

# 半导体光放大器增益波动的研究\*

金 韬 黄德修

丘军林

(华中理工大学光电子工程系, 武汉 430074) (华中理工大学激光研究所, 武汉 430074)

**摘 要** 详细研究了行波半导体光放大器的增益波动特性, 理论模型的建立舍弃了通常采用的载流子在光放大器中沿腔长方向均匀分布的假设。分析表明, 光放大器增益波动的大小与器件端面反射率、自发发射因子以及入射光功率等因素有关。理论计算与实验结果得到了较好的吻合。

**关键词** 行波半导体光放大器, 增益饱和, 增益波动, 载流子浓度的空间依赖性。

## 1 引 言

行波半导体光放大器由于其高增益、宽带宽等特点在许多方面有重要应用。但在研究中发现, 由于光放大器端面增透不完全, 存在一定的残留反射率, 使得光放大器产生增益波动, 从而影响器件的性能。以往对光放大器增益波动的理论研究绝大部分都采用了载流子在放大器有源区中沿腔长方向均匀分布的假设<sup>[1, 2]</sup>, 使得计算大为简化。虽然这一理论模型能粗略定性解释增益波动现象, 但在实验中发现, 测量得到的增益波动值与理论值有较大偏差, 这一偏差正是由于载流子均匀分布的假设引起的。本文建立的理论模型考虑了载流子浓度的空间依赖性, 详细讨论了影响增益波动量的各种因素。

## 2 理论模型

### 2.1 载流子在光放大器有源区内的空间分布

图1是行波半导体光放大器的结构示意图, 假设增益是均匀加宽的, 材料增益与载流子浓度成线性关系, 忽略载流子扩散, 复合速率以有效载流子寿命描述(包括辐射复合和非辐射复合), 于是速率方程可表示为如下形式<sup>[3]</sup>

$$\frac{\partial S_{sp}^+}{\partial t} + v_g \frac{\partial S_{sp}^+}{\partial z} = v_g [\Gamma \alpha (N - N_0) - \alpha_{int}] S_{sp}^+ + \Gamma \frac{\beta N}{2\tau_c} \quad (1)$$

$$\frac{\partial S_{sp}^-}{\partial t} - v_g \frac{\partial S_{sp}^-}{\partial z} = v_g [\Gamma \alpha (N - N_0) - \alpha_{int}] S_{sp}^- + \Gamma \frac{\beta N}{2\tau_c} \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_f^+}{\partial t} + v_g \frac{\partial A_f^+}{\partial z} = \frac{1}{2} v_g [\Gamma \alpha (N - N_0) - \alpha_{int}] A_f^+ - iK v_g A_f^+ \quad (3)$$

\* 国家教委博士点基金项目。

收稿日期: 1994年12月7日; 收到修改稿日期: 1995年2月27日

$$\frac{\partial A_f}{\partial t} - v_r \frac{\partial A_f}{\partial z} = \frac{1}{2} v_r [\Gamma a(N - N_0) - \alpha_{int}] A_f - iK v_r A_f \quad (4)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = \frac{J}{qd} - \frac{N}{\tau_c} - v_r a(N - N_0) [S_{sp}^+ + S_{sp}^- + |A_f^+|^2 + |A_f^-|^2] \quad (5)$$

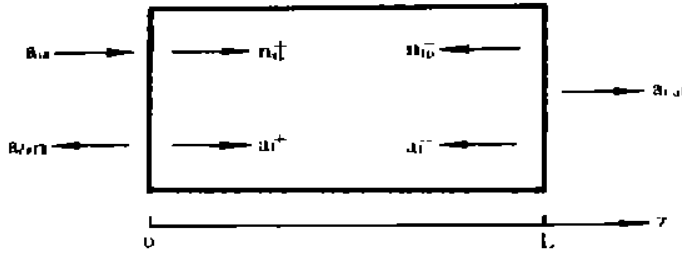


Fig. 1 Schematic of a TW-SOA

式中  $S_{sp}^{\pm}$  分别表示前向和后向传播的自发辐射光子密度;  $A_f^{\pm}$  分别表示前向和后向传播的光场幅度;  $N$  为载流子浓度;  $N_0$  为透明时的载流子浓度;  $v_r$  为群速度;  $\Gamma$  为波导限制因子;  $a$  为增益系数;  $\beta$  为自发发射因子;  $\alpha_{int}$  为内部损耗因子;  $\tau_c$  为载流子寿命,  $J$  为注入电流密度;  $q$  为电子电荷;  $d$  为光放大器有源区厚度。

