

半导体锥形激光功率放大器 放大的自发发射效应

陈昌华 陈良惠 王启明

(集成光电子学国家重点联合实验室 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文考虑了 ASE 效应和端面反射率的影响,建立了锥形激光功率放大器的 Rigrod 模型并引进了新的迭代方法,讨论了 ASE 效应和端面反射率对放大器增益 G 及信噪比 S/N 的影响.

EEACC: 4270,4320J

1 引言

最近,半导体主振荡器功率放大器(MOPA; Master Oscillator Power Amplifier)的研究引起了人们的重视^[1]. 特别是锥形半导体激光功率放大器^[2,3]的引入,单片集成 MOPA 在 CW 工作条件下获得了 3W 的输出功率^[3]. 这种器件具有单频、大功率、衍射限制输出,在非线性倍频、空间光通信及光纤放大器的泵浦源等领域具有广泛的应用前景. 对锥形激光功率放大器的理论分析一般都采用理想行波放大器近似^[2,4],忽略了端面反射率及放大的自发发射(ASE: Amplified Spontaneous Emission)效应对器件性能的影响. 然而激光放大器在工作时,一方面是输入激光得到放大,另一方面是放大器增益介质的自发发射得到放大. 而后者消耗了输入的电功率,不利于输入激光的放大. 对普通的激光功率放大器的分析表明^[5],为了抑制 ASE 效应,需要减少端面反射率及增大输入光功率密度. 本文的目的就是为了研究 ASE 及端面反射率对锥形激光功率放大器性能的影响. 我们将采用 Rigrod 分析方法^[5,6]并结合扩展光束的概念建立锥形激光功率放大器的理论模型.

2 锥形半导体激光功率放大器的理论模型

图 1 为锥形半导体激光功率放大器示意图. 放大器输入端宽度为 W_1 , 反射率为 R_1 , 输出端宽度为 W_2 , 反射率为 R_2 . 在器件设计中,使 θ 与入射光束的衍射角相匹配. 这里我们只考虑增益导引结构,即电流只在锥形区域注入,在侧向不存在其他的光学限制,入射光可在

陈昌华 男,1969 年生,博士生,主要从事半导体量子阱光电器件研究
1994 年 11 月 23 日收到初稿,1995 年 3 月 13 日收到修改稿

锥形区域中自由衍射。由于衍射效应，入射光束沿 Z 向传播时会扩展并进而使光强衰减。定义扩展衰减系数 α_t ，侧向光限制因子 Γ_t ：

$$\alpha_t = (1/W(Z))(dW(Z)/dZ) \quad (1a)$$

$$\Gamma_t = W_a(Z)/W(Z) \quad (1b)$$

其中 $W(Z)$ 为沿 Z 向（光束传播方向）光束的宽度。 $W_a(Z) = W_1 + (W_2 - W_1)Z/L$ 为锥形有源区宽度。

假定入射光强在侧向是均匀分布的，根据 Rigrod 模型，放大器的场方程为：

$$dI_s^+/dZ = (\Gamma\Gamma_t^+ g - \alpha - \alpha_t^+) I_s^+ \quad (2a)$$

$$- dI_s^-/dZ = (\Gamma\Gamma_t^- g - \alpha - \alpha_t^-) I_s^- \quad (2b)$$

$$dI_n^+/dZ = (\Gamma\Gamma_t^+ g - \alpha - \alpha_t^+) I_n^+ + \Gamma\Gamma_t^+ \beta h \nu BN^2 \quad (2c)$$

$$- dI_n^-/dZ = (\Gamma\Gamma_t^- g - \alpha - \alpha_t^-) I_n^- + \Gamma\Gamma_t^- \beta h \nu BN^2 \quad (2d)$$

