2a_c \left(1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}\right) \epsilon_{//}. \quad (10)$$

当 $k_t = 0$ 时可求解 $E_{cn}(k_t = 0)$, 则整个导带结构可表示为

$$E_{cn}(k_t) \approx E_{cn}(k_t = 0) + \frac{\hbar^2 k_t^2}{2m_{te}}. \quad (11)$$

式中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 $\phi_n(z, k_t) = \phi(z, k_t = 0) = \phi_n(z)$.

3.3 有限差分法

求解(8)式和(10)式有效质量方程有很多方法, 如有限差分法^[7]、有限元法和传递矩阵法等。利用较为简单的有限差分法对 InGaAs/GaAs 量子阱结构的能带进行理论计算。有限差分形式为

$$A(z) \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} \Big|_{z=z_i} \rightarrow \frac{\partial}{\partial z} \left[A(z) \frac{\partial g}{\partial z} \right] \Big|_{z=z_i} \approx \frac{A(z_{i+1}) + A(z_i)}{2(\Delta z)^2} g(z_{i+1}) - \frac{A(z_{i-1}) + 2A(z_i) + A(z_{i+1})}{2(\Delta z)^2} g(z_i) + \frac{A(z_i) + A(z_{i-1})}{2(\Delta z)^2} g(z_{i-1}), \quad (12)$$

$$B(z) \frac{\partial g}{\partial z} \Big|_{z=z_i} \rightarrow \frac{1}{2} \left[B(z) \frac{\partial g}{\partial z} + \frac{\partial(Bg)}{\partial z} \right] \Big|_{z=z_i} \approx \frac{B(z_{i+1}) + B(z_i)}{4\Delta z} g(z_{i+1}) - \frac{B(z_{i-1}) + B(z_i)}{4\Delta z} g(z_{i-1}), \quad (13)$$

式中 A, B 代表 Luddinger 有效质量参数; $\Delta z = z_{i+1} - z_i = z_i - z_{i-1}$, 是微分间隔, 计算中取 $\Delta z = 0.02 \text{ nm}$, i 代表第 i 个分格点。则(6)式可进一步写为矩阵形式

$$\begin{bmatrix} M_{1,1} & M_{1,2} & 0 & \cdots & 0 & \cdots & 0 & \cdots & 0 \\ M_{2,1} & M_{2,2} & M_{2,3} & 0 & \vdots & & & & \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & 0 & & & & \\ \vdots & 0 & M_{i-1,i-2} & M_{i-1,i-1} & M_{i-1,i} & 0 & & & \\ & & 0 & M_{i,i-1} & M_{i,i} & M_{i,i+1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \vdots & & 0 & M_{i+1,i} & M_{i+1,i+1} & M_{i+1,i+2} & 0 & \\ \vdots & & & & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \\ 0 & \cdots & 0 & \cdots & 0 & \cdots & 0 & M_{N,N-1} & M_{N,N} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} g_1^{(1)} \\ g_1^{(2)} \\ g_1^{(3)} \\ \vdots \\ g_i^{(1)} \\ g_i^{(2)} \\ g_i^{(3)} \\ \vdots \\ g_N^{(1)} \\ g_N^{(2)} \\ g_N^{(3)} \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} g_1^{(1)} \\ g_1^{(2)} \\ g_1^{(3)} \\ \vdots \\ g_i^{(1)} \\ g_i^{(2)} \\ g_i^{(3)} \\ \vdots \\ g_N^{(1)} \\ g_N^{(2)} \\ g_N^{(3)} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

(14)式为大型稀疏矩阵, 可用 Matlab 生成稀疏矩阵, 用 $[V, D] = \text{eig}(\mathbf{H})$ 函数求解 \mathbf{H} 的本征值和本征函数, 即可得到 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 导带和价带的能带结构和包络函数。计算中取 In 组分含量 $x = 0.2$, 固定阱宽 $L_z = 8 \text{ nm}$, 势垒宽度 $L_B = 16 \text{ nm}$, 势

垒禁带宽度 $E_g^b = 1.424 \text{ eV}$, 势阱无应变时禁带宽度 $E_{g0}^w(x) = 0.356x + 1.424(1-x) - 0.5137x(1-x) \text{ (eV)}$, 其余各参量值均由线性插值法用 InAs, GaAs 相应的参量值得求。计算中所用材料参数如表 1 所示^[8]。

