

半导体 BH 激光器中散射过程 的选模作用*

郭长志 吴立新

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1987年12月22日收到

本文用微扰论分析了各种 BH 激光器中波导界面不平整性引起的散射和模式转换过程。计算了各阶导波模式的散射损耗随界面不平整参数、折射率差和到达界面光能的变化。结果表明高阶模式一般都比低阶模式的散射损耗高得多，特别是对依靠增益差难以抑制的 A 类高阶模式有明显的抑制作用，因而是一种有效的选模机制。

主题词：半导体激光器，模式选择，散射损耗。

一、引言

半导体条形隐埋异质结构 (BH) 激光器由于其波导结构的自建性而具有优异的模式稳定性，但由于异质结构折射率差较大，侧向波导的截止功能和增益差的选模作用都有所减弱，而端面反射率虽然对模式的偏振性 (TE、TM 模) 有明显的选择性，但对高阶模的抑制作用也较弱。因此，BH 激光器如单靠上述三种选模机制往往难以实现侧向单横模化。C. H. Henry 等^[1]曾发现折射率差较大的侧向异质界面，由于其不平整性所引起的散射损耗对不同阶模式有较大差别而起到明显的选模作用，最近的实验^[2]也表明采用折射率约为 1.5 的聚酰亚胺作侧向限制层所制成的波长为 $1.3\mu\text{m}$ 的 InGaAsP 特强 BH 波导结构激光器仍能在两倍阈值电流范围内实现了稳定的单基横模工作。同时，在研究质量迁移 (MT) 半导体激光器的迁移层厚度对模式行为的影响中^{[3],[4]}，也涉及内外侧向异质界面的散射损耗的选模作用问题。本文将从理论上分析三层和五层平板波导界面不平整性所引起的散射损耗对不同偏振和不同阶模式的差别及其在选模过程中的作用，从而为利用这种最近才引起注意的选模机制来实现 BH 激光器侧向单基横模化提供理论依据。

二、理论

实际 BH 激光器，特别是质量迁移激光器的侧向波导有两对侧壁，其实际界面各为

* 国家自然科学基金资助项目。

$f_i(x)$, $i = -2, -1, 1, 2$, 如图 1, 则各界面的不平整性 $f_1(x) = \frac{d_2}{2}$, $f_2(x) = \frac{d_2 + d_3}{2}$

等对波导的作用可以看成侧壁平整 (即 $f_1(x) = \frac{d_2}{2}$ 等) 的波导各区相对介电常数或折射率平方 $\bar{n}_0^2(x)$ 受到微扰 $\Delta\bar{n}^2(x, z)$ ^[5].

$$\bar{n}_0^2(x) = \begin{cases} \bar{n}_2^2, & |x| < \frac{d_2}{2} \\ \bar{n}_3^2, & \frac{d_2}{2} < |x| < \frac{d_2 + d_3}{2} \\ \bar{n}_1^2, & |x| > \frac{d_2 + d_3}{2} \end{cases} \quad (1)$$

对于 $i = 1$ 的界面:

$$\Delta\bar{n}^2(x, z) = \begin{cases} \bar{n}_1^2 - \bar{n}_3^2, & \frac{d_2}{2} < x < f_1(x) \\ \bar{n}_3^2 - \bar{n}_1^2, & f_1(x) < x < \frac{d_2 + d_3}{2} \\ 0, & \text{其它情形。} \end{cases} \quad (2)$$

余类推。为了说明 BH 激光器的 $E_m^2 \approx TE_{mm}$ 模行为, 以下将着重分析侧向波导的 TM_m 模, TM 模唯一不为 0 的磁场分布为:

$$\mathcal{H}_y(x, y, z) = H_y(x, z)e^{i\omega t} \quad (3)$$

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2[\bar{n}_0^2(x) + \Delta\bar{n}^2(x, z)] \right\} H_y(x, z) = 0 \quad (4)$$

$$H_y(x, z) = \sum_m c_m(z) h_m(x) e^{-i\beta_m z} + \sum_{p=0}^1 \int_0^\infty g_p(\rho, z) h_p(\rho, x) e^{-i\beta_p(\rho) z} d\rho \quad (5)$$

