

四层不对称波导的一些近似关系式

王德宁 · 潘慧珍

(中国科学院上海冶金研究所)

1983年9月16日收到

提 要

本文在四层不对称波导的归一化电场方程和本征方程基础上, 导出了归一化有效折射 b 表达式和限制因子 Γ_x 等的近似关系式, 并提出了不对称近场和远场高斯分布的近似表达式。

应用上述分析, 研究了四层不对称波导的动态特性。文中导出了注入载流子分布, 增益分布的解析表达式, 可方便地计算模增益, 阈值电流密度, 最佳有源区厚度和最佳阈值电流密度。并进一步研究了结构参数对器件的影响。

一、引 言

随着光通信技术的迅速发展, 对激光器提出了越来越高的要求, 不仅要求阈值低, 寿命长, 而且要求单模、模式稳定^[1], 因此激光器波导结构逐步向不对称, 多层和集成化方向发展^[2-4]。三层不对称波导特性的研究也有许多文献报道了, 且有一些很有实用价值近似公式可以应用。但四层不对称波导, 由于其结构复杂, 研究得不多, 特别是近场、远场 Γ_x 等实用近似表达式还未见诸文献, 本文在基本导波方程基础上, 导出有关实用近似表示并进行动态分析。

二、四层不对称波导的本征方程归一化表式

这里讨论的是如图1所示的带隐埋沟道的四层不对称波导, 仅限于 Tein^[6] 指出的主要传输方式, 即除有源区以余弦形式传输外, 其余均以指数形式衰减, 在 $n_3 > n_{\text{eff}} > n_2$ 的条件下其电场方程可参阅文献 [5, 7]。

根据文献 [12] 对三层不对称波导归一化方法, 应用于四层不对称波导, 若设归一化有效厚度 $D = k_0 d (n_3^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$, 有源层 (n_3) 相对于波导层 (n_2) 的归一化有效折射率

$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}{n_3^2 - n_2^2},$$

由 n_4 层和 n_1 层引起的不对称分布因子分别为 $a_1 = \frac{n_2^2 - n_4^2}{n_3^2 - n_2^2}$ 和 $a_2 = \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}$ 。这里 n_1, n_2, n_3, n_4 为 1 至 4 层 (图 1) 的折射率, n_{eff} 为有效折射率, d 为有源区厚度, $k_0 = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 0.9\mu\text{m}$ 。用上述归一化因子代入文献 [6] 的本征方程, 可得本征方程归一化形式

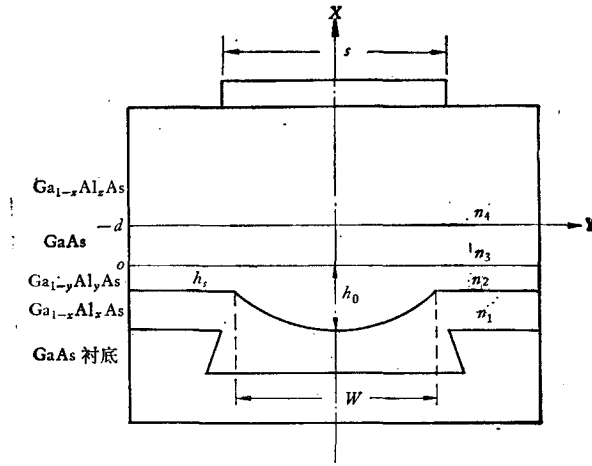


图1 四层不对称波导的结构示意图

$$D \sqrt{1-b} = \tan^{-1} \left(F \cdot \sqrt{\frac{b}{1-b}} \right) + \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{b+a_1}{1-b}} \right), \quad (1)$$

其中

$$F = \frac{1 + \left(\sqrt{\frac{b}{a_2}} - \sqrt{1 + \frac{b}{a_2}} \right)^2 \cdot \exp[-2h(y)k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}]}{1 - \left(\sqrt{\frac{b}{a_2}} - \sqrt{1 + \frac{b}{a_2}} \right)^2 \cdot \exp[-2h(y)k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}]}. \quad (2)$$

