

# 三段式 F-P 半导体激光器的光谱特性分析

王 甦

(西南技术物理研究所, 成都, 610041)

陈建国 李大义

(四川大学光电系, 成都, 610064)

**摘要:** 通过微加工法可以在 F-P 半导体激光器中引入具有反射功能的缺点或面来改进激光器的光谱特性。利用射线法, 推导了含有两个缺点的微加工获得的 F-P 半导体激光器的输出谱表达式, 并根据平均载流子密度近似(MCA)计算出名义阈值载流子密度  $N_{th}$  与实际载流子密度  $N$  之差  $\Delta N$ , 从而对模式抑制比(MSR)可作计算分析。

**关键词:** 三段式 F-P 半导体激光器 输出光谱 模式抑制比(MSR)

## Analysis of the output spectrum of three-section Fabry-Perot semiconductor lasers

Wang Su\*, Chen Jianguo, Li Dayi

(\* Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu, 610041)

(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** Micro-machined defects can be introduced into a semiconductor laser to improve spectral characteristics of the F-P laser. Based on ray trace method, an expression of the output spectrum from a micro-machined F-P semiconductor laser including two defects has been deduced. With the aid of the expression, the difference  $\Delta N$  between the nominal threshold carrier density  $N_{th}$  and actual carrier density  $N$  of the laser can be determined, and the side-mode suppression can be specified.

**Key words:** three-section F-P semiconductor laser output spectrum mode suppression ratio(MSR)

## 引 言

几年前,人们发现:有源层中存在某些具有反射特征的“散射中心”的 F-P 半导体激光器(LD),其光谱特性与普通的 LD 有着很大的差别<sup>[1]</sup>,若利用特殊的微加工方法在 LD 纵向的适当位置引入这种具有反射功能缺点或面(统称缺点),将会得到有较好模式抑制比的单纵模半导体激光器(MMLD)<sup>[2]</sup>。将缺点置于长度为  $L$  的激光器中距一个端面  $x = L/2^m$  处(这里  $m$  为整数),则对增益分布产生的波动将导致光谱包络随周期  $L/x$  (在 F-P 模谱中)进行周期性的调制<sup>[3]</sup>。这有点儿类似于数学中的“筛法”效应,即  $L/2$  处的反射将使  $\pm 1, \pm 3$  等模式受到抑制,  $L/4$  处的反射可能使每 4 个模中突出 1 个。实际上,虽然 MMLD 的单纵模性能还比不上 DFB,但其造价低廉<sup>[4]</sup>,并且在许多场合也能够满足需求<sup>[5]</sup>。

目前,已有一些关于两段式半导体激光器的研究报道<sup>[6,7]</sup>,而对于三段式半导体激光器,除少数实验方面的报道外<sup>[3]</sup>,理论研究方面的报道却不多。在本文中,我们用射线法<sup>[8]</sup>推导了三段式 LD 输出谱的表达式。由于在推导过程中,我们考虑了产生于有源层中各处的自发辐射(ASE)的贡献,因而结果也反映了激光源于 ASE 这一物理事实。

## 1 输出谱的推导

三段式半导体激光器的示意图如图 1 所示。激光器总长度为  $L$ ,假设两个缺点分别位

于距右端面  $L/2$  处和  $L/4$  处。下标 1, 2 或 3 代表参量属于 iv 段, ①段或 ②段。每个缺点点处的透射和反射系数分别为  $\rho_j$  和  $\sigma_j$  ( $j = 0, 1, 2, 3$ ), 为了包括反射时可能出现的半波相移, 可在透射和反射系数上加一个上标, “+”表示光线从左边入射, “-”表示光线从右边入射。事实上, 除端面外的各缺点点反射率都很小, 在下边的讨论中, 我们将  $\sigma_1, \sigma_2$  看作是一阶小量, 其平方则忽略不计。

