

# 相移结构分布反馈激光器的 静态及动态特性分析

沈丹勋 顾晓仪 徐大雄

(北京邮电大学电信工程学院, 北京 100876)

(1998 年 12 月 21 日收到; 1999 年 3 月 2 日收到修改稿)

分析了 1/4 相移分布反馈(QPS-DFB) 激光器及三相移分布反馈(3PS-DFB) 激光器的静态及动态特性. 在分析中, 考虑了空间烧孔及非线性增益的因素. 在通用的传输矩阵法(TMM) 的基础上, 对 TMM 模型的输入进行向量处理, 得出不同电流注入情况下两种 DFB 激光器的载流子密度及光子密度的轴向分布. 给出了一个新的小信号动态响应模型并运用向量法进行了两种器件的动态响应分析. 这个方法亦可用于其它 DFB 结构的分析.

PACC: 4255P; 4260B; 0260

## 1 引 言

自从 Soda 等学者在理论上及实验上证明了空间烧孔(SHB) 效应在高电流注入时对分布反馈(DFB) 激光器模的稳定性具有相当大的影响以后<sup>[1]</sup>, 人们了解到 SHB 效应是影响 DFB 激光器模的动态及静态稳定性的一个非常重要因素. 为了更深入地了解 DFB 激光器的工作特性, SHB 效应是一个必须考虑的因素. 这实际上归结于解动态耦合波方程的非线性解问题.

迄今为止主要有两种方法来处理这方面的问题. 一种是由非线性耦合波方程结合速率方程对 DFB 激光器进行解析求解<sup>[2,3]</sup>. 它的优点是对结果的物理实质易于理解, 但不适于处理稍微复杂的 DFB 激光器模型. 另一种是基于数值模拟的 DFB 激光器模型, 主要包括: 传输线模型(TLLM)<sup>[4,5]</sup>、传输矩阵模型(TMM)<sup>[6-9]</sup>和传输波分析<sup>[10,11]</sup>. 这些模型都考虑了空间变化的增益及折射率特性的影响. 这些模型的优点是可以用于各种 DFB 结构激光器, 然而这些方法的局限性在于计算的复杂性, 且缺少阈值特性分析.

基于耦合波方程的 TMM 模型是分析 DFB 激光器非线性效应的一个常用方法<sup>[12,13]</sup>, 结合牛顿-拉斐森(NR) 法, 它可用于各种 DFB 结构激光器的静态及动态分析<sup>[13]</sup>. 由于上述模型在计算上的复杂性, 在本文中, 用“向量法”来代替 NR 法对 QPS-DFB 激光器和 3PS-DFB 激光器进行静态及动态分析. 在动态分析中, 利用了静态解的小信号近似, 推出了一个新的分析 DFB 激光器的小信号模型并利用向量法给出了上述两种器件调幅响应特性.

## 2 理论模型

DFB 激光器中的光场可以由下式来描述:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \mathbf{E}^+(z, t) + \mathbf{E}^-(z, t) \\ &= R(z, t)\exp(\omega t - j\beta_0 z) + S(z, t)\exp(\omega t + j\beta_0 z), \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $z$  为沿腔轴方向,  $\beta_0$  为布拉格波长传输系数,  $R(z, t)$ ,  $S(z, t)$  满足动态耦合波方程<sup>[14]</sup>,

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial R(z, t)}{\partial t} - \frac{\partial R(z, t)}{\partial z} + (\alpha(z, t) - j\delta(z, t))R(z, t) = j\kappa S(z, t)e^{-j\phi_0}, \quad (2a)$$

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial S(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial S(z, t)}{\partial z} + (\alpha(z, t) - j\delta(z, t))S(z, t) = j\kappa R(z, t)e^{j\phi_0}, \quad (2b)$$

式中  $\phi_0$  代表光栅相位,  $\kappa$  为耦合系数,  $v_g$  为群速度,  $\delta(z, t)$  为归一化频率系数,  $\alpha(z, t)$  为增益系数.

$$\delta(z, t) = \frac{2\pi n_{\text{eff}}(z, t)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3)$$

