

一种半导体激光放大器输出耦合方式的研究

刘雪峰 黄德修

华中理工大学光电子工程系, 武汉 430037

李再光

华中理工大学 激光技术国家重点实验室, 武汉 430037

(1992年1月3日收到; 1992年4月7日收到修改稿)

本文从理论上对一种半导体激光放大器的输出耦合结构进行了分析。我们引入了厚透镜表面的 Fresnel 反射、厚透镜球差和有限孔径的影响以使计算结果更接近于实际情况, 在此基础上得出的结论与实验数据基本吻合。理论和实验结果表明, 在合理选择相关结构参数的前提下, 这种输出耦合结构的耦合效率可达 50% 左右。

EEACC: 2180E, 1220

一、引言

随着光纤通信技术的飞速发展, 行波半导体激光放大器已成为一个重要的研究对象; 由于它具有一系列明显的优越性, 可以预料, 行波半导体激光放大器在未来的光通信系统尤其是长距离全光通信系统中将发挥重要作用。

行波半导体激光放大器研究过程中一个重要研究内容是光放大器的耦合质量, 放大器芯片与单模光纤的耦合损耗愈低, 则放大器组件的净增益就愈高。

研究结果表明, 在多种单模光纤耦合方式中, 以末端带高折射率类球面微透镜的锥形光纤耦合头做为放大器输出耦合结构是较为可取的, 这种耦合头具有耦合效率高、制做工艺较简单、价格低廉、结构紧凑等优点, 尤为适于制做小型化器件。本文以高斯光束为基础, 在引入厚透镜表面的 Fresnel 反射、球差和有限孔径的条件下, 对这种耦合结构进行了理论分析, 其结论与实验数据基本吻合。

二、理论分析

本文所讨论的输出耦合系统如图 1 所示。由行波半导体光放大器前端面出射的椭圆高斯光场入射到距离 d 处的一个顶部曲率半径为 R 、长度为 l 、折射率为 n 的类球面微透镜, 该厚透镜采用特殊工艺在锥形光纤末端形成。高斯光束经过类球面厚透镜变换后, 在

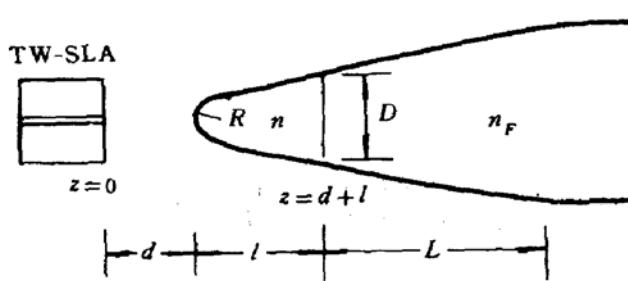


图 1 输出耦合结构示意图

锥形光纤末端面上与光纤的本征模场发生模式耦合,一部分光场被耦合进单模光纤。

1. 椭圆对称高斯光束的变换

本文的分析中采用柱坐标系。首先假定耦合系统中各部分均共轴,并采用近轴近似。设光放大器芯片前端面为 $z=0$ 面,则锥形光纤末端面上 ($z=d+l$ 平面) 上的

$ABCD$ 矩阵为:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & n \cdot l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n}{n \cdot R} & \frac{1}{n} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

采用 q 参数法,并考虑到椭圆对称高斯光束的特点,可以得出柱坐标下锥形光纤末端面上的椭圆对称高斯光场分布:

$$E(r, \varphi, z=d+l) = \psi_0 \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{r^2 \cos^2 \varphi}{\omega_x^2} + \frac{r^2 \sin^2 \varphi}{\omega_y^2} \right) \right\} \cdot \exp \left\{ - j(k \cdot z - \eta(z)) - j \cdot \frac{k}{2} \left(\frac{r^2 \cos^2 \varphi}{R_x} + \frac{r^2 \sin^2 \varphi}{R_y} \right) \right\}, \quad (2)$$

$$\omega_i(z=d+l) = \left[\frac{\lambda(B^2 + A^2 \cdot Q_{oi}^2)}{\pi(A \cdot D - B \cdot C)Q_{oi}} \right]^{1/2}, (i = \alpha, y) \quad (3)$$

$$R_i(z=d+l) = \frac{B^2 + A^2 \cdot Q_{oi}^2}{B \cdot D + A \cdot C \cdot Q_{oi}^2}, (i = x, y) \quad (4)$$

$$Q_{oi} = \frac{\pi \cdot \omega_{oi}^2}{\lambda}, i = (x, y) \quad (5)$$

$$\eta(z) = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_x^2} \right) + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_y^2} \right). \quad (6)$$