$+$, $-$ 分别表示正向和反向传播方向。 I_s 为放大的入射光功率密度， I_n 为 ASE 功率密度。其他参数的物理意义及取值见表 1。与文献[5]不同的是，除了通常的损耗系数 α 和横向光限制因子 Γ 外，还多了扩展衰减系数 α_t 和侧向光限制因子 Γ_t 。注意 α_t 和 Γ_t 在 $+$, $-$ 方向是不同的。对于正向传播光束，因为 θ 与入射光衍射角匹配，可以近似认为光束宽度即锥形有源区宽度，所以由(1)式可得到

表 1 放大器模型参数及取值

横向光限制因子 Γ	0.02
损耗 α	3cm^{-1}
双分子复合常数 B	$1.4 \times 10^{-10}\text{cm}^3/\text{s}$
非辐射复合寿命 τ_{nr}	5ns
波长 λ	$0.86\mu\text{m}$
透明载流子浓度 N_0	$3.5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$
微分增益 a	$9.0 \times 10^{-16}\text{cm}^2$
自发发射因子 β	10^{-4}
有源区厚度 d	10nm
放大器长度 L	$1500\mu\text{m}$

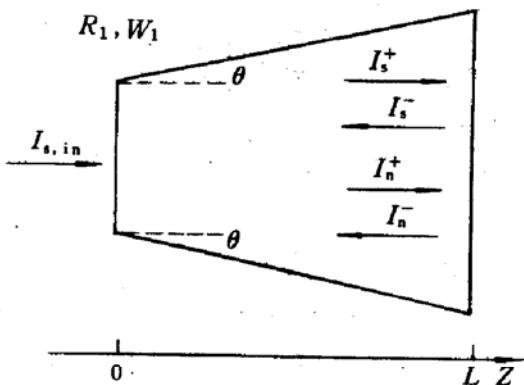


图 1 锥形激光功率放大器模型

$$\alpha_t^+ = (1/W^+(Z))(dW^+(Z)/dZ) \quad (3a)$$

$$\Gamma_t^+ = W_a(Z)/W^+(Z) = 1 \quad (3b)$$

其中 $W^+(Z)$ 即为有源区宽度， $W^+(Z) = W_a(Z) = W_1 + (W_2 - W_1)Z/L$ 。而正向传播的扩展光束经 R_2 反射后，不再局限于锥形有源区内，因而反向传播光束的衰减系数 α_t^- 不同于 α_t^+ ， Γ_t^+ 也与 Γ_t^+ 不同

$$\alpha_t^- = (1/W^-(Z))(dW^-(Z)/dZ) \quad (4a)$$

$$\Gamma_t^- = W_a(Z)/W^-(Z) \quad (4b)$$

其中 $W^-(Z) = W_2 + (W_2 - W_1)(L - Z)/L$ ，为反向传播光束宽度。

对增益采用线性近似：

$$g = a(N - N_0) \quad (5)$$

稳态时，载流子浓度 N 满足：

$$J/ed = BN^2 + N/\tau_{nr} + g(I_s^+ + I_s^- + I_n^+ + I_n^-)/h\nu \quad (6)$$

J 为注入电流密度; e 为电子电荷; $h\nu$ 为光子能量, 其他参数见表 1.

边界条件为:

$$I_s^+(0) = (1 - R_1)I_{s,in} + R_1I_s^-(0) \quad (7a)$$

$$I_s^-(L) = R_2I_s^+(L) \quad (7b)$$

$$I_n^+(0) = R_1I_n^-(0) \quad (7c)$$

$$I_n^-(L) = R_2I_n^+(L) \quad (7d)$$

$I_{s,in}$ 为入射光功率密度.

