

四界面谐振反射器的选模特性

陆祖康 邱文法
(浙江大学光学仪器系)

提 要

本文运用分层媒质特征矩阵给出了不敷反射膜的四界面谐振反射器的“波长-反射率”的理论计算公式,分析了四界面谐振反射器的“波长-反射率”和波长扫描特性。为四界面谐振反射器的设计和应用提供了一种可靠的理论计算方法。

谐振反射器兼备输出反射器和 F-P 标准具选纵模的特性,它的使用方便性,高选模能力,低插入损耗及可做到最佳输出耦合等特点引起人们的重视^[1]。常用的谐振反射器有二界面、三界面及四界面的。它在光腔技术中,例如在固体激光器^[2]、染料激光器,甚至在光参量振荡器^[3]中都有广泛的应用。

众所周知,选纵模的简单而有效的方法是在腔内倾斜安置一块具有一定锐度的 F-P 标准具。为了提高它的选模能力,往往在两个界面上敷上具有一定反射率的薄膜,以提高它的锐度,但在有限通光口径下,尤其要求 TEM₀₀ 模输出时,在 CW 激光器中倾斜标准具的插入损耗 γ_E ,除膜层的损耗外,还与其锐度、倾斜度等参数有关^[4]:

$$\gamma_E = \frac{2R}{(1-R)^2} \cdot \left(\frac{2t\theta_E}{nW_0} \right)^2, \quad (1)$$

式中 R 为界面的功率反射率, t 为标准具厚度, n 为折射率, θ_E 为倾斜角, W_0 是光斑在界面上的投影尺寸。例如,对锐角 $F=20$ ($R=64\%$), $t=3\text{mm}$, $n=1.5$, $W_0=1.5\text{mm}$, $\theta_E=3^\circ$ 的倾斜标准具,其插入损耗 $\gamma_E \approx 20\%$ 。而作为谐振器的反射器的标准具,由于界面垂直于腔轴,从而避免了这种损耗。

一块平行平面玻璃板,其界面垂直腔轴安置在输出端而取代输出镜时,就构成一个典型的二界面谐振反射器,其“波长-反射率”特性是众所周知的。如果两块等厚的平行平晶用一定厚度的平行隔圈分离时,就可以构成四界面谐振反射器。如果四界面谐振反射器中的一个界面敷以完善的减反射膜,则可以构成三界面谐振反射器。文章[5], [6]报导了弱耦合条件下利用特征反射光波矢量叠加法原理计算了三界面、四界面谐振反射器“波长-反射率”特性,但带来的缺陷是当界面反射系数稍大(例如平晶折射率 $n=1.6\sim 1.7$)时,会造成不能容忍的计算误差。虽有人也提出利用多光束干涉的方法计算三界面、四界面谐振反射器的特性曲线^[7],但它的不方便性给设计者带来麻烦。利用薄膜光学中的特征矩阵方法计算多界面谐振反射器的特性虽已提出^[8],但没有给出功率反射率的表达式。本文利用特征矩阵方法对不敷膜的四界面谐振反射器作出较深入的研究。

对于任意一个组合谐振反射器系统,若每块平板玻璃的表面均不敷膜,则其组合功率反

射率的最大值可由下式计算^[9]：

$$R_{\max} = \{ [1 - (1/n)^{2N}] / [1 + (1/n)^{2N}] \}^2, \quad (2)$$

式中 n 是平板玻璃的折射率, N 为平板玻璃的组合块数。对于四界面谐振反射器, 即使四个界面均是不敷膜, 只要合理选择平行平板的材料, 其组合反射率的最大值可达到 40~70% 之间。例如用 ZF_6 玻璃作平晶材料, 其折射率为 $n=1.744$ ($\lambda_0=6943 \text{ \AA}$), 用 $N=2$ 代入 (2) 式得 $R_{\max} \approx 67\%$ 。这对一般的脉冲激光器是极为适宜的。同时, 激光光束的高相干性, 使得在较大的界面间距下仍能保持多光束干涉的特点。因此, 我们完全可利用特征矩阵方法来分析四界面反射器的选模特性。

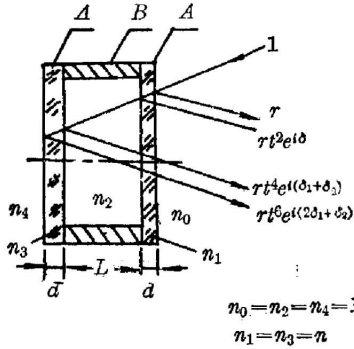


图 1 四界面谐振反射器(A、B 分别表示厚度为 d 、折射率为 n 的平行板和长度为 L 的隔圈)