其中, ψ_0 为场振幅, ω_{ox} , ω_{oy} 为放大器前端面上的椭圆对称高斯光束束腰半径, A, B, C, D 由(1)式给定。

2. 厚透镜的有限孔径、Fresnel 反射及球差

由于放大器出射的高斯光束的发散角较大,而光纤耦合头上的类球面厚透镜很小,因而高斯光束中只有张角小于一定值的部分有可能被耦合进透镜,与此对应的 $z=d$ 处有限孔径 r_b 为:

$$r_b = \frac{d \cdot R}{[d^2 + 2d \cdot R]^{1/2}}. \quad (7)$$

光束发散角大的另一后果是必须考虑透镜表面随入射角而变化的 Fresnel 反射(见

图 2). 与半导体激光器一样, 半导体激光放大器的有源区为平板波导, 其输出场主要为偏振方向平行于结平面的 TE 模。因此, 透镜表面的 Fresnel 反射不仅与入射角有关, 还与柱坐标系的角向分量 φ 有关。在近轴近似下, 可得出场振幅透过系数:

$$t(r_d, \varphi) = [t_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + t_{\perp}^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}, \quad (8)$$

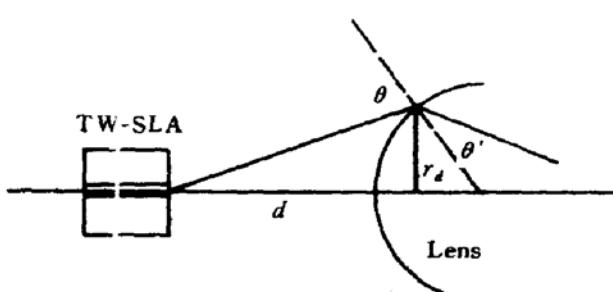


图 2 厚透镜表面的 Fresnel 反射

$$t_{\parallel} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + n \cdot \cos \theta}, \quad (9)$$

$$t_{\perp} = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta' + n \cdot \cos \theta}. \quad (10)$$

其中, θ 为入射角, θ' 为透射角。由式(8)可以看出, 当 $r_d=0, \varphi=0$ 时, $t(r_d, \varphi)$ 取得极大值 $t_0 = 2/(1+n)$ 。为此定义一个相对透过系数 $f_t(r_d, \varphi)$:

$$t(r_d, \varphi) = t_0 \cdot f_t(r_d, \varphi). \quad (11)$$

由于厚透镜的折射率大于光纤的平均折射率, 因而在其界面上将产生反射损耗, 该界面上的光功率透过率为:

$$T_{LF} = 4n \cdot n_F / (n + n_F)^2. \quad (12)$$

上述(7)–(11)式是以 $z=d$ 平面内的坐标 (r_d, φ) 表示的, 而我们希望了解的是有限孔径和 Fresnel 反射对锥形光纤末端端面上的椭圆高斯场的影响, 因此, 必须采用等效的方法将 r_d 和 $t(r_d, \varphi)$ 变换到 $z=d+l$ 平面上。考虑到椭圆高斯光束的传输特性, 不难得到 $z=d$ 平面上的坐标 (r_d, φ) 与 $z=d+l$ 平面上的坐标 (r, φ) 之间的关系:

$$r_d = \left[\left(\frac{\omega_{x_1(z=d)}}{\omega_{x_1(z=d+l)}} \right)^2 \cdot r^2 \cdot \cos^2 \varphi + \left(\frac{\omega_{y_1(z=d)}}{\omega_{y_1(z=d+l)}} \right)^2 \cdot r^2 \cdot \sin^2 \varphi \right]^{1/2}. \quad (13)$$

