

耦合腔半导体激光器稳定单模工作分析*

张石桥

(太原工业大学激光研究所, 030024)

庄婉如

(中国科学院半导体所, 100083)

谭叔明

(北方交通大学物理系, 100044)

提要: 本文利用散射矩阵法和两步等效反射率法, 分别就强耦合和弱耦合情况分析了耦合腔激光器的单模工作机理, 并给出数值计算结果。

关键词: 耦合腔半导体激光器, 散射矩阵法, 两步等效反射率法

Analysis of stable single mode operation of coupled-cavity semiconductor lasers

Zhang Shiqiao

(Lab. of Lasers, Taiyuan University of Technology, Taiyuan)

Zhuang Wanru

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Tan Shuming

(Dept. Physics, Northern Jiaotong University, Beijing)

Abstract: Using a compound method of scattering matrix and two-step equivalent reflectivity, the authors analyse the mechanism of single mode operation of coupled-cavity lasers for two cases, strong coupling and weak coupling and present the results of numerical analysis and the related conclusion.

Key words: coupled-cavity semiconductor lasers, scattering matrix method, two-step equivalent reflectivity method

长距离大容量光纤通信, 尤其是单模光纤通信和相干光通信, 要求作为光源的半导体激光器稳定运转在单模。耦合腔激光器则利用光在两段腔之间的干涉耦合, 使干涉相长模获得极高增益, 干涉相消模被抑制, 从而获得很高的边模抑制比, 实现激光器的单模运转。

有关耦合腔激光器的研究已有许多报道。[1,2]等对耦合腔激光器进行过理论分析与计算, [3, 4]等从实验上证实了耦合腔激光器可以实现单模运转。本文利用散射矩阵法和两步等效反射率法对耦合腔激光器进行分析。这种方法较简单、直观, 所得出的数值结果的具体形式虽然与以上作者所得的结果有些差异, 但最终的结论与他们是一致的。

收稿日期: 1990年1月19日。

* 本文系国家自然科学基金资助项目。

一、散射矩阵法和两步等效反射率法分析

本文所研究的耦合腔激光器结构如图 1 所示,分强耦合和弱耦合(下面分别用下标 s 和 w 表示相应的物理量)两种情况。强耦合指耦合槽深未超过有源层(见图 1(a));弱耦合指耦合槽深超过有源层(见图 1(b))。这两种情况均可用图 2(a)等效表示,图中 $L_i (i=1, 2, 3)$ 为第 i 腔腔长。利用等效反射率法^[5],分两步将腔 2 和 3 用一个具有等效反射率 r_{eff} , 位于腔 1 终端的腔面等效替代。如图 2 所示,第一步,将腔 2 的作用等效为具有反射率 r'_{eff} , 位于腔 3 终端的反射腔面;第二步,将具有反射率 r'_{eff} 的腔 3 等效为具有等效反射率 r_{eff} , 位于腔 1 终端的反射腔面。

