

腔内扩束棱镜的损耗特性

刘庆* 张国威

(北京工业学院)

摘要: 本文以棱镜的扩束倍率 M 和材料折射率 n 为基本参数, 全面地分析了扩束棱镜及其系统的损耗特性。提出了扩束棱镜透过性能的最优设计方法。

Laser character of intracavity beam expanding prisms

Liu Qing, Zhang Guowei

(Beijing Institute of Polytechnology, Beijing)

Abstract: The loss characters of beam expanding prisms and prism systems are analyzed with prism expansion ratio M and material index n as basic parameters. The optimum design of low loss beam expanding prism system is suggested.

一、引言

扩束棱镜由于具有一维扩束、调整方便、稳定性好和价格低廉等优点, 所以近年来越来越多地应用于可调谐激光谐振腔内, 以压窄激光的线宽, 提高分辨率^[1~3]。但至今这种扩束棱镜仍存在损耗大的问题, 影响了更为广泛的推广应用。为了减小扩束棱镜及其系统的损耗, 提高激光振荡系统的增益, 本文将对扩束棱镜及棱镜系统的损耗特性进行全面的分析, 并给出了一些设计与计算方法。

二、扩束棱镜的最佳设计

我们知道, 光束通过一般的折射棱镜时(见图 1(a)), 棱镜的两个面对光束分别呈扩束状态和缩束状态(即 $M_1 \geq 1, M_2 \leq 1$), 总的

扩束倍率为:

$$M = M_1 \cdot M_2 = \left(\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \right) \cdot \left(\frac{\cos \theta_4}{\cos \theta_3} \right) \tag{1}$$

其中 θ_1 与 θ_2 分别为光在第一面上的入射角和折射角, θ_3 与 θ_4 分别为光在第二面上的入射角和折射角。

扩束棱镜的最佳设计即为选择适当的棱镜角 A , 使得棱镜的第二面避免缩束 ($M_2 = 1$), 它的条件是光束在第二面上垂直入射, 即 $\theta_3 = \theta_4 = 0$ 。我们称这样的扩束棱镜为理论的最佳扩束棱镜(图 1(b)), 它的倍率为:

$$M = \cos \theta_2 / \cos \theta_1 \tag{2}$$

但是, 这种理论的最佳扩束棱镜, 用于染料激光器腔内时, 因第二面上的反馈, 不仅会在腔内产生寄生振荡而形成强的宽带背景, 而且

收稿日期: 1985年10月16日。

* 现在华东工学院。

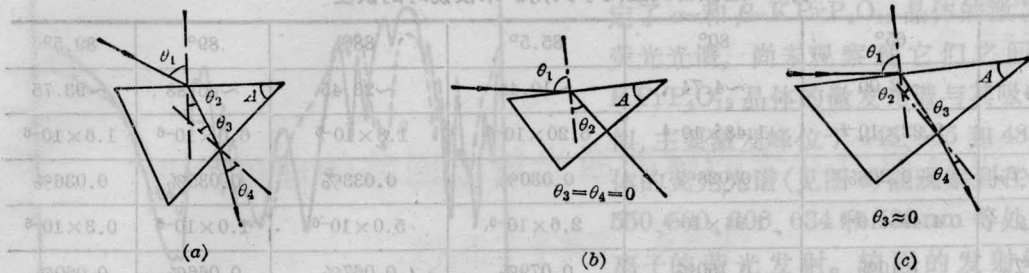


图1 扩束棱镜

(a) 一般折射棱镜; (b) 理论的最佳扩束棱镜; (c) 实际最佳扩束棱镜

会在满足 $\theta_3=0$ 的波长处出现激光强度的突然下降,造成信噪比的大幅度降低。因此,实际最佳扩束棱镜(图1(c))应略偏离条件 $\theta_3=0$,使得在一定的波长范围内, θ_3 接近于零而又不等于零(即不允许通过零点)。为此,在实际设计最佳扩束棱镜时,对棱镜角 A 的选择有两种可能性,即 $A \cong \theta_2$ 或 $A \cong \theta_2$ 。

