

耦合波导结构量子阱激光器的 理论设计与分析

杨国文 陈良惠 王启明

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

提要 报道了一种具有垂直集成无源波导的耦合波导结构量子阱激光器的理论设计,它可以使垂直结平面方向的远场光束发散角得到有效的降低。通过数值计算分析,详细研究了结构参数对远场及阈值电流密度等的影响。结果表明,只需增加较小的阈值电流密度,即可使远场光束得到较大改善。经优化设计,可获得发散角为 21° 的 980nm InGaAs/AlGaAs 量子阱激光器结构。

关键词 波导,量子阱激光器,光束发散角

1 引言

具有小垂直发散角的半导体激光器在激光泵浦、光纤耦合、光学存贮及光互连等许多实际应用中有着十分重要的意义。尤其对于掺铒光纤放大器用的 980 nm 半导体激光泵浦源,要求与单模光纤耦合,其小的光束发散角对提高光纤耦合效率显得更加重要。但对于目前传统的半导体激光器,由于在垂直于结平面方向较强的光学限制,使该方向的远场发散角很大,典型值在 $40^\circ \sim 60^\circ$ 之间。这对于许多实际应用十分不利,是限制半导体激光器应用的一个很大缺点。如果将发散角减小到 20° 左右,则可以大大减小远场光斑的不对称性,提高其光密度和光收集效率,改善半导体激光器的特性。

为了实现较小的远场垂直发散角,就需要使近场光在垂直结平面方向扩展得更大一些,我们曾经分析过通过采用薄的波导层厚度和降低限制层组分等方法,可以有效地实现 30° 左右的发散角^[1]。但光束发散角的进一步减小将受到阈值电流密度急剧增大的限制。本文将提出一种在垂直方向集成无源波导的耦合波导量子阱激光器结构,它可以使远场的光束发散角得到有效减小。通过结构参数的优化设计,在阈值电流密度增大较小的代价下,获得了远场垂直发散角为 21° 的理想激光器结构。

2 理论分析

图 1 给出了具有垂直集成无源波导的缓变折射率分别限制(GRIN-SCH)量子阱激光器结构。中间为提供增益的单量子阱有源波导结构,两边对称的分布有两个无源波导,即不存在增益。利用这两边的无源波导可以达到扩展光场的目的,从而使远场的发散角得到有效降低。

激光器的远场分布可由近场分布的傅里叶变换得到,其角分布为^[2]

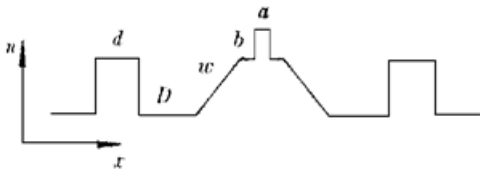


图 1 耦合波导结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the coupled waveguide structure

$$I(\theta) = \frac{\cos^2\theta}{\lambda_0 r} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \exp(ik_0 x \sin\theta) dx \right|^2 \quad (1)$$

其中 r, θ 各为远场一点相对于出射端面的距离和与波导中心轴的夹角; x 为垂直于结平面方向坐标; $E_y(x)$ 为端面电场分布; λ_0 为真空波长; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为自由空间波数。我们一般关心的基横模的远场光束发散角 θ_{\perp} 定义为远场光强分布的半峰值点的全角宽(FWHM), 即 $I(\theta_{\perp}/2) = I(0)/2$ 。

(1) 式中的场分布 $E_y(x)$ 可通过求解一维波动方程

$$\frac{d^2 E_y(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] E_y(x) = 0 \quad (2)$$

及其边界条件得到。其中 $n(x)$ 为给定波导结构的折射率分布; β 为该波导的传播常数。 β/k_0 即为波导的等效折射率 n_{eff} 。利用一维打靶法可以求解上述方程得到 β 或 n_{eff} ^[11], 场分布 $E_y(x)$, 进而可以得到远场分布 $I(\theta)$, 发散角 θ_{\perp} 及光限制因子

$$\Gamma = \int_{-a/2}^{a/2} |E_y(x)|^2 dx / \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x)|^2 dx \quad (3)$$