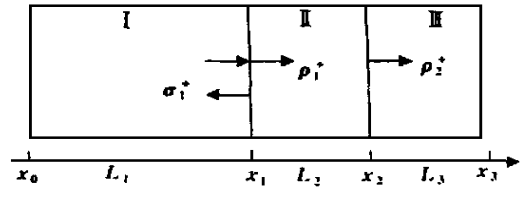


Fig. 1 Schematic of three-section semiconductor laser

当光线从左边入射到  $x_2$  处的缺点点时, 右端面与第 2 个缺点点组成了一个“复合点”, 考虑到多程反射以及前面提到的近似, 可以导出第 2 点的等效反射和透射系数分别为  $r_2^+$  和  $t_2^+$  (其绝对值平方即反射率和透射率, 用  $R_2$  和  $T_2$  表示):

$$\begin{aligned} r_2^+ &= (\sigma_2^+ + \sigma_3^+ \varphi_3^2) / (1 - \sigma_2^- \sigma_3^+ \varphi_3^2) \\ t_2^+ &= (\rho_2^+ \rho_3^+ \varphi_3) / (1 - \sigma_2^- \sigma_3^+ \varphi_3^2) \end{aligned} \quad (1)$$

式中,  $\varphi_3$  表示光线在第 ③段中单程传播后, 电场发生的变化。  $\varphi_j^2 = \exp[(g - i2k)L_j] = \exp(gL_j) \exp(-i\psi)$ , 可记作  $F_j \exp(-i\psi)$  ( $j = 1, 2, 3$ )。这里,  $L_j$  为第  $j$  段的长度, 传播常数  $k = 2\pi n / \lambda$ ,  $n$  是介质有效折射率, 净增益系数  $g = a \{N / [1 + (\lambda - \lambda_g)^2 / Q_g^2] - N_0\} - \gamma$ ,  $\gamma$  为损耗系数,  $a$  是微分增益系数,  $\Gamma$  为限制因子,  $N_0$  为透明载流子数密度,  $2Q_g$  等于增益曲线半宽 (FWHM),  $\lambda_g$  是增益峰值波长。可见,  $\varphi_j^2$  既包括了光线在第  $j$  段往返相移  $\psi$ , 又包括了第  $j$  段对光的放大或吸收等效效应。而这个“复合点”又可以与第 1 个缺点点构成新的“复合点”, 重复上述过程, 可以得到第 1 点的等效反射和透射系数分别为:

$$\begin{aligned} r_1^+ &= (\sigma_1^+ + \sigma_2^+ \varphi_2^2 T_1 + \sigma_3^+ \varphi_2^2 \varphi_3^2 T_1 T_2) / [1 - H_3 - H_{(2+3)}] \\ t_1^+ &= (\rho_1^+ \rho_2^+ \rho_3^+ \varphi_2 \varphi_3) / [1 - H_3 - H_{(2+3)}] \end{aligned} \quad (2)$$

$H$  参量的表达式为:  $H_{(j+...+i)} = \sigma_{(j-1)}^+ \varphi_j^2 \varphi_{(j+1)}^2 \dots \varphi_i^2 \sigma_i^- T_j T_{(j+1)} \dots T_i$  ( $j \leq i$ ), 假设 1 个光子在激光器中从左向右传播, 每遇到一个缺点点就只有部分透过, 则  $H_{(j+...+i)}$  表示来回一圈后电场的变化。类似地, 我们也可以求得光线从右边入射的等效反射系数  $r_j^-$  和等效透射系数  $t_j^-$ 。在求得两个缺点点的等效反射和透射系数后, 我们可以将每一段当成一个独立的激光器来研究各段中自发辐射对输出的贡献。

考虑到在 LD 有源层任何一点都可能产生自发辐射, 并且自发辐射的位相是随机的, 利用射线法<sup>[8]</sup>可求得第  $j$  段对输出光谱的贡献  $M_j^+$ <sup>[6]</sup>。对于三段式而言, 在对  $M_j^+$  求积分的过程中, 我们采用了平均载流子密度近似(MCA)的假定。  $M_j^+$  的表达式如下:

$$M_1^+ = (\theta B N^2 A / \Delta \lambda_1) [T_1 T_2 T_3 |\varphi_2 \varphi_3|^2 / U(3)] \{ [\exp(gL_1) - 1] \times [1 + r^2 \exp(gL_1)] / g^+ [2r \exp(gL_1) / k] \sin(2kL_1) \} \quad (3)$$