按这两种方法设计的扩束棱镜,都适用于大倍率扩束。例如对可见光($\lambda_{\max}=720\text{nm}$)和高折射率的 ZF_5 玻璃,可求得 $\theta_{2\max} \cong 35.5^\circ$,棱镜角 A 可以取为 36° ,这种棱镜的扩束倍率便可在 $0 \sim \infty$ 范围内变化^[4]。

三、扩束棱镜透过率公式

对棱镜损耗特性的分析,一般都采用对不同入射角 θ_1 进行逐点计算的方法,这种方法不仅繁琐,而且不直观。现在我们导出以棱镜最重要的参数——扩束倍率 M 和折射率 n 所表示的透过率的解析式。

首先我们讨论在理论上为最佳的扩束棱镜的情况。对给定的扩束倍率 M ,有对应的棱镜角 A ,以满足 $\theta_3=0$,这时 $\theta_2=A$ 。因能量的透过率有关系式:

$$T_{P,S} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right) M \left(\frac{E_2}{E_1}\right)_{P,S}^2 \quad (3)$$

将 $(E_2/E_1)_{P,S}$ 代之以熟知的菲涅耳公式,并利用公式(2),即得第一面的 P 、 S 分量的透过率为:

$$T_{P1} = 4nM / (n+M)^2 \quad (4)$$

$$T_{S1} = 4nM / (1+nM)^2 \quad (5)$$

而出射面则有:

$$T_{P2} = T_{S2} = 4n / (1+n)^2 \quad (6)$$

考虑往返过程,得 P 、 S 分量来回总透过率为:

$$T_P = M^2 \left(\frac{4n}{n+1}\right)^4 / (n+M)^4 \quad (7)$$

$$T_S = M^2 \left(\frac{4n}{n+1}\right)^4 / (1+nM)^4 \quad (8)$$

由于棱镜的扩束倍率和损耗主要由第一个折射面所决定(即由式(4)、(5)决定),而理论与实际的最佳扩束棱镜之间的差别仅在于 $\theta_3 \approx 0$,这时以式(6)所表示的第二个折射面的损耗 $(1-T_{P2,S2})$ 是足够精确的。因此,可将(7)与(8)式作为实际最佳扩束棱镜往返透过率的近似解析表达式。表1、2分别给出了由 ZF_5 玻璃制造的两种不同角度 A 的扩束棱镜在不同倍率时,由(7)、(8)式所求出的近似值与由菲涅耳公式得到的精确值的比较。可以看出,两者之间的差别很小,特别是棱镜角为 36° 的扩束棱镜,应用于高倍率时,其相对误差都小于千分之一。因此我们可以说,(7)、(8)两式精确地描述了扩束棱镜透过率的特性规律。下面将以此关系式为基础,分别讨论它的损耗特性及棱镜系统透过性能的优化问题。

由式(7)、(8)可明显地看出,对于 $M > 1$ 的任何倍率有: $T_P > T_S$,即扩束棱镜具有一定的偏振选择性,其单程偏振比为:

表1 近似公式应用于大角扩束棱镜时的误差

θ_1	65°	80°	85.5°	88°	89°	89.5°	
M	~2.00	~4.74	~10.44	~23.45	~46.88	~93.75	
P	ΔT_P	2.22×10^{-3}	1.48×10^{-4}	6.20×10^{-5}	1.8×10^{-5}	6.0×10^{-6}	1.6×10^{-6}
	$\Delta T_P/T_P$	-0.26%	0.028%	0.030%	0.033%	0.035%	0.036%
S	ΔT_S	4.49×10^{-3}	1.94×10^{-4}	2.6×10^{-5}	5.0×10^{-6}	1.0×10^{-6}	0.3×10^{-6}
	$\Delta T_S/T_S$	1.10%	0.150%	0.079%	0.067%	0.066%	0.060%

(ZF₅: A×36°, n_D=1.74)