从(2)式中不难看出,当 $h(y)$ 较大时及 n_1 层影响很小时(即 a_2 影响很小),指数项

$$\exp[2h(y)k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}]$$

可远大于 $\left(\sqrt{\frac{b}{a_2}} - \sqrt{1 + \frac{b}{a_2}} \right)^2$, 则 $F \rightarrow 1$, (2)式就简化为三层不对称波导的归一化形

式. 这里 $h(y)$ 为圆弧形分布即 $h(y) = \sqrt{R_0^2 - y^2} - (R_0 - h_0)$ (μm). 而

$$R_0 = \frac{\left(\frac{W}{2}\right)^2 + h_0^2}{2h_0} \quad (\mu\text{m}),$$

h_0 为圆弧中心高度, W 为圆弧宽. (见图1) 则(1)式,应用计算机,用迭代法,在一定 D , a_2 , a_1 和 $h(y)$ 下,待(1)式两边相等时可方便得到 b 值.

三、波导特性的一些近似表达式

1) 限制因子 Γ_x 的近似表式 按定义 $\Gamma_x = \frac{\int_{-d}^0 E_a^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_a^2(x) dx} = \frac{c_3}{c_1 + c_2 + c_3 + c_4}$, 这里

$$c_3 = \int_{-d}^0 E_a^2(x) dx, \quad c_4 = \int_{-\infty}^{-d} E_a^2(x) dx, \quad c_2 = \int_0^{h(y)} E_a^2(x) dx, \quad c_1 = \int_{h(y)}^{\infty} E_a^2(x) dx, \quad \text{各区间}$$

电场表达式及其系数 $A_i, B_i (i = 1-4)$ 的计算见文献[7,8]. 若设 $\phi_3 = k_3 d = D\sqrt{1-b}$, $\phi_2 = r_2 d = D\sqrt{b}$, $\phi_4 = r_4 d = D\sqrt{b+a_1}$ 和 $\phi_1 = r_1 d$, (这里 $k_3 = k_0(n_3^2 - n_{\text{eff}}^2)^{\frac{1}{2}}$, $r_4 = k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_4^2)^{\frac{1}{2}}$, $r_2 = k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$, $r_1 = k_0(n_{\text{eff}}^2 - n_1^2)^{\frac{1}{2}}$). 这样

$$c_4 = \frac{d}{2r_4} |A_4^2| = \frac{dB_3^2}{2\phi_4} \left| \frac{\phi_3}{\phi_2} \cos \phi_3 + \sin \phi_3 \right|^2,$$

$$c_3 = \frac{B_3^2 d}{\phi_3} \left| \frac{\phi_3^2}{\phi_2^2} \left(\frac{\phi_3}{2} + \frac{\sin 2\phi_3}{4} \right) + \left(\frac{\phi_3}{2} + \frac{\sin 2\phi_3}{4} \right) - \frac{\sin 2\phi_3}{2} - \frac{\phi_3}{\phi_2} \sin^2 \phi_3 \right|,$$

$$c_2 = \frac{dB_3^2 \phi_3^2}{2\phi_2^2}, c_1 = \frac{B_3^2 \phi_3^2 d}{2\phi_1 \phi_2^2} \left| \left(e^{-r_2 h(y)} - \frac{e^{-r_2 h(y)}}{Y} \right)^2 \right|,$$

其中 $Y = \left(\frac{r_2 + r_1}{r_2 - r_1} \right) e^{-2r_2 h(y)}$. 因 Y 很大, $c_1 \rightarrow 0$, 则

$$\Gamma_x = \frac{c_3}{c_2 + c_3 + c_4} = \frac{\Gamma_0}{1 + \Gamma_0}. \quad (3)$$

