

双波长 He-Ne 激光器 $3s_2 \rightarrow 3p_4$ 和 $3s_2 \rightarrow 3p_2$ 跃迁竞争的研究

刘胜茂 白守仁 邹大挺 李恭亮
(清华大学, 100084)

摘要: 本文从速率方程出发, 对腔内吸收盒充低压纯甲烷和大气压甲烷-空气混合气两种情况下, He-Ne 激光器 $3s_2 \rightarrow 3p_4$ 和 $3s_2 \rightarrow 3p_2$ 两条跃迁谱线的竞争作了定量分析, 得出双波长振荡所满足的条件, 并划分出单波长和双波长振荡区。设计了新的腔结构, 使转换效率高达 70% 以上。

关键词: He-Ne 激光器, 双波长竞争

Research on competition between transitions $3s_2 \rightarrow 3p_4$ and $3s_2 \rightarrow 3p_2$ of a double wavelength HeNe laser

Liu Shengmao, Bai Shouren, Zou Daiting, Li Gongliang
(Qinghua University, Beijing)

Abstract: The competition between transitions $3s_2-3p_4$ and $3s_2-3p_2$ in a He-Ne laser is analysed quantitatively by rate equation, for two cases of the absorption cell filled with pure methane and with mixture of methane and air respectively. The condition for satisfying the two wavelength oscillation is obtained. The calculated results of the relative output power and the region of the two wavelength oscillation are in rather good agreement with experiments. A new structure is designed which increases the efficiency by more than 70%.

Key words: He-Ne laser, two wavelength competition

一、引 言

为了探测矿井中的甲烷浓度和进行绝对长度测量, 近年来国内外正在研究 $3.39 \mu\text{m}$ 波段双波长 He-Ne 激光器^[1]。双波长 $\lambda_0 = 3.3922 \mu\text{m}$ 和 $\lambda_1 = 3.3912 \mu\text{m}$ 所对应的跃迁分别是 $3s_2 \rightarrow 3p_4$ 和 $3s_2 \rightarrow 3p_2$, 共用一个上能级, 如图 1 所示。

由于 λ_0 的自发辐射几率 $A_{20} = 2.871 \text{ MHz}$ 大于 λ_1 的自发辐射几率 $A_{21} = 1.124 \text{ MHz}$, 故通常工作于 $3.39 \mu\text{m}$ 波段的 He-Ne 激光器只辐射出 λ_0 线, 只有人为地抑制强线 λ_0 , 才能实现 λ_0 和 λ_1 同时振荡。通常是在激光腔内, 放入一个盛有甲烷的吸收盒(图 2)。由于甲烷对 λ_0 线和 λ_1 线的吸收不同, 改变甲烷的浓度, 便可以实现双波长的同时振荡。

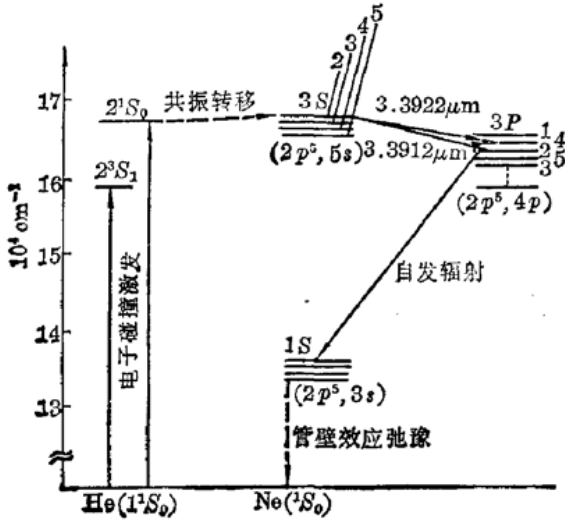


图 1

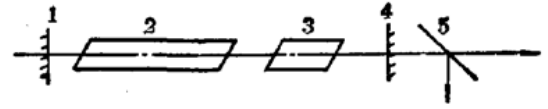


图 2

1—全反镜; 2—放电管; 3—吸收盒;
4—输出镜; 5—分束器

已有一些研究者分别利用充有一个大气压的甲烷-空气混合气吸收盒和低压纯甲烷吸收盒对 λ_0 和 λ_1 的谱线竞争作过详细的实验研究^[1], 他们还对实验结果进行了半经典理论分析。但结果不是过于简化, 未考虑腔频失调及线型的影响, 就是过于繁杂难于进行定量计算。本文将介绍 λ_0 和 λ_1 谱线竞争的速率方程理论, 其中包括振荡区的划分条件, 相对输出功率的理论计算曲线及其与实验曲线的比较, 同时还介绍了转换效率的概念与理论计算以及减小共同损耗后的实验结果。最后对理论结果进行了一般性讨论。