其中 a 为量子阱的厚度。量子阱激光器的阈值电流密度可以用如下形式很好地近似表达^[3]

$$J_{\text{th}} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left[\frac{\alpha}{\Gamma \beta_0 J_0}\right] \quad (4)$$

其中 J_0 为透明阈值电流密度, η_i 为内量子效率, β_0 为增益系数, Γ 为光学限制因子, α 为包括镜面损耗和腔内损耗在内的总损耗。通过一些理论与实验数据的拟合, 取值为 $J_0 = 50 \text{ A/cm}^2$, $\beta_0 = 24 \text{ cm/A}$, $\eta_i = 0.9$, $\alpha = 20 \text{ cm}^{-1}$ (腔长 $L = 800 \text{ }\mu\text{m}$, 内损耗 $\alpha_i = 5 \text{ cm}^{-1}$)。因此根据(4)式求得的光限制因子即可得到阈值电流密度 J_{th} 。

3 数值计算结果

计算中我们只考虑 TE 模, 折射率也只考虑其实部, 因为虚部代表的光吸收非常小, 对波导特性的作用完全可以忽略。考虑的结构为发射波长在 980 nm 的 InGaAs/AlGaAs 线性缓变折射率分布限制量子阱激光器结构, 如图 1 中所示, 阱为 7 nm 厚的 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, 垒为 15 nm 的 GaAs, 限制层为 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 无源波导层也为 GaAs。对 980 nm 波长, $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 的折射率为 3.6, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 材料的折射率采用如下关系式^[4]

$$n(x) = 3.54 - 0.58x \quad (5)$$

图 2 给出了没有无源波导时(即其厚度 $d = 0$) 的传统激光器结构的光学限制因子 Γ , 阈值电流密度 J_{th} , 以及远场发散角(即半峰全宽 FWHM) 在不同限制层组分 x 时随波导层厚度 w 的计算结果。如图 2(a) 中所示, 限制因子随 w 快速增大到某一最大值后缓慢下降。大的和小的横向光学腔均可导致横向电场的扩展从而使光限制因子减小。对于低的限制层 Al 组分 x , 由于较小的折射率差别使得光场扩展更大, 光限制因子减小。由式(6)可知, 阈值电流密度与光限制因子直接相关(见图 2(b)), 当 w 小于 100 nm 时显著增大, 因此在实际选择时应避免小的 w 值。在阈值电流密度达最小值后随 w 的增大而缓慢增加。图 2(c) 给出了相应的远场光束发散角。在小的 w 值和小的 x 值时可以得到小的光束发散角, 因为此时光场扩展得较宽。然而遗憾的是小的发散角 θ_{\perp} 总是伴随着较大的阈值电流密度。尤其要获得小于 30° 的发散角, 需增加

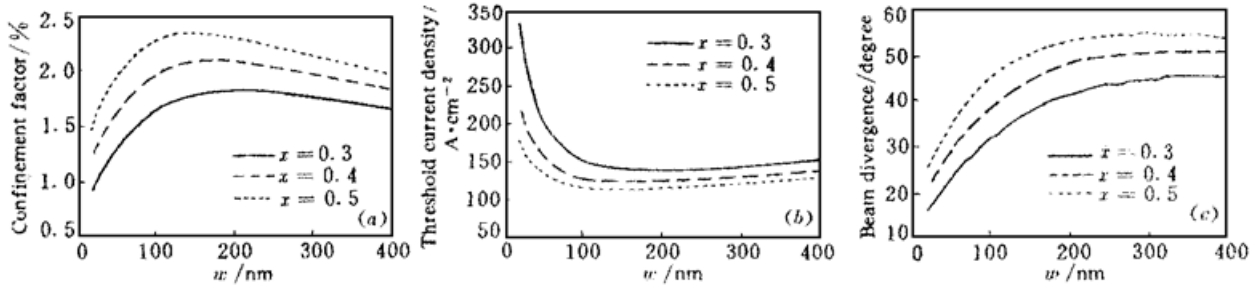


图 2 计算的传统 InGaAs/AlGaAs 量子阱激光器结构的光学限制因子 (a)、阈值电流密度 (b) 和光束发散角 (c) 随波导厚度 w 的关系曲线。其中 $a = 7 \text{ nm}$, $b = 15 \text{ nm}$

