

# 隐埋波导耦合集成化激光器模拟设计

王德宁 潘慧珍

(中国科学院上海冶金研究所)

## 提 要

本文设计了一种利用隐埋波导耦合的集成化 GaAs/GaAlAs 单模激光器。并从四层不对称波导的基本电场方程及其本征方程出发,用计算机模拟方法,计算出该集成型激光器结构参数之间的关系,文中还讨论了在不同  $a$ 、 $h(y)$ 、 $D$  条件下基侧模的最小隐埋波导宽度  $W$ , 波导中心厚度  $h$ , 有效隐埋波导宽度  $W_{\text{eff}}$  与横向光限制的关系。

在模拟计算基础上,导出了四层不对称波导的归一化有效折射率  $b$  和限制  $T_x$  因子的近似表示式,并得出该激光器最佳结构参数。

## 一、引 言

近年来由于单模光纤通信的需要,研制出各种具有侧向光限制的激光器<sup>[1]</sup>,在实际使用中,由于高速调制下纵模不稳定而产生的附加噪声,限制了通信容量和速率。利用光注入锁频技术可以保证在高速调制时,仍保持稳定的单纵模工作<sup>[2]</sup>。然而用分立器件实现光注入锁频要求十分苛刻,而采用单片集成方法较为有利。前文<sup>[3]</sup>已报道过具有注入选频特性的波导耦合单片集成双台面激光器,但其侧模模数较多,阈值偏高。为限制侧模和降低阈值,设计了一种沟道隐埋波导耦合的激光器。

本文的目的就是用计算机模拟方法,阐明该激光器的物理特性与结构参数间关系,选择最合理的波导结构参数,以求保证单横模,提高激光器传输效率和降低阈值。

## 二、基本 原 理

### 1. 器件构造及处理模型

本文讨论的是由两个四层不对称有源波导通过一个三层不对称无源波导连接起来的集成型激光器。为了光场的侧向限制,用了一个沟道隐埋的凸透镜型波导。四层波导的有源层厚度为  $d$  的 GaAs 层,两边是不对称的  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  限制层和  $n\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  波导层,再下层是  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$  的限制层,其折射率分布为  $n_3 > n_2 > n_1, n_4$ 。三层无源波导,中间一层与四层波导中波导层相同,两边为不对称的空气层和  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  层,折射率分布为  $n_2 > n_1 > n_0$ ,如图 1(a)、(b) 所示。