这里 $\Gamma_0 = \frac{c_3}{c_2 + c_4}$, 将 c_2 至 c_4 的归一化因子表达式代入(3)式得

$$\Gamma_0 = \left[\frac{1}{D\sqrt{1-b}} \left| \frac{1}{b} \left(D\sqrt{1-b} + \frac{\sin(2D\sqrt{1-b})}{2} \right) - \sin(2D\sqrt{1-b}) \right. \right. \\ \left. \left. - 2\sqrt{\frac{1-b}{b}} \sin^2(D\sqrt{1-b}) \right| \right] / \left[\left| \frac{1-b}{Db\sqrt{b}} + \frac{1}{D\sqrt{b+a_1}} \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\sqrt{\frac{1-b}{b}} \cos(D\sqrt{1-b}) + \sin(D\sqrt{1-b}) \right)^2 \right| \right]. \quad (4)$$

当 $D \rightarrow 0$, $\Gamma_x \rightarrow \Gamma_0$; $D \rightarrow \infty$, $\Gamma_x \rightarrow 1$.

2) 四层不对称波导的近场分布的高斯近似 文献[9]报道用对称高斯分布来近似表示对称三层波导的 x 方向的电场分布, 我们讨论的是不对称波导, 应采用文献[10]的非对称高斯分布来描述, 则有如下形式:

$$E_{G_1}(x) = \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi} W_a}} \exp \left[- \left(\frac{x + x_1}{\sqrt{2} \sigma_1} \right)^2 \right] \quad x \leq x_1;$$

$$E_{G_2}(x) = \sqrt{\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi} W_a}} \exp \left[- \left(\frac{x + x_1}{\sqrt{2} \sigma_2} \right)^2 \right] \quad x > x_1. \quad (5)$$

这里 x_1 为由不对称分布造成的中心偏离, 从射线光学分析可得 $x_1 = \frac{\tan^{-1}(r_2/k_3)}{k_3}$, σ_1, σ_2

分别为不对称高斯分布的标准偏差, $\sigma_1 = \frac{W_a}{2} \sqrt{\frac{1}{1+a_1}}$, $\sigma_2 = \frac{W_a}{2} \sqrt{\frac{1-b}{1+a_1}}$, 按文献[9]束宽 $W_a = \left(0.31 + \frac{2.1}{D^{1.5}} + \frac{4}{D^6} \right) d$. 因此 $E_G(x)$ 可归结为 b, D 和 a_1 的函数, 而其近场分布可用 $E_G^1(x)$ 来表示.

3) 远场分布的近似表达式 上述不对称近场分布, 实际上为半对称分布, 可设想为

两个对称分布 (σ_1 和 σ_2) 的一半相并而成, 其左半边按远场分布定义为

$$G_1\left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_{G_1}(x) \exp\left[-jx\left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right)\right] dx,$$

经傅里叶转换, 得

$$\begin{aligned} G_1\left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\sqrt{2\pi}}{W_a}} \sigma_1 \exp\left(\frac{2\pi x_1 j \sin \theta}{\lambda}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi \sigma_1 \sin \theta}{\lambda}\right)^2\right] \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\sqrt{2\pi}}{W_a}} \sigma_1 \cos\left(\frac{2\pi x_1 \sin \theta}{\lambda}\right) \exp\left[-\left(\frac{\pi \sigma_1 \sin \theta}{\lambda}\right)^2\right], \end{aligned}$$

则它的强度分布为

$$I(\theta) = F(\theta) G_1^2\left(\frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}\right) = F(\theta) \cdot \frac{\sqrt{2\pi}}{2W_a} \sigma_1^2 \cos^2\left(\frac{2\pi x_1 \sin \theta}{\lambda}\right) \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{2} \pi \sigma_1 \sin \theta}{\lambda}\right)^2\right].$$