将上式与(7)–(11)式联立, 则可得出经过平面变换后的等效振幅透过系数 $t(r, \varphi)$ 和等效透镜有限孔径的长轴 r_{0x} 和短轴 r_{0y} 。

采用类似的处理方式, 还可以得到该厚透镜的等效球差表示式^[1]。球差的影响表现为使得高斯光束经过透镜变换后产生了等相位面畸变 δ :

$$\delta = A_x \cdot r^4 \cos^4 \varphi + A_y \cdot r^4 \sin^4 \varphi, \quad (14)$$

$$A_i = \frac{1}{4 \cdot n^2} \frac{R_{i2}^4}{R_{i1}^3} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \left(\frac{R_{i1}}{R} + 1\right)^2 \cdot \left(\frac{R_{i1}}{R} + n + 1\right) \cdot \frac{1}{(R_{i2} - l)^4} (i = x, y). \quad (15)$$

其中 R_{x1}, R_{x2} (R_{y1}, R_{y2}) 分别表示平行于结平面方向 (垂直于结平面方向) 上椭圆高斯光束在球透镜表面两侧的等相位面曲率半径。

3. 锥形光纤末端端面上的光纤本征模场

在归一化频率满足一定条件时, 采用高斯近似来表示光纤本征模场将具有足够的精度, 在此我们采用 Marcuse 表达式来表示光纤本征模场^[2]:

$$E_F = \exp[-r^2/\omega_F^2], \quad (16)$$

$$\omega_F = a_1 [0.65 + 1.619V^{-\frac{3}{2}} + 2.879V^{-6}]. \quad (17)$$

其中 a_1 为锥形光纤末端的纤芯半径, V 为该处的归一化频率. 我们采用的锥形光纤末端包层半径为 b_1 , a_1 与 b_1 之比与未拉锥时普通单模光纤芯径与包层外径之比相同(8.9/125).

4. 光纤耦合束的耦合效率

由前面的推导可得出实际到达锥形光纤末端面处的椭圆对称高斯光束分布:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_n(r, \varphi, z = d + l) = E(r, \varphi, z = d + l) \cdot t_0 \cdot \sqrt{TLF} \cdot f_i(r, \varphi) \cdot \exp(-jk\delta), \\ 0 \leq r \leq \{r_{0x}^2 \cos^2 \varphi + r_{0y}^2 \sin^2 \varphi\}^{1/2}. \end{array} \right. \quad (18)$$

上式中 $E(r, \varphi, z = d + l)$ 由式(2)给出, (19) 表示了有限孔径的影响.

耦合系统的耦合效率为^[3]:

$$\eta = (T_{LF} \cdot t_0^2) \cdot \left[\frac{\iint |E_n \cdot E_n^* ds|^2}{\iint E_n \cdot E_n^* ds \cdot \iint E_F \cdot E_F^* ds} \right]. \quad (20)$$

上式中第一括弧表征了在整个传输和耦合过程中高斯光场由于反射而引入的光功率损耗情况, 第二括弧则表征了椭圆高斯光场与光纤本征模发生模式耦合时由于模分布形式和等相位面差异而造成的模式注入损耗, 值得指出的是第二括弧具有归一化的形式, 它与光场振幅无关.

三、数值计算与实验结果

根据式(20), 我们求出了耦合效率 η 与 R 、 l 、 d 、 D 的数值关系(见图 3—6), 图中“*”为实验测定值, 数值计算中采用的初始条件为: 未拉锥时, 光纤外径 $b = 72.5(\mu\text{m})$, 芯径 $a = 4.45(\mu\text{m})$, 包层折射率 $N_F = 1.447$, 芯区折射率 $N_c = 1.4529$; 放大器出射场束腰半径为 $\omega_{0x} = 1.1369(\mu\text{m})$, $\omega_{0y} = 1.54433(\mu\text{m})$.

