

法布里-珀罗腔在可调谐 CO₂ 激光器中的应用

单 焕 炎

(中国科学院电子学研究所)

提要: 锐度较高的法布里-珀罗腔可以用来选择 CO₂ 激光谱线, 锐度较低的法布里-珀罗腔可以用来扩展可调谐 CO₂ 激光器的谱线范围, 并提高它的输出功率。本文分析了 NaCl 法布里-珀罗窗与管轴垂直使用的可调谐 CO₂ 激光器的运转特性。

Application of F-P resonator to tunable CO₂ lasers

Shan Huanyan

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

Abstract: F-P resonators with higher fineness can be used to select CO₂ laser lines, while those with lower fineness can be used to extend the spectral range of a tunable CO₂ laser and increase its output power. In this paper, operation performances of a tunable CO₂ laser with a NaCl F-P window perpendicular to the axis of the tube are analysed.

一、引 言

自从 CO₂ 激光器出现以后, 人们就开始进行可调谐激光器的研究。为了使激光输出能集中到某一条(或某一些)预选的跃迁波长上, 在腔内常采用波长选择吸收器^[1]、光栅^[2~4]、棱镜等色散元件。1969年, V. Daneu 曾用一个高锐度的法布里-珀罗腔插入 CO₂ 激光腔来选择谱线^[5]。我们在这里分析锐度很低的 NaCl 法布里-珀罗在光栅调谐的 CO₂ 激光器中与管轴垂直使用可以提高激光器的输出功率和扩大谱线范围。

二、高锐度法布里-珀罗腔用来选择 CO₂ 激光谱线

实验示意图如图 1 所示。一个由两个间距很小的反射面 M_1 、 M_2 组成的法布里-珀罗腔插入激光腔中, 并且相对于垂直激光轴的平面转成 α 角。对于无损耗的理想情况下, 法布里-珀罗腔在给定的角度 α 时的透射率取决于波长 λ , 其最大值为 100%, 最小值为 $[(1-R)/(1+R)]^2$ 。最大透射的条件是:

$$2d \cos \alpha = n\lambda \quad (1)$$

收稿日期: 1981年10月8日。

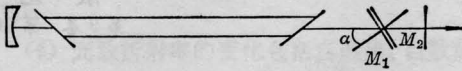


图 1

式中 d 是 M_1 、 M_2 之间的间隔, n 是整数。由于 M_1 、 M_2 反射率高 ($>90\%$), 透射曲线的通带窄, 锐度高。如果 d 取得合适, 就可使通带落在 CO_2 激光的 9.3、9.6、10.4 和 10.6 的某一个谱带上。改变 α 可使整个透射曲线沿波长轴移动, 使处于透射极大上的一条 CO_2 激光谱线产生振荡。

三、NaCl 法布里-珀罗与管轴垂直使用的分析

G. J. Ernstand 等^[4] 曾采用光栅零级耦合输出, 并在腔中增加一个与光轴垂直的一个表面镀了增透膜而另一个表面反射率为 36% 的锗片。这个锗片与光栅也形成一个法布里-珀罗腔。这种结构可以提高激光输出功率和扩大谱线范围。但当激光管增益较高或放电长度大于 1.5 米时这种结构就不适用了。我们把 NaCl 法布里-珀罗与管轴垂直使用, 分析表明在增益较高或放电长度大于 1.5 米的激光器中也可用来提高激光输出功率和扩大谱线范围。

NaCl 法布里-珀罗与管轴垂直使用的连续波可调谐 CO_2 激光器的结构如图 2 所示。我们知道 NaCl 法布里-珀罗窗的反射率 r 为 [附录 I]

$$r = \frac{2\rho(1 - \cos\varphi)}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos\varphi} \quad (2)$$

式中 $\rho = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ 是 NaCl 平片一个表面的反射率; $\varphi = \frac{4n\pi L}{\lambda}$, n 是 NaCl 介质的折射率, L 是 NaCl 平片的厚度, λ 是入射光的波长。对于一个确定的波长 λ 和一个表面不同的反射率 ρ , 我们可以作出法布里-珀罗的反射率 r 随厚度 L 而变化的函数曲线如图 3 所