Fig. 2 Plots of the confinement factor (a), the threshold current density (b), and the beam divergence (c) versus w for conventional InGaAs/AlGaAs quantum well lasers. In these structures, $a = 7 \text{ nm}$ and $b = 15 \text{ nm}$

很大的阈值电流密度。

通过在限制层中加入无源波导层, 提供了器件设计的一个新的自由度, 这将使传统结构中低阈值电流密度与小的远场发散角之间的折衷选择得到缓解和改善。选取波导厚度 w 为 80 nm , 限制层 Al 组分 x 为 0.4 的结构作一分析, 此时传统结构的发散角 θ_{\perp} 为 36° , 阈值电流密度 J_{th} 为 130 A/cm^2 。

图 3 给出了计算的该耦合波导结构的本征模式的近场与远场光强分布图。该耦合波导结构具有三个本征模式, 分别称之为 A, B, C, 其等效模式折射率值很接近, 因而具有基本相同的端面反射率。能够激射的模式也就是三种模式中光限制因子最大的模式。从图 3 中可知, 由于模式 B 的光强与增益区交迭为 0, 即限制因子等于零, 因此无法工作。对于模式 A 和 C, 则依赖于不同的参数选择而具有不同的光限制因子大小。为使模式 A 成为所期望的工作模式, 则必须选择适当参数使模式 A 具有比模式 C 更大的光限制因子。

通过对不同 D 值时的光限制因子 Γ 随 d 的计算结果表明, 在 d 小于某一临界厚度 d_c 时, 模式 A 的限制因子较 C 大, 而在大于该临界厚度 d_c 时, 模式 C 的限制因子将变大, 因此我们应选取小于 d_c 的厚度, 这里 d_c 为 110 nm 左右, 且与 D 值的关系不大。由 J_{th} 和 θ_{\perp} 随 d 的计算结果可以知道, 在 $d < d_c$ 范围内, d 越大, θ_{\perp} 越小; 但 d 的选择不能太接近 d_c , 否则也会使 J_{th} 急剧增大。

图 4 给出了 J_{th} 和 θ_{\perp} 在三个不同无源波导厚度 $d = 0, 50 \text{ nm}, 100 \text{ nm}$ 时随距离 D 的变化关系。

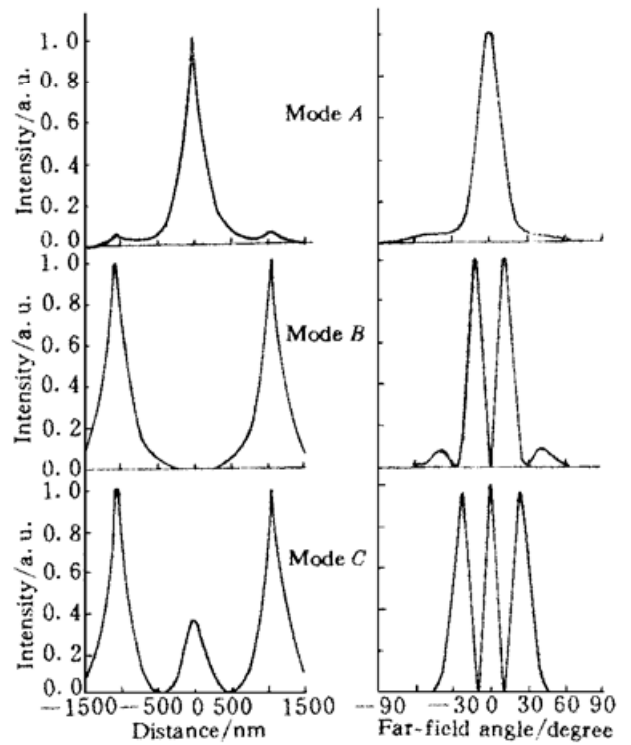


图 3 计算的耦合波导结构中三个本征模式的近场和远场分布图。其中选取参数为: $a = 7 \text{ nm}$, $b = 15 \text{ nm}$, $w = 80 \text{ nm}$, $x = 0.4$, $d = 100 \text{ nm}$ 和 $D = 900 \text{ nm}$