式中  $\Lambda$  为腔内光栅周期,  $\lambda$  为振荡波长,  $n_{\text{eff}}(z, t)$  为有效折射率, 它与载流子浓度  $N(z, t)$  存在下列关系:

$$n_{\text{eff}}(z, t) = n_0 + \xi \frac{dn}{dN}(N(z, t) - N_{\text{th}}), \quad (4)$$

式中  $N_{\text{th}}$  为在阈值条件下载流子浓度,  $\xi$  代表模式限制因子.  $n_0$  为阈值时的有效折射率.

$$N_{\text{th}} = \frac{2\bar{\alpha} + \alpha_{\text{loss}}}{\xi A_0} - N_G, \quad (5)$$

式中  $N_G$  为腔内透明时的载流子浓度,  $A_0$  为微分增益,  $\alpha_{\text{loss}}$  为腔内损耗, 整个腔长平均增益

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^L \alpha(z) dz}{L}.$$

$\alpha(z, t)$  具有下述形式:

$$\alpha(z, t) = \frac{\xi A_0(N(z, t) - N_G) - \alpha_{\text{loss}}}{2}. \quad (6)$$

在动态小信号情况下, 可以忽略(4), (6)式中的时间项. 载流子浓度满足速率方程, 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(z, t)}{\partial t} &= \frac{J(z, t)}{eV} - \frac{N(z, t)}{\tau_s} - N(z, t)^2 B - N(z, t)^3 C \\ &\quad - \frac{\xi A_0(N(z, t) - N_G)}{(1 + \epsilon P(z, t))} P(z, t) v_g, \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $J(z, t)$  为注入电流强度,  $e$  为电荷电量,  $V$  为有源区体积,  $\tau_s$  为非辐射复合载流子寿命,  $B$  为辐射复合因子,  $C$  为俄歇复合因子,  $\epsilon$  为非线性增益压缩系数. (7)式中的光子密度  $P(z, t)$  与  $R(z, t)$ ,  $S(z, t)$  有关,

$$\begin{aligned}
 P(z, t) &= \frac{2\varepsilon_0 n_{\text{eff}}(z, t)^2}{h\nu} |E(z, t)|^2 \\
 &= \frac{2\varepsilon_0 n_{\text{eff}}(z, t)^2}{h\nu} (|R(z, t)|^2 + |S(z, t)|^2), \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中  $h\nu$  代表光子能量,  $\varepsilon_0$  为真空介电系数.

在小信号正弦调制情况下, 对于  $J(z, t)$ ,  $N(z, t)$ ,  $P(z, t)$ ,  $R(z, t)$  和  $S(z, t)$ , 假设下述关系成立:

$$J(z, t) = J_0(z) + \tilde{J}_1(z)e^{j\Omega t}, \quad (9a)$$

$$N(z, t) = N_0(z) + \tilde{N}_1(z)e^{j\Omega t}, \quad (9b)$$

$$P(z, t) = P_0(z) + \tilde{P}_1(z)e^{j\Omega t}, \quad (9c)$$

$$R(z, t) = R_0(z) + \tilde{R}_1(z)e^{j\Omega t}, \quad (9d)$$

$$S(z, t) = S_0(z) + \tilde{S}_1(z)e^{j\Omega t}, \quad (9e)$$

其中  $J_0(z)$ ,  $N_0(z)$ ,  $P_0(z)$ ,  $R_0(z)$  和  $S_0(z)$  为静态解,  $\Omega$  为电流调制频率, 并且有

$$J_0(z) \gg \tilde{J}_1(z), \quad (9f)$$

$$N_0(z) \gg \tilde{N}_1(z), \quad (9g)$$

$$P_0(z) \gg \tilde{P}_1(z), \quad (9h)$$

$$|R_0(z)| \gg |\tilde{R}_1(z)|, \quad (9i)$$

$$|S_0(z)| \gg |\tilde{S}_1(z)| \quad (9j)$$

成立. 把上述方程组代入动态耦合波方程及载流子速率方程, 可以分别得出静态及动态小信号情况下关于  $\{N_0(z) \quad P_0(z) \quad R_0(z) \quad S_0(z)\}$  和  $\{\tilde{N}_1(z) \quad \tilde{P}_1(z) \quad \tilde{R}_1(z) \quad \tilde{S}_1(z)\}$  一组新的方程. 在静态情况下, (2), (7) 式中关于时间的微分项为零. 这样可以得到静态解满足的一组由耦合波方程和速率方程构成的微分方程组, 即