3 数值方法

方程(1)~(6)组成了非线性耦合微分方程组, 需要数值求解. 将微分方程差分, 取差分间隔为 ΔZ , 整个区间 $(0, L)$ 分为 m 等份. 令 $Z = i\Delta Z$ ($i = 0, 1, 2, \dots, m$), 只要 ΔZ 足够小, 则在区间 $(i\Delta Z, (i+1)\Delta Z)$ 内, 可视光强及增益系数为常数, 即有:

$$I_s^+(Z) = I_s^+(i\Delta Z) = I_s^+(i), \quad I_s^-(Z) = I_s^-(i\Delta Z) = I_s^-(i),$$

$$I_n^+(Z) = I_n^+(i\Delta Z) = I_n^+(i), \quad I_n^-(Z) = I_n^-(i\Delta Z) = I_n^-(i),$$

$$g(Z) = g(i\Delta Z) = g(i), \quad (i = 0, 1, 2, \dots, m)$$

下面说明求解过程:

① 假定方程组有试解 $I_s^{+(0)}(i), I_s^{-(0)}(i), I_n^{+(0)}(i), I_n^{-(0)}(i), g^{(0)}(i)$, ($i = 0, 1, 2, \dots, m$).

② 由边界条件 (7a)、(7c), 求得 $I_s^{+(1)}(0), I_n^{+(1)}(0)$, 将 $I_s^{+(1)}(0), I_s^{-(0)}(0), I_n^{+(1)}(0), I_n^{-(0)}(0)$ 代入 (6) 式, 则可求得增益系数新值 $g^{(1)}(0)$.

③ 对所有 i ($i = 1, 2, \dots, m$), 做如下循环计算:

将 $I_s^{+(1)}(i-1), I_n^{+(1)}(i-1), g^{(1)}(i-1)$ 代入 (2a)、(2c) 的差分方程, 则可求得 $I_s^{+(1)}(i), I_n^{+(1)}(i)$, 然后将 $I_s^{+(1)}(i), I_s^{-(0)}(i), I_n^{+(1)}(i), I_n^{-(0)}(i)$ 代入 (6) 式, 求得 $g^{(1)}(i)$.

④ 由边界条件 (7b)、(7d), 求得 $I_s^{-(1)}(m), I_n^{-(1)}(m)$, 将 $I_s^{-(1)}(m), I_s^{+(1)}(m), I_n^{+(1)}(m), I_n^{-(1)}(m)$ 代入 (6) 式, 则可求得增益系数新值 $g^{(2)}(m)$.

⑤ 对所有 i ($i = m, m-1, \dots, 1$), 做如下循环计算:

将 $I_s^{-(1)}(i), I_n^{-(1)}(i), g^{(2)}(i)$ 代入 (2b)、(2d) 的差分方程, 则可求得 $I_s^{-(1)}(i-1), I_n^{-(1)}(i-1)$, 然后将 $I_s^{+(1)}(i-1), I_s^{-(1)}(i-1), I_n^{+(1)}(i-1), I_n^{-(1)}(i-1)$ 代入 (6) 式, 求得 $g^{(2)}(i-1)$.

⑥ 对所有 i ($i = 0, 1, \dots, m$), 判断 $|I_s^{+(1)}(i) - I_s^{+(0)}(i)|, |I_n^{+(1)}(i) - I_n^{+(0)}(i)|, |I_s^{-(1)}(i) - I_s^{-(0)}(i)|, |I_n^{-(1)}(i) - I_n^{-(0)}(i)|, |g^{(2)}(i) - g^{(0)}(i)|$

是否都小于各自给定的小数, 即是否收敛. 如是, 则计算结束, 所求得的 $I_s^{+(1)}(i), I_s^{-(1)}(i), I_n^{+(1)}(i), I_n^{-(1)}(i), g^{(2)}(i)$ 即为方程组的数值解; 如不是, 则将 $I_s^{+(1)}(i), I_s^{-(1)}(i), I_n^{+(1)}(i), I_n^{-(1)}(i), g^{(2)}(i)$ 分别赋给 $I_s^{+(0)}(i), I_s^{-(0)}(i), I_n^{+(0)}(i), I_n^{-(0)}(i), g^{(0)}(i)$, 重复②~⑥直至收敛.

