

InGaAsP/InP-BC 激光器稳态特性的数值分析

薄报学 肖健伟 衣茂斌 高鼎三

(长春光机学院二所, 130022) (吉林大学电子科学系, 长春, 130021)

提要: 本文通过采用有限差分法对描述缓变波导半导体激光器稳态特性方程组的数值分析, 对 InGaAsP/InP 掩埋新月形激光器的阈值、波导、侧向模式进行了理论求解。结果表明, 它具有良好的基横模工作特性和稳定的光场分布, 与实验相符。

关键词: BC 激光器, 侧向模式, 波导

Numerical analysis of steady state characteristics of InGaAsP/InP-BC lasers

Bo Baoxue

(Research Institute II, Changchun Optics and Fine Mechanical Institute, Changchun)

Xiao Jianwei, Yi Maobin, Gao Dingsan

(Department of Electronics Science, Jilin University, Changchun)

Abstract: Theoretical analysis for the threshold, waveguide and lateral mode characteristics of InGaAsP/InP BC lasers is made by a numerical solution of the equations describing the steady state characteristics of graded waveguide semiconductor lasers. The calculating results show that a good fundamental transverse mode characteristics and stable optical field distribution can be easily obtained with BC lasers, which is in agreement with experimental results.

Key words: BC lasers, lateral mode, waveguides

一、引言

长距离大容量光纤通讯使得 InGaAsP/InP 长波长半导体激光器成为最有应用前景的激光光源之一, 尤其是 BC 结构器件以其阈值低、横模好、高功率而受到人们的极大注意, 但理论上还没有较完善的分析。最初有人给出了纯波导方面的结果^[1], 得到基横模条件: 有源区宽度(W)小于 $1.5 \mu\text{m}$, 有源区中心厚度(D_0)小于 $0.15 \mu\text{m}$, 而且以后大多数掩埋新月形激光器的报道都是基于此条件制作的。后来又有人在假定光场分布为余弦函数形式, 忽略因厚度变化而引起的载流子侧向扩散的情况下对器件的横模特性进行了较初步的分析^[2]。本文通过对光腔内光波动方程、有源区内载流子侧向扩散方程的联立求解对器件的载流子浓度分布 $n(y)$ 、光场分布 $G(y)$ 、横模特性及波导特性做了较全面的数

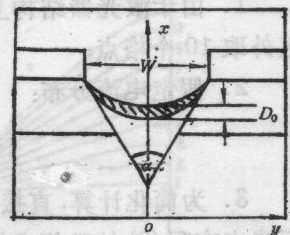


图1 BC 激光器结构模型

值分析。激光器结构模型如图 1 所示, 假定有源区由两个圆弧交迭而成, 且满足下圆弧与 V 形沟壁相切。在有源区不太厚的情况下, 侧向可近似作为缓变波导处理。由晶体结构可以知道 V 形沟两壁的夹角 α 满足 $\operatorname{tg} \alpha/2 = \sqrt{2}/2$, 则由几何关系得到任一点 y 处的有源区厚度 $T_a(y)$ 满足:

$$\begin{aligned} R_1 &= \sqrt{3/2} \cdot W/2 \\ R_2 &= [R_1^2 + (R_1 - D_0)^2 - 2R_1(R_1 - D_0)/\sqrt{3}] \\ &\quad / \{2[(1 - 1/\sqrt{3})R_1 - D_0]\} \\ T_a(y) &= \sqrt{R_1^2 - y^2} - \sqrt{R_2^2 - y^2} + R_2 - R_1 + D_0 \end{aligned}$$