为了便于分析计算, 假设  $\alpha_{int} = 0, N_0 = 0$ 。这一假设会使计算得到的光放大器增益略为偏大。在光放大器工作在接近于阈值时,  $\Gamma a(N - N_0) \gg \alpha_{int}, N \gg N_0$ 。因此, 由此假设引起的误差很小。

考虑光放大器稳态工作情况, 并将  $S_{sp}^{\pm}$  和  $A_f^{\pm}$  归一化, 由速率方程(1)~(5)可得到

$$s_{sp}^+(z) = c_1 \exp[\Gamma u(z)] - \beta/2, \quad s_{sp}^-(z) = c_2 \exp[-\Gamma u(z)] - \beta/2, \quad (6)$$

$$a_f^+(z) = c_3 \exp[\Gamma u(z)/2] \exp(-ik_0 z), \quad a_f^-(z) = c_4 \exp[-\Gamma u(z)/2] \exp(ik_0 z), \quad (7)$$

$$N(z) = \frac{J\tau_c/qd}{1 + s_{sp}^+(z) + s_{sp}^-(z) + |a_f^+(z)|^2 + |a_f^-(z)|^2} \quad (8)$$

其中  $s_{sp}^{\pm}(z) = v_r a \tau_c S_{sp}^{\pm}(z)$ ,  $a_f^{\pm}(z) = (v_r a \tau_c)^{1/2} A_f^{\pm}(z)$ ,  $c_1, c_2, c_3$  和  $c_4$  是常系数, 函数  $u(z)$  满足以下方程

$$\frac{du}{dz} = \frac{aJ\tau_c/qd}{1 + s_{sp}^+(z) + s_{sp}^-(z) + |a_f^+(z)|^2 + |a_f^-(z)|^2} \quad (9)$$

将(6)~(9)式代入(11)式, 并对等式两边分别求积分, 可得到关于  $u(z)$  的超越方程

$$\Gamma(1 - \beta)u + [c_1 + |c_3|^2] \exp(\Gamma u) - [c_2 + |c_4|^2] \exp(-\Gamma u) = (\Gamma a J \tau_c / qd)z \quad (10)$$

常系数  $c_1, c_2, c_3$  和  $c_4$  由如下边界条件确定

$$s_{sp}^+(0) = R_1 s_{sp}^-(0), \quad s_{sp}^-(L) = R_2 s_{sp}^+(L) \quad (11)$$

$$a_f^+(0, \lambda_0) = (1 - R_1)^{1/2} a_{in} + \sqrt{R_1} a_f^-(0, \lambda_0), \quad a_f^-(L, \lambda_0) = \sqrt{R_2} a_f^+(L, \lambda_0) \quad (12)$$

式中  $R_1$  和  $R_2$  表示光放大器的端面反射率;  $a_{in} = (\Gamma a \tau_c P_{in} / \omega d h \nu)^{1/2}$  为归一化入射光场幅度,  $P_{in}$  为入射光功率,  $\omega, L$  分别为光放大器有源区的宽度和长度,  $\nu_0$  为入射光频率,  $h$  为布朗克常数。

将(6)式, (8)式代入以上边界条件, 得到

$$c_1 = \frac{\beta}{2} \frac{1 - R_1 + (1 - R_1 - 2)R_1 e^f}{1 - R_1 R_2 (ef)^2} \quad (13)$$

$$c_2 = \frac{\beta}{2} \frac{1 - R_2 + (1 - R_1)R_2 e^2 f}{1 - R_1 R_2 (ef)^2} \quad (14)$$

$$|c_3|^2 = \frac{(1 - R_1) a_{in}^2 f}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} ef)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} ef \sin^2[(k_s - k_r)L]} \quad (15)$$

$$|c_4|^2 = \frac{(1 - R_1)R_2 a_{in}^2 e^2 f}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e f)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} e f \sin^2 [(k_s - k_r)L]} \quad (16)$$

