

一种内反射耦合的单纵模半导体 激光器模型

王 仲 明

(中国科学院半导体研究所)

提要: 提出了一种内反射耦合的单纵模半导体激光器模型。利用谐振放大器的原理计算了光谱特性。计算表明: 如果选用适当腔长的激光器耦合, 可以得到单纵模输出。

A model of single longitudinal mode semiconductor laser by means of internal-reflection optical coupling

Wang Zhongming

(Institute of Semiconductor, Academia Sinica)

Abstract: A model for single longitudinal mode semiconductor laser with internal-reflection optical coupling is proposed. The spectral characteristics have been calculated with the principle of the resonant amplifier. The results showed that the single longitudinal mode output can be obtained if the laser with adequate cavity length were coupled.

一、引 言

半导体激光器通常是以多纵模工作的, 为了实现单纵模工作, 必须对这类激光器在结构和工作方式上进行改进, 例如采用分布反馈和外腔耦合方法等。近年来将两个激光器的光耦合起来也得到了单纵模。光耦合通常有两种方式: 一种是将光直接耦合到有源区^[1,2], 另一种是通过波导层的耦合^[3,4]。O. Voumard 等人^[5]概述了用谐振放大器模型和与频率有关的速率方程解激光器光谱的问题; 并用光子密度作为增益饱和的参数计

算了外腔耦合的激光器阈值以下的光谱。本文提出了一种将两个激光器用内反射方式耦合, 获得单纵模激光器的模型。计算表明, 如果选用适当腔长的激光器耦合是可以得到单纵模输出的。

二、结 构

两个相互正交的双异质结激光器 L_1 和 L_2 做在同一片子上, 如图 1。 L_2 的端面是解理面, L_1 的左端面是腐蚀镜面, 其中的一小部分是 45° 的反射面, 它将 L_1 的一部份辐射

收稿日期: 1982年8月16日。

耦合到 L_2 去。 L_1 的右端面可以是腐蚀的，也可以是解理的。

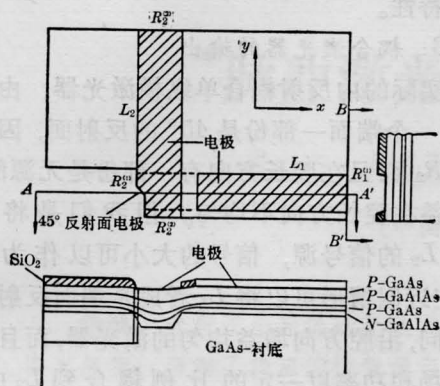


图1 内反射耦合的单纵模激光器结构示意图

L_1 和 L_2 是从同一衬底上经多层外延生长得到的。在对应 L_2 的衬底部位预先腐蚀成槽或脊形，因此生长后 L_2 的有源区厚度不均匀（中间厚，两边薄），中间的等效折射率比较大，从而产生沿 L_2 腔方向的波导。适当选择槽或脊的宽度和生长条件，使 L_1 、 L_2 的有源区是连通的，而且 L_2 以单横模工作^[6,7]。外延完毕后生长一层 SiO_2 ，然后腐蚀出 L_1 和 L_2 的电极图形，蒸发电极后腐蚀出 L_1 的一个（有 45° 的反射面）或两个端面，再将 L_1 和 L_2 的电极隔离，最后解理出管芯。

以下的分析是针对这种器件，但它同时适用于两个相互独立的激光器在有源区的光耦合和光注入的情形。

三、原 理

1. 半导体激光器端面的输入和输出

波长为 λ 的光在腔中传播时光功率密度 $P(\lambda)$ 的变化是：

$$\frac{dP(\lambda)}{dx} = [g(\lambda) - \alpha(\lambda)]P(\lambda) + \frac{1}{2} c_\lambda \frac{n}{\tau_s} h\nu \quad (1)$$