因此,实际上要对四层和三层波导分别进行设计,前者可用大光腔四层激光器原理进行处理,后者可用透镜型波导层的三层不对称模型进行处理,但两者又相互作用,必须进行综

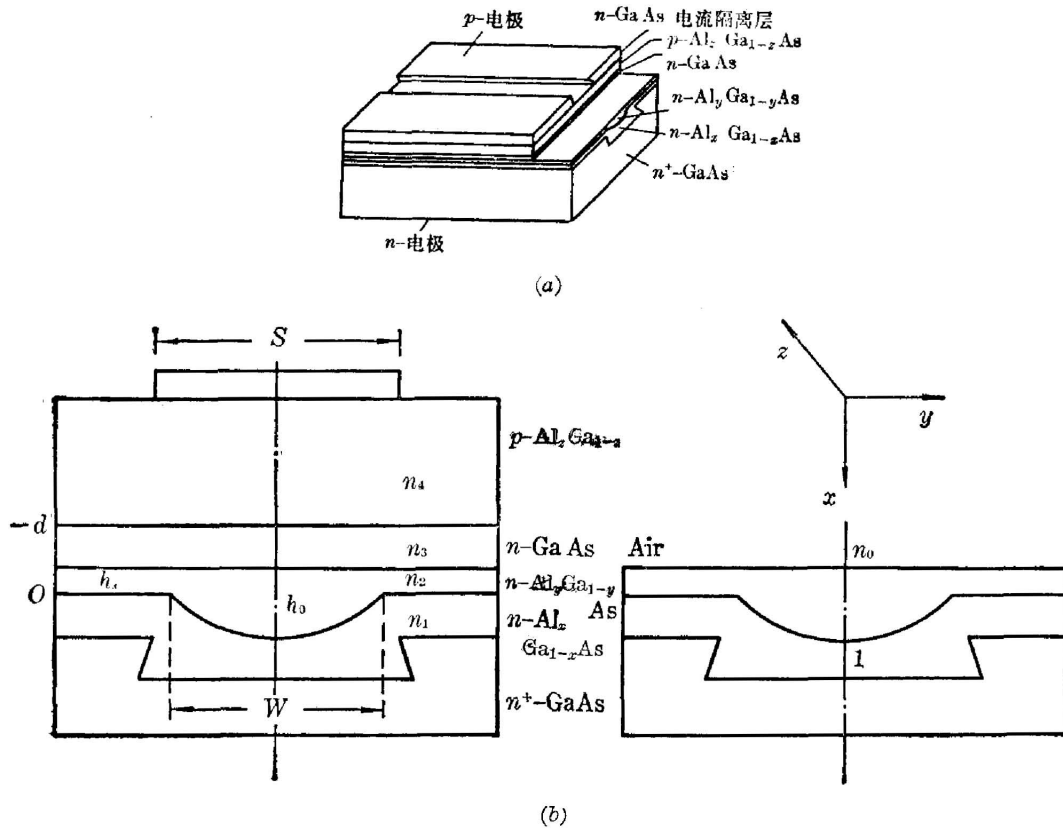


图 1

(a) 隐埋波导耦合集成型激光器的结构图(一半);  
(b) 四层、三层波导结构剖面的示意图

Fig. 1

(a) configuration of a laser integrated with buried passive waveguide;  
(b) profile of waveguide structure with four layer and three layer

合处理。计算中假设透镜型波导层的厚度

$$h(y) = \sqrt{R^2 - y^2} - (R - h_0), \quad R = [(W/2)^2 + h_0^2] / 2h_0$$

作圆弧形变化。

## 2. 集成器件有源部分的电场方程和本征方程

(1) 垂直于  $p-n$  结平面( $x$ )方向的电场方程。根据 Tein 的推导<sup>[4]</sup>, 四层不对称波导中有两种传播方式:

(i)  $n_3 > n_{eff} > n_2$ , 它的电场方程

$$E_2(x) = \begin{cases} A_4 \exp[\gamma_4(x+d)] & (x \leq -d), \\ A_3 \cos(k_3 x) + B_3 \sin(k_3 x) & (0 \geq x \geq -d), \\ A_2 \exp(\gamma_2 x) + B_2 \exp(-\gamma_2 x) & (h(y) \geq x \geq 0), \\ A_1 \exp[-\gamma_1(x-h(y))] & x \geq h(y). \end{cases} \quad (1)$$

(ii)  $n_2 > n_{eff} > n_1$ , 它的电场方程除  $n_2$  层以余弦形式变化外, 其余方程与 (i) 相同。

根据计算, (ii) 的限制因子远小于 (i), 阈值很大, 没有实际意义, 因此本文除特别指明外, 均指情况 1。

方程 (1) 的本征方程经归一化处理得

$$\left. \begin{aligned} D\sqrt{1-b} &= \operatorname{tg}^{-1}[F\sqrt{b/(1-b)}] + \operatorname{tg}^{-1}[\sqrt{(b+a)/(1-b)}], \\ F &= \frac{1 + [\sqrt{b/a_2} - \sqrt{1+(b/a_2)}]^2 \exp[-(2h(y)k_0\sqrt{n_{\text{eff}}^2-n_2^2})]}{1 - [\sqrt{b/a_2} - \sqrt{1+(b/a_2)}]^2 \exp[-(2h(y)k_0\sqrt{n_{\text{eff}}^2-n_2^2})]} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

这里  $D = k_0 d \sqrt{n_3^2 - n_2^2}$  为归一化有源层厚度;  $b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_3^2 - n_2^2}$  为归一化有效折射率;  $a = \frac{n_2^2 - n_4^2}{n_3^2 - n_2^2}$ ,  $a_2 = \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}$  为不对称因子。  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ ,  $n_{\text{eff}}$  为有效折射率,  $k_3 = k_0 \sqrt{n_3^2 - n_{\text{eff}}^2}$ ,  $\gamma_2 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}$ ,  $\gamma_4 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_4^2}$ ,  $\gamma_1 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}$ 。

从数学推导中不难看出, 当  $h(y)$ 、 $D$  大于某适当值时,  $F \rightarrow 1$ 。方程 (2) 就变为三层不对称波导的本征方程。

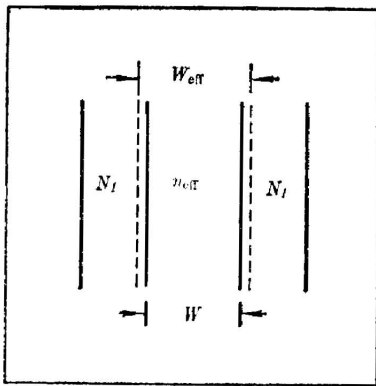


图 2 水平方向三层对称平板波导  
Fig. 2 horizontally symmetrical plate-waveguide with three layers