其中 $h_m(x)$, $h_p(\rho, x)$ 各为(4)式中 $\Delta\bar{n}^2(x, z) = 0$ 时,

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k_0^2 \bar{n}_0^2(x) - \beta^2 \right] h(x) = 0 \quad (6)$$

的导波模式和辐射模式解, β_m , $\beta_p(\rho)$ 各为其相应的传播常数, 模阶 m , p 各为正整数和正实数, $p = 0, 1$ 各标志辐射模式属偶字称和奇字称, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为模式真空波长。

$$\left\{ \begin{array}{l} h_m(x) = A_{2m} \cos \left(K_{2m} |x| - \frac{m\pi}{2} \right), \quad |x| \leq \frac{d_2}{2} \\ h_m(x) = \begin{cases} A_{30m} e^{-r_{3m}(|x| - \frac{d_2}{2})} + B_{30m} e^{r_{3m}(|x| - \frac{d_2}{2})} & (\text{原厚传播}) \\ \sqrt{A_{30m}^2 + B_{30m}^2} \sin \left[K_{3m} \left(|x| - \frac{d_2}{2} \right) + \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{A_{30m}}{B_{30m}} \right) \right] & (\text{增厚传播}) \end{cases} \\ h_m(x) = B_{1m} e^{-r_{1m}(|x| - \frac{d_2 + d_3}{2})} \quad |x| \geq \frac{d_2 + d_3}{2} \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\begin{aligned} K_{2m} &= (k_0^2 \bar{n}_2^2 - \beta_m^2)^{1/2}, \quad K_{3m} = (k_0^2 \bar{n}_3^2 - \beta_m^2)^{1/2}, \quad r_{3m} = (\beta_m^2 - k_0^2 \bar{n}_3^2)^{1/2}, \\ \gamma_{1m} &= (\beta_m^2 - k_0^2 \bar{n}_1^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} h_p(\rho, x) = A_{2p}(\rho) \cos \left[K_{2p}(\rho) |x| - \frac{p\pi}{2} \right] & |x| \leq \frac{d_1}{2} \\ h_p(\rho, x) = A_{3p}(\rho) [D_3 e^{iK_{3p}(\rho)(|x| - \frac{d_2}{2})} + D_3^* e^{-iK_{3p}(\rho)(|x| - \frac{d_2}{2})}] & \frac{d_2}{2} \leq |x| \leq \frac{d_2 + d_3}{2} \\ h_p(\rho, x) = A_{2p}(\rho) [D_1 e^{iK_{1p}(\rho)(|x| - \frac{d_2 + d_3}{2})} + D_1^* e^{-iK_{1p}(\rho)(|x| - \frac{d_2 + d_3}{2})}] & |x| \geq \frac{d_2 + d_3}{2} \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\begin{aligned} K_{2p}(\rho) &= [k_0^2 \bar{n}_2^2 - \beta_p^2(\rho)]^{1/2}, \quad K_{3p}(\rho) = [k_0^2 \bar{n}_3^2 - \beta_p^2(\rho)]^{1/2}, \\ K_{1p}(\rho) &= [k_0^2 \bar{n}_1^2 - \beta_p^2(\rho)]^{1/2} \end{aligned} \quad (10)$$

$$A_{2m} = \left[\frac{P \cos \theta_0}{\beta_m \left(\frac{I_{1m}}{\bar{n}_1^2} + \frac{I_{2m}}{\bar{n}_2^2} + \frac{I_{3m}}{\bar{n}_3^2} \right)} \right]^{1/2} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} I_{1m} &= \int_{-\frac{d_1+d_3}{2}}^{\frac{d_1+d_3}{2}} |h_m(x)|^2 dx; \quad I_{2m} = \int_0^{\frac{d_2}{2}} |h_m(x)|^2 dx; \\ I_{3m} &= \int_{\frac{d_2}{2}}^{\frac{d_2+d_3}{2}} |h_m(x)|^2 dx \end{aligned} \quad (12)$$