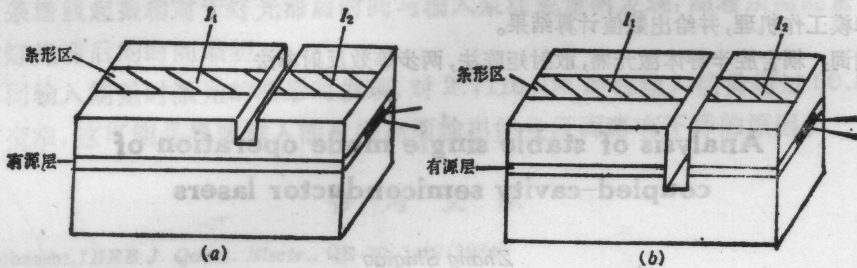


图 1 耦合腔激光器结构示意图

(a) 强耦合; (b) 弱耦合

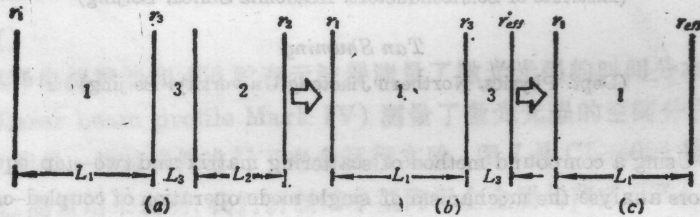


图 2 两步等效反射率法示意图

反射率是结构参数及波长的函数,与场的具体分布形式无关。下面不考虑场的具体形式,利用散射矩阵法进行分析^[6]。

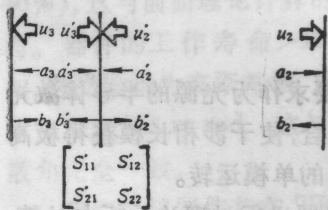


图 3 散射矩阵示意图

如图 3,考虑腔 2 和 3 (不考虑腔 1, 它的作用只是使腔 3 中产生某种形式的场分布),入射到和离开各反射面的场分别用 a_i, a'_i 和 b_i, b'_i 表示, u_i, u'_i 表示第 i 腔区的自发辐射场 ($i=2, 3$)。则^[6]

$$\begin{bmatrix} b'_3 \\ b'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{22} & S'_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_3 + u'_3 \\ a'_2 + u'_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\begin{bmatrix} b_3 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_3 & 0 \\ 0 & r_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 + u_3 \\ a_2 + u_2 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} a_3 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_3 & 0 \\ 0 & P_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b'_3 \\ b'_2 \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} a'_3 \\ a'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_3 & 0 \\ 0 & P_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_3 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中, S'_{11} 、 S'_{22} 、 r_2 、 r_3 表示反射系数, S'_{12} 和 S'_{21} 为传输系数, P_i 由下式表示出

$$P_i = \exp(\Gamma_i L_i) \quad (i=1, 2, 3) \quad (5)$$

复传播常数 Γ_i 为

$$\Gamma_i = -\frac{g_i}{2} - j\beta_i \quad (i=1, 2, 3) \quad (6)$$

$$\beta_i = 2\sigma n_{effi}/\lambda \quad (i=1, 2, 3) \quad (7)$$

式中 j 为虚数单位, n_{effi} 为第 i 腔的等效折射率。由(1)~(4)式得出

$$a_3 = \frac{d_3 u_3 + d'_3 u'_3 + d_2 u_2 + d'_2 u'_2}{(1 - r_3 S'_{11} P_3^2)(1 - r_2 S'_{22} P_2^2) - r_3 r_2 S'_{12} S'_{21} P_3^2 P_2^2} \quad (8)$$

式中

$$d_3 = 1 - S'_{22} r_2 P_2^2 \quad (9)$$

$$d_2 = S'_{12} P_3 P_2 r_2 \quad (10)$$

$$d'_3 = P_3 [S'_{11}(1 - S'_{12} r_2 P_2^2) + S'_{12} S'_{21} r_2 P_2^2] \quad (11)$$

$$d'_2 = S'_{12} P_3 \quad (12)$$

在强耦合下, 反射率很小, 可设 $|S_{ii}|^2 \ll 0.01$, 则

$$a_3 = \frac{d_3 u_3 + d'_3 u'_3 + d_2 u_2 + d'_2 u'_2}{1 - r_{effs}^2 \exp(2\Gamma_3 L_3 + 2\Gamma_2 L_2)} \quad (13)$$

其中, 等效反射率为

$$\begin{aligned} r'_{effs} &= r_3 r_2 (S'_{12} S'_{21} - S'_{11} S'_{22}) + [S'_{11} r_3 \exp(-2\Gamma_2 L_2) + S'_{22} r_2 \exp(-2\Gamma_3 L_3)] \\ &= |r'_{effs}| \exp(j\psi'_s) \end{aligned} \quad (14)$$

