

外腔半导体激光器的单纵模机制

廖江红

(中国科学院长春光机所应用光学国家重点实验室, 长春 130022)

A. Mohebbati, T. A. King

(英国曼彻斯特大学物理系)

提要 本文建立了一种外腔半导体激光器单纵模机制的模相互作用模型。由于引入四波混频耦合项, 模相互作用的效应对次级模的影响是对称的, 均使次级模受到增益抑制。

关键词 半导体激光器, 非线性光学

Mechanism of single longitudinal mode operation of semiconductor diode laser with an external cavity

LIAO Jianghong

(State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Changchun 130022)

A. Mohebbati, T. A. King

(Department of Physics, University of Manchester, Manchester M13 9PL, U. K.)

Abstract This paper, presents the mechanism of the mode interaction for single longitudinal mode operation of a diode laser with an external cavity, based on the rate equation approach. Due to the coupling term of the four-wave mixing, the mode interaction has a symmetric effect on the submodes, inducing the gain suppression on them.

Key words semiconductor diode laser, nonlinear optics

1 引言

虽然外腔半导体激光器是一种均匀增宽型, 它的纵模间隔远小于增益谱间隔, 但是许多实验研究表明, 单纵模激光输出是外腔半导体激光器的一个基本特征。然而有关外腔半导体激光

器的单纵模机制的研究尚不十分完备。虽然有三种模型:密度矩阵模型^[1]、复合腔模选择模型^[2]和模相互作用模型^[3]来解释单纵模输出,但是均无法解释镀消反膜、外腔长度为厘米量级的单纵模输出。另外,Fleming 和 Mooradian^[4]的实验表明,存在于增益介质为均匀增宽型的增益饱和效应也不能解释外腔半导体激光器的单纵模激光输出。

本文基于速率方程建立了一种模相互作用模型来处理外腔半导体激光器中的非线性增益问题,解释了镀消反膜时的单纵模激光输出现象。计算表明,非线性增益差随外腔长度和次级模数 m 的增加而减小。

2 实 验

实验装置如图 1 所示。激光器选用增益导向型,面向外腔的端面剩余反射率约为 0.5%。外腔选用 1200 L/mm,闪耀波长为 780 nm 的闪耀光栅。其光路选用 Littrow 结构。为了增加色散,光栅的刻槽平行于激光器的结平面,外腔长度可在 7~200 cm 范围内变化。

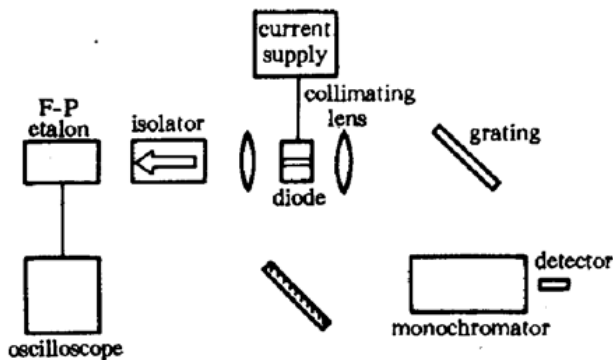


Fig. 1 Schematic diagram of experimental setup

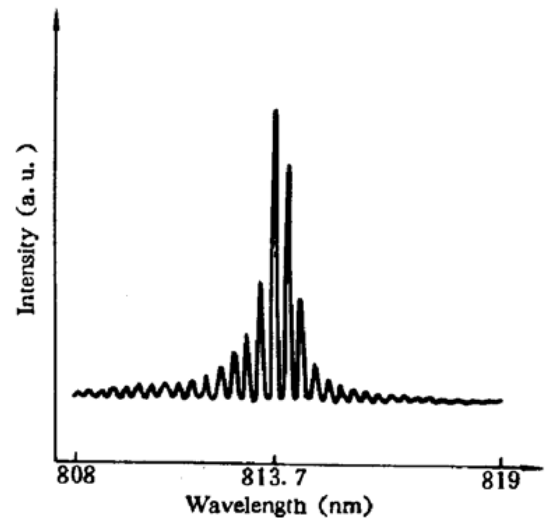


Fig. 2 Spectrum of semiconductor laser without an external cavity with $I/I_{th} = 1.3$

