

文章编号: 0258-7025(2002)Supplement-0406-03

光互连中两微腔激光器耦合机制研究*

张勇^{1,2,3} 张存善³ 姚建铨^{1,2} 王鹏^{1,2} 陈进^{1,2} 王涛^{1,2} 张百钢^{1,2}

天津大学¹ 精仪学院激光与光电子研究所
² 教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072
³ 河北工业大学, 天津 300130

摘要 报道用等效 F-P 腔的方法计算了多层 DBR 的反射率。然后对垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 远场分布曲线进行插值拟合, 得到其远场光强分布。最后, 着重对光互连中的最小作用单元, 即两 VCSEL 的相互耦合机制进行了研究。

关键词 垂直腔面发射激光器, 光互连, 远场分布, 耦合机制

中图分类号 TN2:O47 **文献标识码** A

Study on the Coupling Mechanism on Two VCSELs in Optical Interconnection

ZHANG Yong^{1,2,3} ZHANG Cun-shan³ YAO Jian-quan^{1,2} WANG Peng^{1,2}
CHEN Jin^{1,2} WANG Tao^{1,2} ZHANG Bai-gang^{1,2}

¹ State Key Lab. of Laser Technology, College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072
² Opto-Electronic Information Science and Technology Laboratory, Tianjin 300072
³ Hebei University of Technology, Tianjin 300130

Abstract The reflectivity of DBR is calculated through equivalent F-P cavity. Then the far-field distribution of a vertical cavity surface emitting laser (VCSEL) is equated through numerical method. Based on this, the coupling mechanism on two VCSELs in optical interconnection are studied emphatically.

Key words vertical cavity surface emitting laser (VCSEL), optical interconnection, far-field distribution, coupling mechanism

1 引言

垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 由于具有一系列优点, 使其在光信息处理、光计算以及光互连中应用前景十分广阔^[1,2]。已有很多关于 VCSEL 工作原理方面的研究, 但关于它在光互连中应用的理论分析尚不多见^[3,4]。本文试图在这方面做点工作。

2 理论模型

2.1 VCSEL 等效 F-P 腔的反射率

分别计算了 S 光 (偏振方向垂直于入射面) 和 P 光 (偏振方向平行于入射面) 在不同入射角度下的反射率。结果表明, S 光和 P 光具有类似的性质

(即中心波长处存在明显的凹坑—这正是 VCSEL 出射光所对应的波长), DBR 对 S 光和 P 光的限制作用相同, 只不过 S 光比 P 光的峰值要宽。

2.2 远场光强分布曲线的拟合

多层 DBR 的反射率是通过反复叠代得到的, 所

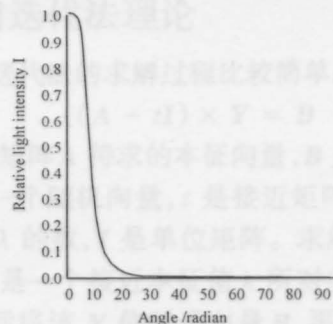


图 1 等效 F-P 腔的计算结果

Fig. 1 The result of equivalent F-P cavity

* 激光技术国家重点实验室部分资助课题。

以远场光强分布曲线不会有确切的表达式。如想知道远场某点的光强,要进行多次叠代,运算量很大。因此,必须用数值方法对远场分布曲线进行模拟,找出一个误差很小的表达式来取代叠代过程,简化运算。采用分段拉格朗日插值法^[5]进行了曲线拟合。结果分析如图 1,图 2 所示,由图可见,采用的近似方法是很好的。