式中

$$|r'_{effs}| = (A'^2 + B'^2)^{1/2} \quad (15)$$

$$\psi'_s = \tan^{-1} \left(\frac{B'}{A'} \right) \quad (16)$$

$$A' = r_3 r_2 (S'_{12} S'_{21} - S'_{11} S'_{22}) + S'_{11} r_3 \exp(g_2 L_2) \cos(2\beta_2 L_2) + S'_{22} r_2 \exp(g_3 L_3) \cos(2\beta_3 L_3) \quad (17)$$

$$B' = S'_{11} r_3 \exp(g_2 L_2) \sin(2\beta_2 L_2) + S'_{22} r_2 \exp(g_3 L_3) \sin(2\beta_3 L_3) \quad (18)$$

在弱耦合情况下, (8)式可化为

$$a_3 = \left[\frac{u_3 + r'_{effw} P_3 u_3}{1 - r_3 r'_{effw} P_3^2} \right] + \frac{1}{1 - r_3 r'_{effw} P_3} \left[\frac{S'_{12} P_3 (r_2 P_2 u_2 + u'_2)}{1 - S'_{22} r_2 P_2^2} \right] \quad (19)$$

其等效反射率为

$$r'_{effw} = S'_{11} + \frac{S'_{12} r_2 P_2^2}{1 - S'_{22} r_2 P_2^2} = |r'_{effw}| \exp(j\psi'_w) \quad (20)$$

式中

$$|r'_{effw}| = (C'^2 + D'^2)^{1/2} \quad (21)$$

$$\psi'_w = \tan \left(\frac{D'}{C'} \right) \quad (22)$$

$$C' = S'_{11} + \frac{S'_{12} r_2 \exp(g_2 L_2) [\cos(2\beta_2 L_2) - S'_{22} r_2 \exp(g_2 L_2)]}{1 + S'_{22} r_2^2 \exp(2g_2 L_2) - 2S'_{22} r_2 \exp(g_2 L_2) \cos(2\beta_2 L_2)} \quad (23)$$

$$D' = \frac{S_{12}'^2 r_2 \exp(g_2 L_2) \sin(2\beta_2 L_2) [1 - 2S_{22}' r_2 \exp(g_2 L_2) \cos(2\beta_2 L_2)]}{1 + S_{22}'^2 r_2^2 \exp(2g_2 L_2) - 2S_{22}' r_2 \exp(g_2 L_2) \cos(2\beta_2 L_2)} \quad (24)$$

对图 2(b) 的情况, 采用同样的方法, 将它等效为图 2(c), 则对强耦合得到

$$r_{effs} = |r_{effs}| \exp(i\psi_s) \quad (25)$$

式中

$$|r_{effs}| = (A^2 + B^2)^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

$$\psi_s = \tan^{-1} \left(\frac{B}{A} \right) \quad (27)$$

$$A = r_1 |r_{effs}'| (S_{12} S_{21} - S_{11} S_{22}) + S_{11} r_1 \exp(g_3 L_3) \cos(2\beta_3 L_3) + S_{22} |r_{effs}'| \exp(g_1 L_1) \cos(2\beta_1 L_1) \quad (28)$$

$$B = S_{11} r_1 \exp(g_3 L_3) \sin(2\beta_3 L_3) + S_{22} |r_{effs}'| \exp(g_1 L_1) \sin(2\beta_1 L_1) \quad (29)$$

对弱耦合, 则有

$$r_{effw} = |r_{effw}| \exp(i\psi_w) \quad (30)$$

式中

$$|r_{effw}| = (C^2 + D^2)^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

$$\psi_w = \tan^{-1} \left(\frac{D}{C} \right) \quad (32)$$

$$C = S_{11} + \frac{S_{12}^2 |r_{effw}'| [\cos(2\beta_3 L_3) - S_{22} |r_{effw}'|]}{1 + S_{22}^2 |r_{effw}'|^2 - 2S_{22} |r_{effw}'| \cos(2\beta_3 L_3)} \quad (33)$$

$$D = \frac{S_{12}^2 |r_{effw}'| \sin(2\beta_3 L_3) [1 - 2S_{22} |r_{effw}'| \cos(2\beta_3 L_3)]}{1 + S_{22}^2 |r_{effw}'|^2 - 2S_{22} |r_{effw}'| \cos(2\beta_3 L_3)} \quad (34)$$