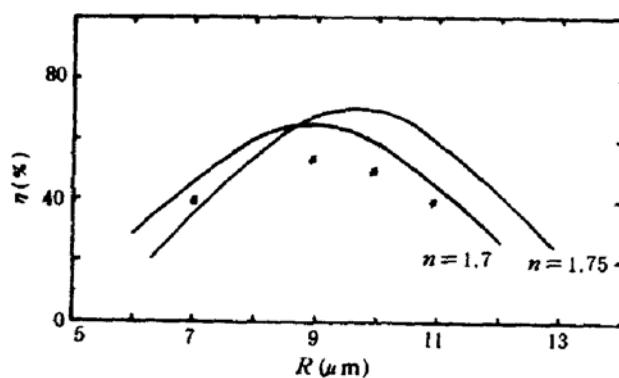


图 3 耦合效率 η 与类球透镜顶部曲率半径 R 的关系

$l = 50\mu\text{m}$ $d = 15\mu\text{m}$ $D = 50\mu\text{m}$

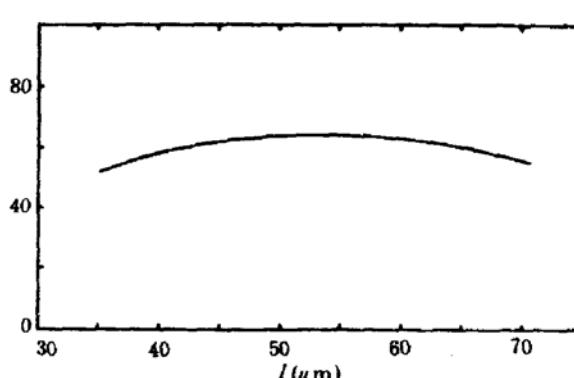
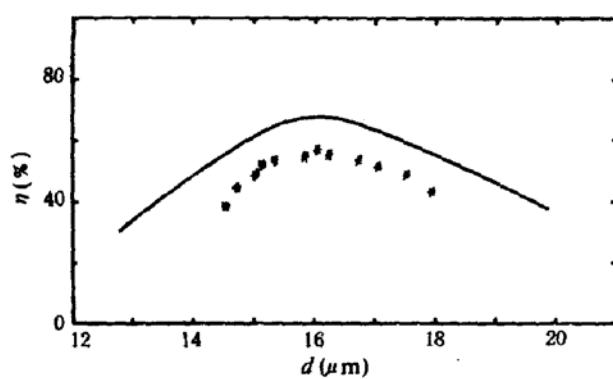
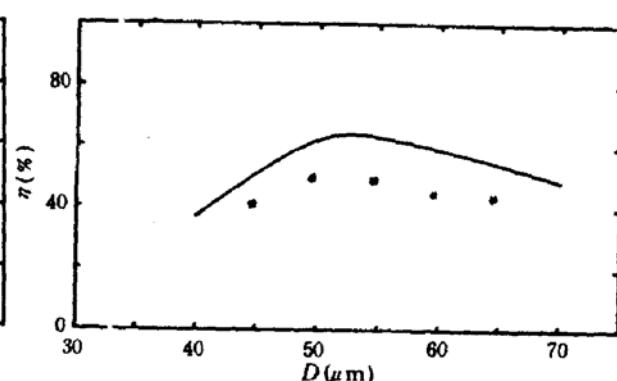


图 4 耦合效率 η 与类球透镜长度 l 的关系

$n = 1.7$ $d = 15\mu\text{m}$ $R = 10\mu\text{m}$ $D = 50\mu\text{m}$

图 5 耦合效率 η 与类球透镜工作距离 d 的关系 $n=1.7 \quad l=50\mu\text{m} \quad R=10\mu\text{m} \quad D=50\mu\text{m}$ 图 6 耦合效率 η 与锥形光纤端部直径 D 的关系 $n=1.7 \quad d=15\mu\text{m} \quad l=50\mu\text{m} \quad R=10\mu\text{m}$