其中  $e = \exp[\Gamma u(L)]$ ,  $f = \exp[-\Gamma u(0)]$ ;  $k_s$  为入射信号光波矢,  $k_r$  为由于光放大器残留反射率所形成的法布里-珀罗腔的谐振模的波矢。以可测量的入射光功率  $P_{in}$  替代  $a_{in}$ , 以阈值电流密度  $J_{th}$  来归一化电流密度  $J$ ,  $P_{in}$  和  $J_{th}$  分别表示为<sup>[2]</sup>

$$P_{in} = \frac{\alpha d h \nu_s}{\Gamma u \tau_c} a_{in}^2, \quad J_{th} = \frac{q d}{\tau_c} \left[ N_0 + \frac{1}{\Gamma u} \left\{ \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} + a_{in} \right\} \right] \quad (17)$$

式中  $\nu_s$  为入射信号光的频率。由(8)、(11)式以及(13)~(16)式可确定载流子在光放大器有源区内的纵向分布, 数字解的结果如图2所示。由图可见, 载流子沿腔长方向并非均匀分布, 而且随光放大器端面反射率的降低, 这种非均匀性变得更为强烈。因此, 对于行波半导体光放大器, 载流子沿腔长方向均匀分布的假设就过于粗略。比较图2虚线和实线可以发现, 入射光功率的强弱对载流子的分布也有较明显的影响, 当入射光功率很弱时(如图2虚线所示), 载流子的分布受自发发射的影响较强, 理论计算表明, 自发发射的光子密度在腔的端面附近较大, 而在腔的中心位置则较小, 因而在腔的中心载流子浓度出现极大值。而当入射光较强时(如图2实线所示), 载流子分布受自发发射的影响就较小, 载流子的减小主要是由入射光的放大所导致, 入射光场沿腔长方向传播, 其强度逐渐加强, 载流子消耗量也随之增大, 因而出现了载流子浓度沿腔长方向单调递减的情形。

## 2.2 光放大器的增益波动特性

光放大器的功率增益定义为

$$G(\lambda_r) = |a_{out}|^2 / a_{in}^2 \quad (18)$$

式中  $a_{out} = (1 - R_2)^{1/2} a_f^+(L, \lambda_r)$ 。将(7)、(15)式代入(18)式, 得到

$$G(\lambda_r) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) e f}{(1 - \sqrt{R_1 R_2} e f)^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} e f \sin^2 [(k_s - k_r)L]} \quad (19)$$

于是增益波动  $GR$  为

$$GR = \frac{G_{max}}{G_{min}} = \frac{e(\lambda_r) f(\lambda_r)}{e(\lambda_s) f(\lambda_s)} \left[ \frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} e(\lambda_r) f(\lambda_r)}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e(\lambda_r) f(\lambda_r)} \right]^2 \quad (20)$$

式中  $G_{max}$  对应于  $k_s = k_r$ , 而  $G_{min}$  则对应于  $(k_s - k_r)L = \pi/2$ , 此时的入射信号光波长记为  $\lambda_s$ 。如果假设载流子浓度  $N$  沿腔长方向均匀分布, 那么(20)式可简化为<sup>[1, 2]</sup>

$$GR_{unif} = \left[ \frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} - 2 G_s}{1 - \sqrt{R_1 R_2} G_s} \right]^2 \quad (21)$$

式中  $G_s = \exp(\Gamma a N L)$ , 表示光放大器的单程增益,  $N = (J \tau_c / q d) / (1 - \beta)$ 。

由图3可见, 随着入射光功率的增大, 增益波动随之减小, 而若假设载流子浓度均匀分

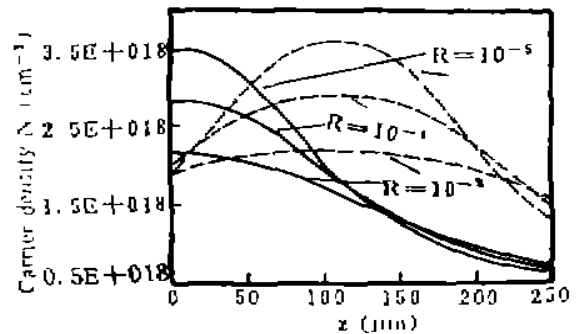


Fig. 2 Profiles of the carrier density  $N(z)$  for  $R_1 = R_2 = R$ ,  $\beta = 10^{-3}$ ,  $J/J_{th} = 0.9$ ,  $\lambda_s = \lambda_r = 1.31 \mu\text{m}$ ,  $L = 250 \mu\text{m}$ ,  $\omega = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $d = 0.2 \mu\text{m}$ ,  $\Gamma = 0.47$ ,  $\tau_c = 2.0 \text{ ns}$ ,  $a = 2.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$ , dash line  $P_{in} = -30 \text{ dBm}$ , solid line  $P_{in} = -10 \text{ dBm}$