$$-\frac{\partial R_0(z)}{\partial z} + (\alpha(z) - j\delta(z))R_0(z) = j\kappa S_0(z)e^{-j\phi_0}, \quad (10a)$$

$$\frac{\partial S_0(z)}{\partial z} + (\alpha(z) - j\delta(z))S_0(z) = j\kappa R_0(z)e^{j\phi_0}, \quad (10b)$$

$$\frac{J_0(z)}{eV} - \frac{N_0(z)}{\tau_s} - N_0(z)^2 B - N_0(z)^3 C - \frac{\xi A_0(N_0(z) - N_G)}{(1 + \beta P_0(z))} P_0(z) v_g = 0. \quad (11)$$

把(2), (7)式在静态解  $\{N_0(z) \quad P_0(z) \quad R_0(z) \quad S_0(z)\}$  附近展开, 可以得到动态小信号情况下的新一组方程,

$$-\frac{\partial \tilde{R}_1(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z) + j\Omega/v_g] \tilde{R}_1(z) = j\kappa \tilde{S}_1(z)e^{-j\phi_0}, \quad (12a)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}_1(z)}{\partial z} + [\alpha(z) - j\delta(z) + j\Omega/v_g] \tilde{S}_1(z) = j\kappa \tilde{R}_1(z) e^{j\phi_0}, \quad (12b)$$

$$\begin{aligned} \frac{j\Omega}{v_g} \tilde{N}_1(z) = & \frac{\tilde{J}_1(z)}{eV} - \left[ \frac{1}{\tau} + 2BN_0(z) + 3CN_0^2(z) + \frac{\xi A_0 P_0(z)}{1 - \epsilon P_0(z)} \right] \tilde{N}_1(z) \\ & + \left[ \frac{\xi A_0 (N_0(z) - N_G)}{(-1 + \epsilon P_0(z))^2} \right] \tilde{P}_1(z). \end{aligned} \quad (13)$$

(13) 式为对载流子速率方程(7)在静态解附近进行 Taylor 展开并忽略二阶以上项所得到的. 静态解及动态小信号解均应满足谐振的边界条件

$$R(0, t) = r_1 S(0, t), \quad (14a)$$

$$S(L, t) = r_2 R(L, t), \quad (14b)$$

式中  $r_1, r_2$  分别为左右边界反射率. 在此, 已设左边界为  $z$  坐标零点( $z = 0$ ).

### 3 数值模拟

#### 3.1 静态情况下 $\{N_0(z), P_0(z), R_0(z), S_0(z)\}$ 的解

根据 TMM 理论模型, 把激光器分为很多小部分, 并设某个小部分中的光子密度、载流子密度与  $z$  无关(图 1). 这样在任意一个部分  $m$  中, 其载流子密度  $N(m)$ 、光子密度  $P(m)$  及传输常数  $\alpha(m) - j\delta(m)$  只与  $m$  左边界的场有关. 在激光器左边界及右边界的场  $\{R(0), S(0)\}, \{R(n), S(n)\}$  应满足边界条件(14) 式.

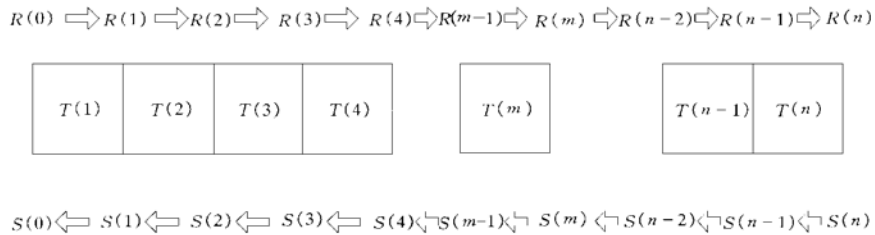


图 1 传输矩阵法示意图

在  $m$  段内, 由于光子及载流子是不变的, 则可由静态耦合波方程(10) 式得出解析解,

$$\begin{bmatrix} R(m) \\ S(m) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R(m-1) \\ S(m-1) \end{bmatrix} = T(m) \begin{bmatrix} R(m-1) \\ S(m-1) \end{bmatrix}. \quad (15)$$