(2) 平行于结平面 ( $y$ ) 方向的电场方程

如上所述,  $h(y)$  和  $D$  大于某适当值时,  $F \rightarrow 1$ , 因  $h(y)$  呈圆弧分布, 经计算当  $h_0 = 0.65 \sim 1 \mu\text{m}$  时,  $y$  方向绝大部分区域  $F \rightarrow 1$ , 这样在沟道内,  $n_{\text{eff}}$  近于常数(详细讨论见后)。水平方向波导结构可以等效成图 2 所示的三层对称平板波导。中间一层折射率为  $n_{\text{eff}}$ , 两边的折射率为  $N_1$ , 其水平方向归一化有效折射率等为<sup>[6]</sup>

$$b_M = \begin{cases} 1 - [\pi/(2+W)] & (\pi < W < \infty), \\ 1 - \{[4\sqrt{1+(W^2/2)} - 1]/W^2\}^2 & (0 < W < \pi); \end{cases} \quad (3)$$

$$\Gamma_y = b_M + [(1-b_M)\sqrt{b_M}/(1+W\sqrt{b_M})]; \quad (4)$$

$$W_{\text{eff}} = W[1 + (2/W)\sqrt{b_M}]. \quad (5)$$

这里  $b_M = (n_{\text{eff}}^2 - N_1^2)/(n_{\text{eff}}^2 - N_1^2)$ , 归一化宽度  $W = wk_0 \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - N_1^2}$ ,  $W_{\text{eff}}$  是归一化有效宽度。  $w$  是沟道隐埋波导宽度,  $N_{\text{eff}}$  是三层波导的有效折射率,  $N_1$  是沟道外四层波导的有效折射率。因为  $n_{\text{eff}}$  与  $D$ ,  $a$ ,  $h(y)$  有关, 则  $b_M$ 、 $W$ 、 $\Gamma_y$  也与  $D$ 、 $a$ 、 $h(y)$  有关。只存在基模的隐埋波导宽度  $W_0$  也是设计中一个重要参数, 其基模的条件为  $(W_0 2\pi/\lambda) \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - N_1^2} \leq \pi$ , 则

$$W_0 \leq 0.45 [b(n_3^2 - n_2^2) + (n_2^2 - N_1^2)]^{-1/2}, \quad (6)$$

(6) 式中表示  $W_0$  与  $D$ 、 $a$ 、 $h(y)$  均有关, 因此四层不对称波导结构单测模允许沟宽可调因素显然多于对称三层波导。

### 3. 集成器件无源部分的电场方程

它的结构如图 1(b) 左图所示, 中间是呈圆弧形变化的波导层, 上面是空气层, 下面为限制层, 它的电场方程

$$E_p(x) = \begin{cases} A_0 \exp(\gamma_0 x) & (x \leq 0), \\ A'_2 \cos(k_2 x) + B'_2 \sin(k_1 x) & (h(y) \geq x \geq 0), \\ A'_1 \exp\{-\gamma'_1[x - h(y)]\} & (x \geq h(y)), \end{cases} \quad (7)$$

其本征方程等可参阅文献 [4]。

#### 4. 传输效率和阈值电流等计算

模功率传输效率<sup>[7]</sup>为

$$T = \left[ \int_0^{\infty} E_a E_p^* dx \right]^2 / \left[ \int_{-\infty}^{\infty} E_a E_a^* dx \right] \left[ \int_{-\infty}^{\infty} E_p E_p^* dx \right], \quad (8)$$

$$\text{限制因子 } \Gamma_x = \int_{-a}^0 E_a E_a^* dx / \int_{-\infty}^{\infty} E_a E_a^* dx,$$

$$\text{腐蚀腔面反射率 } R_e = \Gamma_x R = \Gamma_x \cdot 0.31,$$

阈值电流密度  $J_{th} = (d/\eta) \{4.5 \times 10^3 + (20\alpha/P_x) [1 - (\ln(RR_e))^{1/2}/\alpha L]\}$ 。计算中内量子效率  $\eta$  为 0.5, 吸收系数  $\alpha$  为  $40 \text{ cm}^{-1}$ , 腔长  $L$  为  $350 \mu\text{m}$ 。由(2)式和(7)式算得  $E_a$  和  $E_p$ , 再代入(8)式就可算得  $T$ 、 $\Gamma_x$ 、 $R_e$ 、 $J_{th}$ 。但由于(2)式为超越方程, 其数值解需用迭代方法, (8)式的积分也十分繁复, 必需用计算机模拟方法才能对该器件进行最佳化设计。于是我们在计算得到大量数据的基础上, 归纳提出了有效折射率和限制因子的近似表式。