Fig. 1 Schematic diagram of four-mirror resonant reflector. A and B represent two parallel glass plates (the thickness d , the refraction index n) and separator (the length L) respectively

图 1 示出四界面谐振反射器的示意图。我们把四个界面组成的三个折射率不同的区域看成三个分层媒质, 其特征矩阵 M 为^[9]：

$$M = \prod_{j=1}^3 M_j = \prod_{j=1}^3 \begin{bmatrix} \cos(K_0 n_j Z_j \cos \theta_j) & -\frac{i}{q_j} \sin(K_0 n_j Z_j \cos \theta_j) \\ -i q_j \sin(K_0 n_j Z_j \cos \theta_j) & \cos(K_0 n_j Z_j \cos \theta_j) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 n_j 、 Z_j 、 θ_j 、 q_j 分别是第 j 层媒质的折射率、厚度、光波与界面法线的夹角以及导纳; K_0 为真空中的波矢模 ($K_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$)。由于我们讨论的范围是界面垂直腔轴的介质, 即 $\theta_j \approx 0^\circ$ 和 $\mu \approx 1$, 故导纳 $q_j = \left(\frac{\mu}{\epsilon_j}\right)^{\frac{1}{2}} \cos \theta_j = \left(\frac{\mu}{\epsilon_j}\right)^{\frac{1}{2}} = n_j$ 。对于如图 1 所示的四界面谐振反射器, (3) 式可以简化为:

$$M = \prod_{j=1}^3 \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \left(-\frac{i}{n_j}\right) \sin \delta_j \\ -i n_j \cos \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中:

$$\begin{cases} a = d = (\cos^2 \delta_1 - \sin^2 \delta_1) \cos \delta_2 - \frac{1+n^2}{2n} \sin 2\delta_1 \sin \delta_2, \\ b = \left(\frac{1}{n^2} \sin^2 \delta_1 - \cos^2 \delta_1\right) \sin \delta_2 - \frac{1}{n} \sin 2\delta_1 \cos \delta_2, \\ c = (n^2 \sin^2 \delta_1 - \cos^2 \delta_1) \sin \delta_2 - n \sin 2\delta_1 \cos \delta_2; \end{cases} \quad (5)$$

而:

$$\begin{cases} \delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} nd, \\ \delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} L, \end{cases} \quad (6)$$

式中 n 、 d 分别为平行平板的折射率和厚度, L 为平行隔圈的长度。我们可以根据 M 的定义, 求得垂直入射时, 置于空气中的四界面谐振反射器的振幅反射率 r 为:

$$r = \frac{b^2 - c^2}{4a^2 + (b+c)^2} + \frac{2a(b-c)}{4a^2 + (b+c)^2} i = r_1 + ir_2, \quad (7)$$

因此其功率反射率 R 为:

$$R = r \cdot r^* = r_1^2 + r_2^2. \quad (8)$$

利用(5)、(6)、(7)、(8)式,我们选择了几种参数在电子计算机上进行运算,其结果可归纳为:

一、四界面谐振反射器“波长——反射率”曲线的一般特点

图2显示了四界面谐振反射器“波长——反射率”曲线。两组曲线所对应的参数示于图的右上角,所对应的器件是用厚度 d 为 3mm 的 ZF₆ 玻璃(折射率 $n=1.744$) 作平行平板以及长度分别为 15 和 25mm 的 K₉ 玻璃作隔圈所构成的。从图中看出,曲线不仅具有固有的周期,而且还受到曲线包迹周期的约束。为了叙述方便起见,前者称“细结构”,后者称“粗结构”。我们从图 2(a), (b) 中实测得到最大反射率约为 66%, 这与由(2)式计算的 R_{\max} 值一致。测得粗结构的周期 $\Delta\lambda'$ 均在 0.46~0.47 之间,因此,我们认为当 L 比 nd 大得多时,粗结构的周期 $\Delta\lambda'$ 基本上由单块 F-P 平板的光学程长决定:

$$\Delta\lambda' \approx \lambda_0^2 / 2nd. \quad (9)$$

例如图 2 的情况,计算得到的 $\Delta\lambda'$ 为 0.47 Å。它在选模特性上相当于单块 F-P 板的自由光谱宽度,因此,在选择四界面谐振反射器的平晶厚度时,主要是依据激光器的增益线宽 $\Delta\lambda$ 而定,只要使得 $\Delta\lambda' > \Delta\lambda$, 就能够在 $\Delta\lambda$ 中只存在一个主极大反射率峰值。