其中 $g(\lambda)$ 和 $\alpha(\lambda)$ 分别是增益系数和损失系数， c_λ 是自发射因子， n 是注入载流子浓度， τ_s 是注入载流子寿命。（1）式右边第二项的

$\frac{1}{2}$ 因子是由于仅考虑在一个方向传播的自发辐射。解（1）式可得在腔内沿腔方向射到某一端面的光功率密度：

$$P_i(\lambda) = \frac{1}{2} c_\lambda \frac{N}{\tau_s} \frac{\exp(g - \alpha)L - 1}{(g - \alpha)L} h\nu \\ = \frac{1}{2} c_\lambda \frac{N}{\tau_s} \left(\frac{G - 1}{\ln G} \right) h\nu \quad (2)$$

式中 $G = \exp(g - \alpha)L$ 是总增益（单程）， $N = nL$ ， L 为腔长。由于仅讨论在激励附近比较窄的光谱和电流范围，所以可以认为 α 不随注入和波长而变。 g 在阈值以下随注入线性增加，在阈值以上趋于饱和。

按谐振放大器模型^[8]，当增益为 G ，输入为 $P_i(\lambda)$ 时，输出的功率为，

$$P_o(\lambda) = P_i(\lambda) \frac{(1 - R_2)(1 + R_1G)}{(1 - G\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G\sqrt{R_1R_2}\sin^2\phi} \quad (3)$$

式中 $\phi = \frac{2\pi\mu L}{\lambda_0}$ ， μ 为介质折射率， λ_0 为真空中的波长。当 $\phi = \pm n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 时 $P_o(\lambda)$ 有最大的输出，此时得到激光器的纵向模，两个纵向模之间的间距 $\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{2\mu L}$ 。

一个纵向模的输出和输入的关系为：

$$(R_1 = R_2) \quad \bar{P}_o(\lambda) = \frac{1}{1 - GR} P_i(\lambda), \quad (4)$$

$\bar{P}_o(\lambda)$ 是某一个模的受激发射输出功率， $P_i(\lambda) = (1 - R)P_i(\lambda)$ 表示在输出端看到的输入信号。由（4）式求得：

$$G = \frac{1}{R} \left[1 - \frac{P_i(\lambda)}{P_o(\lambda)} \right] \quad (5)$$

（5）式即为增益和输出的关系。

令 $G = G(\lambda, I) = G_0(I) \frac{G(\lambda)}{G(\lambda_0)}$ $G_0(I)$ 是电流密度为 I 时的峰值增益， λ_0 为此时的波长， $G(\lambda)$ 为增益函数的形状，可由测量值决定。

因此如果能从（5）式得到 $G(\lambda, I)$ ，代入（3）式并利用（2）式就可以得到输出的光谱分

布。由

$$P(I) = \int P_0(\lambda, I) d\lambda$$

就可以得到总功率 $P(I)$ 和 $P-I$ 曲线。

2. 增益、增益饱和与阈值以上的光谱

单个激光器在阈值以下的增益可以从自发发射的光谱求出^[9]

$$G = \frac{1}{R} \left[\frac{(P_t^+)^{1/2} - (P_t^-)^{1/2}}{(P_t^+)^{1/2} + (P_t^-)^{1/2}} \right] \quad (7)$$

其中 P_t^+ 、 P_t^- 分别为光谱的峰值和各值。 P_t^+ 和 P_t^- 与波长和电流有关。因此从自发发射谱就可以求出 $G_0(I)$ 和 $G(I, \lambda)$ 。

我们的目的是从单个激光器阈值以下的增益和增益函数的形状推导出使 (5) 式适用于阈值以上及耦合激光器的情形。当注入增加, $P_i(\lambda)$ 、 $\bar{P}_0(\lambda)$ 和 G 都增加, 达到阈值时, 由于自发发射饱和使 $P_i(\lambda)$ 不再增大, 但输出 $\bar{P}_0(\lambda)$ 仍增加, G 也随之趋于饱和值。因此只要从阈值时的 G 确定阈值时的 $P_i(\lambda)$, 则从阈值以上的 $\bar{P}_0(\lambda)$ 就可以得到阈值以上的增益和光谱。