表2 近似公式用于小角扩束棱镜时的误差

θ_1	65°	80°	85.5°	88°	89°	89.5°	
M	~2.02	~4.73	~10.40	~23.34	~46.65	~93.30	
P	ΔT_P	1.573×10^{-5}	7.696×10^{-4}	8.97×10^{-4}	3.47×10^{-4}	1.12×10^{-4}	3.19×10^{-5}
	$\Delta T_P/T_P$	-0.002%	0.145%	0.434%	0.609%	0.684%	0.723%
S	ΔT_S	3.19×10^{-5}	1.01×10^{-3}	3.83×10^{-4}	9.42×10^{-5}	2.55×10^{-5}	1.77×10^{-6}
	$\Delta T_S/T_S$	0.008%	0.793%	1.14%	1.26%	1.30%	0.270%

(ZF₅: A=31°, n_D=1.74)

$$P = T_P/T_S = [(1+nM)/(n+M)]^4 \quad (9)$$

对高倍率($M \gg n$),可简化为:

$$P \approx n^4 \quad (10)$$

激光腔内扩束棱镜的偏振特性,将促进两正交分量间的增益竞争,经多次振荡后形成P分量占据绝对优势,故以下只讨论P分量的损耗。

由(7)式还可以看出,棱镜透过率一般随M的增大而减小,高倍率时近似与M²成反比。在低倍率时有极大值,极值条件为M=n,这时对应的入射角即为布儒斯特角,相应的极大值为:

$$T_{Pmax}(M=n) = (4n)^2/(1+n)^4 \quad (11)$$

扩束棱镜的透过率,在激光调谐过程中,由于波长改变而引起n与M的变化,对透过率变化的影响是可以忽略的。

我们还计算分析了给定扩束倍率情况下透过率与折射率的关系。图2给出了扩束倍率分别为2、3、4、6和10时的T_P-n曲线。从中看出,在M>4时,T_P随n的增大而增加,而当M≤2时,T_P反而随n的增大而下降。

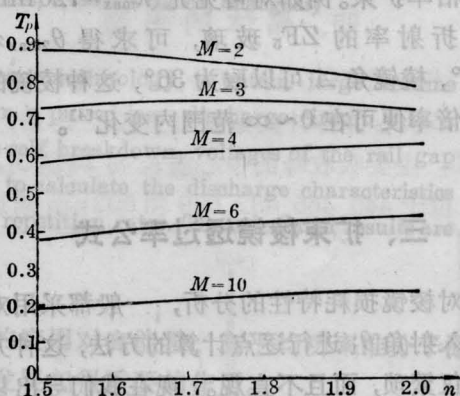


图2 透过率与折射率的关系

这说明高倍率扩束棱镜选用高折射率材料较为有利。

四、多棱镜扩束系统

关于采用多棱镜扩束可以减小扩束系统损耗的作用,早已为人们发现,下面将从(7)式出发进一步讨论:棱镜系统的倍率分配原则;棱镜系统的透过率极限与最优棱镜个数;系统的最优透过率与折射率的关系等。

表3 多棱镜系统的最大透过率(%) $M=100$

棱镜数 K		4	5	6	7	8	9	10	11
A	ZF ₅	27.00	33.54	<u>35.15</u>	33.35	29.71	25.38	21.05	17.09
	K ₉	24.63	34.63	41.30	44.67	<u>45.40</u>	44.26	41.90	38.82
B	ZF ₅	45.67	64.68	77.32	83.65	<u>84.98</u>	82.79	78.30	72.50
	K ₉	32.06	48.15	61.33	70.86	<u>76.93</u>	80.10	<u>80.99</u>	80.16

A: 两个面都无增透膜; B: 第二面有99%的增透膜

1. 倍率的最佳分配

先以双棱镜为例, 设总扩束倍率给定为 M , 两棱镜的扩束倍率分别为 m_1 和 m_2 ($M = m_1 \cdot m_2$), 且 $n_1 = n_2 = n$, 则 P 分量总的往返透过率为:

$$T_P^{(2)} = \left(\frac{4n}{n+1} \right)^8 \cdot M^2 / \left(n^2 + nm_1 + \frac{nM}{m_1} + M \right)^4 \quad (12)$$

