

用于气体激光器的双 T 及 行波微波谐振放电腔*

王裕民 郑 辉 楼祺洪

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 提出并分析了两种用于微波泵浦气体激光器的微波谐振放电腔结构, 一是双 T 谐振腔, 一是行波共振腔。其特点是共振增强微波电场的场强和消除微波输入端的反射。特别是行波共振腔, 由于消除了驻波状态, 可以获得非常均匀的放电, 这对改善激光器性能是非常重要的。

关键词 微波泵浦气体激光器, 微波谐振腔。

微波泵浦气体激光的研究早在七十年代末就已开始。八十年代末随着微波泵浦 CO₂ 激光器的重大进展^[1] 又一度引起广泛的研究, 到目前微波泵浦的气体激光器有 He-Ne、CO₂、CO、XeCl、N₂ 及铜蒸汽^[2]。显然微波放电的结构是这一研究的关键部分, 采用的微波泵浦方式有用行波激励的, 也有用驻波谐振腔的。为了增强场强, 有的用削尖波导, 有的用脊波导。与通常微波技术相比, 作为泵浦气体激光器的微波源其放电结构必然有些新的特点和要求。比如对场强的要求, 源与放电器件隔离性要求, 场的均匀性要求, 特别在静态激光器中, 均匀性要求(包括沿截面均匀性及纵向均匀性)是至关重要的^[3]。但目前对这些问题的研究还不多。本文提出两种微波放电结构: 一是将双 T 波导接头用作谐振腔, 二是提出利用行波共振腔来激励气体激光器。分析了它们对微波场的增强效应及隔离特性。特别是行波共振腔由于它的场的均匀性, 对静态气体激光器是特别有利的, 并利用微波的多行程共振特性来改善激励特性。

1 用微波放电来泵浦气体激光器的一些特性

微波放电最显著的特点是放电等离子体的趋肤效应和等离子体对微波的反射。放电常集中在表面和驻波场的波腹处。在这些地点由于气体膨胀, 电子密度很快达到临界值使微波全反射^[3]。因此获得一个均匀的微波场对静态气体激光器尤为重要。

微波放电泵浦气体激光器到目前为止都采用驻波腔, 为了避开驻波结构, 腔的长度就受到限制, 本文提出行波放电共振腔将克服这一缺点。

在高功率下微波源与放电等离子体间的隔离是比较突出的困难, 若采用大功率环行器,

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1995 年 6 月 20 日; 收到修改稿日期: 1995 年 10 月 31 日

会带来较大的功率损失。本文通过调节谐振腔本身来消除对微波的反射。

本文提出两种结构的放电腔，共同特点是既能共振增强微波场强，又能消除向微波源的反射，特别是行波谐振腔，对气体激光器将是一种理想的泵浦结构。

2 双 T 微波放电腔

双 T 接头结构(如图 1 所示)通常用作微波电桥或阻抗匹配器，稍加改动成为谐振腔，使它既可增强场强又能起隔离器作用。

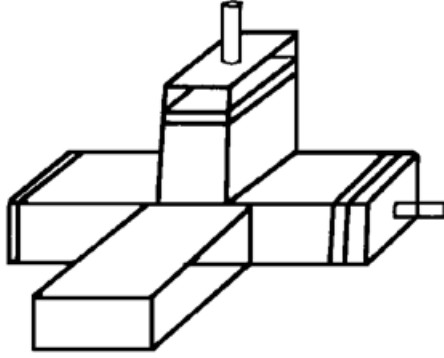


Fig. 1 Double T resonator

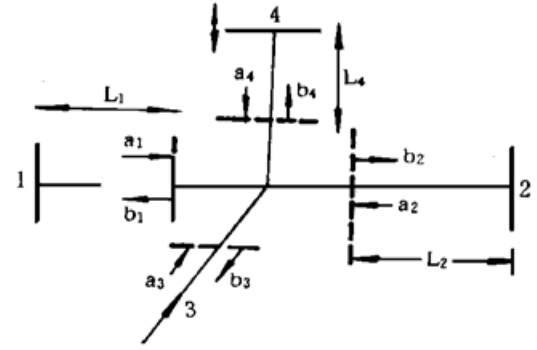


Fig. 2 Scheme for the analysis of the double T

图 2 为原理示意图。激光介质插在(1)、(2)两臂中，短路活塞 4 可以上下移动。 a_i 表示进入双 T 接头的电场复振幅， b_i 为离开接头的复振幅。它们的关系可表示为^[4]：

$$b_i = \sum_{j=1}^4 S_{ij} a_j \tag{1}$$

S 为散射矩阵：

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2}$$

在端口处(图 2 中虚线位置)

$$a_1 = \Gamma_1 b_1, \quad a_2 = \Gamma_2 b_2, \quad a_3 = s + \Gamma_3 b_3, \quad a_4 = \Gamma_4 b_4. \tag{3}$$