$$M_2^+ = (\theta B N^2 A / \Delta \lambda_2) [T_2 T_3 |\varphi_3|^2 |1 - H_1|^2 / U(3)] \{ [\exp(gL_2) - 1] \times [1 + r'^2 \exp(gL_2)] / g^+ [2r' \exp(gL_2) / k] [\sin(2kL_2 + \beta_1) + \sin \beta_1] \} \quad (4)$$

$$M_3^+ = (\theta B N^2 A / \Delta \lambda_3) [T_3 |1 - H_1 - H_{(1+2)}|^2 / U(3)] \{ [\exp(gL_3) - 1] \times [1 + r''^2 \exp(gL_3)] / g^+ [2r'' \exp(gL_3) / k] [\sin(2kL_3 + \beta_2) + \sin \beta_2] \} \quad (5)$$

考虑到各段长度加权后对  $M_j^+$  中的  $j$  从 1 到 3 求和, 就可以得到三段式 LD 右端面输出的光子

数  $M^+$ 。在(3)~(5)式中,  $\theta$  表示自发辐射耦合到一个模式中去耦合因子,  $B$  为辐射复合系数,  $N$  为载流子数密度,  $A$  为有源层的横截面积,  $\Delta\lambda$  为模式间距,  $r_{j-1}$  和  $\beta_{j-1}$  分别为  $r_{j-1}$  的绝对值和幅角,  $M_j^+$  表示在单位时间、单位波长间隔内输出的光子数, 上标“+”表示从右端面输出,  $M_j^+$  乘上每个光子的能量, 就可得到三段式 LD 输出谱的解析表达式为:  $P = h\nu\Delta\lambda \times \sum_{j=1}^n M_j^+ = h\nu\Delta\lambda (4M_1^+ + 2M_2^+ + 2M_3^+)$ ,  $\Delta\lambda$  是由 LD 全腔长确定的模式间距。可以看出, 各表达式的分子是波长的缓变函数, 并且在振荡波长处,  $U(3)$  (在下面给出) 趋近于 0, 所以, 三段式 LD 输出谱特征主要由分母上的  $U(3)$  项来决定。

## 2 载流子密度之差 $\Delta N$

为了说明三段式 LD 振荡模的边模被抑制情况, 我们将两端面的反射系数绝对值记作  $r$ , 两个缺欠点的均记作  $r'$ , 若考虑半波损, 可得到<sup>[6]</sup>:

$$U(3) = |1 - H_{1+2+3} - H_1 - H_{1+2} - H_3 - H_{3+2}|^2 = |1 - r^2 T_1 T_2 F_1 F_2 F_3 \times \exp[-i(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + 2\pi)] - r r' \{F_1 \exp[-i(\phi_1 + \pi)] + T_1 F_1 F_2 \exp[-i(\phi_1 + \phi_2 + \pi)] + F_3 \exp[-i(\phi_3 + \pi)] + T_2 F_3 F_2 \exp[-i(\phi_3 + \phi_2 + \pi)]\}|^2 \quad (6)$$

单模激光器振荡时, 振荡波长处的输出应该很大, 这意味着  $U(3)$  趋于 0, 于是, 阈值条件为:

$$\begin{cases} 1 - r^2 T_1 T_2 F_1 F_2 F_3 \cos(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3) + r r' [F_1 \cos \phi_1 + T_1 F_1 F_2 \cos(\phi_1 + \phi_2) + F_3 \cos \phi_3 + T_2 F_3 F_2 \cos(\phi_3 + \phi_2)] = 0 \\ r^2 T_1 T_2 F_1 F_2 F_3 \sin(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3) - r r' [F_1 \sin \phi_1 + T_1 F_1 F_2 \sin(\phi_1 + \phi_2) + F_3 \sin \phi_3 + T_2 F_3 F_2 \sin(\phi_3 + \phi_2)] = 0 \end{cases} \quad (7)$$