一般情况下, $F(\theta) = \cos \theta$ ^[9], 则

$$\frac{I(\theta)}{I(a)} = \frac{1}{2} = \cos(\theta_{\frac{1}{2}})_1 \cos^2\left(\frac{2\pi x_1 \sin(\theta_{\frac{1}{2}})_1}{\lambda}\right) \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{2} \pi \sigma_1 \sin(\theta_{\frac{1}{2}})_1}{\lambda}\right)^2\right]. \quad (6a)$$

当

$$0 < \theta < 40^\circ$$
^[13], $\cos \theta \doteq \exp\left(-\frac{\theta^2}{2}\right)$,

故

$$\frac{\sin^2(\theta_{\frac{1}{2}})_1}{2} + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2 \sin^2(\theta_{\frac{1}{2}})_1 + \left(\frac{\sqrt{2} \pi \sigma_1}{\lambda}\right)^2 \sin^2(\theta_{\frac{1}{2}})_1 = \ln 2,$$

则

$$\sin(\theta_{\frac{1}{2}})_1 = \sqrt{\frac{\ln 2}{c_1}}. \quad (6b)$$

这里 $c_1 = \frac{1}{2} + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi \sigma_1}{\lambda}\right)^2$. 同理对右半边可得 $c_2 = \frac{1}{2} + \left(\frac{2\pi x_1}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{2\pi \sigma_2}{\lambda}\right)^2$,

$\sin(\theta_{\frac{1}{2}})_2 = \sqrt{\frac{\ln 2}{c_2}}$, 因此其束宽, 按文献 [13] 定义 $\theta_{\perp} = (\theta_{\frac{1}{2}})_1 + (\theta_{\frac{1}{2}})_2$.

4) 动态特性分析 注入载流子扩散方程^[14]为

$$\frac{d^2 N(y)}{dy^2} - \frac{N(y)}{L_D^2} = Q \quad (7a)$$

有源区为平板型 $Q = \frac{J_V}{eD_s d}$, L_D 为载流子扩散长度, 扩散系数 $D_s = 30 \text{ cm}^2/\text{s}$, e 为电子电荷, 其中

$$J_V = \begin{cases} J_e & 0 \leq |y| \leq \frac{1}{2}s; \\ J_e \exp\left[-\frac{1}{l_0}\left(|y| - \frac{1}{2}s\right)\right] & |y| > \frac{1}{2}s. \end{cases} \quad (7b)$$

这里 $l_0 = (0.10339/R_y \cdot J_e)^{\frac{1}{2}}$, $l_e = J_e(2l_0 + s)L$, s 为条宽, L 为腔长, R_y 为材料横向电阻, l_e 为注入电流, J_e 为注入电流密度, (7a) 式的解为

$$N(y) = \begin{cases} QL_D^2 \left\{ 1 - \left(\frac{L_D}{L_D + l_0} \right) \exp \left[- \left(\frac{s}{2L_D} \right) \cosh \left(\frac{y}{L_D} \right) \right] \right\} & 0 \leq |y| \leq \frac{1}{2}s; \\ QL_D^2 \left\{ \left(\frac{l_0^2}{l_0^2 - L_D^2} \right) \exp \left[- \left(\frac{|y| - \frac{1}{2}s}{l_0} \right) \right] - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{L_D}{l_0 + L_D} \right) \exp - \left(\frac{s}{L_D} \right) \right] \right. \\ \quad \left. \times \exp \left(\frac{x - \frac{1}{2}s}{L_D} \right) \right\} & |y| \geq \frac{1}{2}s. \end{cases} \quad (7c)$$

当 $y = 0$, $N(0) = QL_D^2 \left[1 - \left(\frac{L_D}{l_0 + L_D} \right) \exp \left(- \left(\frac{s}{2L_D} \right) \right) \right]$, 则按文献 [11], 增益系数分布为

$$g(y) = a_3 N(y) - b_3 = g(0) - (4\Delta g/s^2)y^2. \quad (8)$$

这里

$$g(0) = a_3 N(0) - b_3, \quad \Delta g = g(0) - g\left(\frac{1}{2}\right) = a_3 \left(\frac{L_D}{l_0 + L_D} \right) QL_D^2 \\ \times \exp \left[- \left(\frac{s}{2L_D} \right) \right] \left[\cosh \left(\frac{s}{2L_D} \right) - 1 \right].$$