布, 由(21)式可知, 增益波动  $GR_{inj}$  与入射光功率  $P_{in}$  无关。而实际情况则是, 入射光功率的增大引起光放大器的增益饱和, 从而导致增益波动的减小。另外, 增益波动也与自发发射因子  $\beta$  有关, 特别是在小信号注入时, 自发发射因子  $\beta$  越大, 则增益波动越小。

注入光放大器的电流密度的大小也对增益波动产生影响, 如图 4 所示, 随着注入电流密度的增大, 增益波动也随之增大, 并且, 光放大器的端面残留反射率越大, 增益波动也越大, 当  $R = 10^{-5}$  时, 增益波动已相当小。因此, 尽可能减小光放大器的端面残留反射率是减小增益波动的有效途径之一。图 4 中的虚线表示了载流子浓度均匀分布假设下的增益波动随注入电流密度的变化曲线, 当  $J/J_a \rightarrow 1$  时,  $G$  趋向于它的极限值  $1/\sqrt{R_1 R_2}$ , 由(21)式可见, 此时  $GR_{inj} \rightarrow +\infty$ 。由此可见, 载流子均匀分布这一假设条件对于计算增益波动就过于粗略。

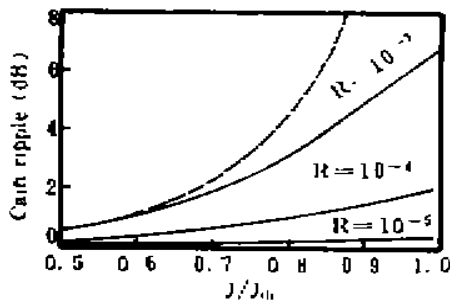


Fig. 3 Gain ripple versus incident optical power for  $\beta = 5 \times 10^{-4}$ ,  $1 \times 10^{-3}$  and  $2 \times 10^{-3}$ ,  $r_1 = R_2 = 10^{-4}$ . Other parameters are the same as in Fig. 2

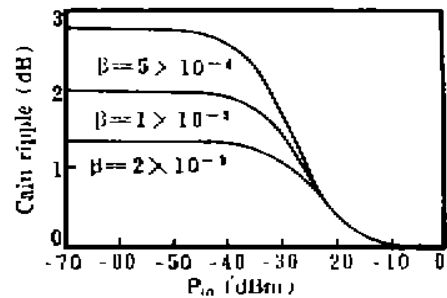


Fig. 4 Gain ripple versus  $J/J_a$  for  $R = 10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  and  $10^{-3}$ ,  $\beta = 10^{-3}$ ,  $P_{in} = -30$  dBm. Other parameters are the same as in Fig. 2. The dashed curve shows the calculated curve under the approximation of a uniform carrier distribution along the cavity length

### 3 实验研究

实验装置排列示意图如图 5 所示。可调谐外腔激光器(ECL)用作光源,  $\lambda \approx 1.31 \mu\text{m}$ , 可调

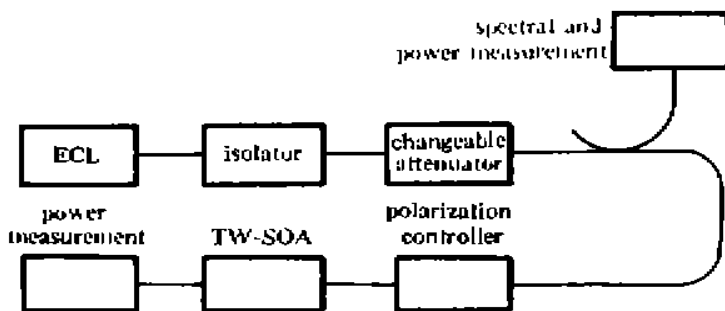


Fig. 5 Experimental setup for gain ripple measurement in TW-SOAs. A tunable external-cavity laser (ECL) is used as a source