表 1 计算所用材料参数表
Table 1 Parameters of materials for calculation

Lattice constant	Elastic stiffness constant		Hydrostatic deformation potential		Shear deformation potential	Luttinger parameters			Electron effective mass	Spin-orbit split-off energy	
	a /nm	C_{11} /(10^{11} dyn/cm 2)	C_{12} /(10^{11} dyn/cm 2)	a_c /eV	a_v /eV	b /eV	γ_1	γ_2	γ_3	m_c/m_0	Δ /eV
InAs	0.6058	8.329	4.526	-5.08	1.00	-1.8	20.0	8.5	9.2	0.026	0.39
GaAs	0.5653	12.21	5.66	-7.17	1.16	-2.0	6.98	2.06	2.93	0.067	0.34

4 单量子阱的材料增益谱计算

将前面考虑带间混合效应的能带结构及波函数代入, 选用洛伦兹(Lorentzian)线形函数^[9], 单量子阱的增益^[10,11]表示为

$$g(\hbar\omega) = \frac{q^2 \pi}{n_r c \epsilon_0 m_0^2 \omega L_z} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |eM_{nm}^{\sigma}(k_t)|^2 \frac{[f_{cn}(k_t) - f_{v\sigma n}(k_t)][\hbar/(\pi\gamma)]}{[E_{cv\sigma, nm}(k_t) - \hbar\omega]^2 + (\hbar/\gamma)^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (15)$$

式中 $f_{cn}(k_t) = \frac{1}{\exp\{[E_{cn}(k_t) - F_c]/(K_B T)\} + 1}$, $f_{v\sigma n}(k_t) = \frac{1}{\exp\{[E_{v\sigma, nm}(k_t) - F_v]/(K_B T)\} + 1}$, $E_{cv\sigma, nm}(k_t) = E_{cn}(k_t) - E_{v\sigma, nm}(k_t)$ 。 n_r 为阱层相对折射率; q 为电子电量; ϵ_0 为真空介电常数; K_B 为玻尔兹曼常数; T 为热力学温度; γ 为载流子带内弛豫时间, 约 0.1 ps; F_c 和 F_v 为电子和空穴的准费米能级; $M_{nm}(k_t)$ 为动量矩阵元, TE 模和 TM 模偏振下表示为

$$|M_{TE}|^2 = |\hat{x}M_{nm}^x(k_t)|^2 = |\hat{y}M_{nm}^y(k_t)|^2 = \frac{M_b^2}{4} \left\{ |\langle g_{\sigma m, lh} + \sqrt{2}g_{\sigma m, so} | \varphi_n \rangle|^2 + 3 |\langle g_{\sigma m, hh} | \varphi_n \rangle|^2 \right\}, \quad (16)$$

$$|M_{TM}|^2 = |\hat{z}M_{nm}^z(k_t)|^2 = M_b^2 \left| \langle g_{\sigma m, lh} - \frac{1}{\sqrt{2}}g_{\sigma m, so} | \phi_n \rangle \right|^2, \quad (17)$$

式中 $M_b^2 = \frac{|\langle S | p_x | X \rangle|^2}{3} = \frac{m_0 E_p}{6}$ 。

5 计算结果分析

图 1 为 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱的能带结构变化示意图。左边阱中实线为无应变体材料的能带所在位置。以无应变时价带顶为零势能处, 在应

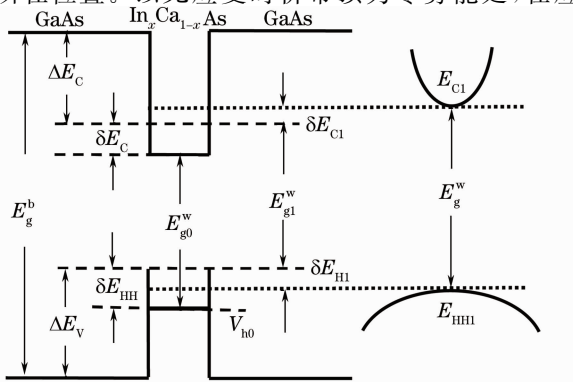


图 1 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱能带结构变化示意图

Fig. 1 Energy level diagram for an $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained quantum well