由式 (14) ~ (34) 可见, $|r_{effw}|$ 和 $|r_{effs}|$ 都是 β_i ($i=1, 2, 3$), 亦即波长 λ 和 L_3 的周期函数, 正是这个周期函数提供了选模作用。

二、数值计算结果与讨论

耦合腔激光器的单模运转是通过激励腔 1 和调制腔 2 中的光的干涉来实现的。两腔中某些模式对应干涉相长, 另一些模式对应干涉相消, 从而使耦合腔激光器中模式间距较 F-P 腔增大很多。在 $L_1 \gg L_2$ 的情况下, 模间距与 $\frac{n_1 L_1}{n_2 L_2}$ 值成比例。模间距为

$$\Delta\lambda \approx \Delta\lambda_2 = \frac{\lambda_0^2}{2n_2 L_2} = \frac{\lambda_0^2}{2n_1 L_1} \cdot \frac{n_1 L_1}{n_2 L_2} = \Delta\lambda_1 \cdot \frac{n_1 L_1}{n_2 L_2} \quad (35)$$

式中, $\Delta\lambda_i = \frac{\lambda_0^2}{2n_i L_i}$ ($i=1, 2$) 为第 i 腔的 F-P 腔模间距。在本文的具体计算中, 取 $L_1 = 150 \mu\text{m}$, $L_2 = 50 \mu\text{m}$, $n_1 = n_2 = 3.59$, 中心波长假设为 $\lambda_0 = 0.84 \mu\text{m}$ 。则得

$$\Delta\lambda_1 = \lambda_0^2 / 2n_1 L_1 \approx 0.66 \text{ nm}$$

$$\Delta\lambda \approx \Delta\lambda_1 \cdot n_1 L_1 / n_2 L_2 = 3\Delta\lambda_1 \approx 2 \text{ nm}$$

(35) 式实际上只适用于弱耦合情况。在强耦合下, 沟槽区腔 3 实际上只起到一个微扰作用, 在腔 1 和 3 以及 2 和 3 耦合面处并未形成反射面, 从而可将整个激光器腔面视为一个 F-P 腔, 取 $L_1 = 150 \mu\text{m}$, $L_2 = 50 \mu\text{m}$, $n_1 = n_2 = n_3 = 3.59$ 。可得

$$\Delta\lambda_s = \lambda_0^2 / 2n_1(L_1 + L_2) \approx 0.5 \text{ nm}$$

由以上计算可见,在弱耦合下,耦合腔激光器的模式间距为单激射腔模间距的3倍;在强耦合下,模间距较单激射腔的模间距小。

对式(26)和(31)进行数值计算,得到图4~6。图4对应于强耦合,图5和6对应于弱耦合。计算中设定各参数依次为: $L_1=150 \mu\text{m}$, $L_2=50 \mu\text{m}$, 强耦合下, $r_1=r_2=0.7$, $S_{11}=S_{22}=S'_{11}=S'_{22}=0.01$, $S_{12}=S_{21}=S'_{12}=S'_{21}=0.9$, $n_1=n_2=n_3=3.59$; 弱耦合下, $r_1=r_2=0.7$, $S_{11}=S_{22}=S'_{11}=S'_{22}=0.5$, $S_{12}=S_{21}=S'_{12}=S'_{21}=0.3$, $n_1=n_2=3.59$, $n_3=1.0$ 。