定义 $A = (1 - G_{th}R) = \frac{P'_{i th}(\lambda_0)}{P_{0 th}(\lambda_0)}$ 来表征激光器阈值时的行为。 G_{th} 、 $P'_{i th}(\lambda_0)$ 和 $\bar{P}_{0 th}(\lambda_0)$ 代表阈值时的峰值增益、输入和输出的峰值功率。显然 A 应该与器件的结构和掺杂等因素有关。

在阈值以上激光器一般以多模工作。通常可以认为在阈值以上的注入载流子全部贡献给激光模式, 于是可以得到某一个纵向模的输出为:

$$\bar{P}_0(\lambda) = \bar{P}_{0 th}(\lambda) + \left[\frac{(I - I_{th})}{e} h\nu\eta_{ext} \right] C(I, \lambda) \quad (8)$$

其中 η_{ext} 是外微分量子效率, $C(I, \lambda)$ 是电流为 I 时归一化的光谱包络线, 它可以由阈值时的光谱形状按 (5)、(8) 和 (3) 式叠代得到:

$$C(I, \lambda) = \frac{P_i(\lambda) [1 + RG(I, \lambda)]}{[1 - G(I, \lambda)R]^2} \times \Delta\lambda \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_i(\lambda) [1 + RG(I, \lambda)]}{[1 - G(I, \lambda)R]^2} d\lambda \quad (9)$$

利用 (8)、(5) 和 (3) 式及测量得到的阈值时的 $G(I, \lambda)$ 就可以计算阈值以上的光谱和输出特性。

3. 耦合激光器的输出

实际的内反射耦合单纵模激光器, 由于 L_1 的一个端面一部份是 45° 的反射面, 因此 $R_1 \neq R_2$, 而且在腔长方向有一部份是无源的, 即增益在腔长方向不均匀。但我们是将 L_1 作为 L_2 的信号源, 信号的大小可以作为参数, 在近似情形可以将 L_1 看成是端面反射系数相同, 沿腔方向增益均匀的激光器, 而且它的电场和功率以一定的比例耦合到 L_2 中。场耦合因子取为 η , 则功率耦合因子为 $2\eta(1+\eta)$ 。如果 η 很小, 可取为 2η 。如果考虑到端面反射系数不相同和在腔方向增益不均匀, 则可以用一个等效 η 因子表示。

对 L_1 在 $R_1^{(2)}$ 界面内的场强为:

$$\frac{E^{(x-)}}{E_i} = \frac{1}{1 - r_1^{(1)} r_2^{(1)} g_1^2 e^{i2\phi_1}} + \frac{r_2^{(1)} g_1 e^{i\phi_1}}{1 - r_1^{(1)} r_2^{(1)} g_1^2 e^{i2\phi_1}}$$

这个量以 η 因子耦合到 L_2 中, 这部份注入在 L_2 的 $R_2^{(2)}$ 面上引起的功率输出为:

$$P_{0_1}^{(2)}(\lambda) = 2\eta P_i'(\lambda) \times \frac{1 + R_2^{(1)} G_1}{(1 - G_1 \sqrt{R_1^{(1)} R_2^{(1)}})^2 + 4G_1 \sqrt{R_1^{(1)} R_2^{(1)}} \sin^2 \phi_1} \times \frac{(1 - R_2^{(2)}) G_2}{(1 - G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}})^2 + 4G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}} \sin^2 \phi_2}$$