上述过程实为一种迭代算法, 且有明确的物理意义: 从式(6)可知, 对给定的注入电流, 当光强($I_s^+, I_n^+, I_s^-, I_n^-$)发生变化时, 增益系数 g 也应随之变化, 反之亦然. 所以在计算过程中, 每算得一组新的 I_s^+, I_n^+ (或 I_s^-, I_n^-), 均立即代入 (6) 式求得新的增益系数 g , 以使 g 可即

时跟踪光强的变化,然后用新的 g 值计算下一点的 I_s^+ 、 I_n^+ (或 I_s^- 、 I_n^-).我们知道,当 ΔZ 趋于0时,第*i*点与第*i+1*点趋于同一点,因此可称该法为原位迭代法.

该原位迭代法有别于普通的直接迭代法.直接迭代法是在计算完整个区间(0, L)的光强(I_s^+ 、 I_n^+ 、 I_s^- 、 I_n^-)后,才用(6)式计算增益系数 g .我们曾经采用过直接迭代法,但发现:在反射率比较高($R > 10^{-3}$)和高注入电流密度下,不能得到收敛结果;即使在收敛情况下,其收敛速度也极慢,一般需迭代几百次.但采用原位迭代法,则都可得到收敛结果,其速度也比直接迭代快一个数量级.

用上述模型和算法,我们计算了 $W_1 = 10\mu\text{m}$, $W_2 = 160\mu\text{m}$, $L = 1500\mu\text{m}$ 的实际器件在入射光功率为25mW,注入电流为3.0A时的输出功率,其值为2.52W.所计算的光电流曲线的斜率效率为1.16W/A.与文献[8]的实验结果基本一致,只是效率比它的高(文献[8]的效率为1.0W/A).我们认为产生这种差别的原因,一是因为我们没有考虑热效应及入射光场实际为高斯分布,二是因为入射光的衍射角与放大器的 θ 角不完全匹配造成的.

4 计算结果及讨论

放大器的功率增益为:

$$G = P_o/P_i = (1 - R_2)I_s^+(L)W_2/(I_{s,in}W_1) \quad (8)$$

图2给出了放大器的增益在不同的入射光功率密度下与注入电流的关系.可以看出:同样的入射光功率密度下,在低注入电流时,锥形激光功率放大器的增益与普通激光功率放大器的增益没有显著的区别,但是由 $W_2/W_1 = 16$,光束扩展带来的增益为12dB,所以锥形激光功率放大器的输出端面光功率密度此时只有普通激光功率放大器的 W_1/W_2 倍,注入电流主要用于补偿光束扩展带来的功率密度衰减;随注入电流的增大,锥形激光功率放大器的增益总要比普通激光功率放大器的增益高,两者的增益差最终趋于12dB,此时,锥形激光功率放大器的输出端面光功率密度才达到普通激光功率放大器的水平,所以锥形激光功率放大器可承受更高的注入电流.此外,由于增益饱和,两种功率放大器的增益都随入射激光功率密度的增大而降低.

图3为不同的入射光强下,放大器的信噪比 S/N 与注入电流的关系.信噪比如下定义:

$$S/N = I_s^+(L)/I_n^+(L) \quad (9)$$

对普通激光功率放大器, S/N 起初随注入电流的增大而增大,这是由于放大器增益增大的缘故.随着注入电流的进一步增大, S/N 达到一最大值,然后开始缓慢下降,这是由于ASE随注入电流的增大最终达到振荡阈值,注入载流子更多地被自发发射所消耗,ASE增长更快.而对锥形激光功率放大器,在我们所考虑的电流范围内, S/N 不存在峰值,它总是随注入电流的增大而增大的.这是因为锥形激光功率放大器的扩展衰减系数 α_t 和侧向光限制因子 Γ 大大提高了ASE的振荡阈值,放大器能在更高的注入电流下保持放大状态.