无外腔时激光器输出的光谱如图 2 所示。显然它是多纵模输出。加外腔后外腔长度在 7~100 cm 范围内可获得单纵模的激光输出。由 F-P 扫描干涉仪($FSR = 2$ GHz)输出的实验结果如图 3 所示。最短腔长受实验条件限制仅为 7 cm。在实验中我们注意到,当腔长超过 120 cm 时无法获得单纵模的激光输出。

图 4 所示的是注入电流(载流子密度)变化对纵模输出特性的影响。外腔长约为 11.5 cm,激光波长为 816 nm。若注入电流 $I = 104$ mA 时,在主模两边都存在二个次三级模(图 4 (a)),随着电流的增加,次级模会消失。

3 模相互作用理论和分析

为了解释上述的实验结果,考虑一个简单的外腔半导体激光器模型,如图 5 所示。 τ_1 和 τ_2 (镀消反膜)分别是激光器端面振幅反射率; τ_3 是包括衍射损耗、耦合损耗和光栅反射损耗的有效振幅反射率; L 和 l 分别是外腔长和激光器腔长,且 $L \gg l$ 。

Fig. 3 Single longitudinal mode output with center wavelength $\lambda = 816$ nm measured with a F-P interferometer (FSR = 2 GHz) for

- (a) $L = 7$ cm, $I/I_{th} = 1.3$;
- (b) $L = 11.5$ cm, $I/I_{th} = 1.3$;
- (c) $L = 30$ cm, $I/I_{th} = 1.4$;
- (d) $L = 60$ cm, $I/I_{th} = 1.3$;
- (e) $L = 100$ cm, $I/I_{th} = 1.3$;
- (f) $L = 120$ cm, $I/I_{th} = 1.1$

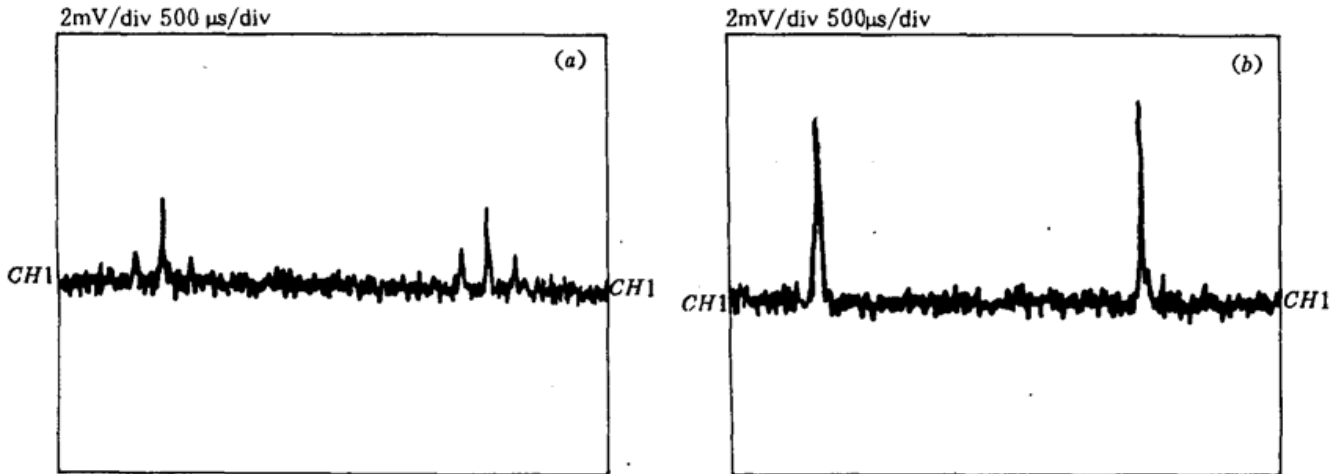
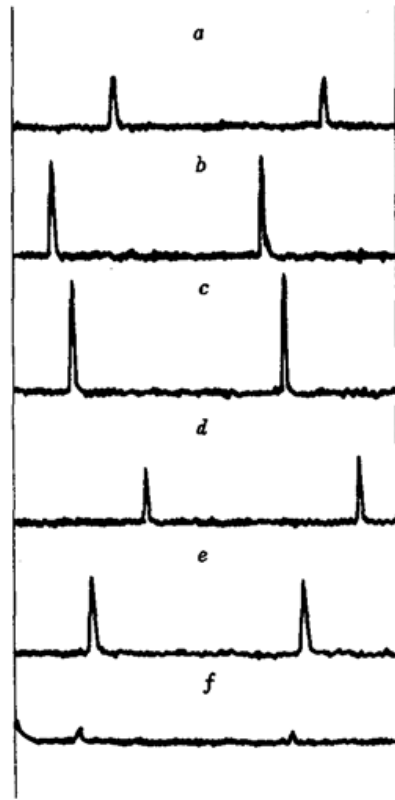