其中 $\phi_1 = \frac{2\pi L_1 \mu}{\lambda_0}$, $\phi_2 = \frac{2\pi L_2 \mu}{\lambda_0}$ 。所以在 L_2 的 $R_2^{(2)}$ 面上的输出为:

$$P_0^{(2)}(\lambda) = P_{0_1}^{(2)}(\lambda) + P_{0_2}^{(2)}(\lambda) = P_i^{(2)}(\lambda) \times \frac{(1 - R_2^{(2)}) (1 + R_1^2 G_1)}{(1 - G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}})^2 + 4G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}} \sin^2 \phi_2} + 2\eta \frac{P_0^{(1)}(\lambda)}{1 - R_1^{(1)}} \times \frac{(1 - R_2^{(2)}) G_2}{(1 - G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}})^2 + 4G_2 \sqrt{R_1^{(2)} R_2^{(2)}} \sin^2 \phi_2} \quad (10)$$

其中 $P_{0_1}^{(2)}(\lambda)$ 是 L_2 自身发射引起的输出。假定 $R_1^{(1)} = R_2^{(1)} = R_1^{(2)} = R_2^{(2)} = R$, 则

$$P_0^{(2)}(\lambda) = P_i^{(2)}(\lambda) \times \frac{(1-R)(1+RG_2)}{(1-G_2R)^2 + 4G_2R\sin^2\phi_2} + 2\eta P_0^{(1)}(\lambda) \frac{G_2}{(1-G_2R)^2 + 4G_2R\sin^2\phi_2} \quad (11)$$

一个纵向模的输出:

$$\bar{P}_0^{(2)}(\lambda) = P_i^{(2)'}(\lambda) \frac{1}{1-G_2R} + 2\eta \bar{P}_0^{(1)}(\lambda) \frac{G_2}{1-G_2R} \quad (12)$$

$$\text{因此 } G_2 \left[1 + \frac{2\eta}{R} \frac{\bar{P}_0^{(1)}(\lambda)}{P_0^{(2)}(\lambda)} \right] = \frac{1}{R} \times \left[1 - \frac{P_i^{(2)'}(\lambda)}{P_0^{(2)}(\lambda)} \right]$$

$$\text{令 } G_{2eff} = G_2 \left[1 + \frac{2\eta}{R} \frac{\bar{P}_0^{(1)}(\lambda)}{P_0^{(2)}(\lambda)} \right] \text{ 则得 } G_{2eff} = \frac{1}{R} \left[1 - \frac{P_i^{(2)'}(\lambda)}{P_0^{(2)}(\lambda)} \right] \quad (13)$$

G_{2eff} 的意义为: 由于 L_1 的光注入的作用使 L_2 的增益从单个激光器的 G_2 变成了 G_{2eff} 。因此在有注入的情况下, 我们采用 G_{2eff} 代替 (10)~(12) 式中的 G_2 。(13) 式中的 $P_i^{(2)'}(\lambda)$ 是在 L_2 的 $R_2^{(2)}$ 端面看某一纵向模的输入。 $\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$ 为同一模的功率输出。

(13) 式与 (5) 式有完全相同的形式。因此可以认为在其它条件相同的情形下当 $P_i^{(2)'}(\lambda)/\bar{P}_0^{(2)}(\lambda) = A$ 时 L_2 也产生激射。由于 $\bar{P}_0^{(2)}(\lambda) > \bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$, 所以 L_2 的受激发射阈值将小于单个激光器的阈值。此时 L_2 的激射是由耦合进来的 L_1 的激光激发的。此外从 (11) 式知道仅当 $\phi_1 = n_1\pi$, $\phi_2 = n_2\pi$ ($n_1, n_2 = 0, \pm 1, \dots$) 时 $\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$ 才有极大。即满足上述条件的光才能获得极大的输出, 这就是耦合激光器能够选出单模的原因。因此适当选择 L_1 和 L_2 的长度, L_1 的注入会使 L_2 产生选模。

从上节可以知道一定电流下单个器件的增益 $G(I, \lambda)$, 对给定的 $2\eta\bar{P}_0^{(1)}(\lambda)$ 就可以求出一定电流下的 $P_i^{(2)'}(\lambda)$ 、 $\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$ 、 $\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$, 因而可以得到 $P_i^{(2)'}(\lambda)/\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$ 。当其值为 A 时 L_2 激射。这时的电流值 $I = I_{th}^{(2)}$ 。在阈值