两种功率放大器的信噪比 S/N 都随入射激光功率密度的增大而增大,因此,提高入射激光功率密度,可有效地抑制ASE,提高 S/N .但提高入射激光功率密度应以保证一定的增益为条件,因为入射激光功率密度的提高会使放大器的增益因增益饱和而降低.而锥形激光功率放大器的增益比普通激光功率放大器的高,所以提高入射激光功率密度更适合锥形激光功率放大器.

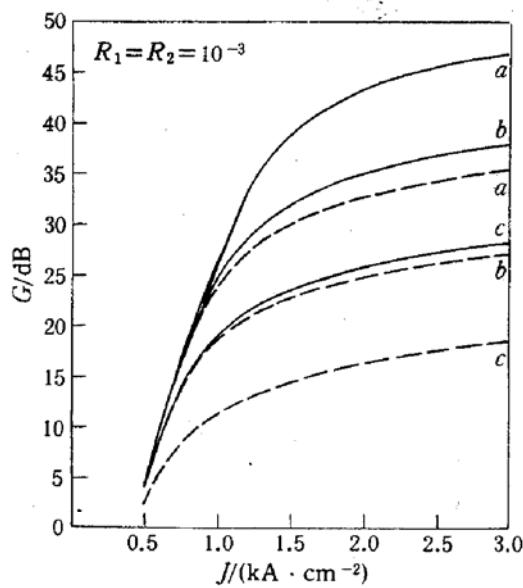


图 2 放大器增益与注入电流密度的关系

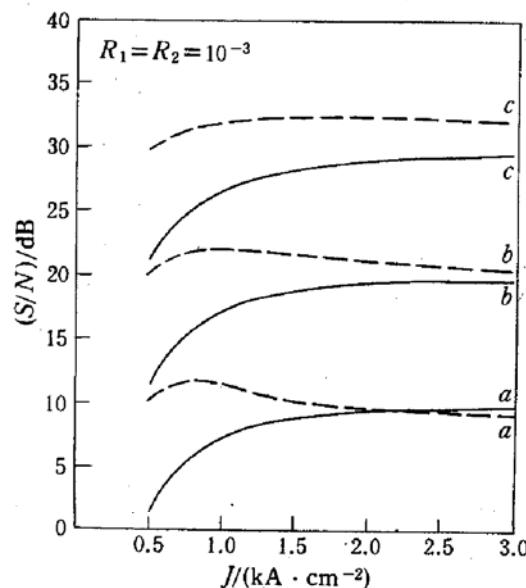


图 3 S/N 与注入电流密度的关系

曲线 a、b 和 c 对应入射激光功率密度为 0.001、0.01 和 0.1 MW/cm²；虚线为普通激光功率放大器 ($W_2 = W_1 = 10\mu\text{m}$)；实线为锥形激光功率放大器 ($W_1 = 10\mu\text{m}, W_2 = 160\mu\text{m}$)。

曲线 a、b 和 c 对应入射激光功率密度为 0.001、0.01 和 0.1 MW/cm²；虚线为普通激光功率放大器 ($W_1 = W_2 = 10\mu\text{m}$)；实线为锥形激光功率放大器 ($W_1 = 10\mu\text{m}, W_2 = 160\mu\text{m}$)。

下面我们再看看端面反射率对放大器性能的影响。综合图 2、图 3、图 4、图 5，锥形激光功率放大器在 $R_1 = R_2 = 10^{-3}$ 与 $R_1 = R_2 = 10^{-4}$ 时的增益 G 和信噪比 S/N 没有什么差别，而