二 λ_0 和 λ_1 线竞争的速率方程理论

图 3 是与 λ_0 和 λ_1 线跃迁有关的 Ne 原子能级简图。图中 A_{ij} 是能级 i, j 间的自发跃迁几率, W_{ij} 是相应能级的受激跃迁和受激吸收几率, R_2 是单位时间内由基态泵浦到激光上能级的粒子数, γ_0, γ_1 及 γ_2 表示各有关能级的总衰减速率, n_0, n_1 及 n_2 分别表示各有关能级的粒子数密度。

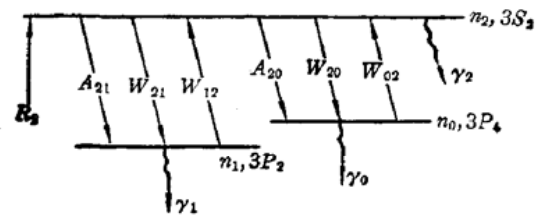


图 3

我们先来看一下 λ_0 线和 λ_1 线的谱线加宽线型。假设激光腔内的温度 $T=400 \text{ K}$, 由于 λ_0 和 λ_1 的数值很相近, 它们的多普勒线宽用熟知的公式求得为

$$\Delta\nu_D(\lambda_0) = \Delta\nu_D(\lambda_1) = 2\nu_0 \left(\frac{2KT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} = 283 \text{ MHz} \quad (2.1)$$

谱线的均匀加宽由两部分组成:

$$\Delta\nu_H = \Delta\nu_N + \Delta\nu_L \quad (2.2)$$

其中自然加宽为

$$\Delta\nu_N = \frac{\gamma_2}{2\pi} \quad (2.3)$$

碰撞加宽为

$$\Delta\nu_L = \alpha p \quad (2.4)$$

式中, p 是腔内总气压, α 是比例常数。

文献[2]和[3]所提供的数据表明, γ_2 和 α 都与激光腔内 He 和 Ne 的分压 p_{He} 、 p_{Ne} 有关:

$$\gamma_2 = 47 + 8.9 p_{\text{He}} + 15 p_{\text{Ne}} \text{ MHz} \quad (2.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta \nu_L(\lambda_0)}{\partial p_{\text{He}}} &= 80 \pm 5 \text{ MHz/Torr} \\ \frac{\partial \Delta \nu_L(\lambda_1)}{\partial p_{\text{He}}} &= 83 \pm 7 \text{ MHz/Torr} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

而 Ne 对 λ_0 和 λ_1 线的压力展宽影响很小。利用这些参数, 可求得在通常的压力范围内 ($P = 2 \sim 6 \text{ Torr}$, $p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}} = 5:1$) λ_0 和 λ_1 线的均匀线宽的变化范围是

$$\Delta \nu_H(\lambda_0) = \Delta \nu_H(\lambda_1) = 140 \sim 410 \text{ MHz}$$

其值与非均匀加宽大小相当。因此可认为, 在通常的压力范围内, λ_0 线和 λ_1 线的增益线型都是综合加宽。所以 λ_0 线和 λ_1 线之间存在耦合。

设 g_0 、 g_1 及 g_2 分别表示各有关能级的简并度, N_0 、 N_1 分别表示腔内 λ_0 线和 λ_1 线的光子数密度。 $3p_4$ 与 $3p_2$ 态之间是禁戒跃迁。因此可列如下速率方程组:

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= (R_2 - n_2 \gamma_2) - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_0} n_0 \right) \frac{A_{20}}{n_{\nu_0}} g(\nu_0, \nu_{00}) N_0 \\ &\quad - \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \frac{A_{21}}{n_{\nu_1}} g(\nu_1, \nu_{10}) N_1^* \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\frac{dn_0}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_0} n_0 \right) \frac{A_{20}}{n_{\nu_0}} g(\nu_0, \nu_{00}) N_0 + n_2 A_{20} - n \gamma_0 \quad (2.8)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \frac{A_{21}}{n_{\nu_1}} g(\nu_1, \nu_{10}) N_1 + n_2 A_{21} - n_1 \gamma_1 \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_0} n_0 \right) \frac{A_{20}}{n_{\nu_0}} g(\nu_0, \nu_{00}) N_0 - \frac{N_0}{\tau_{R_0}} \quad (2.10)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \frac{A_{21}}{n_{\nu_1}} g(\nu_1, \nu_{10}) N_1 - \frac{N_1}{\tau_{R_1}} \quad (2.11)$$