由有源区宽度 W 和中心厚度 D_0 就确定了下圆弧半径 R_1 和上圆弧半径 R_2 , 从而知道有源区侧向厚度分布 $T_a(y)$ 。

二、计算方法

描述缓变波导半导体激光器稳态特性的方程组^[3]为

$$\frac{d^2 n}{dy^2} + \frac{1}{T_a} \cdot \frac{dT_a}{dy} \cdot \frac{dn}{dy} - \frac{n}{L_a^2} = -\eta_i \frac{J(y)}{eDT_a(y)} + \frac{P_{av}\Gamma(y)g(y)|G(y)|^2}{h\nu eDT_a(y)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + [k_0^2 \eta^2 - \beta_x^2(y)] F(x, y) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d^2 G}{dy^2} + [\beta_x^2(y) + ik_0 \eta_a \alpha_i - k_0 \eta_a \Gamma(y)g(y)(b+i) - \beta_z^2] G = 0 \quad (3)$$

$$g(y) = A n(y) - B \quad (4)$$

$$\alpha_g = -2I_m(\beta_z) = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (5)$$

(1) 式为载流子侧向扩散方程, n 为载流子浓度, L_a 为载流子扩散长度, D 为扩散系数, e 是电子电量常数, η_i 为载流子注入效率, P_{av} 为腔内平均光功率, $\Gamma(y)$ 为光限制因子分布, $h\nu$ 为光子能量, $g(y)$ 为增益分布。方程中忽略掉了自发辐射复合。(2) 式为 x 方向光场的波导方程, k_0 为自由空间波矢量, η 为波导的体折射率分布, $\beta_x(y)$ 为等效传播常数, 而 $F(x, y)$ 则是随 y 缓慢变化的 x 方向光场分布。(3) 式为 y 方向光波导方程, G 为侧向光场分布, α_i 为腔内损耗, b 为自聚焦系数, β_z 是光传播常数, 由 G 可以得到归一化光场分布 $|G(y)|_n^2$ 。(4) 式是增益关系式, A 、 B 为增益常数。(5) 为阈值条件, 其中 L 为激光器腔长, R 为腔面反射率。对方程组的求解主要有以下考虑:

1. 由于激光器结构上的对称性, 只对 $y \geq 0$ 区域进行求解。有源区内取 15 个格点, 有源区外取 10 个格点;

2. 假定电流分布:

$$J(y) = \begin{cases} J_0 & |y| \leq W/2 \\ 0 & |y| > W/2; \end{cases}$$

3. 为简化计算, 直接由三层平板波导的特征值方程得到传播常数 $\beta_x(y)$ 、限制因子 $\Gamma(y)$ 而略去方程 (2) 的数值求解;

4. 由于侧向导质结对载流子的限制, 仅需在 $|y| \leq W/2$ 区域求解扩散方程。数学上只能采用有限差分法^[4]使其边界上两个取点的载流子浓度相等作为近似处理;

5. 为了提高阈值以上注入水平迭代的收敛速度, 本文将(1)式中增益分布 $g(y)$ 直接以方程(4)化为载流子浓度的显式进行求解。

这样当腔内光功率 P_{av} 为零时, 对上述方程差分后得到的线性方程组迭代可获得阈值时器件的稳态特性; 逐渐增加注入直至一阶模增益 G_1 满足阈值增益 G_{th} 可得到不同注入水平下的稳态解以及基横模工作的最高光功率 P_{max} 。

三、结果与分析

有关计算参数取: 材料体折射率 $n_{InP}=3.22$, $n_{InGaAsP}=3.51^{[5]}$; InP 内吸收 $\alpha_{InP}=10 \text{ cm}^{-1[6]}$, 有源区内吸收、散射等损耗 $\alpha_a=40 \text{ cm}^{-1[5]}$; 增益系数 $A=1.36 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, $B=150 \text{ cm}^{-1[5]}$; $b=2$, $D=30 \text{ cm}^2/\text{s}$, $L_a=3.0 \mu\text{m}$, $L=250 \mu\text{m}$, $R=0.3$, 光子能量 $h\nu=0.95 \text{ eV}$ 。

图 2 是不同有源区宽度 W 、厚度 D_0 相对规格化坐标 $N(=30y/W)$ 的等效折射率(n_e)分布。可见 BC 激光器具有较强的实折射率侧向波导, 不容易出现因波导机制改变而导致的光场分布变化。