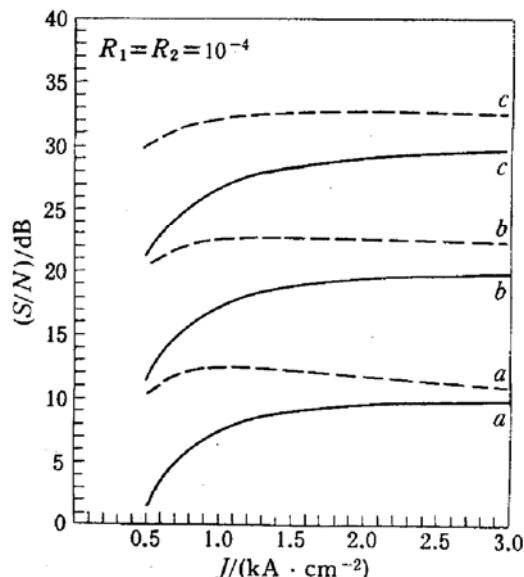
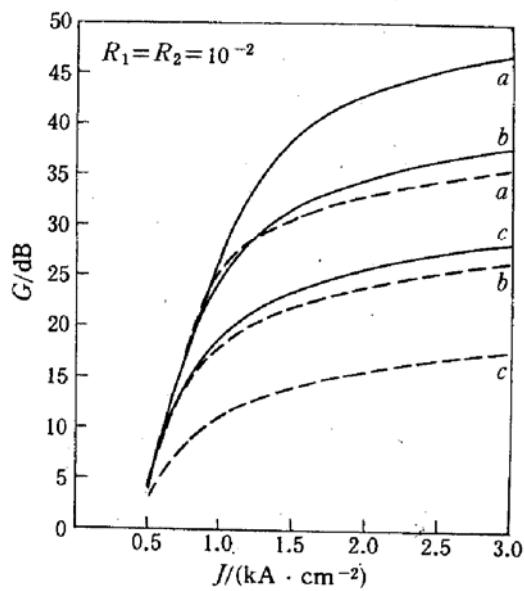
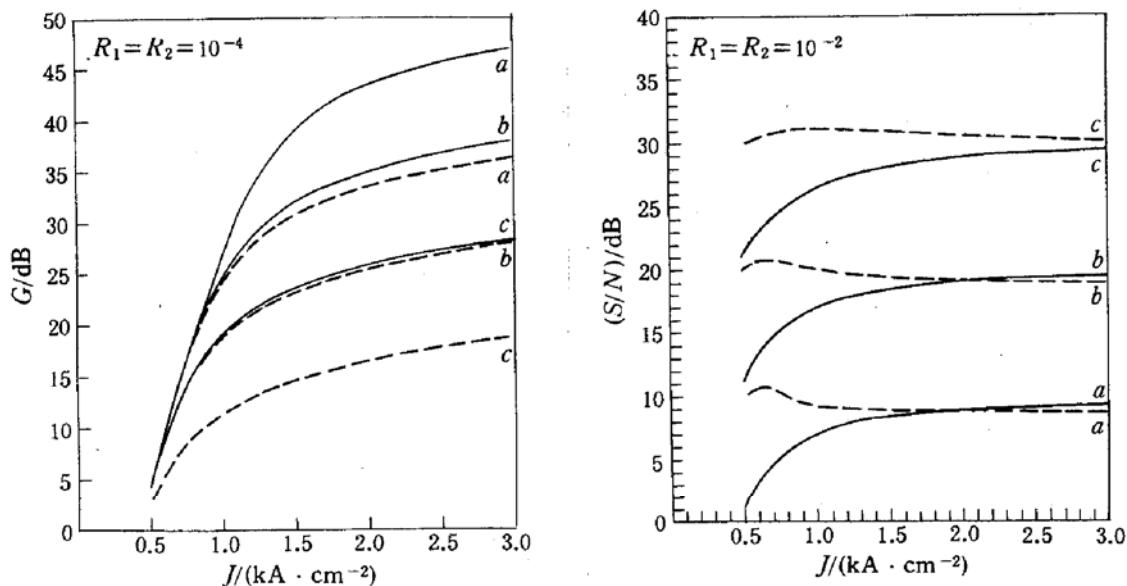