Fig. 4 Output spectrum observed from a F-P interferometer, which reflects the influence of injection current on single longitudinal mode output for (a) $I = 104$ mA; (b) $I = 105$ mA

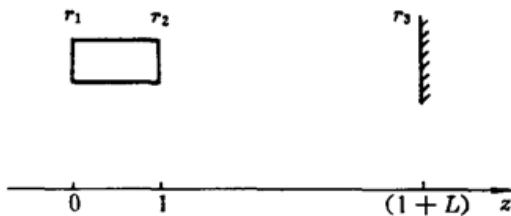


Fig. 5 Model of calculation for an external-cavity semiconductor laser

在半导体受激区域内,光波的振幅以指数函数 $\exp[\frac{1}{2}(g - \alpha_m)z]$ (g 是线性增益, α_m 是内耗) 沿传播方向变化; 在外腔中, 振幅是常数。 $I > I_{th}$ (I_{th} 阈值电流) 时, g 将被限制等于阈值增益, 恰为克服腔内的损耗。若假定增益和损耗均匀地分布在受激区域中, 则光波沿轴向传播时, 振幅均为常数。在仅存基横模 (fundamental transverse mode) 的假设下, 腔内的光场可用一维波动方程描述:

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}(z,t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$0 \leq z \leq \bar{n}l + L$$

其中 c 是光速, ϵ_0 是线性介电常数; $P^{NL}(z,t)$ 是诱导的非线性电矢量^[5]

$$P^{NL}(z,t) = \begin{cases} \chi^{NL}(N)E(z,t) & 0 \leq z \leq \bar{n}l \\ 0 & \bar{n}l < z < \bar{n}l + L \end{cases} \quad (2)$$

$\chi^{NL}(N)$ 是非线性复电极化率,它通过线宽增加因子 α 和载流子变化相关连^[6]

$$\chi^{NL}(N) = -\frac{c^2 k_0 \alpha \epsilon_0}{4\pi \omega_0^2} (\alpha + i) [AN(t) + \Delta N_0] \quad (3)$$

注入电流 I 时载流子密度 N 的分布由速率方程描述^[5]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_s} - \frac{g(N)}{\hbar\omega_0} \langle |E|^2 \rangle \quad (4)$$

q 是电子电荷, V 是受激区域体积, \hbar 是普朗克常数, τ_s 是载流子的荧光寿命, $g(N)$ 是线性增益

$$g(N) = a(N - N_1) \quad (5)$$

其中 a 是线性增益系数, N_1 是受激区恰为透明时的载流子密度。

当把 $P^{NL}(z,t)$ 看成是微扰时可解波动方程(1)。通过解方程(4)并由公式(2),(3),(5)可获得 $P^{NL}(z,t)$ 的解析解,在 $(2M+1)$ 个驻波场的作用下(假定主模 $|E_0| \gg |E_m|$, $m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M$),方程(4)的解取下述形式

$$\begin{aligned} N(t) &= N_0 + \Delta N(t) \\ &= N_0 + \sum_{m=1}^M [\Delta N_m \exp(-jm\Delta\omega t) + \Delta N_m^* \exp(jm\Delta\omega t)] \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\Delta N(t)$ 是由各纵模(驻波)干涉项 $\Delta I(t)$ ($\langle |E|^2 \rangle = I_0 + \Delta I(t)$),引起的载流子脉动调制。