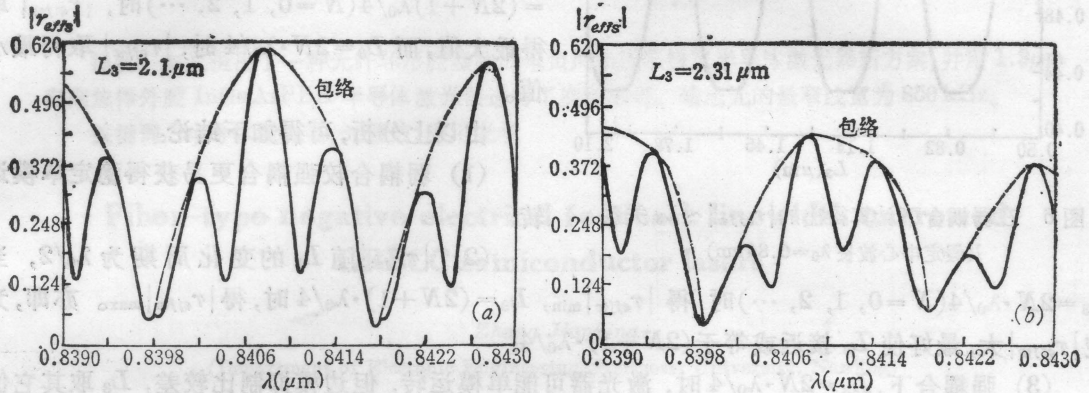


图4 强耦合下计算得的 $|r_{effs}| \sim \lambda$ 关系。

(a) $L_3=2.1 \mu\text{m}$; (b) $L_3=2.31 \mu\text{m}$

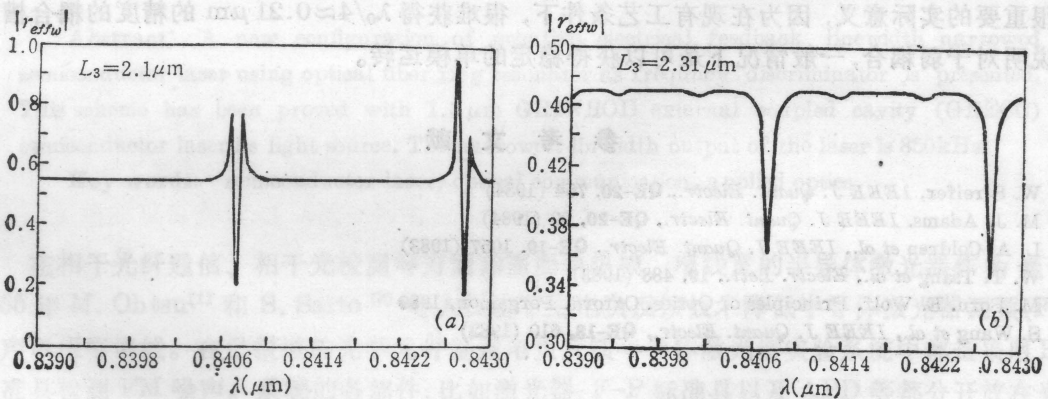


图5 弱耦合下计算得的 $|r_{effw}| \sim \lambda$ 关系。

(a) $L_3=2.1 \mu\text{m}$; (b) $L_3=2.31 \mu\text{m}$

由图4可以看出,强耦合下 $|r_{effs}| \sim \lambda$ 曲线形成一个个“包络”,对应于一个个周期,“包络”间隔,亦即周期约为2nm,这与由(35)式计算得出的结果一致。每一“包络”内均有三个极大值,相隔约 $0.6 \text{ nm} > \Delta\lambda_s = 0.5 \text{ nm}$,说明每一包络内可以有几个模式同时存在。在图4(a)中, $L_3=2.1 \mu\text{m} = 10 \cdot \lambda_0 / 4$ 时,除一个主模外,还有两个较小的边模,即使激光器单模工作,边模抑制比也比较小;对图4(b), $L_3=2.31 \mu\text{m} = (10+1) \lambda_0 / 4$,每一“包络”内有两个峰值很接近,说明除较小的边模外,存在两个强度接近的模式,激光器不能单模工作。