其中振幅反射率

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= -|\Gamma_1| e^{j2\theta_1}, & \Gamma_2 &= -|\Gamma_2| e^{j2\theta_2}, & \Gamma_4 &= -e^{j2\theta_4}, \\ |\Gamma_i| &= \gamma_i e^{-2\alpha L_i}, & \theta_i &= \frac{2\pi}{\lambda_g} L_i + \frac{\varphi}{2}, & \theta_4 &= \frac{2\pi}{\lambda_g} L_4. \end{aligned} \quad (i = 1, 2) \tag{4}$$

2α 为微波功率吸收系数， s 为磁控管输出的微波电场振幅，由(1)、(2)、(3)式得：

$$\begin{aligned} b_1/s &= \sqrt{2} (\Gamma_4 \Gamma_2 - 1) / G, & b_2/s &= \sqrt{2} (\Gamma_4 \Gamma_1 - 1) / G, \\ b_3/s &= [2\Gamma_4 \Gamma_2 \Gamma_1 - (\Gamma_1 + \Gamma_2)] / G, & b_4/s &= \sqrt{2} (\Gamma_2 - \Gamma_1) / G, \\ G &= \Gamma_4 (\Gamma_1 + \Gamma_2) - 2 - \Gamma_3 [2\Gamma_4 \Gamma_1 \Gamma_2 - (\Gamma_1 + \Gamma_2)]. \end{aligned} \tag{5}$$

因 $|\Gamma_i| < 1$ ，不存在 $G = 0$ 的振荡解(∞)。微波无反射地进入腔中的条件为 $b_3 = 0$ ，即

$$2\Gamma_4 \Gamma_2 \Gamma_1 - (\Gamma_1 + \Gamma_2) = 0, \quad \Gamma_4 (\Gamma_1 + \Gamma_2) \neq 2 \tag{6}$$

由此得：

$$e^{j(\theta_1 + \theta_2)} \{ -2A e^{j(\theta_1 + \theta_2 + 2\theta_4)} + [B_1 e^{j(\theta_1 - \theta_2)} + B_2 e^{-j(\theta_1 - \theta_2)}] \} = 0 \tag{7}$$

式中 $A \equiv \Gamma_4 \Gamma_2 \Gamma_1$ $B_i = |\Gamma_i|$ $i = 1, 2$

(7) 式有四组解分别在 I、II、III、IV 象限内, 对应 I、II 象限的解为:

$$\theta_1 - \theta_2 = \arccos F, \quad \theta_1 + \theta_2 + 2\theta_4 = 2n\pi + \arcsin(FD) \quad (8)$$

$$\theta_1 - \theta_2 = \pi - \arccos F, \quad \theta_1 + \theta_2 + 2\theta_4 = (2n + 1)\pi - \arccos(FD),$$

或 $\theta_1 + \theta_2 + 2\theta_4 = n\pi + (-1)^n \arcsin(FD), \quad \theta_1 - \theta_2 = (-1)^n \arccos F. \quad (9)$

其中

$$F = \sqrt{\frac{4(\Gamma_4 \Gamma_2 \Gamma_1)^2 - (|\Gamma_1| - |\Gamma_2|)^2}{4\Gamma_1 \Gamma_2}}, \quad D = \left| \frac{|\Gamma_1| - |\Gamma_2|}{2\Gamma_4 \Gamma_2 \Gamma_1} \right|$$

在无反射的场振幅为:

$$\frac{b_1}{s} = \frac{\sqrt{2}}{(1 - \Gamma_1/\Gamma_2)} = \frac{\sqrt{2}}{1 - (\mathcal{Y}_1/\mathcal{Y}_2) e^{-a(L_1 - L_2)} e^{2j(\theta_1 - \theta_2)}} \quad (10)$$

$$\frac{b_2}{s} = \frac{\sqrt{2}}{1 - (\Gamma_2/\Gamma_1)} = \frac{\sqrt{2}}{1 - (\mathcal{Y}_2/\mathcal{Y}_1) e^{-a(L_1 - L_2)} e^{-2j(\theta_1 - \theta_2)}}$$

在 $|\Gamma_1| = |\Gamma_2|$ 情况下, 得到极简单的解:

$$\left[\frac{b_1}{s} \right]^* = \frac{b_2}{s}, \quad \theta_1 + \theta_2 + 2\theta_4 = n\pi,$$

$$\theta_1 - \theta_2 = (-1)^n \arccos(\Gamma_4 \Gamma_1) + \frac{1 - (-1)^n}{2} \pi, \quad (11)$$

来回波的总振幅比入射波 s 增强倍数为:

$$\left| \frac{E}{s} \right| = \left| \frac{a_1 + b_1}{s} \right| = \left| \frac{a_2 + b_2}{s} \right| = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{(1 + R)^2}{1 - R} + R} \quad (12)$$

其中:

$$R = (\mathcal{Y}_4 \mathcal{Y} e^{-\alpha L})^2$$

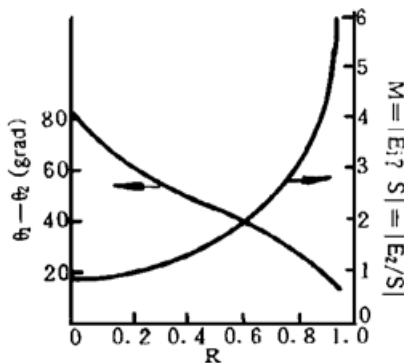


Fig. 3 The electric enhance factor M , the tuner parameter $\theta_1 - \theta_2$ as a functions of effective one-way reflectivity in this case all of microwave entering the cavity without reflection