把等式(6)代入方程(4),忽略高级小量得到下述结果:

(1) 若 $\Delta I(t) = 0$,则 $\Delta N(t) = 0$ 和 $N = N_0$

$$N_0 = \frac{I(\tau_s/qV) + N_1 I_0/P_s}{1 + I_0/P_s} \quad (7)$$

(2) 干涉项 $\Delta I(t)$ 引起载流子密度的调制

$$\Delta N_m = -\frac{C_0(N_0 - N_1)/P_s}{(1 + I_0/P_s) - jm\Delta\omega\tau_s} (E_0^* E_m + E_0 E_m^*) \quad (8)$$

其中 $P_s = \hbar\omega_0/(\Gamma a\tau_s)$ 是饱和光强, $C_0 = 0.5 \sim 1.0$ 表征半导体激光器中光波的非平面波特性^[5]。

若考虑非线性效应, $I > I_{th}$ 时载流子密度 N 应略比阈值 N_{th} 小,设其差值为 $\Delta N_0 = N_{th} - N_0$,由(4),(7)式得

$$\Delta N_0 = \frac{(N_{th} - N_1)I_0/P_s - (I - I_{th})\tau_s/qV}{1 + I_0/P_s} \quad (9)$$

激光器工作在 $I > I_{th}$ 时,我们在 $I \sim I_{th}$ 附近展开波动方程(1)。在振幅缓慢变化的条件下解波动方程(1)得耦合波方程

$$\frac{dE_0(t)}{dt} = B_0 E_0(t) \quad (10)$$

$$\frac{dE_m(t)}{dt} = B_0 E_m(t) + B_m |E_0|^2 E_m(t) + B_{-m} E_0^2 E_{-m}^*(t) \quad (11)$$

$$\frac{dE_{-m}(t)}{dt} = B_0 E_{-m}(t) + B_{-m} |E_0|^2 E_{-m}(t) + B_m E_0^2 E_m^*(t) \quad m = 1, 2, \dots, M \quad (12)$$

其中

$$B_0 = -\frac{\bar{n}lc(\alpha j - 1)a\Delta N_0}{2(L + \bar{n}l)} \quad (13)$$

$$B_m = \left(\frac{C_0 c}{2}\right) \frac{\bar{n}l}{L + \bar{n}l} - \frac{j(\alpha + j)g_{th}/P_s}{(1 + I_0/P_s) - jm\Delta\omega\tau_s} \quad (14)$$

比较文献[2]的耦合波方程式(25),我们发现 B_0 和 $B_m E_0^* E_m$ 的实部对应是耦合系数 Γ_{mm} 和 Γ_{om} , 它们的虚部反应了光频的变化。对于次级模 ω_m (或 ω_{-m}) 等式(11)(或(12)式)的右边共有三项: 第一项称为自耦合项, 它是和稳态载流子密度即稳态光谱烧孔效应相关连的; 第二项来自主模 E_0 和次级模 E_m 的干涉, 实际上它也会耦合到次级模 E_{-m} 上(见(12)式); 第三项是由主模和次级模 E_{-m} 干涉引起的一个四波混频项。在外腔半导体激光器中, 总满足位相匹配条件 $k \cdot \Delta l = \pi \bar{n} l / L \ll 1$, 因此在耦合波方程中应保留此项。