力作用下, 导带和重空穴带分别向上漂移 δE_C 和 δE_{HH} , 禁带宽度为 E_{g1}^w 。 ΔE_C 和 ΔE_V 为计算得到的导带和价带阱深。考虑能带混合效应后, 导带边向上漂移 δE_{C1} , 价带边向下漂移 δE_{HH} , 有效禁带宽度得到展宽。图 1 右边为对应的导带第一子带和重空穴第一子带位置。计算所得数据由表 2 所示。

表 2 8 nm $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱计算结果
Table 2 Calculation material parameters of 8 nm thick $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ strained QW

Parameters	Value /eV
E_g^b	1.424
E_{g0}^w	1.1282
E_{g1}^w	1.1911
E_g^w	1.2390
ΔE_C	0.1398
ΔE_V	0.0932
δE_C	0.1001
δE_{HH}	0.0373
E_{C1}	1.2663
E_{HH1}	0.0273
δE_{C1}	0.0380
δE_{HH}	0.0099

图 2 所示为计算得到的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱导带和价带子能带沿 k_x 方向的分布图。有限深量子阱内束缚的导带和价带子能带如图右边所示,对比左边量子阱示意图可看出导带和价带子能带在量子阱中对应位置。由于 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱材料因晶格失配产生的应变始终为压应变,可以看出压应变使重空穴带向上移动而轻空穴带向下移,其结果使得重空穴带分裂增大。自旋轨道分裂值很大,在 $k_x=0$ 附近,对轻、重空穴的影响很小。导带结构较简单,仍是抛物线型分布。在量子效应的影响下,只是产生量子化能级,电子的有效质量不变。价带较为复杂,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。重空穴第一子能级 HH1 随着压应变上升形状变陡,态密度变小,在较小的注入下即可实现器件的受激发射。这种压应变引起的价带劈裂使 HH1 的有效质量减小,变得同导带更为接近。这将降低材料增益的透明电流密度,继而降低器件的阈值,可以改善器件的输出特性。

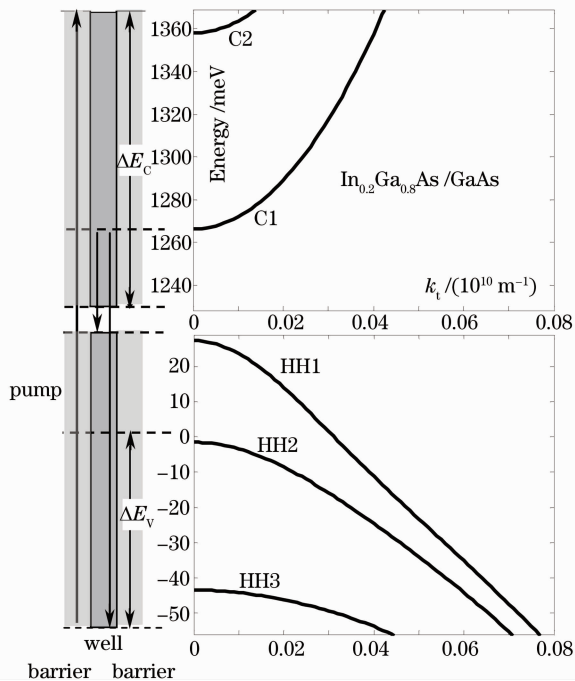


图 2 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 压应变量子阱能带图 ($L_z=8\text{ nm}$)

Fig. 2 Band structures of a $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ compressively strained QW ($L_z=8\text{ nm}$)

图 3 为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱的动量矩阵元。应变改变了能带混合效应,同时也改变了跃迁动量矩阵元,一般相同条件下,加入应变后的跃迁动量矩阵元比无应变的大,这是造成应变量子阱增益比无应变量子阱大的一个原因。轻、重空穴对 TE

模和 TM 模的跃迁动量矩阵元贡献不同,决定了 TE, TM 模式的增益不同。在压缩应变量子阱中, TE 模式增益较大,而在拉伸应变量子阱中, TM 模式增益较大。因为这时的价带子带顶是重空穴带,注入空穴大部分占据 HH1 能级,而对于 C1-HH1 的跃迁总是有利于 TE 模,相应的动量矩阵元平方值大。对材料增益产生主要贡献的是 C1-HH1 间的跃迁,因此本文只计算 C1-HH1 跃迁的材料增益谱。