对 m_1 求导, 并令 $dT_P^{(2)}/dm_1 = 0$, 解得:

$$m_1 = m_2 = \sqrt{M} \quad (13)$$

由二阶导数可以证明, 该点是极大点, 极大值为:

$$T_{P_{\max}}^{(2)} = \left(\frac{4n}{n+1} \right)^8 \frac{M^2}{(n + \sqrt{M})^8} \quad (14)$$

对于由 K 块棱镜组成的系统, 同样可以得到 $T_P^{(K)}$ 的极大值应在:

$$m_1 = m_2 = \dots = m_k = M^{1/k} \quad (15)$$

处, 相应的极大值为:

$$T_{P_{\max}}^{(K)} = \left(\frac{4n}{n+1} \right)^{4K} \frac{M^2}{(n + M^{1/K})^{4K}} \quad (16)$$

由此可得一般性结论: 为使整个扩束系统有最大透过率, 应取各棱镜的倍率都相等。我们称它为倍率最佳分配原则, 并称这种系统为倍率均分的系统, 它的透过率不仅与 M 和 n 有关, 还与棱镜个数 K 有关。图3给出了材料一定时, 倍率均分多棱镜系统 ($K=2, 3, 4$) 和单棱镜的透过率与扩束倍率的关系。可见适当增加棱镜个数可大大提高系统的透过率。

2. 系统透过率的极限与最优棱镜数

当给定总倍率时, 如设 $M=100$, 对不同

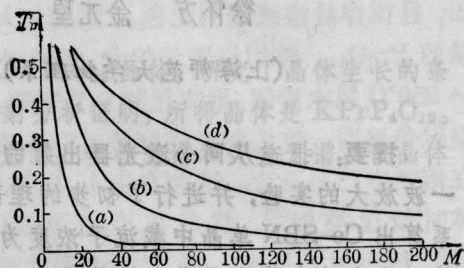


图3 棱镜系统透过率与扩束倍率的关系
(a) $K=1$, (b) $K=2$, (c) $K=3$, (d) $K=4$

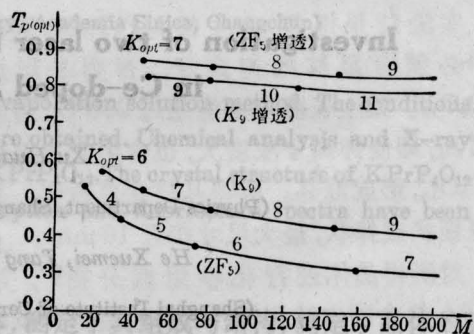


图4 $T_p(\text{opt})$, K_{opt} 与 M 的关系

棱镜数 K 的倍率均分系统的透过率计算表明, 系统的透过率并不是随棱镜数 K 增加而单调地增加, 而是存在一极限值, 棱镜数过多反而使透过率降低, 这显然是由于反射面过多的原故。表3给出了计算结果。在第二面未镀增透膜时, 低折射率棱镜系统的最大透过率大于高折射率棱镜系统的最大透过率, 它们的最优棱镜数分别为6和8; 在镀增透膜后, 则正好相反, 且其最优棱镜数可达8和10。当然, 在设计中棱镜个数的选取, 还需要考虑空间尺寸、调整等因素。

另外, 多棱镜系统的最优透过率及最优

(下转第212页)

坐标系中位置一固定, 它们的偏振方向也就固定下来了。由于 EH_{11} 模与 TE_1 和 TM_1 模的场结构的相似性, 使 EH_{11} 模与 TE_1 和 TM_1 模之间可以低损耗地相互激励。在金属平行平板波导中, TE_1 模与 TM_1 模的偏振方向是相互垂直的, 只要 TE_1 与 TM_1 模有相差较大的传输损耗系数, 它们之中的一个就能成为金属平行平板波导中的主要模式。这样, 我们就可获得所希望的具有固定偏振方向的线偏振输出。