细结构的周期 $\Delta\lambda''$ 大致由 $(nd+L)$ 决定,即:

$$\Delta\lambda'' \approx \lambda_0^2 / 2(nd+L). \quad (10)$$

例如将图 2 右上角的参数代入上式得到 $\Delta\lambda''$ 为 0.12 Å ($L=15$ mm) 以及 0.08 Å ($L=25$ mm), 这和曲线的情况是相吻合的。所以宽的空气间隔能减小 $\Delta\lambda''$ 值。如果引用 F-P 板的条纹精细度 S 的概念,即 S 为两相邻条纹的距离和条纹半宽度之比。在四界面谐振反射器中,前者相当于 $\Delta\lambda'$, 后者为细结构主反射率峰的 FWHM 值。对图 2 进行实测得: $S=5.9$ ($L=15$ mm) 及 $S=9.4$ ($L=25$ mm), 这相当于单块 F-P 板(其光学程长为 nd) 的锐度 F

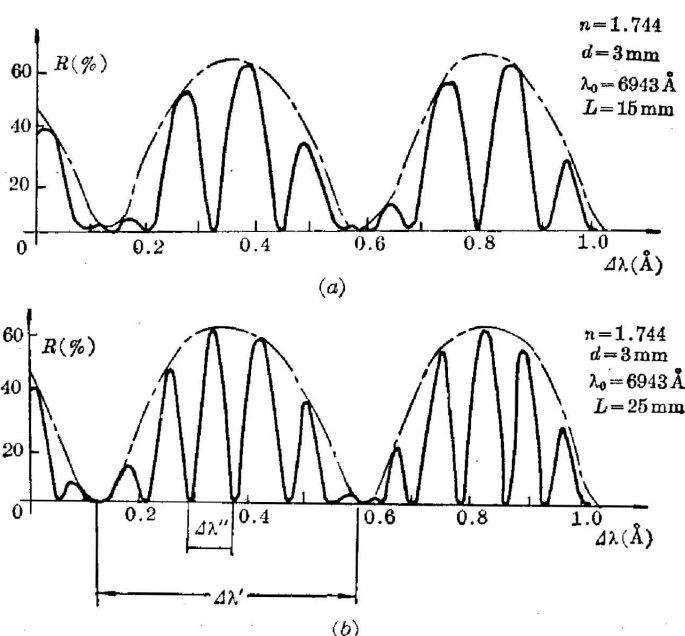


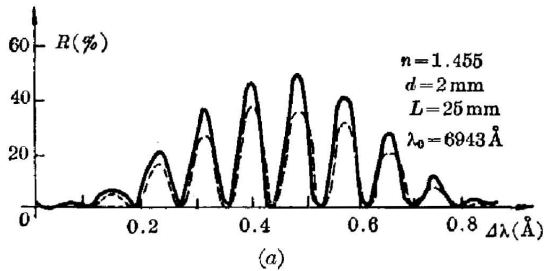
图2 四界面谐振反射器的“波长-反射率”特性曲线
Fig. 2 “Wavelength-reflectivity” characteristic curve of the four-mirror resonant reflector

$(F = \frac{4S^2}{\pi^2})$ 分别为 14.1 ($L=15$ mm) 及 35.8 ($L=25$ mm)。因而, 增加空气间隔的作用犹如增加标准具的锐度。

四界面谐振反射器的组合反射率的峰值取决于平板材料的折射率 n , 而和其它参数无关。因此可选择不同折射率的材料作平板, 以提供一个最佳耦合输出率。例如采用石英玻璃 ($n=1.455$) 作平板, 则反射率的峰值为 40%。[见图 3(a) 中的虚线]。

二、对一次反射光波矢量叠加法计算结果的修正

利用一次反射光波(或称特征反射光波)的矢量叠加法计算谐振反射器的“波长-反射率”特性曲线的方法^[5], 显然仅适用弱耦合即单一界面菲涅尔系数很低的场合。如图 1(b) 所示的四界面谐振反射器合成波的振幅反射率为:



故功率反射率 R_t 为:

$$r_t = r [1 + t^2 e^{i\delta_1} + t^4 e^{i(\delta_1 + \delta_2)} + t^6 e^{i(2\delta_1 + \delta_2)}], \quad (11)$$