若 y 方向的光场分布用 Hermite-Gaussian 分布来表示,

$$E_a(y) = H_m \left(\frac{\sqrt{2} y}{W_0} \right) \exp \left[- \left(\frac{y}{W_0} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

对基模 $H_0 = 1$, $W_0 = \left(\frac{\lambda s^2}{\pi n_r \Gamma_x \Delta g} \right)^{\frac{1}{4}}$, $n_r = [n_3^2 \Gamma_x - n_2^2 (1 - \Gamma_x)]$. 则模增益为

$$G_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g(y) E_a^2(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} E_a^2(y) dy}. \quad (10a)$$

将 (8), (9) 式代入上式积分后得

$$G_0 = g(0) - \frac{\Delta g}{s^2} W_0^2. \quad (10b)$$

阈值时,

$$J_{th} = \eta J_e, \quad T_x G_{th} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{RR_e} + \alpha_i = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R \Pi_x^{\frac{1}{2}}} + \alpha_i^{(1)}, \quad (11a)$$

$$G_{th} = \frac{\eta J_{th} A}{d} - b_3. \quad (11b)$$

这里

$$A = \frac{2a_3 L_D^2}{\epsilon D_s} \left\{ \left[1 - \left(\frac{L_D}{l_0 + L_D} \right) \exp \left(- \left(\frac{s}{2L_D} \right) \right) \right] - \left(\frac{W_0}{s} \right)^2 \left(\frac{l_0}{l_0 + L_D} \right) \right. \\ \left. \times \exp \left(- \left(\frac{s}{2L_D} \right) \right) \left[\cos \left(\frac{1}{2L_D} \right) - 1 \right] \right\}.$$

1) 本文讨论的是一面为腐蚀腔面, 一面为解理腔面, 而腐蚀腔面的反射率 $R_e = R \cdot \Gamma_x$.

将 (11b) 式代入 (11a) 式得

$$J_{th} = \frac{d}{\eta} \left[\frac{b_3}{A} + \frac{1}{A\Gamma_x} \left(\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R\Gamma_x^{\frac{1}{2}}} + \alpha_i \right) \right]. \quad (11c)$$

这里对 GaAs 有源区, $L_D = 3\mu\text{m}$, $S = 10\mu\text{m}$, $D_i = 30\text{cm}^2/\text{s}$, $a_3 = 1.08 \times 10^{16}\text{cm}^{-2}$, $b_3 = 146\text{cm}^{-1}$, $\alpha_i = 30\text{cm}^{-1}$, 则

$$J_{th} = \frac{d}{\eta} \left[4783 + \frac{32.76}{\Gamma_x} \left(\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R\Gamma_x^{\frac{1}{2}}} + \alpha_i \right) \right]. \quad (11d)$$

若二边均为解理腔面,

$$J_{th} = \frac{d}{\eta} \left[4783 + \frac{32.76}{\Gamma_x} \left(\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} + \alpha_i \right) \right].$$

对 (11b) 式取导数为零得最佳有源区厚度:

$$d_{opt} = \frac{b_3 + G_{th}}{G'_{th}}. \quad (11e)$$

这里 G'_{th} 为 G_{th} 的一阶导数, 将 d_{opt} 代入 (11c) 式可得最佳 $J_{th,opt}$.