对 $10.6\ \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光, 玻璃的复折射率 $\eta_G = 2.1 - i1.2^{[3]}$, 我们使用铜作为金属波导, 其复折射率 $\eta_c = 14.2 - i64.5^{[4]}$ 。对于实验波导选取的尺寸, 我们算得 TE_1 , TM_1 及 EH_{11} 模的损耗系数为:

$$\alpha_{\text{TE}_1} = \frac{\lambda^2}{16d^3} \text{Re} \frac{1}{(\eta_c^2 - 1)^{1/2}} \\ \approx 2.5 \times 10^{-6} \text{ (dB)}$$

$$\alpha_{\text{TM}_1} = \frac{\lambda^2}{16d^3} \text{Re} \frac{\eta_c^2}{(\eta_c^2 - 1)^{1/2}} \\ \approx 3.0 \times 10^{-2} \text{ (dB)}$$

$$\alpha_{\text{EH}_{11}} = \left(\frac{u_{11}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{d^3} \text{Re} \frac{\eta_G^2 + 1}{2(\eta_G^2 - 1)^{1/2}} \\ \approx 1.2 \times 10^{-2} \text{ (dB)}$$

结果查明, TM_1 模的损耗系数比 TE_1 模大四个数量级。所以, 在金属平行平板波导中将以 TE_1 模作为主要模式, 而 TE_1 模的偏振方向平行于金属板表面。因而我们将得

(上接第 219 页)

棱镜数, 还随总扩束倍率不同而变化, 图 4 给出了两种材料的多棱镜系统在有、无增透膜时最优透过率和最优棱镜数与总倍率的关系, 可以看出, 在无增透时, T_P 仍随 M 的增大而下降, 且 $T_P(\text{ZF}_5) < T_P(\text{K}_9)$; 而有增透时, 最优透过率几乎与 M 无关, 且 $T_P(\text{ZF}_5) > T_P(\text{K}_9)$ 。

五、小 结

由上述以扩束倍率 M 和材料折射率 n

到偏振方向与 TE_1 模的偏振方向相平行的线偏振光输出。

由以上分析我们认为: 内腔 CO_2 波导激光器的偏振特性是与腔结构紧密相关的。在普通 CO_2 波导激光器中, 由于制造波导管的过程中所产生的不对称及放电不均匀, 对空心介质圆柱波导的圆对称性都有一定程度的影响, 从而对输出光束的偏振特性也将产生影响。但这种影响是较弱的, 使输出光束的偏振方向基本上局限于某一范围, 偏振度低且不稳定。我们在腔内插入金属平行平板波导强烈地限制了玻璃空心圆柱波导中场结构的圆对称性从而得到了线偏振输出。事实上, 只要我们对这种圆对称性加以合理的限制也可以达到同样的目的。但是这些问题在理论上还有待于进一步完善和解决。

在器件的制造过程中得到了郑华琴、洪永和、卢雁等同志的大力帮助和支持, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] E. A. J. Marcatili, R. A. Schmelzter; *Bell Syst Tech. J.*, 1964, **43**, 1783.
- [2] H. Nishihara *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**, No. 7, 391.
- [3] W. Cleek; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 771.
- [4] A. P. Lenham, D. M. Terherne; *J. Opt. Soc. Am.*, 1966, **56**, 683.

作为重要参数, 对扩束棱镜系统的损耗分析表明: 采用多棱镜扩束, 选用高折射率、高色散的玻璃材料, 不仅有利于获得高扩束倍率, 而得到窄激光带宽, 也有利于提高光的偏振性能与减小扩束系统的损耗。

参 考 文 献

- [1] G. K. Klauminzer; *U. S. Patent*, No. 4127828, 1978, Nov., 28.
- [2] 张在宣等; 《中国激光》, 1984, **11**, No. 5, 267.
- [3] 刘达伟等; 《中国激光》, 1985, **12**, No. 5, 275.
- [4] 张国威; 《光学技术》, 1983, No. 4, 2.