传输矩阵  $T$  的矩阵元可表述为

$$T_{11} = \left[ \cosh(\gamma l) + \frac{\alpha l - j\delta l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) \right], \quad (16a)$$

$$T_{12} = - \frac{j\kappa l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) e^{-j\phi_0}, \quad (16b)$$

$$T_{21} = \frac{j\kappa l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) e^{j\alpha}, \quad (16c)$$

$$T_{22} = \left[ \cosh(\gamma l) - \frac{\alpha l - j\delta l}{\gamma l} \sinh(\gamma l) \right], \quad (16d)$$

其中  $\gamma = \sqrt{(\alpha - j\delta)^2 + \kappa^2}$ ,  $l$  为每个小部分的长度. 这样, 求振荡的模式就可以通过求上述系统的本征解来得到. 本文通过向量法求解系统的本征解, 具体步骤如下:

首先, 进行阈值分析. 在阈值条件下, 忽略 SHB 效应, 为得到阈值电流  $J$  和振荡波长  $\lambda$ , 在可能谐振点 ( $J, \lambda$ ) 周围区域进行采样及量化, 以分别构造波长及电流向量,

$$\bar{\lambda} = [\lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \cdots \quad \lambda_{M-1} \quad \lambda_M], \quad (17)$$

$$\bar{J} = [J_1 \quad J_2 \quad \cdots \quad J_{N-1} \quad J_N]^T. \quad (18)$$

在阈值偏置的条件下, 上述系统可视为线性系统. 把这两个向量及任一符合初值条件的  $R(0)$  及  $S(0)$  代入系统求出矩阵

$$\overline{\overline{X}}(L) = \begin{bmatrix} S_{1,1}(L) - rR_{1,1}(L) & S_{1,2}(L) - rR_{1,2}(L) & \cdots & S_{1,N-1}(L) - rR_{1,N-1}(L) & S_{1,N}(L) - rR_{1,N}(L) \\ S_{2,1}(L) - rR_{2,1}(L) & S_{2,2}(L) - rR_{2,2}(L) & \cdots & S_{2,N-1}(L) - rR_{2,N-1}(L) & S_{2,N}(L) - rR_{2,N}(L) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ S_{M-1,1}(L) - rR_{M-1,1}(L) & S_{M-1,2}(L) - rR_{M-1,2}(L) & \cdots & S_{M-1,N-1}(L) - rR_{M-1,N-1}(L) & S_{M-1,N}(L) - rR_{M-1,N}(L) \\ S_{M,1}(L) - rR_{M,1}(L) & S_{M,2}(L) - rR_{M,2}(L) & \cdots & S_{M,N-1}(L) - rR_{M,N-1}(L) & S_{M,N}(L) - rR_{M,N}(L) \end{bmatrix}. \quad (19)$$

其最小值即是满足振荡条件的本征根. 为了保证一定的精度, 可以不断用上一步的结果来缩小波长及电流范围来达到所要求的精度.

其次, 进行高于阈值情况下的静态分析, 并利用阈值分析的结果得出  $J_{th}$  及  $N_{th}$ , 同样可以构造出一对波长向量及  $z = 0$  处的光子密度向量

$$\bar{\lambda} = [\lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \cdots \quad \lambda_{M-1} \quad \lambda_M], \quad (20a)$$

$$\bar{P}(0) = [P_1(0) \quad P_2(0) \quad \cdots \quad P_{N-1}(0) \quad P_N(0)]^T. \quad (20b)$$

此时由于 SHB 及非线性增益的影响, 此系统为非线性系统. 用向量法可得出高于阈值时相应的矩阵来找出系统的本征根. 需要指出的是, 用向量法求解 TMM 本征解的过程, 没有在每一段采用自适应法使这段内光子及载流子保持自治(这方法需要大量的运算时间), 而是在开始时分隔的段数  $n$  取得略小一些, 然后计算出光子及载流子的分布. 增大  $n$  之后重复上一步骤, 一直到光子及载流子的轴向分布趋于一致. 这样, 可以针对不同的结构、不同的注入电流, 有效地选取  $n$ , 使模拟更加得到优化.