### 三、近似表式

#### 1. 归一化有效折射率 $b$ 的近似表式

在计算机算得大量数据基础上, 经过归纳分析, 对其核心参数归一化有效折射率  $b = (n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)/(n_3^2 - n_1^2)$  可作如下近似

(1) 当  $D \leq 1.2$ ,  $b \rightarrow 0$ , 由(2)式并用逐步逼近法, 可归纳得  $D = \text{tg}^{-1}(F\sqrt{b}) + \text{tg}^{-1}\sqrt{a}$ , 则

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{b} &= (\text{tg } D - \sqrt{a})/F (1 + \sqrt{a} \text{tg } D), \\ F &= 1.467 \{1 + [8.6934 + (0.58234/(\sqrt{D} - 1.15434))] \lg h(y)\}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

(2) 当  $D > 1.2$ ,  $h(y) < 0.5$  时, 由(2)式可知,  $b = f[a, D, h(y)]$ 。用最小二乘法, 可得

$$\left. \begin{aligned} b &= [(0.10804 + 1.07522) \lg D - 0.083a + 0.0894]F, \\ F &= 1 - [0.08099a/(\sqrt{D} - 1) + 0.15567a] (\lg h)^2. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(3) 当  $D > 1.2$ ,  $h(y) \geq 0.5$  时, 经计算  $F \rightarrow 1$ , 则(10)式简化为

$$b = [(0.10804 + 1.07522) \lg D - 0.083a + 0.0894]. \quad (11)$$

#### 2. 限制因子 $\Gamma_x$ 的近似表式

若将  $F$  的影响结合在  $b$  中考虑, 并忽略  $n_1$  的影响, 可将四层波导近似为三层不对称波导, 由(8)式可得

$$\Gamma_x = \Gamma_0 / (1 + \Gamma_0),$$

$$\Gamma_0 = \frac{1}{D\sqrt{1-b}} \left| \frac{1}{b} (D\sqrt{1-b} + \frac{\sin(2D\sqrt{1-b})}{2} - \sin(2D\sqrt{1-b}) - 2\sqrt{\frac{1-b}{b}} \sin^2(D\sqrt{1-b})) \right|$$

$$\left| \frac{1-b}{Db\sqrt{b}} + \frac{1}{\sqrt{b+a}} \left[ \sqrt{\frac{1-b}{b}} \cos(D\sqrt{1-b}) + \sin(D\sqrt{1-b}) \right]^2 \right|. \quad (12)$$

由(12)式可知, 当  $D \rightarrow 0$ ,  $\Gamma_x \rightarrow \Gamma_0$ ; 当  $D \rightarrow \infty$ ,  $\Gamma_x \rightarrow 1$ 。

## 四、计算结果和讨论

1.  $b$  与结构参数间关系

由(2)式可知,  $b$  与  $D$ 、 $a$  有关, 经计算机算得各层折射率对  $b-D$  关系的影响, 如图 3 所示。由图 3 可知, 不对称因子  $a$  越大,  $h(y)$  越小,  $n_2$  与  $n_3$  的差值越大, 则  $b$  相对越小。图 3(b) 显示出一个十分有意义的结果,  $n_1$  几乎对  $b$  没有影响, 因此四层波导完全可用三层不对称波导来处理。图中虚线或圈点表示用近似式(9)~(11)算得的结果, 说明当  $D > 1.2$  时, 由(2)式经计算机算得的结果与近似式(9)~(11)算得的结果几乎完全一致; 当  $D < 1.2$  时, 虽有误差, 但其误差仍不超过 5%, 说明这些近似表式还是简便有效的。应当指出, 当  $D \rightarrow D_0$