故功率反射率 R_t 为:

$$R_t = r_t \cdot r_t^*, \quad (12)$$

式中 r, t 分别为单一界面的振幅反射系数和透射系数, 其中

$$\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2nd,$$

$$\delta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2L_0.$$

我们仍用图 2(a) 及图 3(a) 右上角所示的参数对 (11)、(12) 式进行计算得到图 3 所示的曲线。显而易见, 图 3 所示的曲线周期 $\Delta\lambda', \Delta\lambda''$ 仍与特征矩阵的计算结果相吻合。并且当 $n=1.455$ 时, 两者的反射率峰值相差不太大, 约有 10% 的误差(见图 3(a) 曲线)。但当 $n=1.744$ 时, 一次反射光波矢量叠加法的计算结果竟使得反射率的峰值达到 90% 以上(见图 3(b) 曲线), 这种计算误差是不能容忍的。因而在 $n > 1.5$ 的场合, 我们认为只有采用特征矩阵的计算方法所得到的结果较为可信。

图 3. 利用(8)和(12)式算得的“波长-反射率”特性曲线的比较(实线和虚线分别表示由(12), (8)式得到的“波长-反射率”特性曲线)

Fig. 3 Comparison of “wavelength-reflectivity characteristic curves given by Eq. (8) and (12) respectively; the solid lines show results of Eq. (12) and the dash lines show results of Eq. (8)

这种计算误差是不能容忍的。因而在 $n > 1.5$ 的场合, 我们认为只有采用特征矩阵的计算方法所得到的结果较为可信。

三、四界面谐振反射器的波长扫描

在腔内插入 F-P 平板的激光器中, 可微调 F-P 平板的倾角, 使反射峰与激光工作物质的增益带宽中心频率相吻合。但谐振反射器不能使用这种方法, 以免腔失调。因此必须设

法对谐振反射器的反射率特性曲线进行波长扫描。实现波长扫描的方法基本上有两种：即采用压电陶瓷器件改变空气间隔 L ，或采用温度控制的方法同时改变 L 和 nd 。对四界面谐振反射器来说，由于存在着受 nd 影响的包迹的约束，故为实现反射率峰值的完善扫描，必须在改变 L 的同时改变 nd ，使得粗结构和细结构的峰值最好能同时落在最大增益处。所以我们认为采用控制谐振反射器的温度是波长扫描的最有效的手段。

考虑 F-P 平板与隔圈的线膨胀系数分别为 α_d ， α_L ，以及 F-P 平板的折射率温度变化系数 β ，则(6)式中的 n ， d ， L 分别为温度的函数： $n=n_0+\Delta t\cdot\beta$ ， $d=d_0\cdot(1+\Delta t\cdot\alpha_d)$ ， $L=L_0(1+\Delta t\cdot\alpha_L)$ 。这样，对某一特定结构条件下的谐振反射器能得到一组反射率随温度变化的曲线簇，如图 4 所示。从图 4 中可观察到，随着温度的改变，粗、细结构均发生频率移动。但它们的移动速度是不同的。在近似情况下，我们可以认为 nd 变化 $\lambda_0/2$ 时，即当温度改变量为： $\Delta t'=\lambda_0/2d(\beta+n\alpha_d)$ 时，粗结构频移一个周期，当 $(nd+L)$ 变化 $\lambda_0/2$ 时，即当温度改变量为： $\Delta t''=\lambda_0/2[d(\beta+n\alpha_d)+L\alpha_L]$ 时，细结构频移一个周期。例如用 ZF₆ 玻璃作平晶 ($d=3\text{mm}$)，K₉ 玻璃作隔圈 ($L=15\text{mm}$) 的四界面谐振反射器，算得的温度改变量分别为 $\Delta t'=8.2^\circ\text{C}$ ， $\Delta t''=2.9^\circ\text{C}$ 。这就对温度调谐带来了可能性。我们可以调节恒温槽的温度使粗结构峰值处于增益带宽中心频率附近，然而再次细调温度使细结构峰值基本落在粗结构峰值上，当然它们可能会稍偏移于增益带宽中心频率，但当增益曲线相对较宽时，这种影响是小的。在具体操作中，温度调谐是一种细致的工作，主要依靠同时用能量计和 F-P 标准具测量输出光束的能量和纵模结构来进行监视。图 4 表示温度调谐时“波长-反射率”曲线扫描情况，大约 $\Delta T=6\sim 8^\circ\text{C}$ 时，粗周期扫描一个周期，这和我们的估计是一致的。这种谐振反射器，有 0.1°C 的恒温条件即能对激光器实现稳定的频率运转(此时反射率峰的漂移 $<0.01\text{\AA}$)。