### 3.2 动态小信号响应

在动态小信号调制的情况下, 可以利用前面静态分析的结果  $\{N_0(z) \quad P_0(z) \quad R_0(z) \quad S_0(z)\}$  及向量法, 求出小信号情况下 TMM 的本征解  $\{\tilde{N}_1(z) \quad \tilde{P}_1(z) \quad \tilde{R}_1(z) \quad \tilde{S}_1(z)\}$ . 在分析过程中, 用小信号动态响应的 (12) 及 (13) 式代替在静态分析中所用的 (10) 及 (11) 式, 构成新的传输矩阵及输入向量进行求解.

## 4 QPS-DFB 激光器及 3PS-DFB 激光器稳态及动态特性分析

用上述模型分析了 3PS-DFB 激光器及 QPS-DFB 激光器的阈值特性及在高于阈值条件下的静态和动态特性. 器件参数如下<sup>[15]</sup>: 腔长  $L = 500 \mu\text{m}$ , 有源层厚度  $d = 0.18 \mu\text{m}$ , 有源层宽度  $w = 1.0 \mu\text{m}$ ,  $\tau_s = 10 \text{ ns}$ ,  $\xi = 0.35$ ,  $v_g = 8.1 \times 10^7 \text{ m/s}$ ,  $n_0 = 3.3136$ ,  $A_0 = 2.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$ ,  $B = 80 \mu\text{m}^3/\text{s}$ ,  $C = 40 \times 10^{-5} \mu\text{m}^6/\text{s}$ ,  $\Lambda = 0.235 \mu\text{m}$ ,  $dn/dN = -1.7 \times 10^{-29} \text{ cm}^{-2}$ ,  $\alpha_{\text{loss}} = 25 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\kappa = 40 \text{ cm}^{-1}$ ,  $r_1 = 0$ ,  $r_2 = 0$ ,  $\varepsilon = 1.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$ , 3PS-DFB 激光器相移位置分别位于  $L/4$ ,  $L/2$ ,  $3L/4$  处, 相移值均为  $\pi/3$ , QPS-DFB 激光器相移位置位于腔中心, 相移量为  $\pi/2$ . 腔内光子密度、载流子密度、增益及有效折射率纵向分布见图 2.