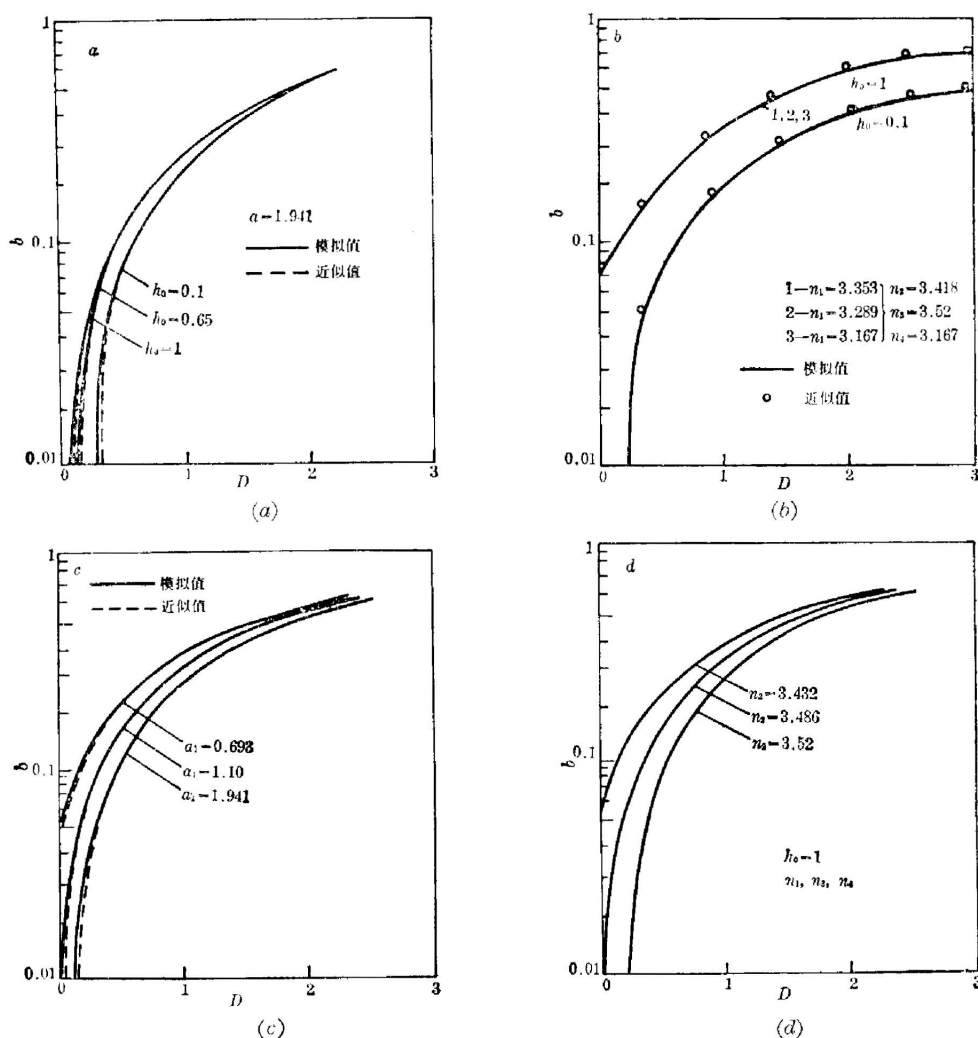


图 3  
(a)  $h_0$  对  $b-D$  的影响; (b)  $n_1$  对  $b-D$  影响; (c)  $a_1$  对  $b-D$  的影响; (d)  $n_2$  对  $b-D$  影响

Fig. 3

(a)  $b$  versus  $D$  for different  $h_0$  values; (b)  $b$  versus  $D$  for different  $n_1$  values;  
(c)  $b$  versus  $D$  for different  $a_1$  values; (d)  $b$  versus  $D$  for different  $n_2$  values

或  $h(y) \rightarrow 0.1$  时, 有时会出现不合理的负值, 表示(9)式就不能用了。此时  $n_{\text{eff}} \rightarrow n_2$  用  $n_2$  代替  $n_{\text{eff}}$ , 误差不会太大。从图 3(a) 可见, 当  $h \geq 0.5$  时,  $h$  对  $b$  影响很小, 说明用  $h \geq 0.5$  (此时  $F \rightarrow 1$ ) 来区分是合理的。这一点同样可从图 4 中看到, 由于  $F \rightarrow 1$ , ( $h = 0.5$ ), (2) 式中若  $d$  为常数, 则当各层折射率一定时, 其  $n_{\text{eff}}$  显然也相同, 才会形成图 4 所示除边缘极小部分外, 其余  $n_{\text{eff}}$  均为常数情况。因此把圆弧形分布波导近似处理为矩形波导, 给计算水平方向问题带来很大方便。若波导的形状变化梯度较大, 如 V 形波导, 使  $n_{\text{eff}}$  变化变大, 波导作用显然增大, 有利于改善激光器特性。由本征方程 (2) 式可知, 若要从根本上改善激光器特性, 有源区的厚度在  $y$  方向上作有规律变化, 其效果将明显得多。

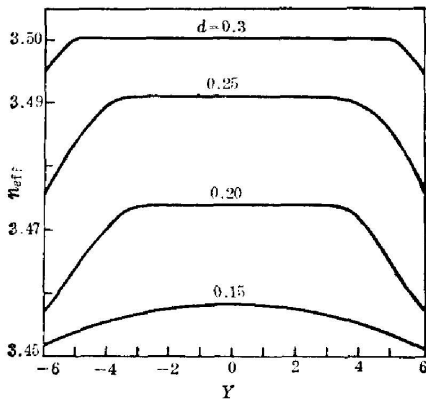


图 4  $y$  与  $n_{\text{eff}}$  关系 ( $h_0 = 1 \mu\text{m}$ )