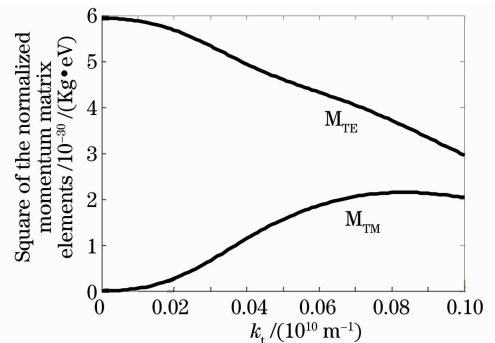
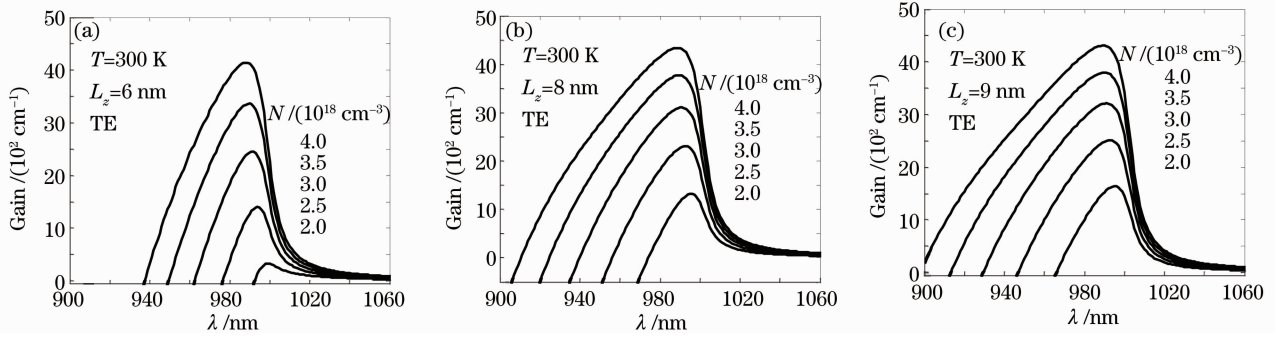


图 3 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱的动量矩阵元

Fig. 3 Momentum-matrix elements for an $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ strained quantum well

图 4 为 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变量子阱增益谱。300 K 下,注入载流子浓度为 $2 \times 10^{18} \sim 4 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ 时,阱宽分别为 6, 8 和 9 nm 的增益谱分别如图 4(a)~(c) 所示。增益峰值波长分别在 998.6~988.3 nm, 995.7~988.7 nm, 994.9~989.1 nm 范围内,增益峰值分别在 $356.1 \sim 4151.0\text{ cm}^{-1}$, $1330.6 \sim 4357.7\text{ cm}^{-1}$, $1655.5 \sim 4328.1\text{ cm}^{-1}$ 范围内。从图 4 中可以看出,随着量子阱阱宽的增加,增益谱的谱线加宽;峰值增益随载流子浓度的增加而增加;但随着注入载流子浓度的增加,增益峰值逐渐向短波长方向移动。这是因为随着注入载流子浓度的增加,高能级的电子和空穴子带填充浓度增加,对应增益峰值能量增加。电子和空穴子能级降低,在较低的注入载流子浓度下电子准费米能级更容易进入导带而实现粒子数分布反转条件。

当激光器的偏置电流增加时,明显的热效应会导致激光器温度升高,发射波长和量子阱的增益谱会同时向长波长方向漂移,然而,增益谱的漂移速度较发射波长快,这会导致增益谱会扫过发射波长。在某个温度点,当增益谱离发射波长太远时,激光器的输出功率会下降。为了使量子阱增益谱在工作温度范围内与发射波长有良好的匹配,需要计算量子阱增益谱随温度的漂移大小。计算时取 GaAs 和

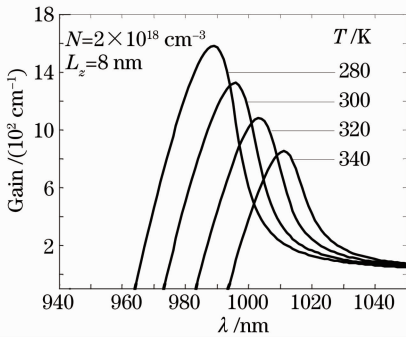
图4 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 压应变量子阱增益谱(C1-HH1 跃迁)Fig. 4 Gain spectra of the $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ compressively strained quantum well(C1-HH1 transition)