$$A_{2p}(\rho) = \left\{ \frac{2P \omega \epsilon_0 \bar{n}_1^2}{\pi \beta_p(\rho)} \frac{1}{[\bar{a}_p^2 + \bar{\beta}_p^2]} \right\}^{1/2} \quad (13)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{a} = \cos \left[K_{2p}(\rho) \frac{d_1}{2} - \frac{p\pi}{2} \right] \cos K_{3p}(\rho) \frac{d_3}{2} \\ \quad - \frac{K_{2p}(\rho) \bar{n}_3^2}{\bar{n}_2^2 K_{3p}(\rho)} \sin \left[K_{2p}(\rho) \frac{d_1}{2} - \frac{p\pi}{2} \right] \sin K_{3p}(\rho) \frac{d_3}{2} \\ \bar{b} = \frac{K_{3p}(\rho) \bar{n}_1^2}{\bar{n}_2^2 K_{1p}(\rho)} \cos \left[K_{2p}(\rho) \frac{d_1}{2} - \frac{p\pi}{2} \right] \sin K_{3p}(\rho) \frac{d_3}{2} \\ \quad + \frac{K_{2p}(\rho) \bar{n}_1^2}{\bar{n}_2^2 K_{1p}(\rho)} \sin \left[K_{2p}(\rho) \frac{d_1}{2} - \frac{p\pi}{2} \right] \cos K_{3p}(\rho) \frac{d_3}{2} \end{array} \right. \quad (14)$$

其中 P 为每阶模式的功率, ϵ_0 为真空介电常数。 (5)式中叠加系数 $c_m(x)$, $g_p(\rho, x)$ 应满足由(4)式和模间正交关系:

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta_m}{2\omega \epsilon_0 \bar{n}^2(x)} h_m^*(x) \cdot h_m(x) dx = P \delta_{mm} \\ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\beta_p(\rho)}{2\omega \epsilon_0 \bar{n}^2(x)} h_p^*(\rho, x) \cdot h_{p'}(\rho', x) dx = P \delta_{pp'} \delta_{\rho-\rho'} \end{array} \right. \quad (15)$$

导出的微分方程:

$$\begin{cases} \frac{d^2}{dz^2} c_m(z) - 2i\beta_m \frac{d}{dz} c_m(z) = F_m(z) \\ \frac{d^2}{dz^2} g_p(\rho', z) - 2i\beta_p(\rho') \frac{d}{dz} g_p(\rho', z) = G_p(\rho', z) \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} F_m(z) = -\frac{\beta_m k_0^2}{2\omega P_{\text{E}_0}} \left[\sum_n c_n(z) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\bar{n}^2(x)} h_n^*(x) \Delta \bar{n}(x, z) h_n(x) e^{-i(\beta_n - q\beta_m)z} dx \right. \\ \left. + \sum_{p=0}^1 \int_0^{\infty} d\rho g_p(\rho, z) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\bar{n}^2(x)} h_n^*(x) \Delta \bar{n}(x, z) h_p(\rho, z) e^{-i(\beta_p(\rho) - q\beta_m)z} dx \right] \\ G_p(\rho', z) = -\frac{\beta_p(\rho') k_0^2}{2\omega P_{\text{E}_0}} \left[\sum_n c_n(z) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\bar{n}^2(x)} h_p^*(\rho', x) \Delta \bar{n}(x, z) h_n(x) e^{-i(\beta_n - q\beta_p(\rho'))z} dx \right. \\ \left. + \sum_{p'=0}^1 \int_0^{\infty} d\rho g_{p'}(\rho, z) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\bar{n}^2(x)} h_p^*(\rho', x) \Delta \bar{n}(x, z) h_{p'}(\rho, x) e^{-i(\beta_{p'}(\rho) - q\beta_p(\rho'))z} dx \right] \end{cases} \quad (17)$$