四、结果与讨论

1) 限制因子 Γ_x 按 (3) 及 (4) 式的近似计算示于图 2. 同时用计算机模拟方法不作近似的数值解也示于图 2, 两者符合甚好, 说明了近似式的准确性. 由 (4) 式可见, Γ_x 为 D , b 和 a_1 的函数, 当

$$D \rightarrow 0, \Gamma_x \rightarrow \Gamma_0,$$

因此 Γ_x 在 d 较小时应急剧下降, 当

$$D \rightarrow \infty, \Gamma_x \rightarrow 1,$$

因此当 d 大于某特定值时, Γ_x 应随 d 变化日趋缓和, 图 2 中也明显示出. 并从图 2 可见, 当 $d \leq 0.3$ 时, Γ_x 与 a_1 成反比, 当 $d > 0.3$ 时, Γ_x 与 a_1 成正比, 说明在实用 $d(0.15-0.2\mu\text{m})$ 范围内, a_1 越小, Γ_x 越大, 有利于降低阈值. b 与 Γ_x 的关系和 d 与 Γ_x 的完全一样, 也由 (4) 式可见.

2) 近场和远场 由 (5) 式可得图 3 (a), 由图可见, 除两边缘处稍有误差外, 其余几乎完全一致, 这样就使近场计算简便得多, x_1 是近场峰值位置, x_1 越大表示不对称程度越大, σ_1 和 σ_2 与 a_1 , b 成反比, 与 D 成正比. 由于用了 (5) 式, x 方向上电场变化可用同一函数表示, 使四层不对称波导远场分布有了解析解, 用 (6a) 和 (6b) 式可得图 3(b) 的远场分布图, 算得 $\theta_{\perp} = 30^\circ$ 与文献 [9] 测得 $\theta_{\perp} = 32^\circ$ 基本相符, 且其分布趋势与实测值^[9] 也符合得很好, 说明了 (6b) 式的准确性. 由 (6a) 和 (6b) 式还可见, $\theta_{\frac{1}{2}}$ 与 c_1 成反