图 4 增益和 S/N 与注入电流密度的关系

曲线 a、b 和 c 对应入射激光功率密度为 0.001、0.01 和 0.1 MW/cm²；虚线为普通激光功率放大器 ($W_1 = W_2 = 10\mu\text{m}$)；实线为锥形激光功率放大器 ($W_1 = 10\mu\text{m}, W_2 = 160\mu\text{m}$)；反射率为 $R_1 = R_2 = 10^{-4}$ 。

在 $R_1 = R_2 = 10^{-2}$ 时，其增益和信噪比比 $R_1 = R_2 = 10^{-3}$ 时稍低；但是普通激光功率放大器则是端面反射率越低，增益和信噪比越高。可见，与普通激光功率放大器相比，锥形激光功率放大器端面反射率对器件性能的影响减弱。我们希望端面反射率低于 10^{-3} ，以降低其对放大器性能的影响。

图 5 增益和 S/N 与注入电流密度的关系

曲线 a 、 b 和 c 分别对应入射激光功率密度为 0.001 、 0.01 和 0.1 MW/cm^2 ; 虚线为普通激光功率放大器 ($W_1=W_2=10\mu\text{m}$); 实线为锥形激光功率放大器 ($W_1=10\mu\text{m}$, $W_2=160\mu\text{m}$); 反射率为 $R_1=R_2=10^{-2}$.

5 结论

在考虑了端面反射率及 ASE 效应的影响后, 通过引入扩展衰减系数 α_t 和侧向光限制因子 Γ_t , 我们建立了增益导引锥形激光功率放大器的 Rigrod 模型并采用了新的迭代算法。计算结果表明: 由于光束扩展, 锥形激光功率放大器的 ASE 振荡阈值提高, 放大器可在更高的注入电流下保持放大状态, 在同样的条件下, 其增益要比普通激光功率放大器的高, 与普通激光功率放大器相比, 端面反射率对锥形激光功率放大器的增益 G 和信噪比 S/N 的影响减弱, 当端面反射率小于 10^{-3} 后, 提高入射激光功率密度是抑制锥形激光功率放大器 ASE 的最有效的方法。

参 考 文 献

- [1] For a review, see D. F. Welch and D. G. Mehuys, "High-power coherent semiconductor laser, master oscillator power amplifiers and amplifier arrays", in Diode Laser Arrays, ed. D. Botez and D. R. Scifres, 1994, ch. 2.
- [2] G. Bendelli, K. Komori and S. Arai, IEEE J. Quantum Electron., 1992, **28**: 447~457.
- [3] R. Parke, D. F. Welch, S. O'Brein et al., Tech. Dig. CLEO, 1993, 108.
- [4] R. J. Lang, A. Hardy, R. Parke et al., IEEE J. Quantum Electron., 1993, **29**: 2044~2051.
- [5] W. W. Chow and R. R. Craig, IEEE J. Quantum Electron., 1990, **26**: 1363~1368.
- [6] W. Rigrod, J. Appl. Phys., 1963, **36**: 2487~2490.
- [7] J. H. Jacob, M. Rokni, R. E. Klinkowstein et al., Appl. Phys. Lett., 1986, **48**: 318~320.
- [8] D. Mehuys, D. F. Welch and L. Goldberg, Electron. Lett., 1992, **28**: 1944~1945.

Amplified Spontaneous Emission Effects in Semiconductor Tapered Laser Power Amplifier

Chen Changhua, Chen Lianghui and Wang Qiming

(NIOEL, Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Received 23 November 1994, revised manuscript received 13 March 1995

Abstract We have established a Rigrod model for semiconductor tapered laser power amplifier, including the influence of the ASE effects and the facet reflectivities. We have also introduced a new numerical method to solve the equations. Using this model, we investigated the dependence of gain, signal-to-noise ratio on injection current, facet reflectivities and input laser intensity.

EEACC: 4270,4320J