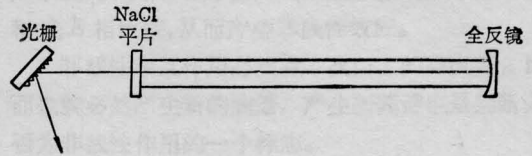


图 2

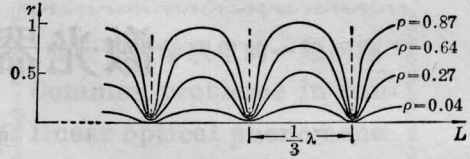


图 3

示。

由这个曲线我们可以看到, 当法布里-珀罗的一个表面的反射率 ρ 很大时, 锐度很大, 曲线起伏较大。随着法布里-珀罗一个表面的反射率 ρ 的下降, 锐度减小, 曲线起伏也减小。NaCl 介质对 10.6 微米的折射率 $n = 1.52$, 它的一个表面的反射率为 4%。因此曲线的起伏相对来说是比较平缓的。由这个曲线我们可以看到, 对于给定的波长, 反射率 r 是 L 的周期函数, 周期为 $\Delta L \approx \frac{1}{3}\lambda$ 。由公式 (2) 我们可以计算在一个周期内反射率的最大值 r_{\max} 和最小值 r_{\min} 分别为

$$r_{\max} = 15\%, \quad (3)$$

$$r_{\min} = 0. \quad (4)$$

任意取的一块 NaCl 法布里-珀罗窗, 它对波长 λ 的反射率究竟取 0~15% 之间的哪个值, 取决于它的厚度 L 。由于 L 的随机性, NaCl 法布里-珀罗的反射率 r 也就是 0~15% 之间的一个随机值。下面我们来说明不管反射率 r 取 0~15% 之间哪个值, 此种结构都是可利用的。

如果法布里-珀罗的反射率为 0, 则与管轴垂直使用的 NaCl 平片就是一个 100% 透射的窗片, 并且没有偏振效应。

如果法布里-珀罗的反射率取 0~15% 之间某个值 ρ_1 , 则这个法布里-珀罗和后面的光栅之间又形成一个法布里-珀罗。假设

光栅的反射率为 ρ_2 , 则这个法布里-珀罗的总反射率为 [附录 I]

$$R = \frac{\rho_1 + \rho_2 - 2\rho_1^{\frac{1}{2}}\rho_2^{\frac{1}{2}} \cos \varphi}{1 + \rho_1\rho_2 - 2\rho_1^{\frac{1}{2}}\rho_2^{\frac{1}{2}} \cos \varphi} \quad (5)$$

式中 $\varphi = \frac{4n_a\pi L_1}{\lambda}$, n_a 是空气的折射率, L_1 是 NaCl 平片与光栅之间的距离, λ 是波长。图 4 示出了 ρ_2 取 0.8, ρ_1 分别取 0、0.05、0.10、0.15 时, R 作为 L_1 的函数曲线。同样, 当 λ 确定时, R 是 L_1 的周期函数, 周期为 $\Delta L_1 = \frac{1}{2}\lambda$ (在此取了 $n_a = 1$)。在一个周期内总反射率的最大值 R_{\max} 和最小值 R_{\min} 分别为

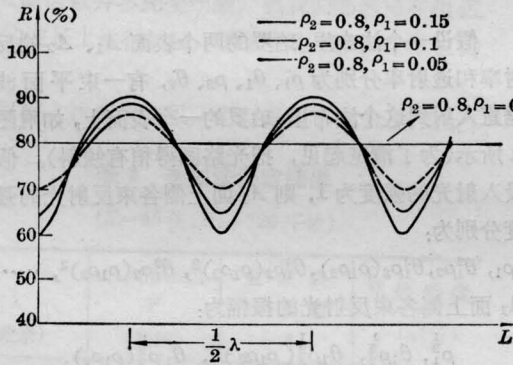


图 4

$$R_{\max} = \frac{\rho_1 + \rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}}{1 + \rho_1\rho_2 + 2\sqrt{\rho_1\rho_2}}, \quad (6)$$

$$R_{\min} = \frac{\rho_1 + \rho_2 - 2\sqrt{\rho_1\rho_2}}{1 + \rho_1\rho_2 - 2\sqrt{\rho_1\rho_2}}. \quad (7)$$