其中
$$n_{\nu_i} = \frac{8\pi\nu_i^2}{c^3} \quad (i=0, 1)$$

是 λ_0 线和 λ_1 线分别在频率 ν_0 和 ν_1 附近单位频率间隔内单位体积的模式数, $g(\nu_0, \nu_{00})$ 和 $g(\nu_1, \nu_{10})$ 是 λ_0 线和 λ_1 线的线型函数, ν_{00} 和 ν_{10} 是相应的中心频率。 $\frac{1}{\tau_{R_0}}$ 和 $\frac{1}{\tau_{R_1}}$ 分别是腔内与 $3s_2 \rightarrow 3p_4$ 和 $3s_2 \rightarrow 3p_2$ 跃迁相对应的光子的衰减速率, 且有

$$\frac{1}{\tau_{R_i}} = \frac{c}{L} (\delta' + \delta a_i) \quad (i=0, 1) \quad (2.12)$$

δa_0 、 δa_1 分别是甲烷气对 λ_0 线和 λ_1 线的单程吸收损耗, δ' 是除甲烷吸收外其它因素引起的总单程损耗, 由于它对 λ_0 和 λ_1 线的影响相同, 故称为共同损耗**。

在 I、II、III 三区^[3] 中, 方程(2.7)~(2.11)的解分别是:

I 区:

$$\begin{cases} N_0 = \frac{\tau_{R_0}}{t_1} \left\{ \varepsilon_0 R_2 - \frac{\gamma_2 \theta}{\tau_{R_0}} \right\} \\ N_1 = 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

* γ_2 是包括自发辐射在内的总衰减速率。

** 在上面的速率方程中忽略了下能级因电子碰撞而引起的激发, 因为它们的激发速率很小^[4]。

II 区:

$$\left\{ \begin{aligned} N_0 &= \frac{\tau_{R_0}}{\xi} \left\{ \varepsilon_0 \left(R_2 + \frac{\theta_1}{\tau_{R_1}} \right) - \frac{t_0 \theta_0}{\tau_{R_0}} \right\} \end{aligned} \right. \quad (2.14)$$

$$\left\{ \begin{aligned} N_1 &= \frac{\tau_{R_1}}{\xi} \left\{ \varepsilon_1 \left(R_2 + \frac{\theta_0}{\tau_{R_0}} \right) - \frac{t_1 \theta_1}{\tau_{R_1}} \right\} \end{aligned} \right. \quad (2.15)$$

III 区:

$$\left\{ \begin{aligned} N_0 &= 0 \\ N_1 &= \frac{\tau_{R_1}}{t_0} \left\{ \varepsilon_1 R_2 - \frac{\gamma_2 \theta_1}{\tau_{R_1}} \right\} \end{aligned} \right. \quad (2.16)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_i &= \frac{g_i \gamma_i}{g_2} - A_{2i} \\ \theta_i &= \frac{g_i \gamma_i n_{i0}}{g_2 A_{2i} g(\nu_i, \nu_{i0})} \quad (\dot{\nu} = 0, 1) \\ \xi &= \gamma_2 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \\ t_0 &= \gamma_2 + \varepsilon_1 \\ t_1 &= \gamma_2 + \varepsilon_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

2.1 振荡区的划分

可根据 II 区中的解(2.14)、(2.15)两式,求得 I 区与 II 区、II 区与 III 区的交界线。

要出现双波长同时振荡,II 区中的解 N_1 和 N_0 必须同时大于零。由 $N_1 \geq 0$ 得

$$\delta a_0 \geq k_1 \delta a_1 - q_1 \quad (2.18)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{t_1 \theta_1}{\varepsilon_1 \theta_0} \\ q_1 &= \frac{L}{C} \frac{R_2}{\theta_0} + \left(1 - \frac{t_1 \theta_1}{\varepsilon_1 \theta_0} \right) \delta' \end{aligned} \right\} \quad (2.19)$$

因此得 I 区和 II 区的交界线:

$$L_1: \delta a_0 = k_1 \delta a_1 - q_1 \quad (2.20)$$

λ_1 的振荡区位于 L_1 的上方。由 $N_0 \geq 0$ 得

$$\delta a_0 \leq k_0 \delta a_1 + q_0 \quad (2.21)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= \frac{\varepsilon_0 \theta_1}{\tau_0 \theta_0} \\ q_0 &= \frac{L}{C} \frac{\varepsilon_0 R_2}{t_0 \theta_0} + \left(\frac{\varepsilon_0 \theta_1}{t_0 \theta_0} - 1 \right) \delta' \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