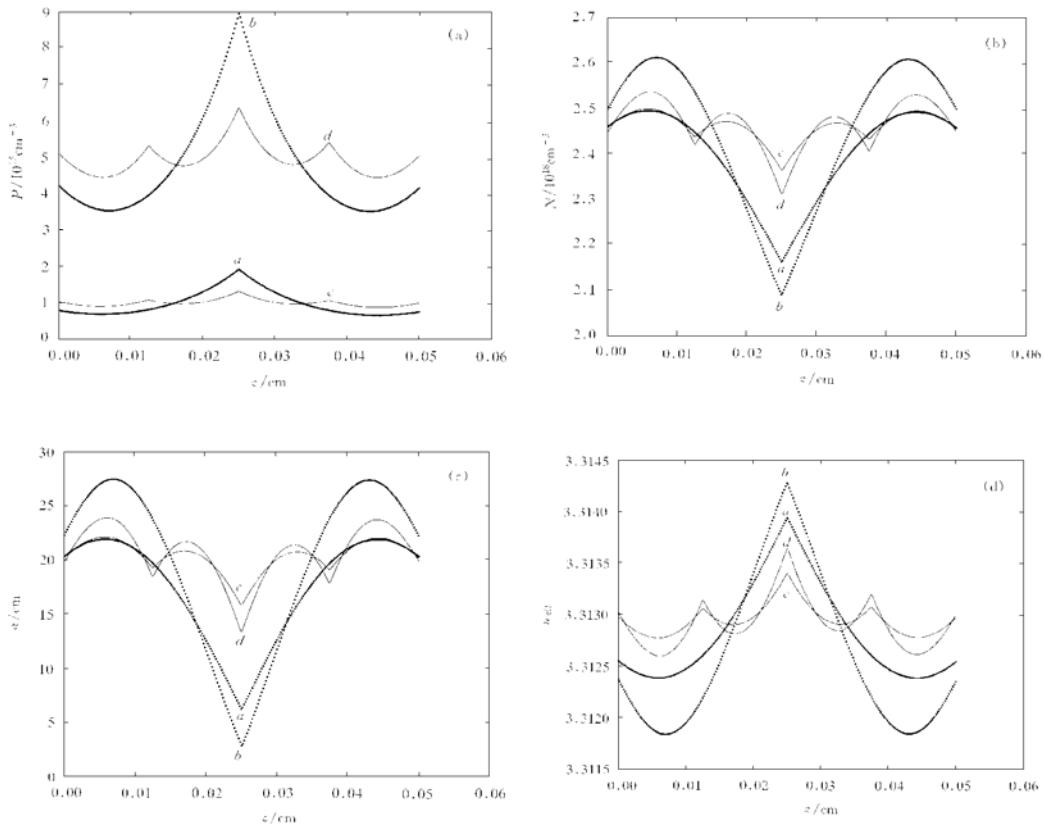


图 2 当电流注入分别为  $1.5 J_{\text{th}}$ ,  $3 J_{\text{th}}$  时, QPS-DFB 激光器及 3PS-DFB 激光器腔内光子密度纵向分布 (a)、载流子密度纵向分布 (b)、增益纵向分布 (c) 和有效折射率的纵向分布 (d). 曲线 a 为 QPS-DFB 激光器在  $1.5 J_{\text{th}}$  时的特性; 曲线 b 为 QPS-DFB 激光器在  $3 J_{\text{th}}$  时的特性; 曲线 c 为 3PS-DFB 激光器在  $1.5 J_{\text{th}}$  时的特性; 曲线 d 为 3PS-DFB 激光器在  $3 J_{\text{th}}$  时的特性

图 2(a) —(d) 分别给出了两种器件光子密度  $P(z)$ 、载流子密度  $N(z)$ 、增益系数  $\alpha(z)$ 、有效折射率  $n_{\text{eff}}(z)$  在电流注入为  $1.5 J_{\text{th}}$ ,  $3 J_{\text{th}}$  时的腔内轴向分布特性. 两种器件的

共同之处在于: 当注入电流增加时平均光子密度加大, 光子密度纵向分布的不均匀性增加(图 2(a)), 导致载流子密度、增益及有效折射率纵向分布不均匀性增加(图 2(b)–(d)). 这说明两种器件均存在 SHB 效应, 另外, 两种器件在相移位置聚集了大量的光子, 由于在 3PS-DFB 激光器中三处相移的引入, 光子被分布在各个相移位置, 避免了 QPS-DFB 激光器中光子主要集中在中心位置相移处. 因此 3PS-DFB 激光器在相同情况下, 其光子密度、载流子密度、增益和有效折射率纵向分布不均匀性比 QPS-DFB 激光器要小许多(图 2(a)–(d)). 这就是 3PS-DFB 激光器具有较强的 SHB 抑制效应的机制. 从这一点而言, 器件的单模稳定性要高于 QPS-DFB 激光器. 图 3 为 QPS-DFB 激光器及 3PS-DFB 激光器在注入电流分别为  $1.5J_{th}$ ,  $3J_{th}$  情况下的调幅响应. 可以看出, 随着注入电流的增加, 两种器件的本征振荡频率逐渐加大. 另外可以发现, 3PS-DFB 激光器在相同的情况下比 QPS-DFB 激光器具有更高的本征频率. 这表明在相移结构 DFB 激光器中, 调幅响应带宽及强度依赖于器件内载流子或光子密度分布.