和阈值以下由 $P_i^{(2)'}(\lambda)/\bar{P}_0^{(2)}(\lambda)$ 通过 (13) 式可得 G_{2eff} , 再将 G_{2eff} 代入 (10) 式就可得相应电流下的光谱。在阈值以上, $P_i^{(2)'}(\lambda)$ 取阈值时的值, 与得到 (8) 式同样的方法可求出阈值以上的光谱和输出。

L_2 的 $R_1^{(2)}$ 端面的输出与 $R_2^{(2)}$ 端面的不完全相同, 但仍可用相同的方法处理。

四、数值计算

为了说明耦合激光器的原理, 用质子轰击条型激光器的实验数据进行计算。图 2 是从实验的光谱按 (7) 式计算的质子轰击条型激光器的增益和波长的关系。为了便于计算, 用高斯曲线作为实验曲线的近似。因此增益曲线可表示为

$$G(I, \lambda) = G_0(I) \frac{G(I, \lambda)}{G(I, \lambda_0)} = G_0(I) \exp \left\{ - \left[\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\frac{\Delta\lambda}{2}} \right]^2 \ln 2 \right\} \quad (14)$$

图中还画出了接近阈值时的 $G_0(I) \exp \left\{ - \left[\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\frac{\Delta\lambda}{2}} \right]^2 \ln 2 \right\}$ 曲线(虚线)。 $G_0(I)$ 取实验得到的增值增益。显然在峰值

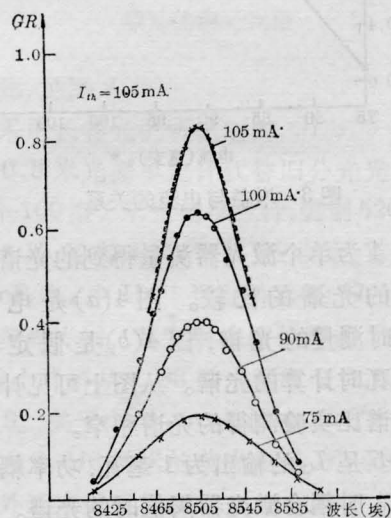


图 2 从不同电流下的自发光谱得到的增益和波长的关系

附近高斯曲线和实验曲线是很接近的(在此取 $\Delta\lambda \approx 100\text{\AA}$)。

图3是从光谱测量得到的 $(g-\alpha)L$ 与电流 I 的关系。从图上看在阈值以下 $(g-\alpha)L$ 与电流 I 成线性关系。 $(g-\alpha)L = A(I - I_0)$, I_0 为 $(g-\alpha) = 0$ 时的注入电流。从图上得 $I_{th} = 105$ 毫安, $I_0 = 87$ 毫安。因此

$$(g-\alpha)L = 5.075 \times \left(\frac{I}{I_{th}} - 0.829 \right) \quad (15)$$

为了计算方便, 假定 $(g_1 - \alpha_1)L_1 = (g_2 - \alpha_2)L_2 = 5.075 \times \left(\frac{I}{I_{th}} - 0.829 \right)$, 因此可从(14)、(16)式和 $G = \frac{1}{R} \exp(g-\alpha)L$ 计算任意电流下的 $G(I, \lambda)$ 。