(16)的解各为:

$$c_m(z) = c_m^{(+)}(z) + c_m^{(-)}(z), \quad g_p(\rho', z) = g_p^{(+)}(\rho', z) + g_p^{(-)}(\rho', z) \quad (18)$$

$$\begin{cases} c_m^{(+)}(z) = A_m - \frac{1}{2i\beta_m} \int_0^z F_m(\xi) d\xi \\ c_m^{(-)}(z) = \left\{ B_m + \frac{1}{2i\beta_m} \int_0^z e^{-2i\beta_m \xi} F_m(\xi) d\xi \right\} e^{2i\beta_m z} \\ g_p^{(+)}(\rho', z) = A'_p - \frac{1}{2i\beta_p(\rho')} \int_0^z G_p(\rho', \xi) d\xi \\ g_p^{(-)}(\rho', z) = \left\{ B'_p + \frac{1}{2i\beta_p(\rho')} \int_0^z e^{-2i\beta_p(\rho') \xi} G_p(\rho', \xi) d\xi \right\} e^{2i\beta_p(\rho') z} \end{cases} \quad (19)$$

上标(±)各对应于 $q = \pm 1$, 各标志正反向波在 z 点的叠加系数, 假设在 $z = 0$ 处只有沿正向传播的 n 阶模式, 在 $z = L$ 处不存在沿反向传播的模式。

$$A_m = \delta_{nm}, \quad B_m = -\frac{1}{2i\beta_m} \int_0^L e^{-2i\beta_m \xi} F_m(\xi) d\xi \quad (20)$$

$$A'_p = 0, \quad B'_p = -\frac{1}{2i\beta_p(\rho')} \int_0^L e^{-2i\beta_p(\rho') \xi} G_p(\rho', \xi) d\xi$$

故由原功率为 P 的 n 阶导波模式进入长度为 L 的不平整界面区之后所转换产生的各阶正反向模式的总功率为:

$$\begin{aligned} \Delta P_{nj} = P & \left\{ \sum_n [|c_n^{(+)}(L)|^2 (1 - \delta_{nm}) + |c_n^{(-)}(0)|^2] \right. \\ & \left. + \sum_{p=0}^1 \int_0^{\infty} [|g_p^{(+)}(\rho, L)|^2 + |g_p^{(-)}(\rho, 0)|^2] d\rho \right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

因此, n 阶导波模式对 j 界面的平均散射损耗系数为:

$$\alpha_{nj}^{(n)} = \left\langle \frac{\Delta P_{nj}}{P} \frac{1}{L} \right\rangle_{\text{av}}, \quad \alpha_j^{(n)} = \sum_i \alpha_{ij}^{(n)} \quad (22)$$

因为各界面的不平整性基本上是互相独立的。

对于界面不平整性不太大的情况, 可对(17)式中的叠加系数作一级迭代处理, 并对界面不平整性作近似的统计处理:

$$c_s(z) \lesssim c_s(0) = \delta_{sm}, \quad g_p(\rho, z) \lesssim g_p(\rho, 0) = 0 \quad (23)$$

并设在不平整界面上的模式场可近似等于在平整界面上的模式场, 则(17)式在 $i = 1$ 的界面上近似为:

$$F_m(z) = -\frac{\beta_m k_0^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_3^2)}{2\omega P \epsilon_0 \bar{n}_2^2} \left[f_1(z) - \frac{d_2}{2} \right] h_m^* \left(\frac{d_2}{2} \right) h_m \left(\frac{d_2}{2} \right) e^{-i(\beta_s - \beta_m)z} \quad (24a)$$

$$G_p(\rho', z) = -\frac{\beta_p(\rho') k_0^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_3^2)}{2\omega P \epsilon_0 \bar{n}_2^2} \left[f_1(z) - \frac{d_2}{2} \right] h_p^* \left(\rho', \frac{d_2}{2} \right) h_p \left(\frac{d_2}{2} \right) e^{-i(\beta_s - \beta_p(\rho'))z} \quad (24b)$$