Fig. 3 Calculated near and far field patterns for the three eigenmodes of the coupled waveguide structure with $a = 7 \text{ nm}$, $b = 15 \text{ nm}$, $w = 80 \text{ nm}$, $x = 0.4$, $d = 100 \text{ nm}$ and $D = 900 \text{ nm}$

可以看到在某一 D 值, 阈值电流密度有一最大值, 而随 D 的增大或减小而减小。当 D 即波导间距大时, 波导之间的耦合减弱, 因而阈值电流密度接近于无源波导时的值。而当 D 很小时, 由于间距很小, 光场将主要集中于中间有源波导中, 此时的 J_{th} 和 θ_{\perp} 也将接近于没有无源波导时的值。另外从图 4(a) 还可以知道, 当无源波导的厚度较厚时, J_{th} 更高。从图 4(b) 中可以看出, 在 $d = 100$ nm 时发散角获得很大改善。由图 4(a) 和图 4(b) 可以很容易找到实现小于 30° 的发散角而阈值电流密度只有少量增加的结构。如选取 $D = 800$ nm, $d = 100$ nm 时, θ_{\perp} 只有 21° , J_{th} 为 157 A/cm²; $D = 1050$ nm 时, $\theta_{\perp} = 22^{\circ}$ 和 $J_{th} = 136$ A/cm²; 这些结果均比传统结构的 $\theta_{\perp} = 36^{\circ}$ 和 $J_{th} = 130$ A/cm² 要优越得多。

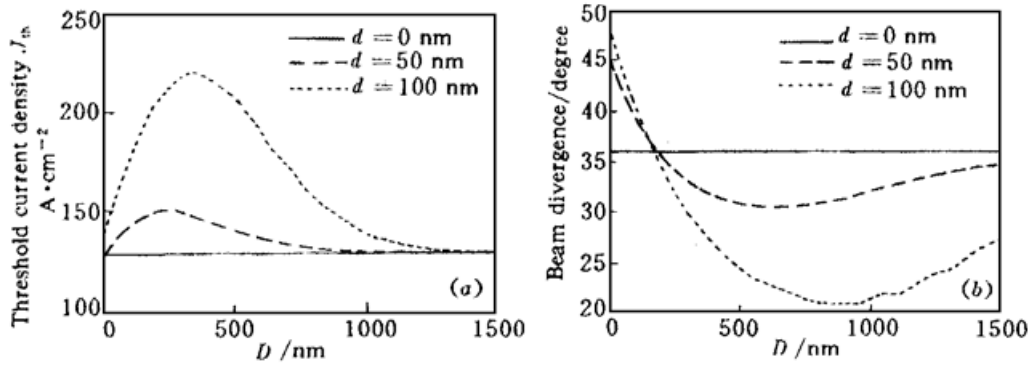


图 4 不同 d 值时计算的阈值电流密度(a) 及光束发散角(b) 随波导间距 D 的关系曲线。其中

$$a = 7 \text{ nm}, b = 15 \text{ nm}, w = 80 \text{ nm} \text{ 和 } x = 0.4$$

Fig. 4 Calculated results of the threshold current density (a), the beam divergence (b) versus D at various d for structures with $a = 7$ nm, $b = 15$ nm, $w = 80$ nm and $x = 0.4$

4 讨 论

耦合波导结构较传统结构多了两个设计参数 d 和 D 。该增加的自由度有效地减弱了传统结构中低阈值电流密度与小的光束发散角之间的折衷选择难度。通过结构参数的优化设计, 可以大大改善光束发散角, 而阈值电流密度只需付出较小的代价。

对于耦合波导结构的设计, 保证基模工作十分重要。对特定的波导结构, 存在一临界厚度 d_c , 当 d 小于该临界厚度时即可保证基模工作。根据上面的分析还可知道, d 越大时, θ_{\perp} 越小; 但 d 也不能太接近 d_c , 否则会使 J_{th} 急剧增大。