图 3 是阈值时有源区内的载流子浓度分布 n_{th} 。虽然宽度 W 比厚度 D_0 对载流子的相对分布有更明显的影响。载流子的凹形分布有利于一阶模获得较大增益, 从而器件侧向模式选择性变差, 难以实现高功率基横模工作。图 4 给出了有源区宽 $2 \mu\text{m}$ 、中心厚 $0.3 \mu\text{m}$ 条件下不

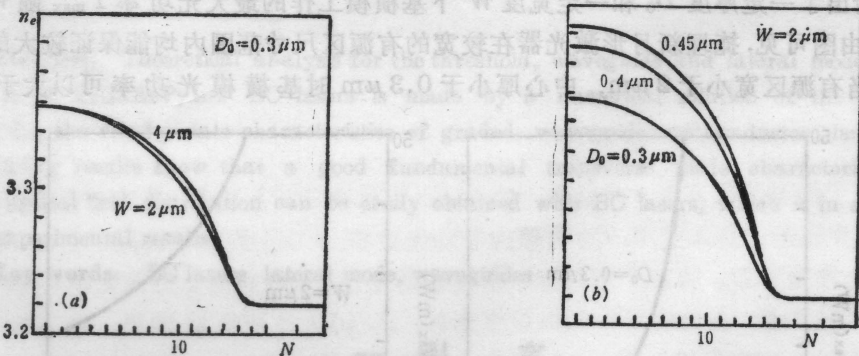


图 2 相同 D_0 下等效折射率侧向分布 $n_e(a)$ 相同 W 下等效折射率侧向分布 (b)