由(19),(20)得由 n 阶模式转化为 m 阶模式系数:

$$c_{sm}^{(+)}(L) = \frac{k_0^2 (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_3^2) L}{4i\omega \epsilon_0 P \bar{n}_2^2} h_m \left(\frac{d_2}{2} \right) h_m^* \left(\frac{d_2}{2} \right) \varphi_m \quad (25)$$

$$\varphi_m = \frac{1}{L} \int_0^L \left[f_1(z) - \frac{d_2}{2} \right] e^{-i(\beta_s - \beta_m)z} dz \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi_m \cdot \varphi_m^* \rangle_{ss} &= \frac{1}{L^2} \int_0^L dz \int_0^L dz' R(z - z') e^{-i(\beta_s - \beta_m)(z - z')} \\ &= \frac{2a^2}{lL} \frac{1}{(\beta_s - \beta_m)^2 + l^{-2}} \end{aligned} \quad (27)$$

其中设 $i = 1$ 界面的相关函数可表为:

$$R(z - z') = \left\langle \left[f_1(z) - \frac{d_2}{2} \right] \left[f_1(z') - \frac{d_2}{2} \right] \right\rangle_{ss} = a^2 \exp \left(-\frac{|z - z'|}{l} \right) \quad (28)$$

l 为 i 界面不平整性的相干长度, $l \ll L$,

$$a = \sqrt{\left\langle \left[f_1(z) - \frac{d_2}{2} \right]^2 \right\rangle_{ss}},$$

故得:

$$\begin{aligned} a_i^{(s)} &= \frac{a^2 k_0^4}{8l} (\bar{n}_2^2 - \bar{n}_3^2)^2 V_s \left(\frac{d_2}{2} \right) \sum_m \left[\sum_n V_{nm} \left(\frac{d_2}{2} \right) Q_{nm} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{p=0}^1 \int_0^\infty d\rho V_p \left(\rho, \frac{d_2}{2} \right) Q_{sp}(\rho) \right] \end{aligned} \quad (29a)$$

$$V_s \left(\frac{d_2}{2} \right) = \frac{\left| h_s \left(\frac{d_2}{2} \right) \right|^2}{\omega \epsilon_0 P \bar{n}_2^2}, \quad Q_{sm} = (\beta_s - \beta_m)^2 + l^{-2} \quad (29b)$$

$$V_p \left(\rho, \frac{d_2}{2} \right) = \frac{\left| h_p \left(\rho, \frac{d_2}{2} \right) \right|^2}{\omega \epsilon_0 P \bar{n}_2^2}, \quad Q_{sp}(\rho) = [\beta_s - \beta_p(\rho)]^2 + l^{-2} \quad (29c)$$

其它界面作类似处理。对于 TE 模式, 可将 $\epsilon_0 \bar{n}^2(x)$ 换成 μ_0 ; 显然, $d_3 = 0$ 或 ∞ 时, 上述各式化为相应的三层平板波导情况。

三、计算结果及讨论

1. 散射损耗与迁移层厚度的关系

对于 $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$ 的 InGaAsP 质量迁移激光器, 有源层 $\bar{n}_2 = 3.52$, $d_2 = 2.0\mu\text{m}$, 迁移层 $InP\bar{n}_3 = 3.21$, $d_3 = 0, 0.5, 1.0, 2.0, 8.0, \infty\mu\text{m}$, 外限制层聚酰亚胺 $\bar{n}_1 = 1.5$, 在 $a = 0.1\mu\text{m}$, $l = 10.0\mu\text{m}$ 情况下算出其各阶导波模式的散射损耗如图 1 所示:

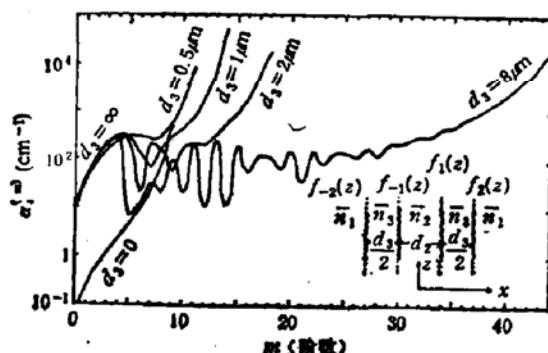


图 1 各阶散射损耗与迁移层厚度的关系

可见迁移层的存在 ($d_3 \neq 0$), 由于引入了另一对界面而使散射损耗增加了二个数量级, 迁移层厚增加, 模数增加, 散射损耗数值随模阶而振荡, 但对 A 类^[4]模式的高阶模, 即 1, 2, 3 阶模仍有明显的抑制作用, 而 d_3 小时 ($d_3 < 2\mu\text{m}$), 对 B 类^[4]模式也有明显的抑制作用, 对于 $d_3 \geq 2\mu\text{m}$, 就不能单靠散射损耗对 B 类模式进行抑制, 但这时 B 类模式的限制因子 $\Gamma_2^{(m)}$ 已很小, 单靠增益差即可对其实现抑制^[4].

2. 散射损耗与有源层厚度等的关系

图 2 是在 $d_2 = 2.0\mu\text{m}$, $l = 10.0\mu\text{m}$, $a = 0.1\mu\text{m}$ 条件下用等效折射率法计算了以 InP 为上下限制层, 聚酰亚胺为侧向限制层的 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP 激光器, 有源层厚度 $d =$

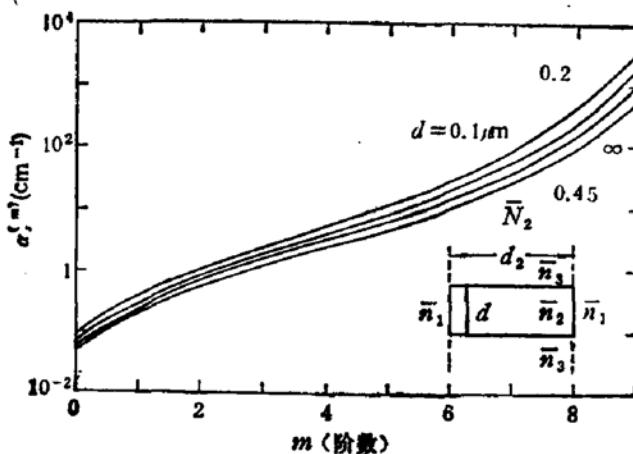


图 2 有源层厚度对散射损耗的影响

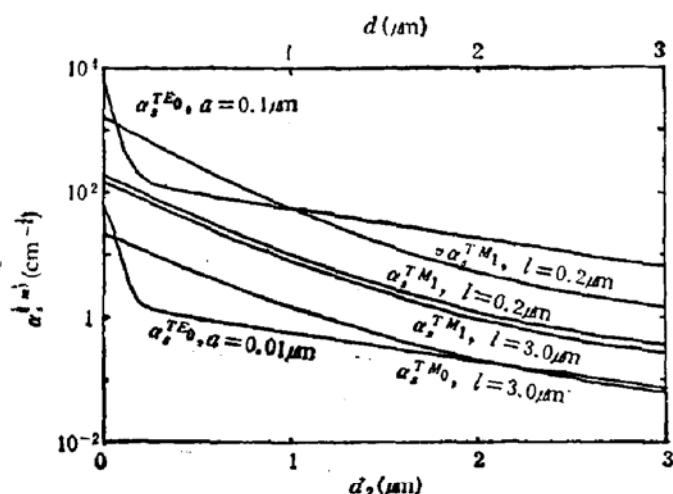
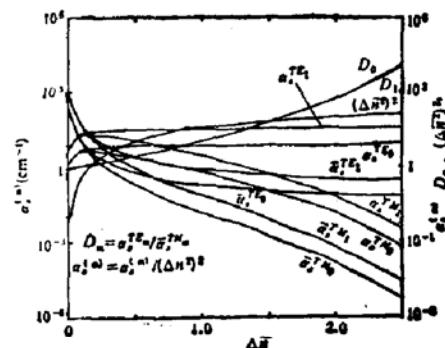
图 3 $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP 的散射损耗与有源层厚度的关系

