

GaAs 激光器激发带球面透镜圆柱套层 光波导纤维的理论分析与计算

张志鹏 石守勇

(厦门大学物理系)

提要: 本文分析和计算了 GaAs 激光器对带球面透镜圆柱套层光波导纤维的模式激发效率,给出了获取最佳耦合的参数,得到基模的激发效率可高达 90% 以上。

Theoretical analyses and calculations of cylindrical step-index optical fiber with a spherical lens excited with GaAs lasers

Zhang Zhipeng, Shi Shouyong

(Department of Physics, Xiamen University)

Abstract: This paper analyses and calculates the exciting efficiency of cylindrical step-index optical fiber with a spherical lens excited by GaAs lasers, and provides the parameters from which the optimum coupling is obtained. An exciting efficiency of up to over 90% can be obtained from the fundamental modes.

一、引言

激光器与光纤之间的耦合,是光纤通讯必须解决的一个重要课题。理论上研究这一课题常用两种方法:几何光学方法和场分析法。

1972年 Cohen 首先分析了 GaAs 激光器对光纤的耦合^[1],但他是把 GaAs 激光器视为点源进行分析,结果很粗糙。以后人们着重于改善 GaAs 激光器在垂直于结平面方向(本文称之为 y 方向)上光束的发散,以提高耦合效率。把光纤输入端制成各种微透

镜,如半球面^[2,3]、柱面^[3,11]、双曲面^[4]、椭球面^[5]和锥面^[6]。

1969年 Snyder 用场分析法分析了平面波对平端光纤的耦合问题^[7],但并不实用。1977年 Marcuse 分析了光纤之间的耦合损耗问题^[8];1982年 Kishimoto 和 Koyama 分析了在光纤之间插入平方律介质的耦合问题^[9]。但都只是研究了高斯圆形光束对平端光纤的耦合,与工程上常用的耦合机构还有一段距离。

本文分析输出光斑为椭圆分布的双异质结 GaAs 激光器与带球面透镜的光波导纤维

收稿日期:1983年7月20日。

的耦合。尽管光纤输入端可制成各种微透镜,但半球面微透镜具有较易加工的特点,而其它曲面透镜对耦合效率的改善并未显示更突出的优越性^[1~6],因此,工程上常用的还是带半球面透镜的光纤。

二、耦合机构

激光束从 GaAs 激光器输出后,经长度为 d 的空气隙到达光纤的半球面微透镜,再经该透镜会聚后进入光纤耦合。GaAs 激光器输出的光束一般是线偏振高斯椭圆光束,在输出端面上其场分布为:

$$E = \hat{Y} \phi_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\alpha^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\beta^2}\right) \quad (1)$$

式中 \hat{Y} 是 Y 方向的单位矢量; ϕ_0 是决定功率大小的常数; α 、 β 分别是 x 方向和 y 方向的光斑半径。

如图 1,椭圆高斯光束由于 x 方向与 y 方向的发散角不同,在传输过程中高斯光束截面的椭圆长短轴的大小不断变化。在距激光器输出端面 d 的某一确定位置上,必有圆对称的高斯光斑出现^[10]。光纤的基模具有圆柱对称性,场分布与圆形高斯场分布相近,而与椭圆形高斯相差较远,因此可以预期,若在出现圆斑处安置光纤耦合端,并使光纤与激光器精确共轴,即无横向偏差出现,耦合效率必然最高。光纤的半球面微透镜的作用只是将光会聚,使高斯圆斑的尺寸比无透镜存

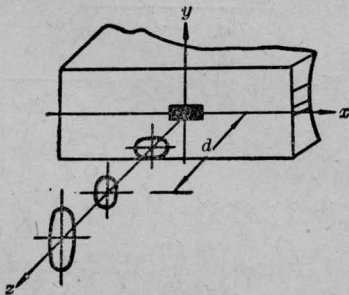


图 1 GaAs 激光器辐射光束截面变化示意图

在时小。单模光纤的芯半径通常较小,半球面微透镜起了匹配作用。

三、理论分析

1. 场的传播及其表达式的简化

用高斯光束传输的 $ABCD$ 定则^[11]可求得 (1) 式所代表的场,经长度为 d 的空气隙和半球面透镜变换后,场分布变为:

$$E(x, y) = \hat{Y} \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{\sqrt{w_x w_y}} \exp\left(-\frac{x^2}{2w_x^2}\right) \times \exp\left(-\frac{y^2}{2w_y^2}\right) \exp\left(-i\frac{k_0 x^2}{2R_x} - i\frac{k_0 y^2}{2R_y}\right), \quad (2)$$

