

选择CO₂激光器输出谱线的一个简单方案*

孙祉伟 朱如曾 赵建荣 周学华

(中国科学院力学研究所)

【提要】 本文提出了一个用控制锺窗温度的办法实现CO₂激光器选频的简单方案。定量地讨论了锺窗温度变化对腔频的影响及所引起的其相干反射极大的频移,并结合介质增益分析了它们对激光输出谱线的影响。实验证实该选频方案是切实可行的。

一、前言

在CO₂激光器的许多实际应用中,需要器件输出不同的特定频率(如光干涉测量,激光化学研究等)。因此,对选频措施进行广泛的探讨显然是很必要的。文献[1]指出锺窗的两平行表面由于自然构成F-P干涉器,温度改变时,窗的光学厚度变化造成干涉状况的改变,因而引起激光输出不稳定。本文着重探讨如何利用这种现象来达到选频的目的。实验表明,只要在一般的封离型激光器上,采取措施对锺窗温度加以控制,即可使原来不能选频的器件输出不同频率的谱线。已从一支实验激光器获得了从9.3 μ 到10.6 μ 属于不同带、支的七条谱线。

二、理论分析

激活介质的增益是决定激光器输出谱线的基本因素。CO₂激光介质的增益分布在9~18 μ 的相当广泛的波长范围内,其中00°1-020及00°1-10°0两振跃迁谱带增益最强。在特定的振动能级上,不同转动能级间弛豫过程进行得很快(10⁻⁷~10⁻⁸秒),这就为CO₂激光器获得单谱线振荡提供了有利条件;一旦某谱线达到阈值而开始振荡,因转动能级间相互关联,其它谱线的增益就下降到阈值以下而不能振荡。

* 本文于1982年7月收到。

锗窗温度改变对输出谱线有重要影响。用类似文献[1]的方法可得到锗窗反射振幅为：

$$r = (r_{01}^a + r_{10}^b e^{-\alpha D + i\delta}) / (1 + r_{01}^a r_{10}^b e^{-\alpha D + i\delta}) \quad (1)$$

式中 D 为锗窗的几何厚度，而 $\delta = 4\pi n_1 D / \lambda$ (2)

反射系数： $R = r \cdot r^* = \frac{(r_{01}^a)^2 + (r_{10}^b)^2 e^{-2\alpha D} + 2r_{01}^a r_{10}^b e^{-\alpha D} \cos \delta}{1 + (r_{01}^a r_{10}^b e^{-\alpha D})^2 + 2r_{01}^a r_{10}^b e^{-\alpha D} \cos \delta}$ (3)

锗窗温度改变时，其光学厚度 ($n_1 D$) 也改变，设温度为 T_0 时， $n_1 = n_{10}$ ， $D = D_0$ ，则温度为 T 时：

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} \left[n_{10} D_0 + D_0 \left(\frac{dn_1}{dT} + n_{10} \alpha' \right) (T - T_0) \right] \quad (4)$$

式中 α' 为热膨胀系数， $\frac{dn_1}{dT}$ 为折射率的温度变化率。温度变化时锗窗的反射率 R 就通过 (3)、(4) 给出的函数关系变化。锗窗的透射部分对腔内振荡来说相当于损耗。当锗窗对某个波长产生反射极大时，腔内该波长的激光振荡透射损耗最小。即锗窗把该波长产生激光振荡的阈值降低了。产生反射极大所对应的 δ 为

$$\delta = (2K + 1)\pi \quad (K \text{ 为整数}) \quad (5)$$

代入 (4)，得到： $\lambda = \frac{4}{2K + 1} \left[n_{10} D_0 + D_0 \left(\frac{dn_1}{dT} + n_{10} \alpha' \right) (T - T_0) \right]$ (6)

窗温改变时，满足上述条件的波长也改变，故不同窗温会使不同波长附近的阈值降低。

窗温的改变还会造成腔频的改变。腔中激光经锗窗反射的部分是其前后两个界面 (a 和 b) 的综合效果。但可以把这两个界面用一个等效的单一界面来代替，将 (1) 写成如下形式：

$$r = |r| \cdot e^{i\varphi} \quad (7)$$

其中 $\varphi = \text{tg}^{-1} \left\{ \frac{r_{10}^b [1 - (r_{01}^a)^2] e^{-\alpha D} \sin \delta}{r_{01}^a [1 + (r_{10}^b)^2 e^{-2\alpha D}] + r_{10}^b [1 + (r_{01}^a)^2] e^{-\alpha D} \cos \delta} \right\}$ (8)