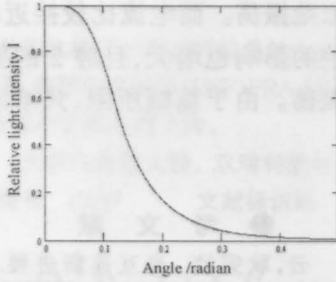


图 2 插值拟合的结果

Fig.2 The equated result

2.3 光互连中两激光器双腔耦合机制分析

从 VCSEL 的速率方程出发,分别讨论了双腔在稳态和瞬态两种情况下的耦合机制。VCSEL 的速率方程为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{I}{qV} - \left(\frac{1-\beta}{\tau_{sp}} + \frac{\beta}{\tau_{sp}} \right) n - \frac{n}{\tau_{nr}} - \frac{gp}{V} \\ \frac{dp}{dt} &= -(\gamma - \Gamma g)p + \frac{\beta n V \Gamma}{\tau_{sp}} \end{aligned} \right\} (1)$$

式中, n 为载流子浓度, I 为注入电流, p 为腔内光子数, V 是有源区体积, q 是电荷电量, β 是自发射因子, τ_{sp} 为载流子辐射复合寿命, τ_{nr} 为载流子非辐射复合寿命, γ 为腔内总的光损耗, $g = \beta V(n - n_e) / \tau_{sp}$ 为增益, Γ 为限制因子。对于双腔耦合,上述方程组变成两组方程组,用脚标 1、2 分别代表腔 1 和腔 2。稳态时,上述方程组等于零(为简单起见,取两腔参数相同),经过推导可得到对称表示的关系式(脚标可互换)

$$p_2^2 + p_2 \left[-p_1 \frac{t}{\gamma} + \frac{\tau_{sp}^2 \tau_{nr}}{\beta(\tau_{sp} + \tau_{nr})} + \frac{\Gamma n_e V}{\gamma \tau_{sp}} \left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} - \beta \right) - \frac{I_2 \Gamma}{q\gamma} \right] - \frac{I_2 \Gamma}{q\gamma} - \frac{t \tau_{sp}^2 \tau_{nr} p_1}{\gamma \beta (\tau_{sp} + \tau_{nr})} = 0 \quad (2)$$

给出不同的 β 和 I_1 , 分别计算了 p_1 、 p_2 随 I_2 的变化,如图 3、图 4 所示。无耦合情况(即耦合因子 $t = 0$),亦示于图上,以便进行比较。

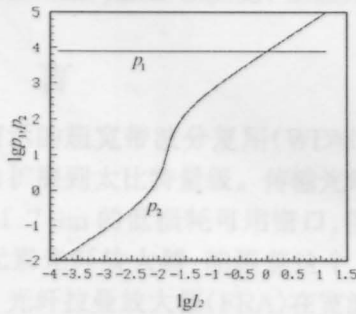


图 3 $\lg p_2, p_1 - \lg I_2$ 曲线($t=0$)

Fig.3 Curve of $\lg p_2, p_1 - \lg I_2$ ($t=0$)

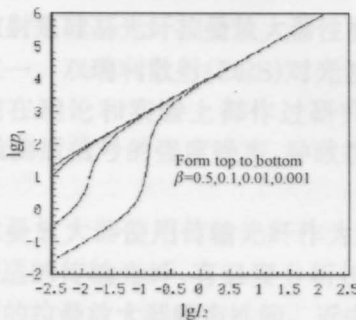


图 4 $\lg p_1 - \lg I_2$ 曲线($t=0$)

Fig.4 Curve of $\lg p_1 - \lg I_2$ ($t=0$)