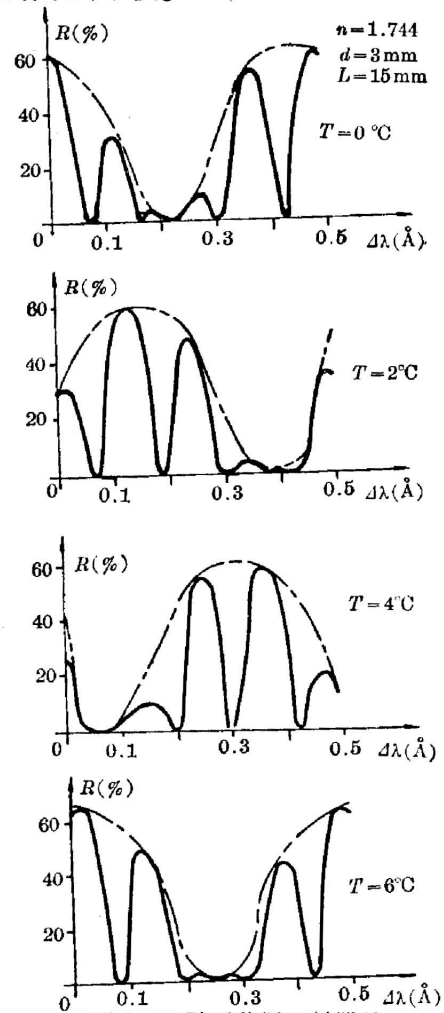


图 4 四界面谐振反射器的温度扫描曲线簇

Fig. 4 Temperature scanning curves of four-mirror resonant reflector

四、相邻细结构的抑制

由于细结构的反射率峰往往不能落在粗结构峰值上，故会造成两个细结构的反射率峰值相差不大的情况，并且为了提高锐度，须增加空气间隔 L ，造成的不良后果是使得一个粗结构中包含许多个反射率峰，这意味着相邻反射率峰值更为接近[见图 3(a) 中曲线]。上述情况都会使谐振反射器的选模特性退化。因此，对于 $L \gg nd$ 的场合必须注意抑制反射率峰

两侧的细结构,与此同时,必须微调温度控制系统,使反射率峰落在粗结构的峰值上。

相邻细结构抑制的一种可提供的方法是在腔内倾斜安置一个结构相同于谐振反射器的四界面 F-P 标准具^[2],这将会大大提高激光器的选模能力。另一种简单的方法是在腔内倾斜插入一块不敷膜的参数和谐振反射器相匹配的平板与谐振反射器联合使用的方法。计算表明,用这种方法,相邻的细结构将被有效地抑制。

对于四界面谐振反射器,两块平行平板玻璃必须严格等同。我们的做法是:在同一块大平板玻璃的相邻区域切出两块合乎要求的平板玻璃,对平板玻璃的加工要求为光圈数 $\Delta N \ll \lambda/40$, 光圈局部误差 $\Delta N \ll \lambda/40$, 玻璃平板的两个面以及隔圈的两端面的不平行度 $\Delta \theta \ll 1''$, 隔圈和平板采用光胶粘接。

将我们设计的四界面谐振反射器用于红宝石激光器中,成功地获得相干长度 $>1.5\text{m}$ 的效果^[10]。

参 考 文 献

- [1] P. W. Smith; *IEEE Proc.*, 1972, **60**, No. 4 (Apr), 422.
- [2] R. L. Baffiste, *et al.*; *AD*, 1975, AO 11394.
- [3] R. Baumgartner, R. Byer; *IEEE JQE*, 1979, **QE-15**, No. 6 (Jun), 432.
- [4] W. R. Leab; *Appl. Phys.*, 1975, **6**, No. 11 (Nov), 267.
- [5] M. Young, A. Hicks; *Appl. Opt.*, 1974, **13**, No. 11 (Nov), 2486.
- [6] M. M. Johnson, A. H. LaGrone; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 3 (Mar), 512.
- [7] W. Wiseman; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, No. 12 (Dec), 2909.
- [8] J. K. Watter; *Appl. Opt.*, 1968, **7**, No. 8 (Aug), 1621.
- [9] M. 玻恩, E. 沃耳夫;《光学原理》上册, (科学出版社, 1978年12月), 77.
- [10] 陆祖康等;《浙江大学学报》, 1982, No. 2 (Jun), 115.

Mode selection characteristics of four-mirror resonant reflector

LU ZUKANG AND QIU WENFA

(Department of Optical Instrument, Zhejiang University, Hangzhou)

(Received 15 July 1983; revised 29 November 1983)

Abstract

In this paper "wavelength-reflectivity" formula of four mirror resonant reflector, in which each surface is bare, are deduced with the method of separating multilayer dielectric layers characteristic matrix. Wavelength scanning characteristics of four-mirror resonant reflector are analysed. A reliable method of theoretical calculation is proposed for design and application of the four-mirror resonant reflector.