Fig. 4  $n_{\text{eff}}$  versus  $y$  in case of  $h_0 = 1 \mu\text{m}$

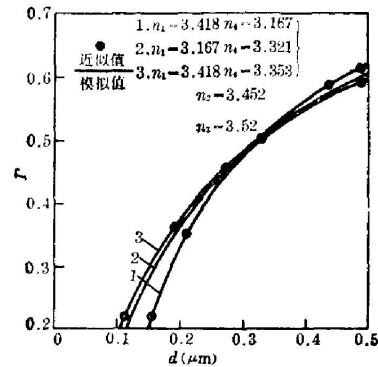


图 5  $\Gamma_x$  与  $d$  关系

Fig. 5  $\Gamma_x$  versus  $d$

### 2. 限制因子 $\Gamma_x$

$\Gamma_x$  可用 (8) 式或 (12) 式来计算, 其结果如图 5 所示。由 (12) 式可清楚地表明, 当  $D \rightarrow 0, \Gamma_0 \rightarrow 0$ , 则  $\Gamma_x \rightarrow \Gamma_0$ ; 当  $D \rightarrow \infty$  时,  $\Gamma_0 \gg 1$ , 则  $\Gamma_x \rightarrow 1$ , 这与图 5 结果是一致的。当  $d \rightarrow 0, \Gamma_x$  急骤下降而趋于零; 当  $d$  很大时,  $\Gamma_x$  的变化缓慢, 渐渐趋向于 1。因此当  $d$  取得很小, 使  $\Gamma_x$  变得甚小, 由 (8) 式可知, 使  $J_{th}$  很快上升, 所以无限制的减薄有源区厚度是不可取的。由图 5 也可见, 当  $d \leq 0.3$  时,  $a$  越大,  $\Gamma_x$  相对变小 (曲线 1 的  $a$  最大); 而当  $d > 0.3$  时, 则情况相反。在实用  $d(0.12 \sim 0.15)$  范围内, 采用曲线 2、3 更为有利。由图 5 还可见, 用 (8) 式与用近似式 (12) 的计算结果几乎完全一致, 说明近似式 (12), 还是有使用价值的。

### 3. 水平方向结构参数特性

水平方向若等效成三层平板波导, 一些公式的物理意义在有关文献已作了详尽的介绍, 这里不再赘述。但值得指出的是  $b_M, \Gamma_y$  等与四层波导  $n_{\text{eff}}$  有关, 因而与  $D, a, h(y)$  等参数也有关。图 3 指出,  $a$  与  $n_{\text{eff}}$  呈反比, 使  $W$  变小, 由 (3) ~ (5) 式可知  $\Gamma_y, b_M$  变小是不利于侧向光限制的, 而  $h(y), D$  与  $\Gamma_y, b_M$  呈正比, 有利于光限制。由图 6 可知,  $W$  与  $W_{\text{eff}}$  关系中有一极小值, 由此可得水平方向光限制最佳  $W$  值, 它随  $a$  增大而变大, 有利于从工艺上实现单模。若设沟外  $h_s$  恒等于  $0.1 \mu\text{m}$  时, 由图 3 可见,  $b$  变得很小,  $N_1 \rightarrow n_2$ , (6) 式分母可简化为  $\sqrt{b} (n_3^2 - n_2^2)^{1/2}$ , 计算结果示于图 7。隐埋波导中心厚度  $h_0$  对单侧模所允许  $W$  的影响甚大, 当  $h_0 = 0.65, d = 0.15, a = 0.913$  时,  $W_0$  为  $6.2 \mu\text{m}$ 。同样条件下  $h_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $W_0$  为  $4 \mu\text{m}$ 。而  $a$  越大,  $W_0$  也越大, 易形成单模。但  $a$  越大,  $n_3$  越小, Al 的成分越高, 器件的欧