InAs 带隙 $E_g(T)$ 随温度的变化^[12] 分别为

$$E_g(T) = 1.519 - \frac{5.405 \times 10^{-4} T^2}{204 + T}, \quad (18)$$

$$E_g(T) = 0.420 - \frac{2.5 \times 10^{-4} T^2}{75 + T}. \quad (19)$$

图5是阱宽为8 nm的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 量子阱注入载流子浓度为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 时, 280 K ~ 340 K 下的增益谱。随着温度的升高, 量子阱的峰值增益下降, 增益谱向长波长方向漂移, 波长变化范围为 988.8 ~ 1011.6 nm, 增益谱随温度的漂移为 0.38 nm/K。为了提高 OPSL 的温度特性, 需要将增益峰值波长设计在发射波长的短波长边, 发射波长和增益峰值波长之间合适的偏差, 会使 OPSL 的阈值电流和工作电流随温度有较小的变化。

图5 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ 压应变量子阱 280 K ~ 340 K 下的增益谱Fig. 5 Gain spectra of the $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ compressively strained quantum well from 280 K to 340 K

6 结 论

以 $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ 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。模型基于 K·P 微扰理论, 考虑在应变影响下能带及波函数的混合效应, 给出 6×6 Luttinger-Kohn 哈密顿量, 利用有限差分法较为精确地求解含

Luttinger-Kohn 哈密顿量的有效质量方程, 数值模拟得到应变量子阱导带和价带的能带结构。然后选用 Lorentzian 线形函数, 计算量子阱的增益谱。计算结果表明, 应变的引入将改变材料的能带结构和带隙, 减小空穴的有效质量, 改善态密度, 降低透明载流子浓度, 增大增益和增加偏振选择性等; 材料增益随量子阱阱宽增大而增大, 随注入载流子浓度增大而急剧增大, 随温度升高而急剧减小; 由于应变的引入及能带混合效应的影响, 增益峰值向短波长方向移动。

本文理论模型特点是将带隙、带边不连续性计算和带结构计算系统结合起来, 构成一完整体系, 用于优化设计增益芯片结构参数。该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。

参 考 文 献

- 1 Song Yanrong, Guo Xiaoping, Wang Yonggang *et al.*. An 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. 新型光泵浦垂直外腔面发射半导体激光器[J]. *光子学报*, 2005, **34**(10): 1448~1450
- 2 A. Masters. Optically pumped semiconductor lasers expand the scope of potential applications [J]. *Laser Focus World*, 2006, **42**(12): 77~80
- 3 Song Yanrong, Zhang Peng, Zhang Xinping *et al.*. Intracavity frequency-doubled green vertical external cavity surface emitting laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(4): 271~273
- 4 C. G. Van de Walle. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory [J]. *Phys. Rev. B*, 1989, **39**(3): 1871~1883
- 5 Chihsheng Chang, Shunlien Chuang. Modeling of strained quantum-well lasers with spin-orbit coupling [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 1995, **1**(2): 218~229
- 6 Li Shuqiang, Chen Jianghua, Yu Fusheng *et al.*. Theoretical design method of 980 nm strained single quantum well [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **27**(8): 682~686
李树强, 陈江华, 于复生等. 980 nm 应变单量子阱的理论设计 [J]. *中国激光*, 2000, **27**(8): 682~686
- 7 S. L. Chuang, C. S. Chang. A band-structure model of strained quantum-well wurtzite semiconductors [J]. *Semicond. Sci. Tech.*, 1997, **12**(3): 252~263
- 8 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
- 9 Xu Tianning, Li Jiahui, Zhang Lei *et al.*. Optical properties of PbTe/CdTe quantum wells [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(8): 1565~1570
徐天宁, 李家辉, 张磊等. PbTe/CdTe 量子阱光学性质的研究[J]. *光学学报*, 2008, **28**(8): 1565~1570
- 10 Zhang Peng, Song Yanrong, Tian Jinrong *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
- 11 Liu Bin, Qiu Rongsheng, Fang Zujie. Theoretical calculation of gain and threshold current density for InGaN quantum well lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 1998, **25**(1): 1~6
刘斌, 邱荣生, 方祖捷. InGaN 量子阱激光器增益和阈值电流的理论计算[J]. *中国激光*, 1998, **25**(1): 1~6
- 12 E. H. Li. Material parameters of InGaAsP and InAlGaAs systems for use in quantum well structures at low and room temperatures [J]. *Physica E*, 2000, **5**(4): 215~273