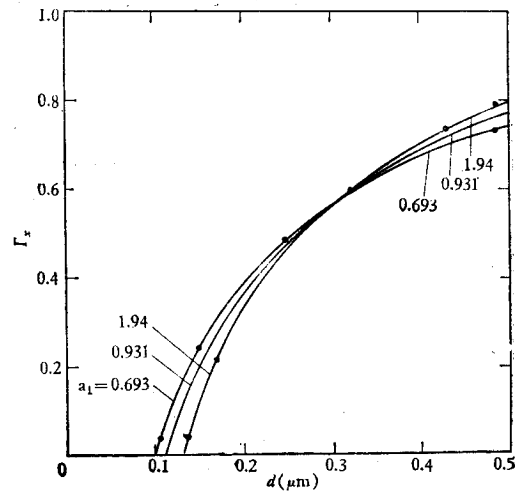


图 2 Γ_x 与 d 的关系

● 为计算机模拟结果; —— 为按 (3), (4) 式计算的

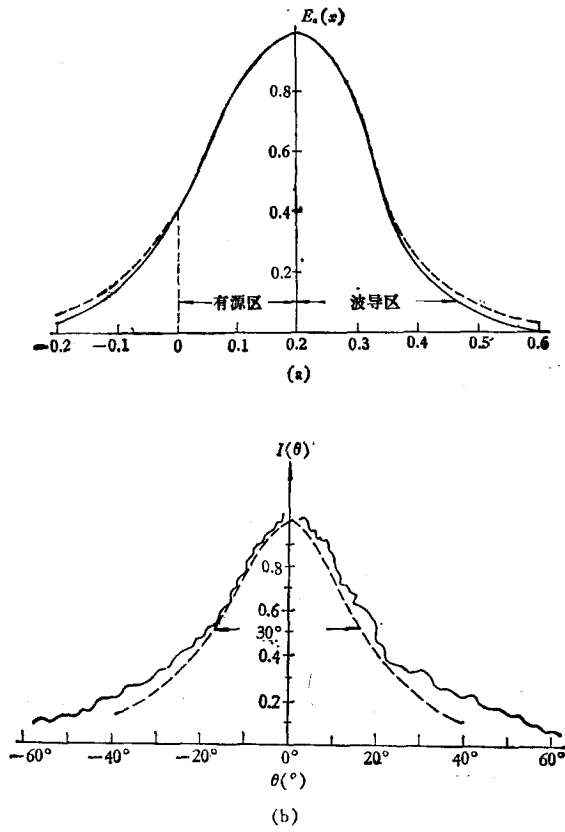


图 3

(a) 近场分布图 (b) 远场分布图

实线为文献[9]实测值；虚线为按(5)及(6a), (6b)式的计算值

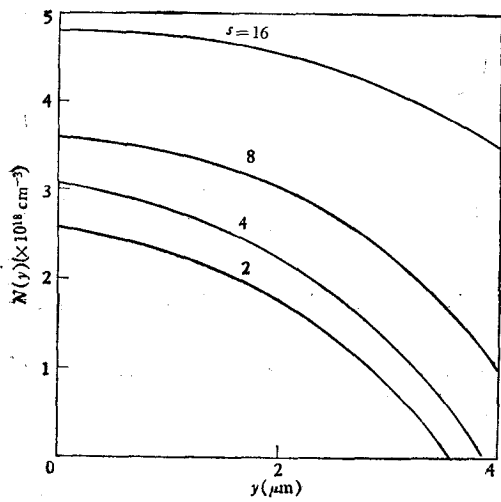


图 4 注入载流子浓度 $N(y)$ 的分布图

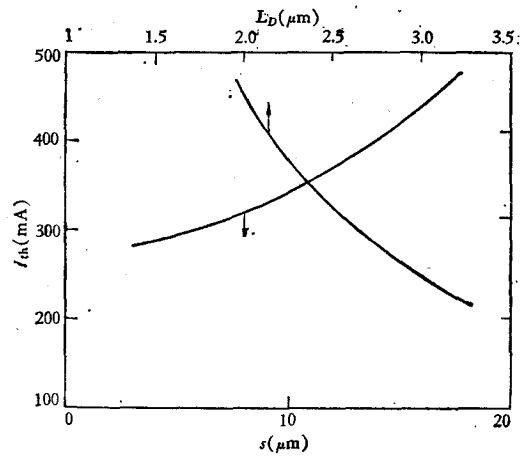


图 5 s, L_D 对 I_{th} 的影响

比,而 D, b, a_1 均和 c_1 成反比,则与 $\theta_{\frac{1}{2}}$ 成正比,因此要使 $\theta_{\frac{1}{2}}$ 变小,应尽可能降低 D, b 和 a_1 .

3) 动态特性 $N(y), g(y), G_0$ 和 J_{th} 由 (7c) 式可方便地计算得 $N(y)$ 的分布图,示于图 4. 由图可见,随着 s 增加, $N(0)$ 变大,且使电流扩展增加,使 I_{th} 变大. 此外,图 4 示出 $N(y)$ 分布也可视为高斯分布. 由 (8) 式可见, $g(y)$ 也和 $N(y)$ 的分布是一致的,所以其性质也一致,也应有高斯分布形状. 对 (10b), (8) 和 (9) 式,用叠代法可算得各种条件下 J_{th} 和 I_{th} , 作图于图 5, 由图可见, s 越大 I_{th} 越大,与前面分析是一致的. 而 L_D 的作用恰与 s 相反,因此要降低 I_{th} , 必需要增加 L_D , 减小 s . 我们以集成型激光器为例^[7], 四层波导的折射率分布为 $n_1 = 3.167, n_2 = 3.452, n_3 = 3.59, n_4 = 3.321$, 则按 (11d) 式可得图 6 所示结果, 可见其最佳 $d_{opt} = 0.15 \mu\text{m}$, d 低于 $0.15 \mu\text{m}$, J_{th} 急骤上升,这正如前面所述的那样,是 Γ_x 的急骤变小而引起的. $d = 0.15$ 时 Γ_x 的影响与 d 的影响恰巧抵消,处于最佳值. 当 d 继续变大时, d 的作用超过了 Γ_x 的作用使 J_{th} 随 d 缓慢增加. 用 (11e) 式得到