由图 4 可知, 在 D 大于某一厚度 D_c 时, 随着 D 的增大, J_{th} 减小, θ_{\perp} 也减小。但在 D 大到某一程度时, 会使远场出现边峰, 且随 D 的进一步增大, 边峰功率强度也增大, 使远场光束变差。为此我们引入一个新的参数来表征它, 称为 f 因子, 定义为半峰宽内光强与总光强之比, 即

$$f = \int_{\theta_{\perp}/2}^{\theta_{\perp}/2} I(\theta) d(\theta) / \int_{\pi/2}^{\pi/2} I(\theta) d\theta \quad (6)$$

f 越小表明边峰强度所占比例增大。表 1 给出了不同 D 值时的 θ_{\perp} , J_{th} 和 f 因子的计算结果。

表 1 不同 D 值时的 θ_{\perp} , J_{th} 和 f 因子的计算结果 ($d=100$ nm, $a=7$ nm, $b=15$ nm, $w=80$ nm, $x=0.4$)Table 1 Calculated results of θ_{\perp} , J_{th} and f factors for different D

D /nm	400	600	700	800	900	1000	1200	1350
θ_{\perp} /($^{\circ}$)	27	23	22	21	21	22	24	26
J_{th} /A \cdot cm $^{-2}$	217	190	173	157	147	139	132	130
f	0.76	0.76	0.75	0.71	0.68	0.64	0.60	0.59

根据上述计算结果可知 D 增大时, f 因子变小, 即边峰强度逐渐增大, 远场光束变差。当我们选取参数 $D=800$ nm 时, 阈值电流密度为 157 A/cm 2 , 而 θ_{\perp} 仅 21° , 且具有很好的远场分布 ($f=0.71$)。这相对于传统结构的 $J_{th}=130$ A/cm 2 , $\theta_{\perp}=36^{\circ}$ 和 $f=0.70$, 具有很大的优越性。

5 结 论

我们利用一维打靶法对 980 nm InGaAs/AlGaAs 耦合波导结构量子阱激光器的远场发散角和阈值电流密度进行了理论分析。通过适当选择结构参数如波导间距 D 和无源波导厚度 d , 可使远场发散角得到很大改善而阈值电流密度增大的代价很小。精确的数值计算表明, 为保证基模工作, 需使无源波导的厚度 d 小于某一临界厚度。波导间的间距也应适当选择, 太大的间距会导致远场边峰的出现, 而间距变小又会使阈值电流密度较大, 而且 θ_{\perp} 也会较大。对于 980 nm 耦合波导结构, 我们提出了优化的结构, 它可以实现 J_{th} 仅 157 A/cm 2 , 而 θ_{\perp} 为 21° 的很好的远场特性。

参 考 文 献

- 1 Yang Guowen, Xu Junying, Zhang Jingming *et al.*. Structure design and analysis of quantum well lasers with low beam divergence. *Chinese Journal of Semiconductors* (半导体学报), 1996, **17**(7): 500~ 505 (in Chinese)
- 2 H. C. Casey, Jr., M. B. Panish. *Heterostructure Lasers, Part A*, New York: Academic, 1978, 20
- 3 D. C. Liu, C. P. Lee, C. M. Tsai *et al.*. Role of cladding layer thickness on strained-layer InGaAs/GaAs single and multiple quantum well lasers. *J. Appl. Phys.*, 1993, **73**(12): 8027~ 8034
- 4 Optical functions of AlGaAs: Tables (0.5~ 6.0 eV). in *Properties of Gallium Arsenide*, 2nd ed. INSPEC, 1990

Theoretical Design and Analysis of Quantum Well Lasers of Coupled Passive Waveguide Structure

Yang Guowen Chen Lianghui Wang Qiming

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

Abstract In this paper, the theoretical design for the quantum well lasers with vertically integrated passive waveguides, which decreases the vertical beam divergence effectively, are reported. Through numerical calculation and analysis, the effects of structure parameters on far-field pattern and threshold current density are studied. The calculated results show that the beam divergence can be greatly improved at the expense of only a slight increase of the threshold current density. An optimized structure for 980 nm InGaAs/AlGaAs quantum well lasers, which has a vertical beam divergence of 21° , was obtained.

Key words waveguide, quantum well lasers, beam divergence