这个等效的单一界面的振幅反射比和反射相位角都是依赖于锗窗本身的光学厚度因而依赖于窗温的。设讨论中腔长 L 不变，腔频应满足：

$$2\pi \cdot \frac{2L}{\lambda} + \varphi = 2m\pi \quad (m \text{ 为正整数}) \quad (9)$$

则腔频

$$\nu_{腔} = \frac{C}{\lambda} = \frac{mC}{2L} \left(\frac{1}{1 - \varphi/2m\pi} \right)^{-1}$$

因 $m \gg 1$ ，所以有

$$\nu_{腔} \approx mC / [2(L + \Delta)] \quad (10)$$

式中 C 为光速， $\Delta = \varphi\lambda/4\pi$ 。式 (10)

说明锗窗的存在等效于腔长 L 伸长了 Δ 量。通过简单的估算可知，它能造成与腔频间隔同量级的频移，这个频移是与锗窗温度有关的 (因 Δ 与窗温有关)。

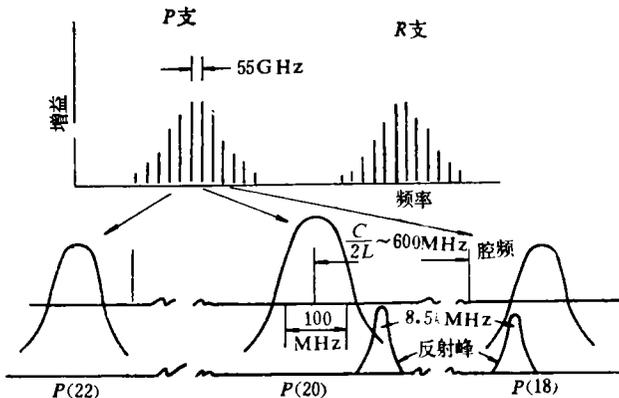


图1 增益分布、腔频及反射峰之间关系的示意图(腔长为1米)

图1给出了介质增益、腔频和反射峰三者之间关系的示意图。增益分布取决于介质组份、压力和放电电流等而与锺窗温度无关。锺窗温度改变时,反射峰即沿频率轴移动(即不同的频率满足极大条件),它所到之处相应频率的激光振荡阈值就要下降(因波峰较平坦,故它附近频率的阈值也都明显下降),当增益超过阈值时,即可振荡。但能否振荡还要看在反射峰附近有没有腔频。上面已指出,锺窗温度改变时腔频也改变,即窗温改变使腔频在图1的横轴上移动。若在某个谱线的增益区内有一个反射峰,该峰中心或附近又有一个腔频,则该频率位置即是可能产生激光振荡的频率。当然,像这个既有较高增益,较低阈值又符合腔频条件的频率位置可能不只一个,那就要看哪一个阈值更低,增益更高些。不同的窗温,腔频和反射峰的位置也不同,因而激光器输出的谱线也不同。

原则上讲,利用(1)~(9)式可以实际算出不同温度下反射峰的位置、形状及腔频的位置,结合增益随频率的分布,就可以确定在什么温度下输出什么谱线。

不难看出,无论是反射峰的位置还是腔频的位置都是光学厚度 δ 的周期函数,因而也是温度 T 的周期函数。对于特定波长 λ 而言,这个温度周期

$$\Delta T = \lambda / \left[\left(2D_0 \frac{dn_1}{dT} + n_{10} \alpha' \right) \right] \quad (11)$$

因此,若在某个温度下,腔频与反射峰的位置恰好落在某谱线的增益中心附近而使激光器输出该谱线,则经过 ΔT 后,它们又出现在原来位置上,于是还会使该谱线振荡(它是否一定能振荡还取决于其它谱线的情况)。因此,可以预计,若用改变窗温的办法选频,则对某个特定波长的谱线来说,它将会以 ΔT 为周期而再现。因 ΔT 与波长有关,所以对个别波长虽呈周期性,但就整体输出谱线与温度的对应关系来说,并非呈严格的周期性。