假设 ρ_1 取 NaCl 法布里-珀罗反射率的最大值 $r_{\max} = 15\%$, $\rho_2 = 80\%$, 则可以求得总的反射率 $R_{\max} = 90.6\%$, $R_{\min} = 60.2\%$ 。总反射率 R 究竟取 R_{\max} 和 R_{\min} 之间的哪个值取决于 L_1 。由于 L_1 在半外腔激光器中是可以改变的, 并且可以加电压陶瓷来控制, 因此我们可以把总反射率调到 R_{\max} 这个值。所以 NaCl 平片与管轴的垂直使用使得它与光栅的总反射率比单独使用光栅要大。反射率的增大使得增益较小的谱线也能产生激光振

荡, 从而扩大了可调谐 CO_2 激光器的谱线范围。

下面讨论可调谐 CO_2 激光器的输出功率。对于谱线均匀增宽的激光器, 如果激光器的一块反射镜为全反射镜, 另一块反射镜的透射率为 t , 激光器的纵模频率落在谱线线型的中心频率 ν_0 附近, 则它的腔内振荡功率为

$$I = I_s \left[\frac{2G_0 L}{-\ln(1-a-t)} - 1 \right] \quad (8)$$

式中 I_s 为饱和参量; G_0 为小信号增益系数; a 为激光器内部的各种损耗。由于腔内存在着沿腔轴方向传播的光 I_+ 和反方向传播的光 I_- , 上式中 I 应为

$$I = I_+ + I_- \quad (9)$$

假设 $I_+ \approx I_-$, 则有 $I_+ = I_- = \frac{I}{2}$ 。所以从腔内入射到透射输出反射镜上的光功率为

$$I_+ = \frac{1}{2} I_s \left[\frac{2G_0 L}{-\ln(1-a-t)} - 1 \right]$$

$$I_+ \approx \frac{I_s}{a+t} \left[G_0 L + \frac{1}{2} \ln(1-a-t) \right] \quad (10)$$

$(1-t)$ 即为 NaCl 平片和光栅所组成的法布里-珀罗的总的最大反射率 R_{\max} , 将这个结果代入即得

$$I_+ = \frac{I_s}{1 - R_{\max} + a} \left[G_0 L + \frac{1}{2} \ln(R_{\max} - a) \right]. \quad (11)$$

另一方面, 如图 5 所示, 对两个表面的反射率分别为 R_1 和 R_2 的法布里-珀罗, 当入射到 A_1 面的光功率为 I_1 , 则入射到 A_2 面的光功率 I_2 与 I_1 的比为 [附录 II]

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1 - R_1}{(1 + \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (12)$$

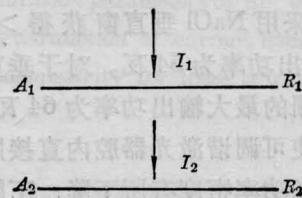


图 5

假设光栅的一级衍射效率为 R_{21} , 零级衍射效率为 R_{20} , 它的损耗为 α , 则有关系式 $R_{21} + R_{20} + \alpha = 1$ 。所以由光栅的零级衍射输出的功率为

$$I_{out} = \frac{1 - R_1}{(1 + \sqrt{R_1 R_{21}})^2} (1 - R_{21} - \alpha) \times \frac{I_s}{1 - R_{max} + \alpha} \left[G_0 L + \frac{1}{2} \ln(R_{max} - \alpha) \right] \quad (13)$$

将 $R_{max} = \frac{R_1 + R_{21} + 2\sqrt{R_1 R_{21}}}{1 + R_1 R_{21} + 2\sqrt{R_1 R_{21}}}$

代入, 再进行化简即得

$$I_{out} = \frac{1 - R_{21} - \alpha}{1 - R_{21} + \frac{\alpha}{1 - R_1}} I_s \times \left\{ G_0 L + \frac{1}{2} \ln \left[\left(\frac{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{21}}}{1 + \sqrt{R_1 R_{21}}} \right)^2 - \alpha \right] \right\} \quad (14)$$

假设腔内损耗很小, 即 $\alpha \approx 0$, 则得到

$$I_{out} = \frac{1 - R_{21} - \alpha}{1 - R_{21}} I_s \times \left[G_0 L + \ln \frac{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_{21}}}{1 + \sqrt{R_1 R_{21}}} \right] \quad (15)$$