式中

$$R_x = \frac{\left\{ d^2 + [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 \right\}}{\left\{ d - [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 \right\} \times \pi^2 n^2 \alpha^4 / \lambda^2} \quad (3)$$

$$R_y = \frac{\left\{ d^2 + [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 \right\}}{\left\{ d - [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 \right\} \times \pi^2 n^2 \beta^4 / \lambda^2} \quad (4)$$

$$w_x = (\lambda^2 / \pi^2 n^2 \alpha^2) + [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 n \alpha^2 / n_1^2)^{1/2} \quad (5)$$

$$w_y = (\lambda^2 / \pi^2 n^2 \beta^2) + [n_1 - (n_1 - 1)d/r_0]^2 n \beta^2 / n_1^2)^{1/2} \quad (6)$$

其中 λ 是波长; R_x 、 R_y 分别为经半球面透镜后, x 方向和 y 方向拟球面波的曲率半径, w_x 、 w_y 则为相应的光斑半径; r_0 、 n_1 、 n_2 分别是光纤的半径、芯层折射率和包层折射率; n 为 GaAs 激光器腔介质的折射率; 这里假定半球面透镜的折射率为 n_1 。

在图 1 的 d 处 $w_x = w_y$, 则得

$$d = n_1 r_0 / [(n_1 - 1) + \lambda r_0 / \pi n \alpha \beta] \quad (7)$$

$$w_x = w_y \equiv w_0 = \lambda d \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} / \pi n_1 \sqrt{n \alpha \beta} \quad (8)$$

$$R_x = \frac{d(\alpha^2 + \beta^2)}{\beta^2 [1 - \pi n (n_1 - 1) \alpha^3 / r_0 \beta \lambda]} \quad (9)$$

$$R_y = \frac{d(\alpha^2 + \beta^2)}{\alpha^2 [1 - \pi n(n_1 - 1)\beta^3 / r_0 \alpha \lambda]} \quad (10)$$

单模输出的双异质结 GaAs 激光器源区的典型数据为^[12]: 长 $l=250$ 微米, 宽 $\alpha=5$ 微米, 高 $\beta=0.6$ 微米, 腔介质的折射率 $n=3.5$, 输出激光波长为 0.85 微米。光纤的典型值是 $n_1=1.457$, $(n_1-n_2)/n_1=0.3\%$, $r_0=75$ 微米。把上述各参量的值代入 (8)~(10) 式, 求得 $w_0=7.611$ 微米, $R_x=-207.6$ 微米, $R_y=46.59$ 微米。

由 (2) 式可见, 在 d 处虽然光束截面为圆形高斯分布, 但其等相位面不再是平面而是曲面。因而在光纤耦合端面上的场分布实际上应是

$$E_0 = \hat{Y} \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{w_0} \times \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2}\right) \cos\theta_y \cos\theta_x \quad (11)$$

$$\text{式中 } \theta_y = \sin^{-1}\left(\frac{y}{R_y}\right), \theta_x = \sin^{-1}\left(\frac{x}{R_x}\right).$$

在上述数据下,

$$(\theta_y)_{\max} = \sin^{-1}\left(\frac{w_0}{R_y}\right) = 9^\circ 24',$$

$(\cos\theta_y)_{\min} = 0.987$; 同样可得 $(\cos\theta_x)_{\min} = 0.999998$, 因此 (11) 式可近似地简化为

$$E_0 = \hat{Y} \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{w_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2}\right) \quad (12)$$

2. 被激发的传导模式

激发场 (12) 式是具有圆柱对称性的线偏振光, 所以只能激发 HE_{1m} 模式, 其模式场分布为

$$E_{ym} = \begin{cases} D_m J_0\left(u_m \frac{r}{a}\right) / J_0(u_m), & r \leq a \\ D_m K_0\left(w_m \frac{r}{a}\right) / K_0(w_m), & r > a \end{cases} \quad (13)$$

式中 J_0 是第一类零阶贝塞尔函数, K_0 是零阶修正汉克尔函数, 而径向归一化常数 D_m 为

$$D_m = \left\{ \frac{a^2}{2} [J_1^2(u_m) / J_0^2(u_m) + K_1^2(w_m) / K_0^2(w_m)] \right\}^{-1/2}, \quad (14)$$

3. 传导模式的本征值

HE_{1m} 模式的本征方程为

$$u_m \frac{J_1(u_m)}{J_0(u_m)} = w_m \frac{K_1(w_m)}{K_0(w_m)}, \quad (15)$$

在远离截止态情况下, Snyder 给出了如下近似解^[13]

$$u_m(v) = u_m(\infty) e^{-1/v} \quad (16)$$

式中 v 为归一化频率:

$$v = \sqrt{u_m^2 + w_m^2} = a k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (17)$$