因此得 II 区和 III 区的交界线:

$$L_0: \delta a_0 = k_0 \delta a_1 + q_0 \quad (2.23)$$

λ_0 的振荡区位于 L_0 的下方。直线 L_0 和 L_1 中间所夹区域即是双波长振荡区 II 区。由 k_0 、 k_1 的定义及(2.17)式,始终有

$$\frac{k_1}{k_0} = \frac{t_1 t_0}{\varepsilon_1 \varepsilon_0} > 1$$

因此 L_1 线的斜率总是大于 L_0 线的斜率。 L_0 和 L_1 的交点是

$$\left. \begin{aligned} \delta a_0^* &= \frac{\varepsilon_0}{\gamma_2} \frac{L}{c} \frac{R_2}{\theta_0} - \delta' \\ \delta a_1^* &= \frac{\varepsilon_1}{\gamma_2} \frac{L}{c} \frac{R_2}{\theta_1} - \delta' \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

它们正好是 I 区 $N_0=0$ 和 III 区 $N_1=0$ 时的解。这表明, 如果 $\delta a_0 > \delta a_0^*$, 则此区内不可能有 λ_0 线振荡; 如果 $\delta a_1 > \delta a_1^*$, 则不可能有 λ_1 线振荡。

在吸收盒内充较高气压的甲烷-空气混合气情形, 由于此时甲烷的压力加宽很大, 它对 λ_0 线和 λ_1 线都有显著的吸收。在吸收随甲烷浓度和吸收盒长线性变化的条件下, 得到一条吸收损耗线 L_3 :

$$\delta a_0 = k_3 \delta a_1 \quad (2.25)$$

k_3 是比例系数。

依据 q_0, q_1 及 k 取值范围的不同, 振荡区有各种不同的情形, 列于表 1。由表 1 看出, 就 λ_0 和 λ_1 的同时振荡而言, 振荡区有两个重要情形: 第一, 双波长振荡只有当吸收加到一定程度时才能出现, 如表 1(A) 所示; 第二, 双波长同时振荡在不加吸收时就存在, 如表 1(C)、(D) 所示。根据表 1, 可以求得获得双波长同时振荡泵浦速率 R_2 所应满足的两个条件:

(1) 双波长同时振荡只有当吸收加到一定程度时才能出现。这时要求

$$-q_1 > 0; \quad q_0 > -q_1; \quad k_3 > \frac{\delta a_0^*}{\delta a_1^*} \quad (2.26)$$

由 (2.19)、(2.22) 及 (2.24) 推得 R_2 必须满足

$$\frac{c\theta_1}{L} \frac{\gamma_2}{\varepsilon_1} \delta' \frac{k_3 - 1}{k_3 - \frac{\varepsilon_0\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0}} < R_2 < \frac{c\theta_0}{L} \left(\frac{t_1\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0} - 1 \right) \delta' \quad (2.27)$$

在吸收盒内充纯甲烷情形, 由于低压纯甲烷对 λ_1 线没有吸收, 因此 $k_3 \rightarrow \infty$ 。因此 λ_0 和 λ_1 的振荡范围为: 在 $\delta a_0 < -q_1$ 的区域, 只有 λ_0 单线振荡; 在 $\delta a_0 = -q_1$ 处, λ_1 线起振; 在 $\delta a_0 = q_0$ 处, λ_0 消振。 $\delta a_0 = -q_1 \sim q_0$ 之间是双波长振荡区。当 δa_0 达到 q_0 之后, 再增加甲烷气压, 便只有 λ_1 线单独振荡了。在式 (2.27) 中, 令 $k_3 \rightarrow \infty$, 便得这时获得双波长同时振荡 R_2 应该满足的条件:

$$\frac{c\theta_1}{L} \frac{\gamma_2}{\varepsilon_1} \delta' < R_2 < \frac{c\theta_0}{L} \left(\frac{t_1\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0} - 1 \right) \delta' \quad (2.28)$$

(2) 不加吸收时, 就出现双波长同时振荡, 这时要求

$$-q_1 < 0; \quad q_0 > 0$$

利用 (2.19) 和 (2.22), 得到 R_2 必须满足的条件:

$$R_2 > \frac{c\theta_0}{L} \left(\frac{t_1\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0} - 1 \right) \delta' \quad (2.29)$$

$$R_2 > \frac{c\theta_1}{L} \left(\frac{t_0\theta_0}{\varepsilon_0\theta_1} - 1 \right) \delta' \quad (2.30)$$

可以证明, 如果 $\frac{\varepsilon_0\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0} - 1 > 0$, 则应取 (2.29) 式; 若 $\frac{\varepsilon_0\theta_1}{\varepsilon_1\theta_0} - 1 < 0$, 则应取 (2.30) 式。