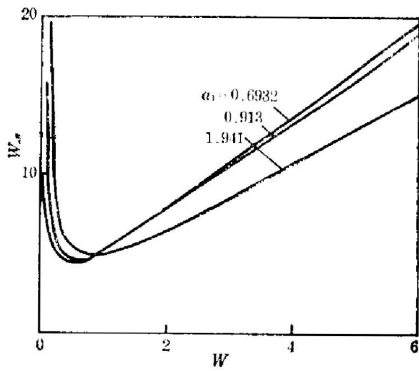


图 6  $W$  与  $W_{\text{eff}}$  关系  
Fig. 6  $W_{\text{eff}}$  versus  $W$

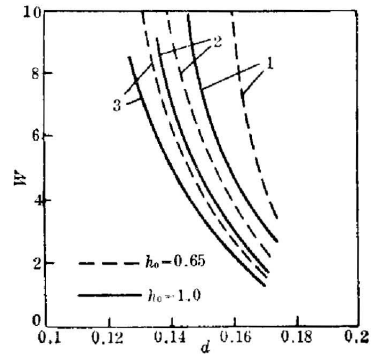


图 7  $d$  与  $W$  关系  
Fig. 7  $W$  versus  $d$

姆接触越不易做, 故其利弊要综合考虑。若  $h_s$  取  $0.3 \mu\text{m}$ , 可望  $W_0$  在相同条件下可更大。如  $h_0 = 0.8 \mu\text{m}$ ,  $W_0 = 4.5 \mu\text{m}$ ,  $h_0 = 0.65 \mu\text{m}$ ,  $W_0 = 7.9 \mu\text{m}$ , 对工艺制作更方便。但  $h_s$  也不能太大, 这不利于电流限制。当  $h_s \rightarrow 0$ ,  $N_1 \rightarrow n_1$ , 则  $W_0$  急骤下降是不可取的。

4.  $T$ 、 $R_e$ 、 $J_{th}$  与结构参数间关系

应用(8)式结合(i)、(ii)的电场方程(1)式和(7)式, 计算得到  $T$ 、 $R_e$ 、 $J_{th}$  与  $d$  的关系, 模拟结果示于图 8~10。由(8)式可知,  $T$  非但与  $E_a$  有关, 也与无源波导  $E_p$  有关。由图 8 可见,  $n_4$  越小, 即  $a$  越大, 则  $T$  越大。 $n_1$  越小,  $E_p$  成分增大也有利于  $T$  增大。但  $n_4$  减小, 不利于欧姆接触。最有利的结构如图 9 所示的曲线 2,  $n_4 = 3.321$ ,  $n_3 = 3.59$ ,  $n_2 = 3.452$ ,  $n_1 = 3.167$ 。用减小  $n_1$  值来补偿  $n_4$  的增大, 使  $T$  值接近曲线 1, 同时又克服了因  $n_4$  太小, 而不易做欧姆接触的优点。从图 9 还可见, 当  $d$  较小时, 它的  $R_e$  大于曲线 1, 有利于降低  $J_{th}$ 。计算结果还表明  $n_3$  与  $n_2$  的差值越小, 可使  $T$  很快增大, 但  $R_e$  急骤下降, 也是不可取的。由图 9 还可见到曲线 1 与实测值<sup>[7]</sup>基本相符, 说明我们的计算方法是正确的。从图 10 可知, 最佳阈值大约在  $d = 0.13 \sim 0.16 \mu\text{m}$  之间为  $3.5 \text{ kA/cm}^2$ 。曲线 2 与 3 十分接近, 并且当  $d < 0.3 \mu\text{m}$  时, 低于曲线 1。因此, 我们认为应采用曲线 2 的结构参数为最适宜。

5. 实验结果

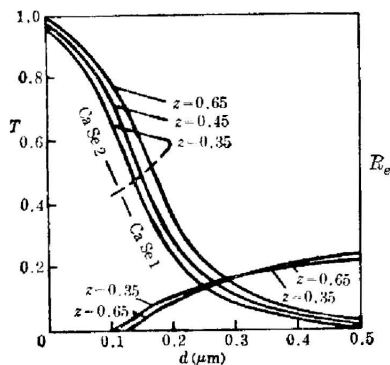


图 8  $d$  与  $T$ 、 $R_e$  关系  
Fig. 8  $T$  and  $R_e$  versus  $d$

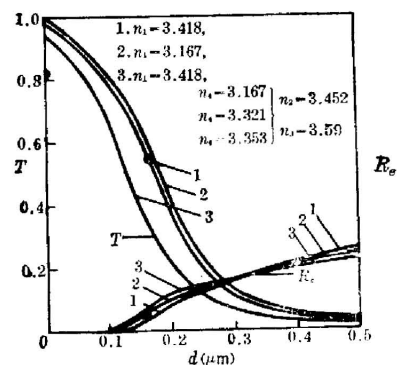


图 9  $d$  与  $T$ 、 $R_e$  关系  
Fig. 9  $T$  and  $R_e$  versus  $d$

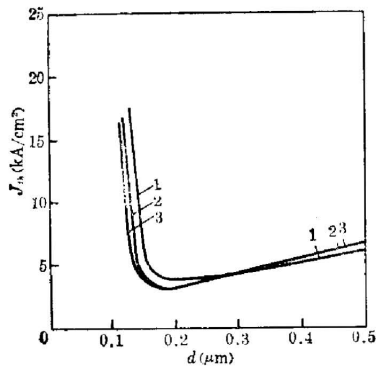


图 10  $d$  与  $J_{th}$  关系  
Fig. 10  $J_{th}$  versus  $d$

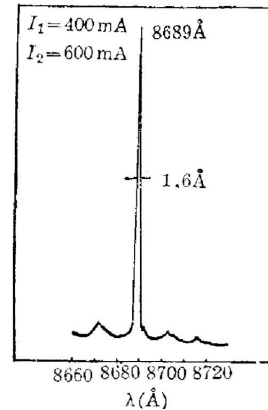


图 11 集成器件同步脉冲工作时的激光光谱  
Fig. 11 Laser spectrum of the integrated diode pumped with synchronous pulses