$$d_{opt} = 0.15, J_{th,opt} = 5.6 \text{ kA/cm}^2$$

与图 6 的结果是一致的,当 $s = 10 \mu\text{m}$ 时计算得 $I_{th} = 243 \text{ mA}$, 当 $s = 3 \mu\text{m}$ 时

$$I_{th} = 168 \text{ mA},$$

这与我们在同一类型的四层不对称波导集成型激光器中测得的 $s = 10 \mu\text{m}$, $I_{th} = 250 \text{ mA}$, $s = 3 \mu\text{m}$ 时, I_{th} 为 $150-160 \text{ mA}$ 的结果是相近的. 说明上述一些分析是准确的. 最后我们认为,对许多四层不对称波导,只要有源区是平板型的,上述一系列公式具有一定的普适性.

参 考 文 献

- [1] Y. Yamada *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**(1980), 689.
- [2] N. Ueno *et al.*, *IEEE J. Quan. Electronics*, QE-17(9)(1981), 1930.
- [3] W. Streifer *et al.*, *Appl. Phys. Letter*, **37**(2) (1980), 129.
- [4] 肖宗跃、沈彭年、潘慧珍, Technical Digest, Sixth Topical Meeting On Intergrated and Guided-Wave Optical, Th B6 (1982).
- [5] D. Botez, *IEEE, J. Quan. Electronics*, QE-17(2) (1981), 178.
- [6] P. K. Tien, *Appl. Opt.*, **12**(1973), 1909.
- [7] 王德宁、潘慧珍, *光学报*, **4**(2)(1984)126.
- [8] H. Kressel, J. K. Butler, *Semiconductor Laser and Heterojunction LEDs* Academic Press, New York, San Francisco Landon (1977), p. 173.
- [9] P. A. Kirkby, G. H. B. Thompson, *Opt-electronics*, **4**(1972), 323.
- [10] J. F. Gibbons, *Projected Range Statistics in Semiconductor*, Dowden Ross and Hutchinson Publishers Strondsberg Pa, (1973).

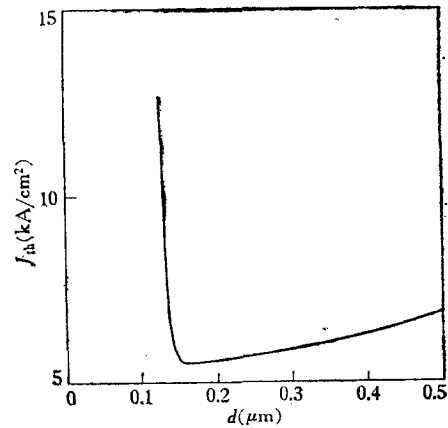


图 6 $d-J_{th}$ 关系

- [11] M. Yano, *IEEE J. Quan. Electronics*, QE-15, (1979), 1388.
[12] T. Tamir, *Integrated Optics, Topics Applied Physics Vol. 7*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, (1975), p. 20—25.
[13] D. Botez, *RCA Review*, 39(1978), 577.

THE APPROXIMATE EXPRESSIONS OF THE FOUR LAYER ASYMMETRIC WAVEGUIDE CHARACTERISTICS

WANG DE-NING PAN HUI-ZHEN

(*Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper, based on the normalized electronic field and the eigenvalue equation for the four layer asymmetric structure, the approximate expressions of the normalized effective index and the radiation confinement factor were introduced, and the approximate equations for the near field and far field asymmetric Gaussian Profile were deduced.

Using the above-mentioned analysis, the dynamic characteristics of the four layer asymmetric waveguide was investigated. From this, the analytic expressions of the injected carrier concentration profile and the gain profile were obtained, and the modal gain, the threshold current density, the optimal active layer thickness, and the optimal threshold current density can be calculated.

The calculated results of a series of relation were discussed. We study further the structure parameter effect on the device.