表 1 不同条件下的振荡区

条 件	振 荡 区	说 明
(A) $-q_1 > 0, q_0 > -q_1$ $k_3 > \delta a_0^* / \delta a_1^*$		存在双波长振荡区。低吸收损耗时只有 λ_0 线振荡, 吸收加到 δa_{1i} 时 λ_1 线起振, 加到 δa_{1m} 时 λ_0 线停振。
(B) $-q_1 > 0, q_0 > -q_1$ $k_3 < \frac{\delta a_0^*}{\delta a_1^*}$		只能有 λ_0 单线振荡。
(C) $-q_1 < 0, q_0 > 0$ $k_3 > \frac{\delta a_0^*}{\delta a_1^*}$		双波长同时振荡在不加吸收时就存在。当吸收加到 δa_{1m} 时 λ_0 线消振。
(D) $-q_1 < 0, q_0 > 0$ $k_3 < \frac{\delta a_0^*}{\delta a_1^*}$		双波长同时振荡在不加吸收时就存在。当吸收加到 δa_1^* 时 λ_1 线停振。
(E) 或 $q_0 < -q_1 $ $q_0 < 0$		不可能有双波长同时振荡。

2. 2 相对输出功率

(1) 吸收盒内充 1 个大气压的甲烷-空气混合气情形。

激光器的输出功率与腔内光子数的关系是

$$P_i = N_i h\nu c AT \frac{1}{e^{\delta a_i} + R e^{-\delta a_i}} \quad (i=0, 1) \quad (2.31)$$

式中 A 是光斑的截面积, T 是输出镜的透射率, R 是输出镜的反射率。

为了便于与 [1] 比较, 这里只计算相对输出功率 P_1/P_{0m} , 其中 P_{0m} 是激光器不加吸收时的单线 λ_0 的输出功率。

由式 (2.13) ~ (2.16) 及 (2.31) 得到

I 区:

$$\frac{P_0}{P_{0m}} = \frac{1}{Q_{11} F} \left\{ \left(Q_{11} F + \frac{\gamma_2}{\epsilon_0} \right) \frac{\delta'}{\delta' + \delta a_0} - \frac{\gamma_2}{\epsilon_0} \right\} \cdot \frac{1+R}{e^{\delta a_0} + R e^{-\delta a_0}} \quad (2.32)$$

$$P_1 = 0$$

II 区:

$$\frac{P_0}{P_{0m}} = \frac{1+R}{e^{\delta a_0} + R e^{-\delta a_0}} \cdot \frac{1}{\xi \frac{\varepsilon_0}{t_1} Q_{11} F} \times \left\{ \varepsilon_0 \left[\left(Q_{11} F + \frac{\gamma_2}{\varepsilon_0} \right) + C_\theta \left(1 + \frac{\delta a_1}{\delta'} \right) L_s \right] \frac{\delta'}{\delta' + \delta a_0} - t_0 \right\} \quad (2.33)$$

$$\frac{P_1}{P_{0m}} = \frac{1+R}{e^{\delta a_1} + R e^{-\delta a_1}} \cdot \frac{1}{\xi \frac{\varepsilon_0}{t_1} Q_{11} F} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \times \left\{ \varepsilon_1 \left[Q_{11} F + \frac{\gamma_2}{\varepsilon_0} \right] + \left(1 + \frac{\delta a_0}{\delta'} \right) \frac{\delta'}{\delta' + \delta a_1} - t_1 C_\theta L_s \right\} \quad (2.34)$$

III 区:

$$\frac{P_1}{P_{0m}} = \frac{1+R}{e^{\delta a_1} + R e^{-\delta a_1}} \cdot \frac{1}{t_0 \frac{\varepsilon_0}{t_1} Q_{11} F} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \times \left\{ \varepsilon_1 \left(Q_{11} F + \frac{\gamma_2}{\varepsilon_2} \right) \frac{\delta'}{\delta' + \delta a_1} - \gamma_2 C_\theta L_s \right\} \quad (2.35)$$

$$P_0 = 0$$

其中

$$\left. \begin{aligned} Q_{11} &= \frac{t_1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{A_{20} \lambda_0^3 g_2}{16 \pi h c g_0 \gamma_0} \\ F &= \frac{2(1+R) P_{0m} g(\nu_0, \nu_{00})}{AT} \\ C_\theta &= \frac{g_1 \gamma_1 A_{20} \lambda_0^2}{g_0 \gamma_0 A_{21} \lambda_1^2} \\ L_s &= \frac{g(\nu_0, \nu_{00})}{g(\nu_1, \nu_{10})} \end{aligned} \right\} \quad (2.36)$$

由(2.36)式看出, 计算参量 F 与 P_{0m} 有关, 文献[1]未给出 P_{0m} , 进行具体计算时在适当的范围内对 F 进行取值。实验中双波长同时振荡是当吸收加到一定程度时出现的, 因此应有

$$-q_1 > 0; \quad q_0 > -q_1$$

由此求得 F 的取值范围为

$$\frac{\gamma_2}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0 \theta_1}{\varepsilon_1 \theta_0} \cdot \frac{k_3 - 1}{k_3 - \frac{\varepsilon_0 \theta_1}{\varepsilon_1 \theta_0}} - 1 \right) \cdot \frac{1}{Q_{11}} < F < \left[\frac{t_1 \theta_1}{\varepsilon_1 \theta_0} - \left(\frac{\gamma_2}{\varepsilon_0} + 1 \right) \right] \frac{1}{Q_{11}} \quad (2.37)$$