在这个公式中假设 $R_{21} = 0.7$, $\alpha = 0.05$, $I_s = 70$ 瓦, $G_0 = 0.008$ /厘米, $L = 160$ 厘米, 代入公式就可求出激光输出功率 $I_{out} = 69.5$ 瓦。如果不考虑 NaCl 平片的反射作用, 即上式中令 $R_1 = 0$, 则计算出的输出功率 $I_{out} = 63$ 瓦。可见这种结构也可使输出功率增加。这种结构消除了布儒斯特窗从而消除了偏振等因素所引起的腔内损耗。我们在 1.6 米放电管上用同样的光栅做实验, 采用 NaCl 布儒斯特角窗获得约 70 条谱线, 最大输出功率为 42 瓦, 而采用 NaCl 垂直窗获得 >80 条谱线, 最大输出功率为 54 瓦。对于垂直窗采用另一块光栅的最大输出功率为 64 瓦。此外, 这种结构使可调谐激光器腔内直接照射到光栅表面的光功率密度有所下降, 下降的比例由 (12) 式给出。

四、结 束 语

不同特性的法布里-珀罗在可调谐 CO₂ 激光器中可以有不同的用途。对于每个表面反射率很高的高锐度法布里-珀罗, 我们可以用它来选择激光谱线。对于每个表面反射率很低的法布里-珀罗 (例如 NaCl 平片), 我们把它与管轴垂直使用, 可以提高激光器的输出功率并扩大谱线范围。我们认为用低折率的材料作窗片来制作半外腔 CO₂ 激光器, 可把窗片与管轴垂直使用。

附录 I

假设一个法布里-珀罗的两个表面 A_1 、 A_2 的反射率和透射率分别为 ρ_1 、 θ_1 、 ρ_2 、 θ_2 , 有一束平面波垂直入射到这个法布里-珀罗的一个表面上, 如附图 1 所示 (为了清楚起见, 把光路画得稍有倾斜)。假设入射光的强度为 1, 则 A_1 面上侧各束反射光的强度分别为:

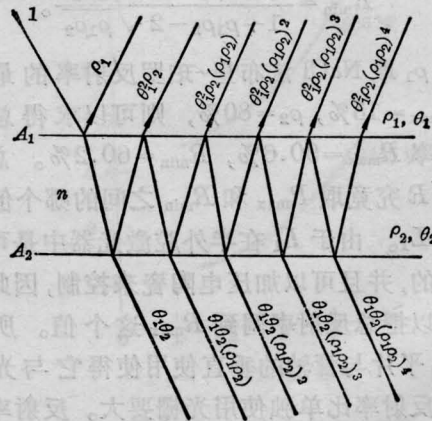
$\rho_1, \theta_1^2 \rho_2, \theta_1^2 \rho_2 (\rho_1 \rho_2), \theta_1^2 \rho_2 (\rho_1 \rho_2)^2, \theta_1^2 \rho_2 (\rho_1 \rho_2)^3, \dots$

A_1 面上侧各束反射光的振幅为:

$$\rho_1^{\frac{1}{2}}, \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}}, \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{2}}, \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (\rho_1 \rho_2),$$

$$\theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (\rho_1 \rho_2)^{\frac{3}{2}}, \dots$$

假设 $\theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}}$ 这束反射光的初相为 0, 其后各束反射光的相移就分别为 $\varphi, 2\varphi, 3\varphi, \dots$ 其中 $\varphi = \frac{4n\pi L}{\lambda}$,



附图 1

n 是材料的折射率, L 是法布里-珀罗的厚度, λ 是波长。对于 $\rho_1^{\frac{1}{2}}$ 这束光, 它与 $\theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}}$ 这束光的相位关系除了相差一个 $-\varphi$ 外, 还有一个由于反射引起的半波相位差, 故把它的相位写成 $-\varphi + \pi$ 。则所有反射光束迭加得到的总的反射光的振幅为:

$$Z = \rho_1^{\frac{1}{2}} e^{i(-\varphi + \pi)} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{2}} e^{i\varphi} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (\rho_1 \rho_2) e^{i2\varphi} + \dots$$

令 $\rho = (\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{2}}$, 则

$$\begin{aligned} Z &= \rho_1^{\frac{1}{2}} e^{i(-\varphi + \pi)} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} (1 + \rho e^{i\varphi} + \rho^2 e^{i2\varphi} + \rho^3 e^{i3\varphi} + \dots) \\ &= -\rho_1^{\frac{1}{2}} e^{-i\varphi} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} \frac{1}{1 - \rho e^{i\varphi}} \\ &= \frac{\rho \rho_1^{\frac{1}{2}} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} - \rho_1^{\frac{1}{2}} \cos \varphi + i \rho_1^{\frac{1}{2}} \sin \varphi}{1 - \rho \cos \varphi - i \rho \sin \varphi} \end{aligned}$$