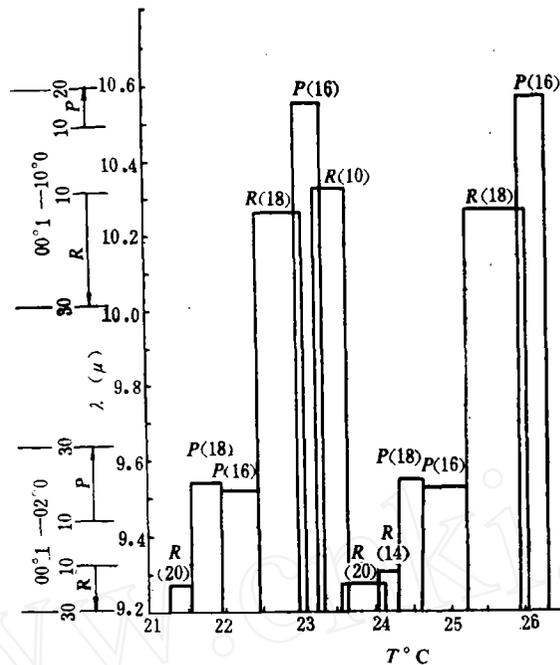
三、实 验

实验所用CO₂激光管总腔长0.95米,石英玻璃制成,锺窗厚4.4mm,两表面未镀膜,楔角小于10秒。锺窗除中心部分出光外都被一水冷铜套冷却,冷却水由一精度为0.1℃的热交换器提供。输出谱线由谱线分析仪监视。从实验中可归纳出如下几个结果:

1. 激光器输出谱线敏感地依赖于锺窗恒温水的温度,不同水温可使激光器输出不同谱线。每次改变水温后,只要两、三分钟,锺窗温度即可平衡,此后输出谱线稳定不变。除了个别温度上,两条谱线交替出现(间或同时出现)外,在很宽的温度范围内激光器都是单谱线输出。图2给出了一个典型的实验结果。由图可见,水温从23℃到26℃变化,激光器可输出00°1-02°0带和00°1-10°0带上分别属于P支和R支的七条不同谱线,波长选择范围达1.3 μ 。图中个别温度上有谱线重迭部分,表示在该温度上有两条谱线交替的情况(一般是以一条为主,另一条偶现)。因为我们的温度控制精度为0.1℃,故图中把重迭部分展宽到0.1℃。

2. 水温不变时功率波动幅度小于1%,水温改变时,输出功率稍有改变,但无论输出谱线如何改变,总的功率波动幅度小于6%。

3. 在一定温度范围内,某特定输出谱线以一定的温度间隔 ΔT 重现。例如对于10.26 μ 的R(18), $\Delta T \approx 3^\circ\text{C}$ 。



所用激光器功率输出2.5瓦, 充气比 $H_2:Xe:CO_2:N_2:He$ 为0.2:0.5:3:1.5:18总气压10托, 放电电流7 mA

图2 实验激光器输出谱线与锗窗温度的对应关系

四、结束语

本文介绍的选频办法简单、经济, 可以利用原有的封离型器件, 只要把输出窗加上恒温水冷即改成能选频的器件了。由于能在相当宽的波长范围内输出不同谱线, 对要求输出谱线不多的场合, 具有实用价值。

由(4)式可看出若选用较薄的窗片或 $\left(\frac{dn_1}{dT} + n_{10}\alpha'\right)$ 较小的材料, 选频效果会更好。因为这样可以加宽每条谱线对应的温度范围(等于提高了恒温精度)。并延长了谱线的温度重复周期。例如, 把文献[2]给的锗的数据, $\frac{dn}{dT} = 2.68 \times 10^{-4} \text{度}^{-1}$, $\alpha' = 6 \times 10^{-6} \text{度}^{-1}$, $n_1 = 4$ 。对10.26 μm的R(18)及 $D_0 = 4$ 厘米, 用(11)式可算得 $\Delta T \approx 3.6^\circ\text{C}$ 。但若换用ZnSe材料则 $\Delta T \approx 14^\circ\text{C}$ 。

参 考 文 献

- [1] 孙祉伟, 赵建荣, 激光, 7, (1980), 13
- [2] Н. В. Карлов, Кван. Электр., 7, (1980), 1531

A Simple Scheme of Output-line Selection of CO₂ Laser

Sun, Chih-wei Chu, Ju-tseng Chao, Chien-jung Chou, Hsuh-hua

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT: A simple scheme of frequency selection of a CO₂ laser by controlling the temperature of its Ge-window is presented in this paper. The two surfaces of Ge-window automatically form a Fabry-Perot resonator. As a result of change in temperature of the Ge-window, its index of refraction and thickness will change and thereby its interference condition will change also. Thus, it is possible to achieve the goal of frequency selection by artificially controlling the temperature of the Ge-window. The influence of Ge-window temperature change on cavity frequency and the frequency shift of the maximums of its reflective interference are quantitatively discussed. Furthermore, in the light of the gain distribution of the medium, the dependence of output-frequency on the temperature of the Ge-window is analysed. It has been verified by some preliminary experiments that this scheme of frequency selection is effective.