图 4 是代入数据后的计算结果。图中我们给出了计算所取的 F 值。计算时各有关参数分别是 $k_3 = 7.92^{[1]}$, $A_{20} = 2.871 \text{ MHz}^{[5]}$, $A_{21} = 1.124 \text{ MHz}$, $\gamma_2 = 47 + 8.9 p_{\text{He}} + 15 p_{\text{Ne}}^{[5]}$, $\gamma_1 = 16 + 130 p_{\text{He}} + 88 p_{\text{Ne}} \text{ MHz}$, $\gamma_0 = 5.4 + 109 p_{\text{He}} + 65 p_{\text{Ne}} \text{ MHz}$ 。 δ' 是根据 Makhorin 的实验装置计算得到的, 计算时假设实验所用的是输出镜曲率半径为 2m、腔长为 1m 的平凹腔。计算所用总气压及气压比均与实验一致。

He-Ne 激光器 $3.3922 \mu\text{m}$ 线和 $3.3912 \mu\text{m}$ 线的压力加宽基本是一致的^[6], 因此

$$g(\nu_{10}, \nu_{10}) \cong g(\nu_{00}, \nu_{00})。$$

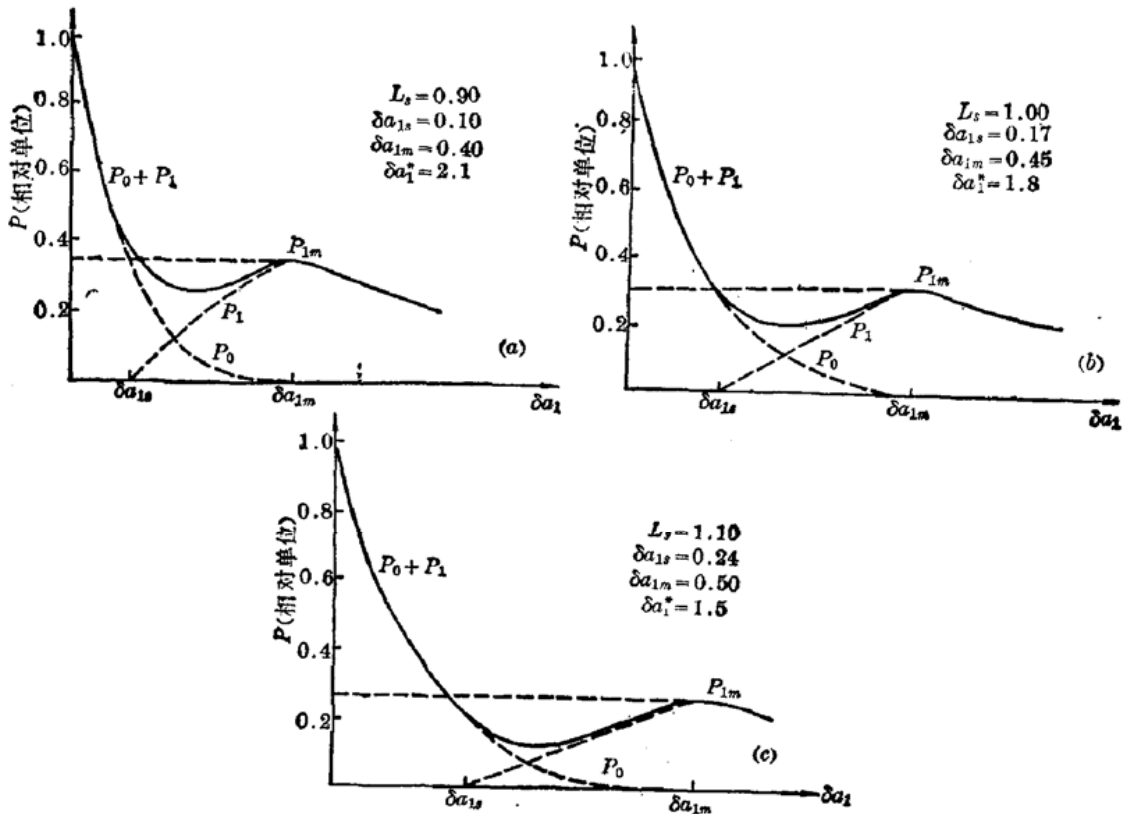


图 4

$p_{He}:p_{Ne}=4:1, \delta'=0.59, P=2.0\text{Torr}, F=3.2 \times 10^{-5}, P_{0m}=5.7\text{mW}$