方程(10)的根的实部表征了主模的增益变化或损耗变化^[2,6]

$$g_0^{NL} = (\bar{n} l a \Delta N_0) / (L + \bar{n} l) \quad (15)$$

为获得次级模 ω_m 形式为 $\exp(\beta_m t)$ 的解, 解联立方程(11), (12)式。假定主模光强为常数时可得二级常系数微分方程, 其根为

$$\beta_m = \frac{1}{2} \{ (B_m + B_{-m}^*) |E_0|^2 + (B_0 + B_0^*) + [((B_m + B_{-m}^*) |E_0|^2)^2 + (B_0 - B_0^*)^2 + 2(B_0 - B_0^*)(B_m - B_{-m}^*) |E_0|^2]^{1/2} \} \quad (16)$$

其实部是非线性增益

$$g_m^{NL} = (2/c) \text{Re} \{ \beta_m \} \quad (17)$$

若注入电流 $I \gg I_{th}$ 时, 次级模 m 的总增益和主模的差为

$$\Delta g_m = g_m^{NL} - g_0^{NL} \quad (18)$$

选取参数 $I_0/P_s = 5$, $\bar{n}l = 350 \mu\text{m}$, $C_0 = 0.7$, $g_m = 50 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha = 5$, $\tau_s = 2 \times 10^{-9} \text{ s}$ 和 $a\Delta N_0 = \Delta g_0 = 4 \text{ cm}^{-1}$ 时的一些计算结果如图 6 所示。图 6(a) 描述以模数为参数的增益差随腔长的变化, 由于对所有的次级模 $\Delta g_m < 0$, 则模耦合总是抑制次级模并使主模更趋于稳定。L 增加 Δg_m 减小, 表明在腔长很长时单纵模现象将会消失, 这和我们的实验一致。图 6(b) 所示的是以 $\Delta g_0 = a\Delta N_0$ 为参数的次一级模 ($m = \pm 1$) 的增益差随腔长 L 的变化。由于 Δg_0 随注入电流的增加而增加, 则计算表明, 增加电流可以导致单纵模的激光输出。

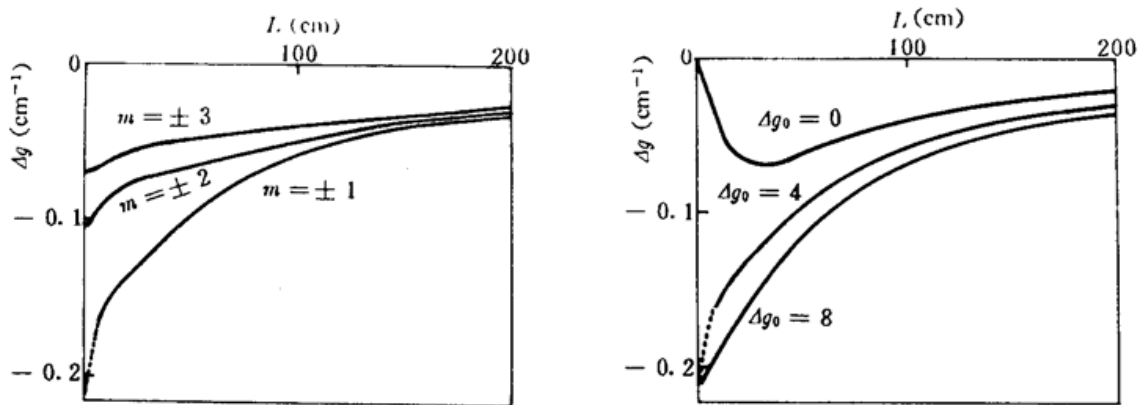


Fig. 6 Gain difference dependence on external-cavity length for (a) $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ and (b) $\Delta g_0 = 0, 4, 8 \text{ cm}^{-1}$

参 考 文 献

- 1 Kazarinov R. F., Horry C. H. et al., *J. Appl. Phys.*, **53**, 4631(1982)
- 2 Sato H., Fujita T. et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21**, 284(1985)
- 3 Bogatov A. P. et al., *Sov. J. Quant. Electr.*, **13**, 1221(1983)
- 4 Fleming M. W., Mooradian A., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 44(1981)
- 5 Agrawal G. P., *J. Opt. Soc. Am.*, **B5**, 147(1988)
- 6 Agrawal G. P., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-23**, 860(1987)