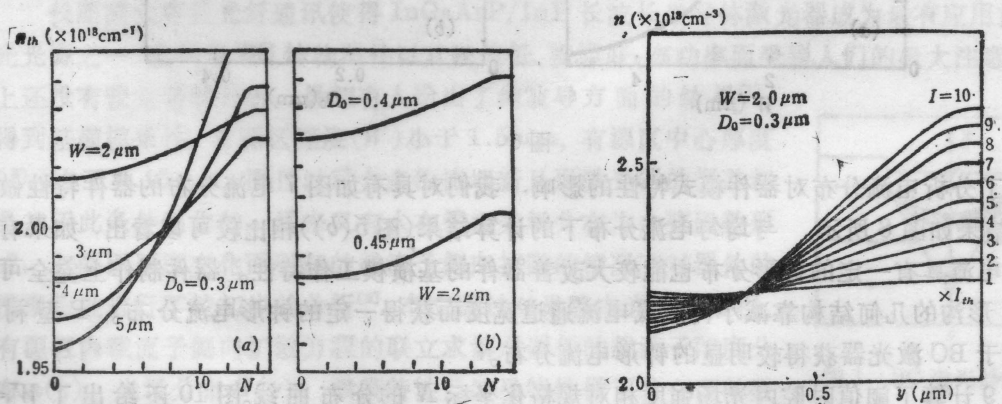


图 3 阈值时载流子浓度分布

图 4 不同注入水平载流子浓度分布

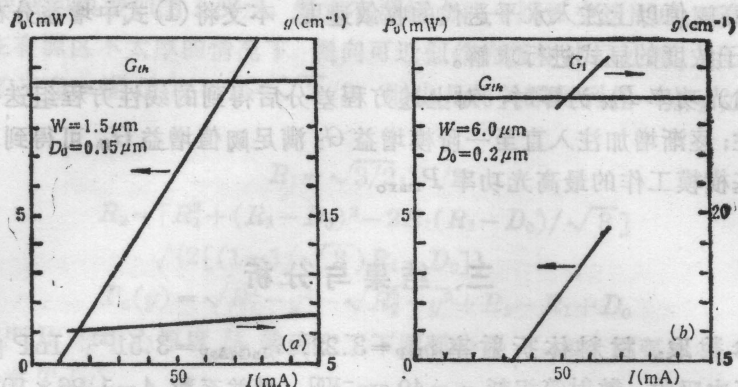


图5 二种条件下光功率特性 P_0 和一阶模增益特性 G_1

同注入水平时载流子的侧向分布。随着注入的增加，载流子空间烧孔使得载流子的凹形分布更加明显，一阶模增益也随着增加。

图5给出了两种条件下获得的光功率 P_0 -注入电流 I 和一阶模增益 G_1 -注入电流 I 曲线， G_{th} 表示阈值增益。从图中可以看出，较小的 W 、 D_0 其一阶模增益 G_1 随注入电流的增加上升十分缓慢，从而保证器件实现高功率基横模工作。而当有源区宽度、厚度较大时其一阶模增益随注入增加上升很快，基横模工作的最大光功率也就较小。

图6给出了一定厚度 D_0 和一定宽度 W 下基横模工作的最大光功率 P_{max} 随 W 或 D_0 的变化曲线。由图可见，掩埋新月形激光器在较宽的有源区尺寸范围内均能保证较大的基横模功率输出。当有源区宽小于 $2 \mu\text{m}$ ，中心厚小于 $0.3 \mu\text{m}$ 时基横模光功率可以大于 35mW 。

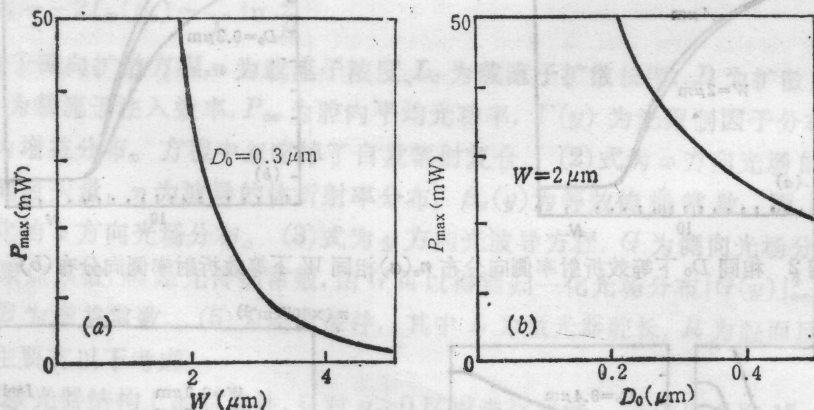


图6

为了分析电流分布对器件模式特性的影响，我们对具有如图7电流分布的器件特性做了计算，结果如图8所示。与均匀电流分布下的计算结果(图5(b))相比较可以看出，如果有源区内的电流具有一定的钟形分布也能较大改善器件的基横模工作特性。器件制作上完全可以根据V形沟的几何结构靠减小沟道底电流通道宽度而获得一定的钟形电流分布。P型衬底也有益于BC激光器获得较明显的钟形电流分布。

图9计算了阈值时腔内光场强度相对规格化坐标 N 的分布曲线。图10还给出了 $W=2 \mu\text{m}$ ， $D_0=0.3 \mu\text{m}$ 时的远场分布。对阈值以上注入水平的计算结果表明，随着注入的增加其