根据 Makhorin 的实验装置数据, 考虑到腔频失调的影响, 参量 L_s 有如下取值范围: $L_s=0.9 \sim 1.1$, 计算中取了 $L_s=0.9, 1.0, 1.1$ 三个典型值。

示于图 4 的计算结果表明, 按照 L_s 的不同, P_{1m}/P_{0m} 的计算值在 36~26% 的范围内变化, P_{1m}/P_{0m} 的实验值是 40%。在 Makhorin 的实验中, 激光器是非稳频的, 因而伴随着激光器的频率漂移必定存在激光器的功率漂移。如果我们认为 Makhorin 的实验测的是各种情况下 P_{1m}/P_{0m} 的最大值, 则理论与实验符合得很好。

图 4 中, 计算得到的 I、II、III 三个区域的交界是

$$\left. \begin{aligned} \delta a_{1s} &= 0.1 \sim 0.24 \\ \delta a_{1m} &= 0.4 \sim 0.5 \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

与实验结果符合较好。

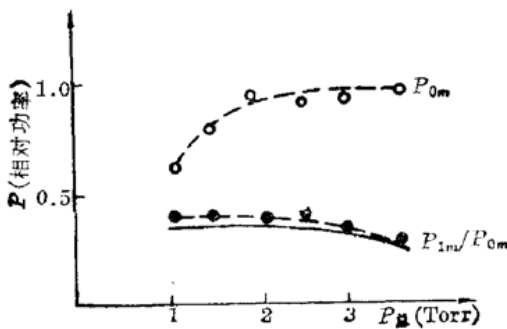
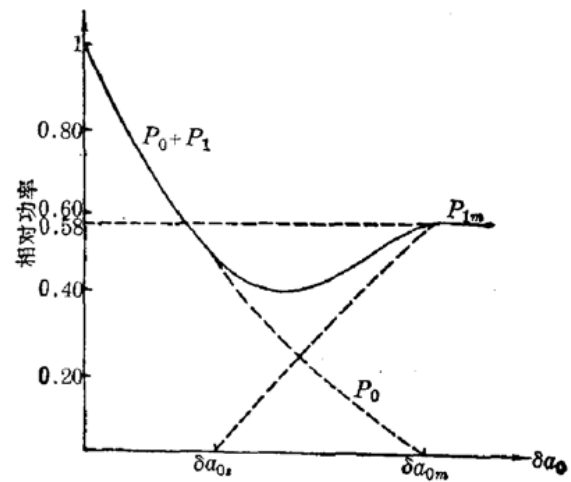
图 4 中还给出了与所选用的 F 值相应的 P_{0m} 值。

为了在更大的范围内将理论与实验进行比较, 我们计算了激光器在不同气压下的 P_{1m}/P_{0m} 值。

图 5 是在固定 $p_{He}:p_{Ne}=4:1$ 的情况下, $p_{He}=1.0 \sim 3.5 \text{ Torr}$ 的范围内 P_{1m}/P_{0m} 随气压变化的实验值和理论值。图中, 虚线是取自文献[1]的实验结果, 实线是用速率方程理论求得的理论值。可以看出在气压较高的区域理论和实验是比较一致的。

(2) 吸收盒内充纯甲烷情形

实验表明, 在腔内吸收盒充以低压纯甲烷时, 所充气压必须到一定程度才能出现双波长同时振荡。因为在低压下压力加宽窄, 纯甲烷对 λ_1 线的吸收极微弱, 可以认为 $\delta a_1=0$, 因此只要令式(2.32)~(2.35)中的 $\delta a_1=0$, 便得到腔内充低压纯甲烷时激光器在各振荡区的相对输出

图5 P_{1m}/P_{0m} 随气压的变化图6 $P_g=2.5\text{Torr}$; $p_{\text{H}_2}:p_{\text{N}_2}=5:1$; $\delta'=0.14$;
 $F=1.48 \times 10^{-5}$; $L_s=0.75$; $P_{0m}=1.9\text{mW}$;
 $\delta a_{0s}=0.30$; $\delta a_{0m}=0.56$

功率的计算公式。

由实验装置决定, L_s 的取值范围是: $L_s=0.75 \sim 1.30$ 。当 $L_s=0.75$ 时计算结果如图6所示, 图中已给出与 F 值相应的 P_{0m} 值, 它与实验值相符。图6中, 计算得到的 λ_1 线的起振位置 δa_{0s} 、 λ_0 的消振位置 δa_{0m} 及 P_{1m}/P_{0m} 值分别为

$$\left. \begin{aligned} \delta a_{0s} &= 0.30 \\ \delta a_{0m} &= 0.56 \\ P_{1m}/P_{0m} &= 58\% \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