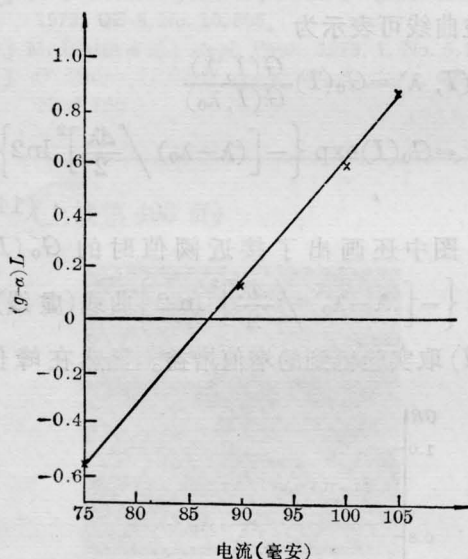


图3 增益与电流的关系

图4为单个激光器测量得到的光谱和计算得到的光谱的比较。图4(a)是电流为 $1.2I_{th}$ 时测量的光谱, 图4(b)是假定输出为1毫瓦时计算的光谱。从图上可见计算得到的光谱比实验测得的光谱稍窄。

图5是 L_1 的输出为1毫瓦, 功率耦合系数为5%时耦合激光器阈值时的光谱。计算中腔长取 $L_1 = 205$ 微米, $L_2 = 256$ 微米。相应的模式间隔 $\Delta\lambda_1 = 5\text{\AA}$, $\Delta\lambda_2 = 4\text{\AA}$ 。由于 L_1

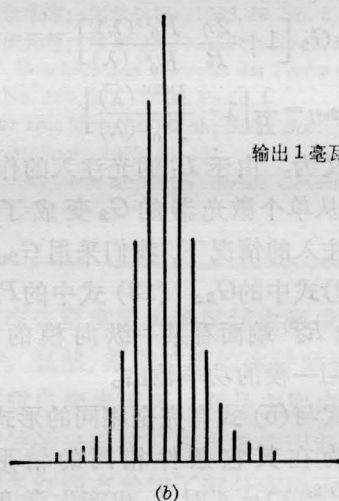
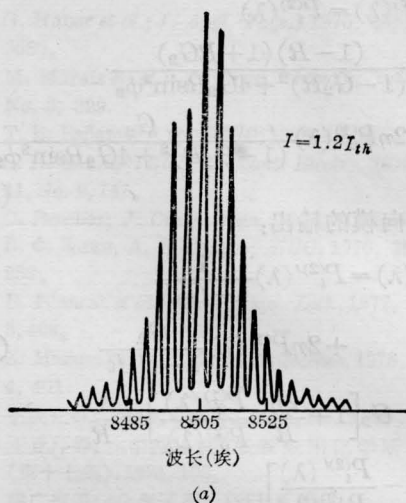
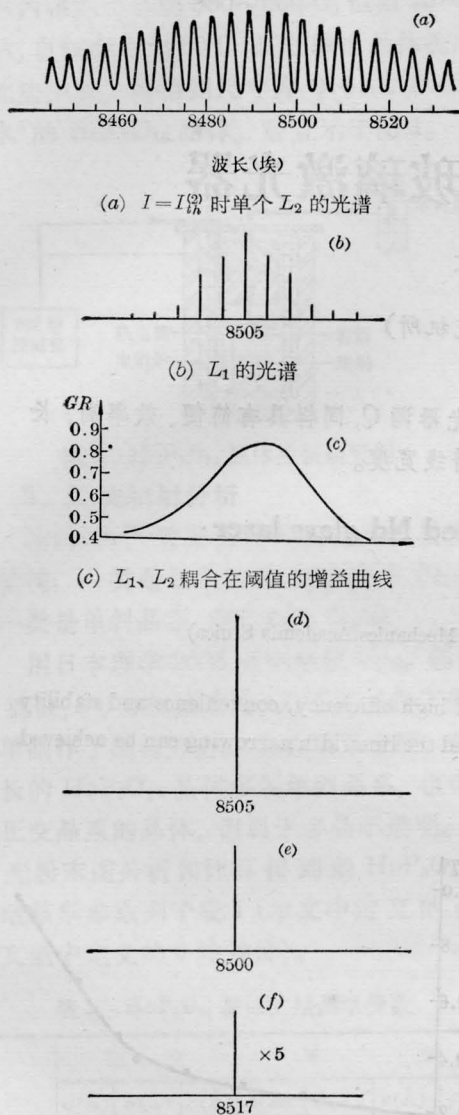