图 4 GaAs 激光器中散射损耗与折射率差的关系

$0.1, 0.2, 0.45, \infty\mu\text{m}$ 对侧向界面不平整性引起的散射损耗的影响。结果表明有源层厚度的影响并不太明显，但散射损耗还是随着模阶单调迅速增加。图 3 计算了图 2 结构在 $l = 0.2, 3.0\mu\text{m}$, $a = 0.1\mu\text{m}$, 有源层厚度 $d = 0.2\mu\text{m}$ 条件下，由侧向界面不平整性引起的 $\text{TE}_{00}, \text{TE}_{01}$ 模散射损耗与有源层侧向厚度 d_2 的关系，以及 $l = 10.0\mu\text{m}$, $a = 0.01, 0.1\mu\text{m}$, $d_2 = \infty$ 条件下由上下界面不平整性引起的 TE_0 模散射损耗随有源层厚度 d 的变化关系。两者都表明散射损耗随着有源层的厚度 d, d_2 的减少而增加，因此，为了减少上下限制层引起的损耗以降低阈值，要求外延层面非常平整。在上述等效折射率法计算 TE_{mn} 模时，先求出侧向各区上下三层波导的 TE 模的模式折射率 ($\bar{N}_m = \beta_m/k_0$) 作为各区的等效折射率，再求出侧向多层波导的 TM 模，而不应求侧向波导的 TE 模。这两种求法的结果是不一样的，特别是 TE 模和 TM 模的散射损耗随界面折射率差的变化很不相同，如图 4 所示，为了与 C. H. Henry^[1] 的计算结果进行比较。图中对 $\text{Al}_{12}\text{Ga}_{88}\text{As}$ 有源层 $n_2 = 3.506$, $d_2 = 3.0\mu\text{m}$, $\lambda_0 = 0.9\mu\text{m}$, $a = 0.1\mu\text{m}$, $l = 10.0\mu\text{m}$ 。计算了侧向三层波导 $\text{TE}_0, \text{TE}_1; \text{TM}_0, \text{TM}_1$ 的散射损耗随侧向界面折射率差 $\Delta\bar{n}$ 的变化，可见随 $\Delta\bar{n}$ 的增加 TE 模的散射损耗单调增加（虽然开始增加较快，以后增加都比较缓慢），而 TM 模的散射损耗只在开始时有所增加，但在 $\Delta\bar{n} > 0.1$ 之后即明显下降，可达四个量级。图中圆点为 C. H. Henry^[1] 的计算结果，说明他是用 TE 模计算侧向波导的散射损耗，因此还不能说明整个 BH 结构的 TE 模行为。图 5 是在 $a = 0.1\mu\text{m}$ 和不同层厚下散射损耗与相干长度的关系，可见其变化有一极大值，对于 $d_2 = 0$ 情况 $l = 0.1\mu\text{m}$ 散射损耗最大， $\alpha_s^{TM_1} - \alpha_s^{TM_0} \approx 7\text{cm}^{-1}$ ，如果 $a = 0.2\mu\text{m}$ ，则散射损耗差可达 28cm^{-1} ，这可能说明在适当条件下直接以聚酰亚胺为侧向限制层的 BH 特强波导对高阶模有明显的抑制能力而容易实现单基横模化的原因^[1, 2]。

3. 决定散射损耗的主要因素

上述理论和计算结果表明，各阶导波模式在界面上所遭受的散射损耗当然与界面以 a, l 表征的不平整性有关，由 (29a), $\alpha_s^{(n)} \propto a^2$ ，而随 l 的变化则有一个极大值如图 5 所示；与界面的折射率差当然也有关系，但并不是单纯地与 $(\Delta\bar{n})^2$ 成正比，例如图 4 中