反射光的总强度也就是这个法布里-珀罗的反射率, 即为:

$$\begin{aligned} I_{\text{反射}} = R &= |Z|^2 \\ &= \frac{(\rho \rho_1^{\frac{1}{2}} + \theta_1 \rho_2^{\frac{1}{2}} - \rho_1 \cos \varphi)^2 + \rho_1 \sin^2 \varphi}{(1 - \rho \cos \varphi)^2 + \rho^2 \sin^2 \varphi} \end{aligned}$$

所以
$$R = \frac{\rho_1 + \rho_2 - 2\rho_1^{\frac{1}{2}}\rho_2^{\frac{1}{2}}\cos\varphi}{1 + \rho_1\rho_2 - 2\rho_1^{\frac{1}{2}}\rho_2^{\frac{1}{2}}\cos\varphi}$$

如果 $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, 则

$$R = \frac{2\rho(1 - \cos\varphi)}{1 + \rho^2 - 2\rho\cos\varphi}$$

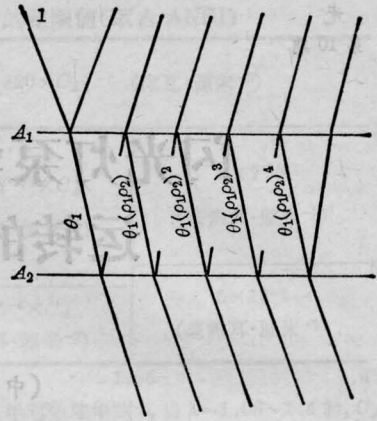
附录 II

一束强度为 I_1 的光垂直入射到法布里-珀罗的一个表面 A_1 上, 求它的另一个表面 A_2 所受的光强度 I_2 与 I_1 之比, 如附图 2 所示。

假设入射光强度为 1, 由图可知, 入射到 A_2 表面上各束光的强度分别为:

$$\theta_1, \theta_1 \rho_1 \rho_2, \theta_1 (\rho_1 \rho_2)^2, \theta_1 (\rho_1 \rho_2)^3, \dots$$

假设 $\rho = (\rho_1 \rho_2)^{\frac{1}{2}}$, 则入射到 A_2 面上的光的振幅为:



附图 2

$$\begin{aligned} Z &= \theta_1^{\frac{1}{2}} (1 + \rho e^{i\varphi} + \rho^2 e^{i2\varphi} + \rho^3 e^{i3\varphi} + \dots) \\ &= \theta_1^{\frac{1}{2}} \frac{1}{1 - \rho e^{i\varphi}} \end{aligned}$$

入射到 A_2 面上的光强度 I_2 与 I_1 之比为:

$$\begin{aligned} \frac{I_2}{I_1} &= |Z|^2 = \theta_1 \frac{1}{1 - \rho e^{i\varphi}} \times \frac{1}{1 - \rho e^{-i\varphi}} \\ &= \frac{1 - \rho_1}{1 - \rho e^{i\varphi} - \rho e^{-i\varphi} + \rho^2} \\ \frac{I_2}{I_1} &= \frac{1 - \rho_1}{1 - 2\rho \cos \varphi + \rho^2} \end{aligned}$$

当 $\cos \varphi = -1$, 则

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1 - \rho_1}{(1 + \sqrt{\rho_1 \rho_2})^2}$$

参 考 文 献

- [1] P. L. Hanst, J. A. Morreal; *Appl. Opt.*, 1969, **8**, 109.
- [2] G. Moellor, J. Dane. Rigden; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **8**, 69.
- [3] T. M. Hard; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, 1825.
- [4] G. J. Ernstand, W. J. Witteman; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1971, **QE-7**, 484.
- [5] V. Daneu; *Appl. Opt.*, 1969, **8**, No. 8, 1745.
- [6] P. W. Smith; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1965, **QE-1**, No. 8, 343.
- [7] 严济慈编;《中国科技大学光学讲义》, 1963 年。
- [8] 北京大学物理系激光专业, 广东省 701 所三室合编;《激光原理》, 1976 年。