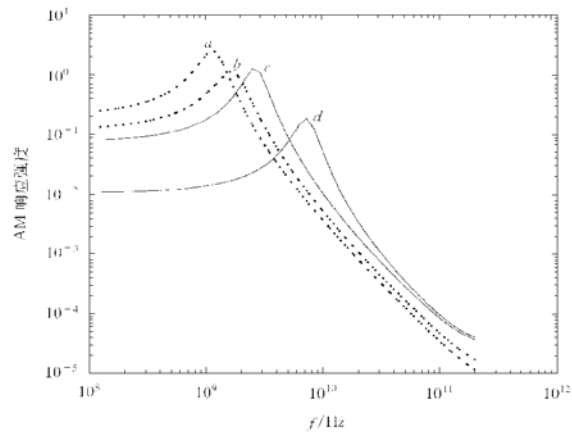


图 3 当电流注入分别为  $1.5J_{th}$ ,  $3J_{th}$  时, QPS-DFB 激光器和 3PS-DFB 激光器的动态调幅响应

## 5 结 论

本文提出了一种新的 DFB 激光器的 TMM 理论分析方法——向量法, 并建立了一个新的小信号分析模型, 并用它们分析了 QPS-DFB 激光器及 3PS-DFB 激光器动态及静态特性. 向量法的优点在于它可以同时求出多个模的解, 借助于向量法比较容易观察各模式的变化规律. 同常用的 NR 法相比, 它基于一种“并行”处理的思路, 放弃了对 Jacobi 行列式的解析求解, 因而效率更高. 向量法同样适合于其他 DFB 结构激光器的分析. 新的 DFB 结构激光器小信号分析模型是建立在得出的静态解基础之上, 它极大地简化了 DFB 结构激光器动态分析过程.

由于相移结构的引入可以改变 DFB 激光器(双端镀防反膜)在模式上以布拉格波长为中心的对称分布状态, 从而达到高的单模稳定性. 三相移 DFB 激光器在腔内三处引入了相移结构, 可从另一方面抑制由于引入相移结构带来的 SHB 效应, 提高器件的稳定性. 随着对三相移甚至多相移结构上的优化及制作工艺上的改进, 多相移 DFB 激光器将会是一种比 QPS-DFB 激光器更有发展前途的单频激光器.

- [1] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, H. Imai, *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**(1987), 804.  
 [2] O. Kwon, J. Shim, *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**(1998), 225.

- [ 3 ] G. Morthier, *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**( 1996 ), 231.
- [ 4 ] A. J. Lowery, A. Keating, C. N. Murtonen, *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**( 1992 ), 1874.
- [ 5 ] A. J. Lowery, D. Novak, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**( 1994 ), 2051.
- [ 6 ] J. Hong, W. P. Huang, T. Makino, *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**( 1995 ), 49.
- [ 7 ] S. K. C. Liew, *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron.*, **1**( 1995 ), 363.
- [ 8 ] I. Orfanos, T. Sphicopoulos, A. Tsigopoulos, C. Caroubalos, *IEEE J. Quantum Electron.*, **27**( 1991 ), 946.
- [ 9 ] M. G. Davis, R. F. O' Dowd, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**( 1994 ), 2458.
- [ 10 ] S. F. Yu, R. G. S. Plumb, L. M. Zhang, M. C. Nowell, J. E. Carroll, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**( 1994 ), 1740.
- [ 11 ] L. M. Zhang, S. F. Yu, M. C. Nowell, D. D. Marcenac, J. E. Carroll, R. G. Plumb, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**( 1994 ), 1389.
- [ 12 ] P. Vankwikelberge, G. Morthier, R. Baets, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**( 1990 ), 1728.
- [ 13 ] K. Kikuchi, H. Tomofuji, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**( 1990 ), 1717.
- [ 14 ] L. M. Zhang, J. E. Carroll, *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**( 1992 ), 604.
- [ 15 ] P. Correc, *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**( 1994 ), 2467.

## STATIC AND DYNAMIC ANALYSIS OF PHASE SHIFT DISTRIBUTED FEEDBACK LASER DIODES

SHEN DAN-XUN GU WAN-YI XU DA-XIONG

(Institute of Telecommunication Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876)

(Received 21 December 1998; revised manuscript received 2 March 1999)

### ABSTRACT

Using transfer matrix method with rate equations and couple wave theory, the static and dynamic analysis of 3PS-DFB and QPS-DFB diodes are presented. With vector processing rather than NR algorithm, carrier density and photon density distribution of the two structures biased at different levels were obtained, and hence the AM response of these devices with a new dynamic model are analyzed.

**PACC:** 4255P; 4260B; 0260