由图可见,(1)耦合效率 η 对类球面厚透镜顶端曲率半径 R 的变化极为敏感,当 $n=1.7, d=15(\mu\text{m}), l=50(\mu\text{m}), D=50(\mu\text{m})$ 时 η 在 $R=9(\mu\text{m})$ 处取得理论极大值 63%, R 较大,则透镜会聚能力下降,模式耦合变差;而 R 较小,有相当一部分光场不能进入透镜。(2)耦合效率 η 与球透镜长度 l 的关系不明显,这可以解释为球透镜使变换后的高斯光束发散角变小,因而 l 在一定范围内变化时,对光斑半径的影响不大。(3)对于任一几何结构的光纤耦合头,存在一个最佳工作距离,当 $n=1.7$ 时,约为球透镜顶端曲率半径 R 的 1.5 倍。(4)锥形光纤端部直径 D 小于 $50\mu\text{m}$ 时,耦合效率迅速下降,其原因在于当 D 小于一定值时,锥形光纤端部的光纤模场半径 ω_F 迅速变大,模场分布偏离高斯分布,造成耦合效率下降。(5)折射率 n 的大小直接影响到耦合效率的大小及最佳结构参数,因为 n 不仅与 Fresnel 反射有关,还与透镜的会聚能力有关。(6)实验数值与理论计算有一定的差距,但变化趋势基本一致。

理论计算表明, $n=1.7$ 时,最佳几何结构为: $R=8(\mu\text{m}), l=60-65(\mu\text{m}), D=50(\mu\text{m}), d=12(\mu\text{m})$,此时 η 的理论值为 70%. 然而这种最佳几何结构较难实现,其原因是当 R 较小而 l 较长时,工艺上难以保证球透镜的中心线与锥形光纤中心线重合。此外具有最佳结构的光纤耦合头会产生较强的光反馈,影响放大器性能^[4]。基于上述原因,我们在实际制作时,采用如下一组优化参数: $R=10(\mu\text{m}), l=50-60(\mu\text{m}), D=50(\mu\text{m}), d=12-15(\mu\text{m})$,其 η 理论值为 60%. 表 1 为按此优化参数制做的光纤耦合头的耦合效率实测值。

表 1 具有优化结构的光纤耦合头的耦合效率

编号	01	04	07	08	09	10	11	31
η (%)	49	40	51	48	40	45	49	45

由表 1 可见,按优化参数制做的光纤耦合头的耦合效率在 40—50% 之间(数据的离散性是由于无法保证制做上的严格一致性所致)。考虑到理论分析中引入的近似,我们认为实验与理论分析的吻合程度还是较好的。

理论分析中,我们未考虑锥形光纤的光度 L 对耦合效率的影响,研究表明,在锥体不存在几何形状的突变和偏心的前提下,这一假定是正确的^[1]。一般我们选择 $L=300-500(\mu\text{m})$ 。

在我们所制的行波半导体激光放大器组件中采用了具有上述优化结构的光纤耦合

头,实验表明,放大器净增益为12—15dB,而且光纤耦合头对放大器性能影响较小.

四、结 论

理论分析和实验结果表明,以末端带高折射率类球面微透镜的锥形光纤耦合头做为光放大器输出耦合结构是较为可取的,在合理选择几何结构参数的前提下,可以获得较高的耦合效率;此外,如果对制做工艺进行改进,克服光纤耦合头在透镜长度 l 较大时出现的偏心现象,这种光纤耦合头可望获得更高的耦合效率.

参 考 文 献

- [1] 金韬,刘雪峰,第五届全国光纤通信学术会议论文集,p205,天津,(1991.5).
- [2] D. Marcuse, *Bell. System Tech. J.*, **S3**(2), 1169(1973).
- [3] JUN-ICHI SAKAI, et al., *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-16**(10), 1059(1980).
- [4] 刘雪峰,黄德修,光学学报,12(10), 151(1992).

Study on Output-Coupling Structure Using in Semiconductor Laser Amplifier

Liu Xuefeng and Huang Dexiu

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430037

Li Zaiguang

National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430037

(Received 3 January 1992; revised manuscript received 7 April 1992)

Abstract

The theoretical analysis of a coupling structure using in semiconductor laser amplifier is presented with the Fresnel reflection of the surface of thick lens, spherical aberration and the definite aperture of the lens introduced in the analysis to make the results to come closer to the actual case. The results are in good agreement with the experiment data. It is found that the coupling efficiency of such a structure can be about 50% in the case of optimizing the parameters of the structure.

EEACC: 2180E, 1220