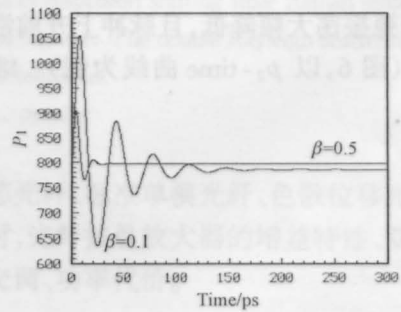


图 5 p_1 -time 曲线. $I_1 = 0.1 \text{ mA}, I_2 = 0.01 \text{ mA}$

Fig.5 Curve of p_1 -time, $I_1 = 0.1 \text{ mA}, I_2 = 0.01 \text{ mA}$

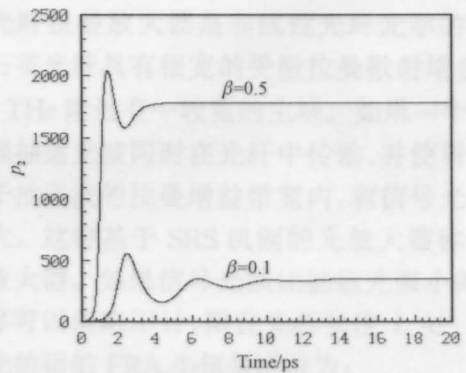


图 6 p_2 -time 曲线. $I_1 = 1 \text{ mA}, I_2 = 0.1 \text{ mA}$

Fig.6 Curve of p_2 -time, $I_1 = 1 \text{ mA}, I_2 = 0.1 \text{ mA}$

瞬态时,首先给腔 1 一恒定电流 I_1 ,然后给腔 2

注入阶跃电流 I_2 , 用四阶龙格-库塔法^[5] 计算了腔 1 和腔 2 间的瞬态响应特性。结果如图 5、图 6 所示。

3 计算结果与分析

对于稳态耦合, 无耦合时(图 3), 腔 1 的光子数 p_1 为一定值, 这是符合实际的。腔 2 的 $\lg p_2 - \lg I_2$ 关系曲线则有一明显拐点, 这是因为自发发射因子较小时, 受激发射成为激光输出的主要成因, 载流子积累较慢, 当电流大到约 0.1 mA 时, 光子数才迅速上升, 激光输出迅速增大, 这正表现为激光器的阈值; 有耦合时(图 4), 腔 1 中光子数不再是直线, 且当 $I_2 < 0.001$ mA 时, p_1 变化缓慢, 这是由于当 $I_2 \ll I_1$ 时, I_2 对腔 1 中光子数影响不大, 当 $I_2 > I_1$ 时, 腔 1 中光子数才显著增加, 且随着 I_2 的增加而近乎线性关系。

对于瞬态耦合, 当注入电流很小且 $I_2 \ll I_1$ 时(图 5, 以 p_1 -time 曲线为例), 两腔均需经过较长时间(大于 40 ps)才达到稳定状态, 腔 1 的振荡幅度较大, 腔 2 则由于注入电流小, 处于荧光状态, 振荡幅度很小, 并逐渐达到稳态。加大注入电流到 10 倍时, 两腔张弛振荡大幅降低, 且脉冲上升前沿缩短到几 ps 以内(图 6, 以 p_2 -time 曲线为例)。继续加大

注入电流, 脉冲前沿将进一步压缩。可见, 加大注入电流可以有效消除张弛振荡。另外, 通过计算还发现: 增大自发发射因子, 不仅可以降低阈值电流, 还可有效提高瞬态响应速度; 而当 β 减小时, 张弛振荡明显加剧, 阈值电流明显增大, 如各图所示。当两腔注入电流比较接近时, 两腔都出现了张弛振荡, 且腔 2 的振荡幅度更大。这是由于 $I_2 \ll I_1$ 时, 耦合抑制了腔 2 的张弛振荡。而电流比较接近时, 随着 I_2 的增大对两腔的影响也增大, 且腔 2 的振荡导致了腔 1 的张弛振荡。由于篇幅所限, 只给出部分计算结果。

参 考 文 献

- 1 赵 峰, 张 云, 耿完桢. 光互连新进展. 激光技术, 1995, 19(1):14~18
- 2 郑厚植. 半导体微腔物理及应用. 半导体学报, 1997, 18(7):481~491
- 3 Lin Shiming. VCSEL array fabricated by selective etching and oxidation. Proc. SPIE, 1996, 2886(6~7):10~14
- 4 J. Yoo, J. E. Leight, G. Giaretta. Experimental demonstration of a four-plane 2-D multi-wavelength optical interconnection using integrated VCSEL arrays and MQW/DBR detectors. IEEE Photon. Technol. Lett., 1997, 9(12):1646~1648
- 5 李树钰, 金 霁, 穆勤科. 数值计算方法. 天津: 天津科学技术出版社, 1991. 37~50, 147~157