图4 计算和测量的光谱

的耦合作用 L_2 的阈值下降约10%。显然在计算的条件下增益曲线主要由 L_1 的耦合决定。光谱输出也是由 L_1 的耦合决定。

计算的结果表明可以得到单纵模输出。实际上并不只有在 L_1 和 L_2 的波长完全相同时才能得到单纵模加强。因为如果考虑到光谱的半宽, 两个模的波长差在半宽范围内就应该可以加强。对于 L_1 来说由于是在阈值以上, 光谱的半宽很窄, 而对 L_2 来说, 一方面刚达到阈值时光谱半宽比较宽, 同时 L_1 的注入使阈值降低, 进一步使光谱半宽增大。计算结果表明, 当波长差为 0.3\AA 时就可以得到单纵模加强。因此只要适当选择腔长总可



(d)、(e)、(f)分别为 L_1 、 L_2 的峰值波长差为 16Å 、 17Å 、 18Å 的阈值光谱、(在 (d) 的情形 L_1 和 L_2 的某两个模重合, (d)、(e)、(f) 的相对强度坐标相同)

图5 耦合激光器阈值时的光谱

以得到单纵模输出。

五、讨 论

本文提到的内反射耦合单纵模激光器模型的优点是: 首先它比外腔和光学系统耦合起来的两个孤立激光器的结构紧凑、牢固, 比分布反馈激光器的工艺简单。其次是有源区

和波导在结构上是连通的, 因此可以获得比较强的耦合, 另外工艺也并不复杂。

计算表明: 仅需要将 L_1 的很少一部分 (例如 5%) 光耦合到 L_2 中, 就可以得到单纵模输出, 而且使 L_2 受 L_1 控制, 这就使 L_1 的工作状态 (例如阈值、光谱、效率等) 不会因为耦合而产生重大影响。同时由于所需的耦合量很小, 也就使得对工艺的要求易于实现。如果仅将 L_1 作为信号源, 则不要求 L_1 的输出, 因此可以将 L_1 的两端镀上全反射膜, 这样 L_1 的阈值会更低, 耦合效率会更高。

由于 L_1 的耦合一方面可得到单纵模输出, 同时 L_1 稳定的注入将大大抑制激光器通常有的弛豫振荡^[10], 这对改善器件的调制特性, 提高调制频率和降低噪音将有很大作用。此外由于输出波长主要由 L_1 的波长决定, 因此当 L_1 以稳定方式注入时, L_2 由于注入改变引起温度变化产生的波长漂移将会受到抑制。还有 L_1 和 L_2 在电学上是隔离的, 所以还可以将 L_1 作为控制用的激光器而 L_2 作为输出激光器, 这样也许可以实现多种功能。本文只作为输出特性的近似描述, 进一步的理论和实验工作还有待继续进行。

参 考 文 献

- [1] George Motosagi; *J. Appl. Phys.*, 1977, **16**, 2221.
- [2] T. Ota, et al; *J. Appl. Phys.*, 1977, **16**, 1253.
- [3] 肖忠跃等; “Sixth Optical Meeting on Integrated and Guide-Wave Optics”, 1982, ThB6.
- [4] 潘慧珍等; 《光纤通信专用器件与集成光学学术交流会论文》, 1982.
- [5] C. Voumard et al.; *Appl. Phys.*, 1977, **12**, 369.
- [6] D. Botez; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981 **QE-17**, 2290.
- [7] W. Streifer et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 376.
- [8] Dieter Röss; “Laser Light Amplifiers and Oscillator”, Academic Press London and New York, 1969, Chapter 2, 5, 6.
- [9] B. W. Hakki, et al; *J. Appl. Phys.*, 1975, **46** 1299.
- [10] Roy Lang, Kohroh Kobayashi; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, 194.