衰减器用来改变注入放大器的光功率。偏振控制器用来调整入射光的偏振方向。行波半导体光放大器(TW-SOA)是 InGaAsP/InP 掩埋异质结型,  $R_1 \approx R_2 \approx 0.01\%$ , 最大单程增益  $G_s \approx 30$  dB。

图 6 和图 7 分别表示了在不同注入光功率和注入电流下, 光放大器增益波动的变化。其中  $\blacktriangle$  表示测量值, 实线表示理论计算值, 两者取得了较好的吻合, 其中的误差主要是由于理论计算中选用的光放大器参数并非精确值, 以及一些简化措施,

另外, 在实验测量中对一些参量的测定存在偏差, 如注入放大器的光功率等, 还有光源不稳定, 以及光放大器的增益与偏振有关等引起的误差。

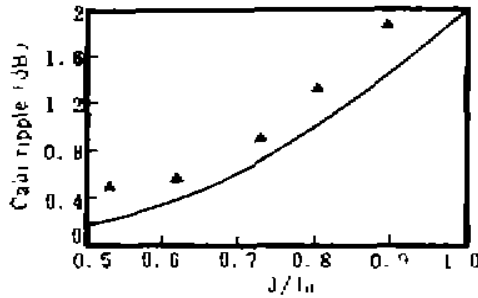


Fig. 6 Comparison of the calculated gain ripple versus incident optical power (solid curve) with the measured values ( $\blacktriangle$ ).  $R_1 \approx R_2 \approx 10^{-4}$ ,  $\beta = 10^{-3}$ . Other parameters are the same as in Fig. 2

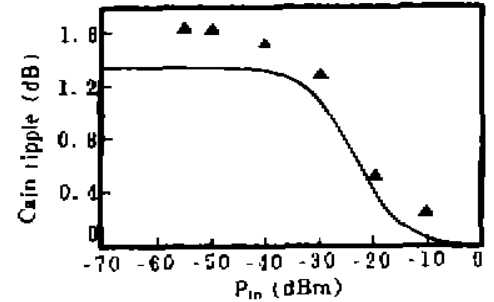


Fig. 7 Comparison of the calculated gain ripple versus  $I/I_0$  (solid curve) with the measured values ( $\blacktriangle$ ).  $R_1 \approx R_2 \approx 10^{-4}$ ,  $\beta = 10^{-3}$ . Other parameters are the same as in Fig. 2

**结 论** 建立的理论模型考虑了载流子在光放大器内的空间分布, 理论分析表明, 光放大器的端面残留反射率越低, 载流子浓度的空间依赖性就越强。基于这一模型, 详细分析了在不同情况下, 光放大器增益波动的变化。结果表明, 增益饱和有助于减小增益波动。另外, 降低放大器的端面残留反射率能有效地减小增益波动。理论计算与实验结果得到了较好的吻合。

### 参 考 文 献

- [1] D. Huang, D. Liu, S. Yu *et al.*, Theoretical and experimental investigations on a novel semiconductor laser amplifier, with output sharing a single fiber. *International J. of Optoelectronics*, 1992, 7(1): 91~101
- [2] 黄德修, 半导体光电子学, 第一版, 四川成都, 电子科技大学出版社, 1989年, 214~215
- [3] M. J. Adams, J. V. Collins, I. D. Henning, Analysis of semiconductor laser optical amplifiers. *IEE Proc. J.*, 1985, 132(1): 58~63

## Gain Ripple in Semiconductor Optical Amplifiers

Jin Tao Huang Dexiu

(Department of Optoelectronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Qiu Junlin

(Laser Institute, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 7 December 1994; revised 27 February 1995)

**Abstract** The gain ripple characteristics in traveling-wave semiconductor optical amplifiers (TW-SOAs) are studied in detail. A uniform carrier distribution along the cavity length in a TW-SOA is usually assumed in many previous papers. However the theoretical model proposed in this paper accounts for the spatial dependence of the carrier density. Gain ripple value changes with the residual facet reflectivity, spontaneous emission factor, and incident optical power, etc. Good agreement was obtained between the calculated data and the experimental results.

**Key words** a traveling-wave semiconductor optical amplifier, gain saturation, gain ripple, the spatial dependence of the carrier density