在计算机模拟设计的同时, 我们采用沟道衬底上液相外延生长法, 制造了由凸透镜型隐埋波导耦合的集成型双腔条形激光器, 器件采用图 9 所示曲线 3 的结构参数, 沟道宽为  $15 \mu\text{m}$ , 电极条宽为  $10 \mu\text{m}$ , 该集成器件的两个有源器件分别施加  $400 \text{ mA}$  和  $600 \text{ mA}$  脉冲电流时, 获得了单纵模激光(见图 11), 详见另文报导。实验表明, 由于电流的横向扩散, 实际作用区增宽到约  $30 \mu\text{m}$ , 预期改善电流的横向扩散, 缩小沟道宽度, 并采用图 9 所示曲线 2 的结构参数, 可望阈值进一步降低。

## 五、结 束 语

1. 本集成型激光器的有源部分, 可用四层不对称复合波导模型处理。在实际情况下,  $n_1$  可忽略, 可简化为三层不对称波导来处理。

2. 有源层为平板型, 波导层呈圆弧型情况下, 模拟结果表明可近似为矩形波导处理。因此水平方向可近似等效成三层对称平板波导来处理。

3. 在综合分析基础上, 提出了最适宜的器件结构参数为  $n_4 = 3.321$ ,  $n_3 = 3.59$ ,  $n_2 = 3.452$ ,  $n_1 = 3.167$ ,  $h_0 = 0.65 - 0.8 \mu\text{m}$ ,  $h_s = 0.3 \mu\text{m}$ ,  $d = 0.15 \mu\text{m}$ ,  $W = 4 \sim 8 \mu\text{m}$ 。采用这些设计参数, 既有利于欧姆接触, 又有利于增大  $T$ 、 $R_s$  和降低  $J_{th}$ , 已初步研制出单纵模激光的集成型激光器。

## 参 考 文 献

- [1] D. Botez; *Proc. SPIE.*, 1980, 224 (Washington SPIE, 1980), 102.
- [2] Y. Yamada *et al.*; *Japan J. Appl. Phys.*, 1980, **19**, No. 11 (Nov), L689.
- [3] 肖宗耀, 沈彭年等; 《光学学报》, 1983, **3**, No. 2 (Mar), 107.
- [4] P. K. Tein; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 8 (Aug), 1909.
- [5] H. Kressel, J. K. Butler; 《Semiconductor Laser and Heterojunction LED's》, (Academic press, New York, San Francisco, London, 1977), 173.
- [6] D. Botez; *KCA Rev.*, 1978, **30**, No. 4 (Dec), 577.
- [7] T. L. Merz, R. A. Logan *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 2 (Feb), 72.



**Computer simulation design of a channeled-substrate-planar-stripe  
(CSPS) GaAs/(GaAl)As lasers integrated with  
buried passive waveguide**

WANG DENING AND PAN HUIZHEN

*(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)*

(Received 20 April 1983, revised 4 August 1983)

**Abstract**

Based on evanescent field coupling, a channeled-substrate-planar-stripe(CSPS)GaAs/(GaAl)As laser integrated with buried passive waveguide is designed by computer simulation. This integrated device contains two active parts coupled with a buried convex passive waveguide. The dependences of the model power transfer efficiency, the radiation confinement factor and the threshold current density on the normalized guide thickness, the central depth of the buried convex passive waveguide and the waveguide asymmetry factor are calculated. Using the effective index method, the channel width and the effective channel width, for which the structure supports only the fundamental mode are obtained for different waveguide structure parameters.

From these simulation results, the approximate analytical expressions of the normalized effective index and the optical field confinement factor have been deduced and that the optical waveguide structure is: the active layer thickness  $d=0.15\mu\text{m}$ , the waveguide central depth  $h_0=0.65\mu\text{m}$ , the channel width  $W$  is from 4 to  $8\mu\text{m}$ , and the index profile is  $n_1=3.167$ ,  $n_2=3.418$ ,  $n_3=3.59$ ,  $n_4=3.321$ .