因为  $\phi_1 = 2\phi_2 = 2\phi_3 = 2\pi z$ ,  $z = nL/\lambda$ ,  $F_1 = F_2 = F_3$ , 最终可将(7), (8)两式化成最高阶数为 4 的  $\sin \phi_2$  和  $\cos \phi_2$  的多项式。由于这两个方程等式左边的最后一项均为一阶小量, 因此, 要满足阈值条件, 可认为  $\sin(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3) = 0$ , 为简化计算, 假设振荡波长  $\lambda_0$  与增益峰值波长  $\lambda_g$  相同, 则三段式 LD 的阈值载流子密度  $N_{th}$  就由(7)式确定了, 而因为透射率  $T_1, T_2$  出现在阈值表达式中, 当它们小于 1 时, 三段式 LD 的阈值会比微加工前有所上升<sup>[3]</sup>。计算中, 取

$r^2 = R = 0.31$ , 取  $r' = 0.06$ <sup>[9]</sup>。通过计算机求解, 得到  $F_{th}$  和  $z$  的 4 组解, 而满足条件的仅有  $z = 920$ , 此时,  $F_{th} \approx 1.4283$ ,  $N_{th}$  也就确定了。由于考虑了自发辐射的贡献, 由(7), (8)两式得到的阈值只是一个可以无限接近的名义阈值<sup>[8]</sup>, 随着注入电流的增加, 腔内实际载流子密度与名义阈值载流子密度之差  $\Delta N (= N_{th} - N)$  会越来越小, 从而使得三段式 LD 在振荡波长处的行为变得复杂。因此, 要分析激光器的边模抑制比, 应该先确定  $\Delta N$  的值。利用速率方程可得到<sup>[8]</sup>:

$$\Delta N = \{4eV(g_0 + a) \theta B N_{th}^{3/2} \pi Q_g (1 - R)^2 / [2a^2 L^2 \Delta R (I - I_{th}) g_0^2]\}^2 \quad (9)$$

式中,  $V$  是有源层体积。在图 2 中, 我们给出了不同偏置电流情况下的  $\Delta N$  值。计算中采用的参数为:  $R_0 = R_3 = R = 0.31$ ,  $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ ,  $V = 2 \times 10^{-10} \text{cm}^3$ ,  $a = 20 \text{cm}^{-1}$ ,  $\theta = 1 \times 10^{-5}$ ,  $B = 1 \times 10^{-10} \text{cm}^3/\text{s}$ ,  $Q_g = 30 \text{nm}$ ,  $I_{th} = 21 \text{mA}$ ,  $n = 2 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ ,  $L = 299 \mu\text{m}$ ,  $\Delta R = 0.3$ ,  $c = 2.99 \times 10^{10} \text{cm/s}$ ,  $N_0 = 10^{18}/\text{cm}^3$ ,  $n$

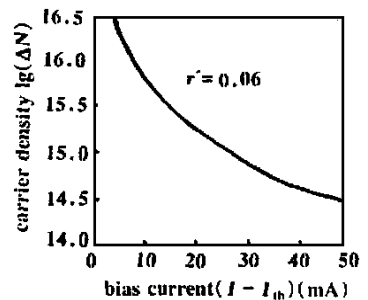


Fig. 2  $\Delta N$  change with bias current  $(I - I_{th})$

$= 4, \lambda_g = 1.3 \mu\text{m}$ 。可见,  $I - I_{th} = 10\text{mA}$  时, 得到  $\Delta N \approx 2.657 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ 。

### 3 模式抑制比(MSR)

在算出  $\Delta N$  后, 腔内的输出光子密度也可确定, 最终可求出输出功率。本文中, 我们考虑的是振荡波长与增益峰值波长一致 ( $\lambda_0 = \lambda_g$ ) 的情况, 利用不同模式输出功率的表达式, 可得到:

$$\text{MSR} = 10 \times \lg(P_0/P_{\pm m}) = 10 \times \lg[U_{\pm m}(3)/U_0(3)] \text{ dB} \quad (10)$$