而 $u_m(\infty)$ 是 $J_0(u_m)$ 的第 m 个根。然而在非常靠近截止态区域, Snyder 公式失效。此时由于 $w_m \ll 1$, 我们把 (15) 式简化为

$$\frac{v J_1(v)}{J_0(v)} = \frac{1}{\ln(2/w_m e^\gamma)} \quad (18)$$

式中 $\gamma=0.577212$ 为欧拉常数, 由此得到

$$w_m = 2 / \exp[\gamma + J_0(v) / v J_1(v)] \quad (19)$$

4. 模式激发效率及其在 $a \gg \sqrt{2} w_0$ 或 $w_m \ll a / \sqrt{2} w_0$ 时的近似解析式

由于波导中本征模式系是完备的, 所以可将激发场 (12) 式用本征模式系展开为

$$\begin{aligned} \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{w_0} \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2}\right) \\ = \sum_m A_m E_{ym} + \sum_n B_n E_n + \int_{-\infty}^{+\infty} C_\rho E_\rho d\rho \end{aligned} \quad (20)$$

式中 E_{ym} 为传导模式, 由 (13) 式给出; E_n 、 E_ρ 分别为套层模式和辐射模式。由本征模的正交归一性得

$$\begin{aligned} A_m = D_m \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{w_0} \left[\frac{1}{J_0(u_m)} \int_0^a e^{-r^2/2w_0^2} \right. \\ \times J_0\left(u_m \frac{r}{a}\right) r dr + \frac{1}{K_0(w_m)} \\ \times \int_a^\infty e^{-r^2/2w_0^2} K_0\left(w_m \frac{r}{a}\right) r dr \left. \right] \quad (21) \end{aligned}$$

定义模式激发功率为

$$\begin{aligned} I_m = \int E^2 ds = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty A_m^2 E_{ym}^2 r dr d\varphi \\ = 2\pi A_m^2 \end{aligned} \quad (22)$$

激发场入射总功率为

$$I_0 = \iint_{-\infty}^{\infty} \phi_0^2 \exp\left(-\frac{x^2}{\alpha^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{\beta^2}\right) dx dy$$

$$= \alpha\beta\pi\phi_0^2 \quad (23)$$

由此得到模式激发效率为

$$\eta_m = \frac{I_m}{I_0} = \frac{2}{\alpha\beta} \left(\frac{A_m}{\phi_0}\right)^2 \quad (24)$$

当 $a \gg \sqrt{2} w_0$ 时, (14)、(21)式分别简化为

$$D_m = |J_0(u_m)| \left\{ \frac{\alpha^2}{2} [J_0^2(u_m) + J_1^2(u_m)] \right\}^{-1/2} \quad (25)$$

$$A_m = \frac{|J_0(u_m)|}{J_0(u_m)} \frac{w_0 \sqrt{\alpha\beta} \phi_0}{\sqrt{\frac{\alpha^2}{2} [J_0^2(u_m) + J_1^2(u_m)]}}$$

$$\times \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{2} u_m w_0}{2a}\right)^2\right], \quad (26)$$

在非常靠近截止态 ($w_m \ll a/\sqrt{2} w_0$), 利用 (19)式, 可把 (14) 和 (21) 式简化为

$$D_m = \frac{1.588 J_0(v)}{av J_1(v)} \exp\left[-\frac{J_0(v)}{v J_1(v)}\right] \quad (27)$$

$$A_m = D_m \phi_0 \frac{\sqrt{\alpha\beta}}{w_0} \left[\frac{1}{J_0(v)} \int_0^v e^{-r^2/2w_0^2} \right.$$

$$\times J_0\left(v \frac{r}{a}\right) r dr + w_0^2 \exp\left(-\frac{a^2}{2w_0^2}\right)$$

$$\left. - \frac{v J_1(v) w_0^2}{2 J_0(v)} E_1\left(\frac{a^2}{2w_0^2}\right) \right] \quad (28)$$

式中

$$E_1\left(\frac{a^2}{2w_0^2}\right) = \int_{\frac{a^2}{2w_0^2}}^{\infty} (e^{-t}/t) dt \quad (29)$$

其值可由数表查得^[14]。对基模的近截止态,

由于 $\frac{a^2}{2w_0^2} \ll 1$,

(29)式可进一步简化为

$$A_m = D_m \frac{w_0 \sqrt{\alpha\beta} v J_1(v)}{J_0(v)} \phi_0 \left[\left(\frac{a}{w_0 v}\right)^2 \right.$$

$$\left. + \ln\left(\frac{0.9436 a}{w_0}\right) + \frac{J_0(v)}{v J_1(v)} \right]. \quad (30)$$

5. 数值计算结果

(21)及(24)式在一般情况下只能用数值解法得出。在前述各参量的典型值下, 计算

结果如图 2、图 3 和图 4 所示。其中图 4 的横坐标采用归一化半径 $\rho = a/a_{\max}$, 各阶模的 a_{\max} 值如下:

模式	HE ₁₁	HE ₁₂	HE ₁₃	HE ₁₄
a_{\max} (微米)	2.5	15	20	20

另外, 由计算知该图中的 HE₁₅ 以上的高阶模的近截止态, 其最大激发效率低于 0.4%, 故略而不论。

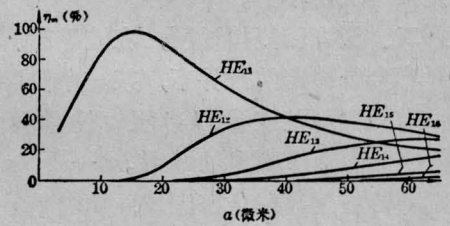


图 2 各阶传导模式激发效率随 α 的变化曲线

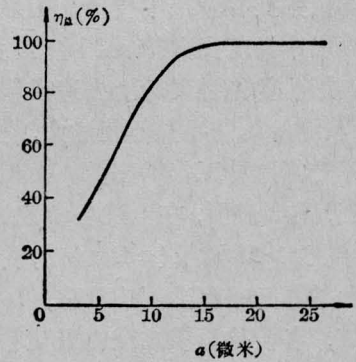


图 3 各传导模式激发效率的总和随 α 的变化曲线

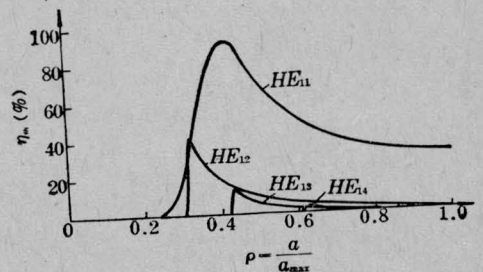


图 4 近截止态传导模式激发效率随 α 的变化曲线

四、结果与讨论

本文得出了四个重要结果：第一，尽管GaAs激光器的输出光束为椭圆形，但只要调整光纤与激光器的间距 d ，使之满足(7)式，可以获得横截面为圆形高斯分布的激发场，用这种激发场激发光纤，可望获得足够高的基模激发效率。相反，若将光纤与激光器接触，由于此时的激发场为椭圆形分布，基模的激发效率反而不高。

第二、图2和图4说明，在波导芯、套的折射率参量给定的条件下，某一个传导模式的激发效率不是波导芯半径 a 的单调函数，而是存在两个明显的峰值。一个峰值(98.8%)处在远离截止态区域，此时传导模式的能量主要在波导芯中传播；另一个峰值(92.2%)则是在靠近截止态区域，这时传导模式的能量主要在套层中传播。但后者由于场能在套层中沿着径向扩展到相当大的区域，在实用化的光缆设计上会造成较大的困难，因为波导纤维的半径不能过大，所以工程上一般不选择这种工作状态。

第三，图3表明，在上述各参数值下，当波导芯半径 $a > 15$ 微米($\approx 2w_0$)时，传导模式的总激发效率几乎都达到100%。

第四，各阶传导模式获得最佳耦合的条件是不同的。总的趋势是(见图2和图4)：愈高阶模式，获得最佳耦合的波导芯半径 a 愈大，而最佳激发效率则愈小。基模的最佳

激发效率高达90%以上，其余各高阶模的最佳激发效率在40%以下。

虽然我们的计算是以波导芯半径 a 为变量，但由于在公式中往往可以转化为归一化频率

$$v = ak_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2},$$

所以对于不同的 k_0 、 n_1 和 n_2 值的系统，也可以通过归一化频率，把计算结果加以推广。

参 考 文 献

- [1] L. G. Cohen; *Bell. Syst. Tech. J.*, 1972, **51**, 573
- [2] D. Kato; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, 2756.
- [3] L. G. Cohen, M. V. Schneider; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, 89.
- [4] K. Kurokawa, E. E. Becker; *IEEE Trans.*, 1975, **MTT-23**, 309
- [5] H. Sakaguchi *et al.*; *Electron Lett.*, 1981, **17**, 425.
- [6] G. D. Khoe *et al.*; *Electron Lett.*, 1983, **19**, 205.
- [7] A. W. Snyder; *IEEE Trans.*, 1969, **MTT-17**, 1138.
- [8] D. Marcuse; *Bell. Syst. Tech. J.*, 1977, **56**, 703.
- [9] R. Kishimoto, M. Koyama; *IEEE Trans.*, 1982, **MTT-30**, 882.
- [10] 石守勇;《厦门大学学报》,1979, **1**, 15.
- [11] A. Yariv; "Introduction to Optical Electronics", 20, 36.
- [12] 米津宏雄;《电子材料》,1974, **13**, No. 8, 61.
- [13] A. W. Snyder; *IEEE Trans.*, 1969, **MTT-17**, 1130.
- [14] M. Abramovits, I. A. Stegun; "Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables", 238, 375, 390, 417.