当 L_s 取 1.0 和 1.3 等较大数值时, 发现计算结果和实验相差较大, 这是合理的, 因为实验结果是调节腔长下获得的最佳结果。这时相当于 ν_1 接近 ν_{10} , 而 ν_0 偏离 ν_{00} 较大, 即 L_s 取较小值的情况。

2.3 转换效率

将加甲烷吸收室后输出的 λ_1 功率 P_{λ_1} 和未加甲烷吸收室时输出的 λ_0 功率 P_{λ_0} 之比称为转换效率 η 。则速率方程理论可以证明, 在低压纯甲烷吸收情况下, η 随共同损耗 δ' 增加而下降。

未加吸收室时, $\delta a_0=0$, 根据(2.31)、(2.12)和(2.13)式, 求得

$$P_{\lambda_0} = \frac{h\nu_0 c A T'}{t_1} \left\{ \frac{\varepsilon_0 R_2 L}{c \delta'} - \gamma_2 \theta_0 \right\} \frac{1}{1+R} \quad (2.40)$$

在加低压纯甲烷吸收室情况下, $\delta a_1=0$, 可由(2.31)式、(2.12)和(2.16)式求得,

$$P_{\lambda_1} = \frac{h\nu_1 c A T'}{t_0} \left\{ \frac{\varepsilon_1 R_2 L}{c \delta'} - \gamma_2 \theta_1 \right\} \frac{1}{1+R} \quad (2.41)$$

由(2.40)和(2.41)式可得转换效率

$$\eta = \frac{P_{\lambda_1}}{P_{\lambda_0}} = \left(\frac{t_1 \nu_1}{t_0 \nu_0} \right) \left\{ \frac{\varepsilon_1 R_2 L - \gamma_2 c \theta_1 \delta'}{\varepsilon_0 R_2 L - \gamma_2 c \theta_0 \delta'} \right\} \quad (2.42)$$

及其

$$\frac{d\eta}{d\delta'} = \frac{t_1 \nu_1}{t_0 \nu_0} \cdot \frac{\gamma_2 c R_2 L}{(\varepsilon_0 R_2 L - \gamma_2 c \theta_0 \delta')^2} \{ \varepsilon_1 \theta_0 - \varepsilon_0 \theta_1 \} \quad (2.43)$$

将有关参数代入计算, 可知

$$\{\varepsilon_1\theta_0 - \varepsilon_0\theta_1\} < 0$$

因此

$$\frac{d\eta}{d\delta'} < 0 \quad (2.45)$$

由此可见, 减小共同损耗 δ' , 就可以提高转换效率 η 。这一理论结果在实验中得到了证实, 我们减去吸收盒的两块窗片, 将激光管结构改成如图 7 所示, 转换效率可达 70% 以上, 这远高于 Makhorin 等人^[1]得到的结果, 图 8 是实验结果。

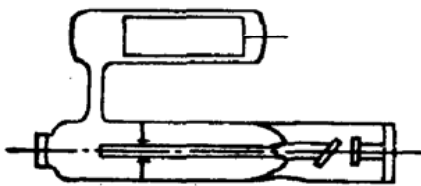


图 7

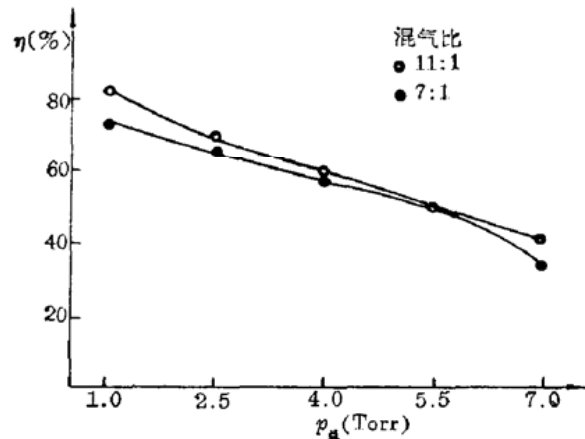


图 8

本论文在准备期间曾得益于本校精仪系杜继祯高工和物理系汲庆同志为作者提供实验材料和其它帮助, 在程序计算中曾得到中国科学院高能物理所黄永章同志的帮助, 在此一并致谢

参 考 文 献

- 1 V. I. Makhorin *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **3**(1), 24(1973)
- 2 D. S. Bakaev *et al.*, *Opt. Spectrosc.*, **50**(4), 462(1981)
- 3 V. A. Balakin *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **5**(2), 230(1975); *ibid.*, **5**(5), 581(1975)
- 4 R. T. Yong *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **41**(7), 2936(1970)
- 5 P. W. Murphy, *J. Opt. Soc. Amer.*, **58**(9), 1200(1968)
- 6 T. Sakurai *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-4**(3), 65(1965)