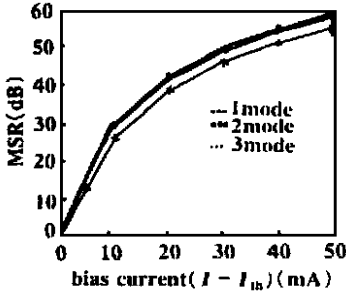


Fig. 3 The dependence of MSR on bias current ( $I - I_{th}$ )

式中,  $P_0$  是振荡主模的输出功率,  $P_{\pm m}$  是与振荡主模相邻的  $\pm m$  阶边模的输出功率, 由此得到模式抑制比 MSR, 如图 3 所示。由图可知,  $m$  为 1 时的边模抑制比 MSR1 (图中的实线) 很大,  $m$  为 2 和  $m$  为 3 时的边模抑制比 MSR2 (图中的星线)、MSR3 (图中的点线) 虽然小于 MSR1, 但在  $I - I_{th} = 10\text{mA}$  处, 其 MSR 大于 20dB, 特别是若与二段式 LD 相比较, 它对  $\pm 2$  模的抑制是很明显的, 实现了每 4 个模为一个周期进行的模式调制。该图还清楚地显示出 MSR 随电流的增加而增加, 但随着偏置电流  $\Delta I$  的进一步增大, MSR 应明显变缓, 如果考虑到热效应等因素, 还可能出现饱和趋势,

这在图中并未表现出来, 原因是: 由于制造上的原因, 缺欠点处对应的载流子密度  $N_q$  略低, 当泵浦电流不断增加时, 各段的  $N$  无明显变化, 而缺欠点处的  $N_q$  会因为扩散等原因仍在逐渐增加, 于是  $N$  与  $N_q$  的差别  $\delta N$  会越来越小, 导致缺欠点的反射率下降 (因为  $r' \propto \delta N$ ), 当  $r'$  下降到可以忽略的程度时, MMLD 将大致相当于普通 F-P LD, 即 MSR 的变化将明显变缓。在本文中, 我们考虑的是  $r'$  不变的情况。目前, 尚无  $\Delta I$  与  $r'$  之间的定量关系, 如何确定, 这将是 我们今后研究的一个内容。

### 4 结 论

在平均载流子密度近似的条件下, 推导了三段式 LD 的输出谱表达式, 并计算出边模抑制比, 因缺欠点在离右端面  $L/2$  处和  $L/4$  处,  $U(3)$  最终可化成最高阶数为 4 的  $\sin \psi_2$  和  $\cos \psi_2$  的多项式, 其基本周期源于  $\psi_2$  变化  $2\pi$ , 即三段式 LD 的输出谱仍受到最短子腔的调制, 可以设想, 若在  $L/2^3, L/2^4 \dots L/2^m$  处再引入具有反射功能的缺欠点, 将会得到更大的模式抑制比。

### 参 考 文 献

- 1 Peters F H, Cassidy D T. Appl Opt, 1991; 30(6): 1036~ 1041
- 2 de Chiaro L F. IEEE Lightwave Technol, 1991; 9(8): 975~ 986
- 3 Young J S, Kozlowski D A, England J M C *et al.* Electron Lett, 1995; 31(4): 290~ 291
- 4 McDonald D, Corbett B. IEEE Photon Technol Lett, 1996; 8(9): 1127~ 1129
- 5 Weldon V, O' Gorman J, Perez-Canacho J *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1997; 9(3): 357~ 359
- 6 王 甦, 李大义, 陈建国 *et al.* 激光技术, 2000; 24(2): 102~ 106
- 7 冯德雄, 陈建国, 吕鸿昌 *et al.* 半导体光电, 1996; 17(2): 130~ 133
- 8 Xia G Q, Hao Y, Chen J G *et al.* Opt Commun, 1995; 16(2): 67~ 71
- 9 Kozlowski D A, Young J S, Plumb R G S *et al.* IEEE Photon Technol Lett, 1996; 8(6): 755~ 757

作者简介: 王 甦, 女, 1971 年 1 月出生。工程师, 硕士。现在四川大学光电技术系攻读在职光学硕士学位。