由图5可见,在弱耦合下, $|r_{effw}| \sim \lambda$ 曲线的周期约2nm,与(35)计算结果一致。当 $L_3 =$

$2.1 \mu\text{m} = 10 \cdot \lambda / 4$ 时, 曲线中有两个相邻约 0.2 nm 的极大值, 若某一模式的中心为位于两极大值中间, 可将谱线一分为二, 形成两个模式, 且谱线宽度很窄, 单模稳定性较差。当 $L_3 =$

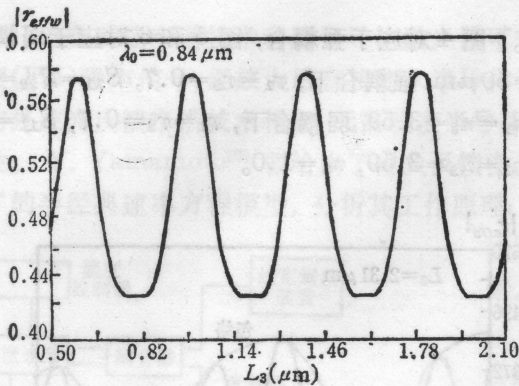


图 6 在弱耦合下计算得出的 $|r_{effw}| \sim L_3$ 关系
转;
(假定中心波长 $\lambda_0 = 0.84 \mu\text{m}$)

不会出现图 4(a) 的情况, 激光器单模稳定性较好。

当 L_3 取其它不等于 $2N \cdot \lambda_0 / 4$ 的值时, 情况类似于图 4(b) 和图 5(b)。

由图 6 可见, $|r_{effw}| \sim L_3$ 的周期为 $\lambda_0 / 2$ 。 $L_3 = (2N + 1) \lambda_0 / 4 (N = 0, 1, 2, \dots)$ 时, $|r_{effw}|$ 取得最大值, 而 $L_3 = 2N \cdot \lambda_0 / 4$ 时, $|r_{effw}|$ 取得最小值。

由以上分析, 可得如下结论:

(1) 弱耦合较强耦合更易获得稳定单模运

(2) $|r_{effw}|$ 随 L_3 的变化周期为 $\lambda_0 / 2$, 当

$L_3 = 2N \cdot \lambda_0 / 4 (N = 0, 1, 2, \dots)$ 时, 得 $|r_{effw}|_{\min}$, $L_3 = (2N + 1) \cdot \lambda_0 / 4$ 时, 得 $|r_{effw}|_{\max}$ 。亦即, 为使 $|r_{effw}|$ 大, 最好使 L_3 接近或等于 $(2N + 1) \cdot \lambda_0 / 4$;

(3) 强耦合下, $L_3 = 2N \cdot \lambda_0 / 4$ 时, 激光器可能单模运转, 但边模抑制比较差, L_3 取其它值时, 激光器很难单模运转。

(4) 弱耦合下, L_3 取 $2N \cdot \lambda_0 / 4$ 以外的其它值时, 激光器的单模稳定性较好。这个结论具有很重要的实际意义, 因为在现有工艺条件下, 很难获得 $\lambda_0 / 4 \approx 0.21 \mu\text{m}$ 的精度耦合槽宽。这说明对于弱耦合, 一般情况下是可以获得稳定的单模运转。

参 考 文 献

- 1 W. Streifer, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 754 (1984)
- 2 M. J. Adams, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 99 (1984)
- 3 L. A. Coldren et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-19**, 1057 (1983)
- 4 W. T. Tsang et al., *Electr. Lett.*, **19**, 488 (1983)
- 5 M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Oxford, Pergamon, 1980
- 6 S. Wang et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18**, 610 (1982)