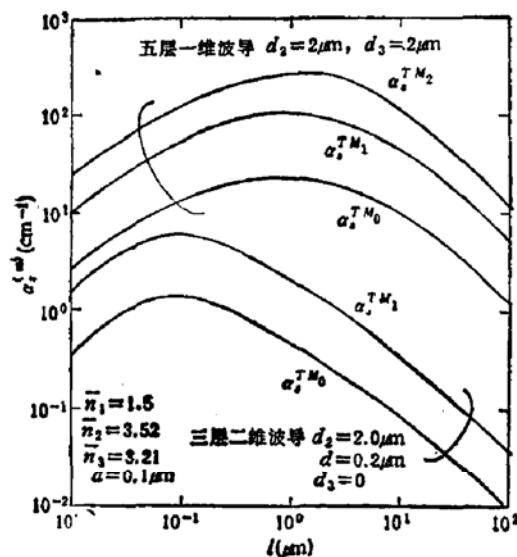


图 5 相干长度对散射损耗的影响

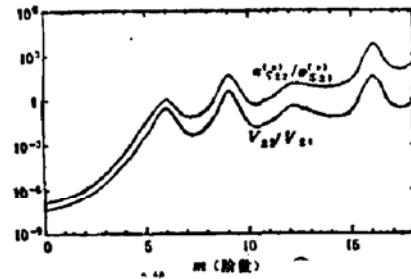


图 6 五层波导中内外侧向界面的各阶散射损耗和到达界面能量比值

$\alpha_s^{(n)} = \alpha_s^{(n)} / (\Delta n^2)^2$ 对 TE 模和 TM 模都是随 Δn 单调下降。而不是和 $(\Delta n^2)^2$ 或 α_s^{TE} 那样单调上升。这是由于界面折射率差不但影响了到达界面的光能所受的散射强度，而且更重要的是影响了到达界面的光能，特别是它使得 TM 模到达界面的光能比 TE 模的光能小得多，这是 TM 模的散射损耗随折射率差的增大不能像 TE 模那样单调增加，反而 Δn 大到一定程度之后剧烈减小的主要原因。实际上，高阶模的散射损耗比低阶模高也是主要由于高阶模式到达界面的光能比低阶模高；如出现相反情况，则将得到高阶模的散射损耗比低阶模低的结果，如图 2 所出现的随模阶振荡现象。五层波导 A 类模式的散射损耗在内侧壁总比外侧壁高，而 B 类模式也大都如此（见图 6 $\alpha_{\pm 2}^{(n)} / \alpha_{\pm 1}^{(n)}$ 随 n 变化），也是由于到达外壁的光能 ($V_{\pm 2}$) 比到达内壁的光能 ($V_{\pm 1}$) 小，如图 6 中 $V_{\pm 2} / V_{\pm 1}$ 随模阶 n 的变化所示。迁移层的引入使散射损耗增加二个数量级（图 1），主要也是由于使到达内界面光能增加因而增加了内界面的散射损耗作用，同时又有外界面的散射损耗贡献所致。

四、结 论

各种 BH 激光器的波导界面，特别是侧向界面总存在一定的不平整性，因而总存在有一定的散射损耗。散射损耗的大小主要决定于界面的不平整参数 (a, l)，折射率差 (Δn)，和到达界面的光能 (V_i)，因而对不同模阶有很大差别，而且一般高阶模比低阶模的散射损耗高得多（特别对 A 类模式），因此，可以利用散射损耗这一过程来抑制高阶模，实现单基横模化，并已得到实验的证实，是一种有效的选模机制。

参 考 文 献

- [1] C. H. Henry, R. A. Logan and F. R. Merritt, *IEEE J. Quantum Electronics*, 17, 2196(1981).
- [2] 应昌盛、李克诚，《半导体情报》No. 3, 22(1986).

- [3] 张保平、李克诚,《半导体情报》No.3, 13(1986).
[4] 郭长志、陈水莲,《半导体学报》9,145(1988).
[5] D. Marcuse, *Bell Sys. Tech. J.*, 48, 3187(1969).

Mode Selection by Scattering Loss in BH Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Wu Lixin

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

Scattering and mode conversion due to imperfect boundaries in BH and mass-transported BH semiconductor lasers are analyzed theoretically by perturbation method. The influences of imperfect boundary parameters, refractive index difference and the mode power arrived at the boundaries on the scattering loss of different guiding modes are calculated. It is shown that the scattering loss of higher mode is generally much higher than that of lower mode and has prominent effect on higher mode suppression, especially on suppressing higher modes of class A, thus it is a remarkable effective mode selecting mechanism.

KEY WORDS: Semiconductor laser, Mode selection, Scattering loss