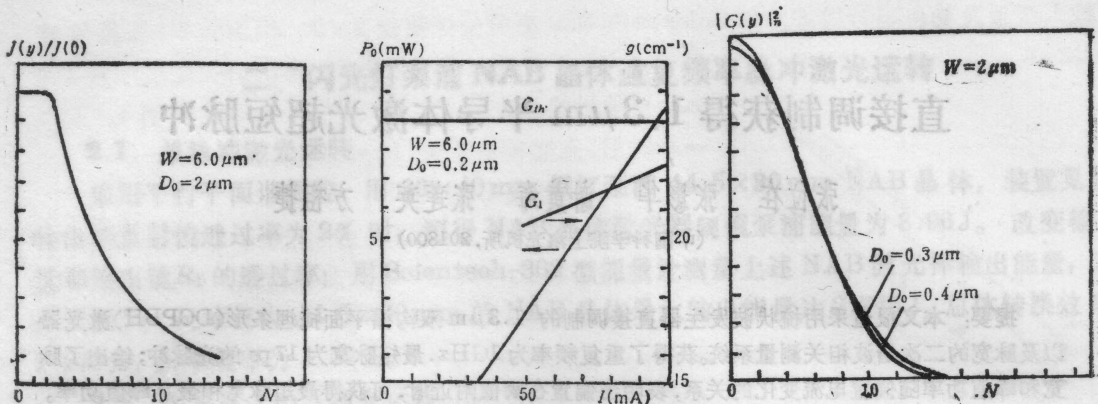


图7 有源区内电流分布(钟形)

图8 钟形电流分布下器件的功率和一阶模增益特性

图9 光腔内光强分布(归一化)

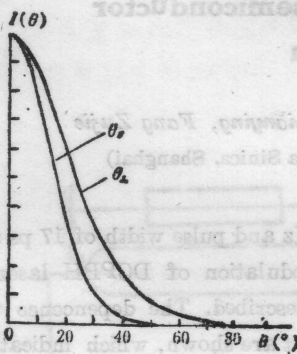


图10 激光器远场分布

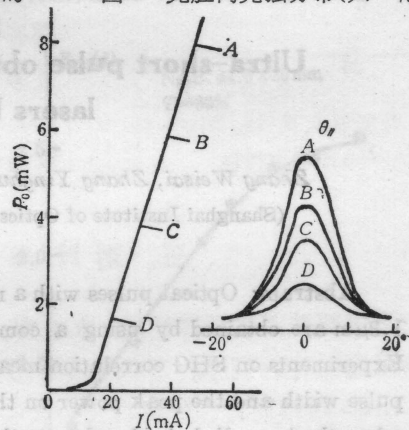


图11 $W=2\mu\text{m}$, $D_0=0.3\mu\text{m}$ 的光功率特性和远场分布

光场分布只是由于载流子空间烧孔而略有收缩,其变化十分微小(图上已难以表示)。稳定的光场分布十分有利于激光器与光纤保持稳定的耦合。

我们利用二次液相外延成功地获得了波长为 $1.3\mu\text{m}$ 的低阈值多层限制掩埋新月形激光器。图 11 是有源区宽为 $2.0\mu\text{m}$, 有源区中心厚约为 $0.3\mu\text{m}$, 腔长为 $200\mu\text{m}$ 的器件的光功率-电流特性曲线及相应的远场图。直至功率饱和激光器均保持良好的基横模振荡。因此对于较小功率要求的高速激光器完全可以在不太困难的工艺条件下获得基横模工作的激光器。对于有源区宽约 $2.5\mu\text{m}$ 、中心厚约 $0.3\mu\text{m}$ (由电镜照片) 的 BC 器件也有人获得了单面基模输出达 30mW 的激光器^[7]。显然已经大于图 6(a) 给出的最大基横模功率水平,可能存在的钟形电流分布使得器件的基横模特性得到明显的改善。

参 考 文 献

- 1 ETSUJI OOMURA, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 646(1981)
- 2 N. K. Dutta, *Appl. Phys. Lett.*, **44** (5), 483(1984)
- 3 Streifer W. et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 736(1981)
- 4 T. E. 肖普著, 杨洋池, 沈宗玲译, 计算机方法实用指南, 煤炭工业出版社, 1985, p. 85
- 5 G. P. Agrawal, N. K. Dutta, Long-wavelength Semiconductor Lasers, New York, Van nos trand reinhold compang, 1986, p. 46, 58, 93
- 6 W. H. Cheng, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1), 3(1987)
- 7 W. H. Cheng, *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1257(1988)