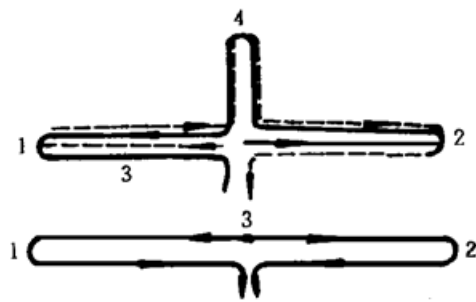


Fig. 4 The physical diagram for explaining $b_3 = 0$

图 3 为电场增强倍数 $M = |E/S|$ 、共振调谐参量 $(\theta_1 - \theta_2)$ 与 R 的关系。由图可见, 在腔内微波吸收很小时, 场强可变得很高。随微波吸收的增加, 场强变小, 这与激光介质直流放电情况类似。因为气体击穿的电压往往比放电后电压高几倍, 由图可见未击穿前微波的场强可增高 5 ~ 6 倍, 一旦发生击穿, 自动下降。这是谐振放电腔的特点。另外可使 $b_3 = 0$, 入射的微波不返回波源, 这可由调谐 $(\theta_1 - \theta_2)$ 实现。从能量守恒观点看, 微波能量全部进入到放电谱

振腔中必然导致腔内场的增强和吸收的增加。

通过调谐 θ_1 、 $(\theta_1 - \theta_2)$ 消除微波反射可以图 4 所示的物理图像加以理解, 这是几路反射的相干波干涉相消的过程。从(5)、(7)式可见, 图 4 中进入的波一路向右按③-②-④-①-③返回(实线), 与它完全相同组为顺时针③-①-④-②-③(虚线), 所以总振幅为 $2A$; 另一路为③-②-③加③-①-③(总振幅为 $2B \cos(\theta_1 - \theta_2)$), 这两路相位相反, 通过调节 $(\theta_1 - \theta_2)$, 改变第 2 路振幅, 以达到二路完全相消^[3]

3 行波共振腔

利用定向耦合器可以组成一行波共振腔^[5], 定向耦合器是四端口网络, 散射矩阵的标准形式为^[6]。

$$S = \begin{pmatrix} 0 & 0 & j\sqrt{1-c^2} & c \\ 0 & 0 & c & j\sqrt{1-c^2} \\ j\sqrt{1-c^2} & c & 0 & 0 \\ c & j\sqrt{1-c^2} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (13)$$

为了讨论环路的共振相位特性, 将 S 化为实矩阵: 将 1、4 端口参考面同时向外移 $\lambda_g/4$, 即乘 $\exp(-j\pi/2)$, S 矩阵变为:

$$S = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sqrt{1-c^2} & -c \\ 0 & 0 & c & \sqrt{1-c^2} \\ \sqrt{1-c^2} & c & 0 & 0 \\ -c & \sqrt{1-c^2} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

其中 c 为耦合比, 当 3 端口为匹配负载时 $b_4/a_4 = c$, 环行腔结构如图 5 所示。

$$b_i = \sum_{j=1}^4 S_{ij} a_j$$

端口处振幅间有以下关系:

$$\begin{aligned} a_3 &= \Gamma_3 b_3 \\ a_2 &= b_4 \sqrt{T} e^{j\theta} + \Gamma_2 b_2 \\ a_4 &= b_2 \sqrt{T} e^{j\theta} + \Gamma_4 b_4 \end{aligned} \quad (15)$$

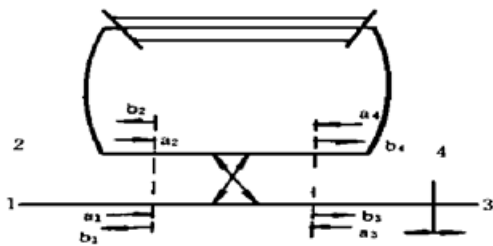


Fig. 5 Scheme of the traveling resonator

其中

$$\begin{aligned} \sqrt{T} &= te^{-\alpha}, \quad \Gamma_3 = -|\Gamma_3| e^{2j\theta_3}, \\ \Gamma_i &= Y_i e^{2j\theta_i}, \quad (i = 1, 2) \\ \theta &= \frac{2\pi}{\lambda_g} l + \varphi, \quad \theta_i = \frac{2\pi}{\lambda_g} L_i + \frac{\varphi_i}{2}, \quad (i = 2, 4) \end{aligned}$$

T 为微波穿过介质的振幅透过率, α 为介质振幅吸收系数, l 为环路长, Γ_i 及 Γ_4 为激光介质对微波的振幅反射率, 方程解为:

$$\begin{aligned}
 b_1/a_1 &= [\Gamma_3(\sqrt{1-c^2} - \sqrt{\Gamma e^{j\theta}})^2 - \Gamma_4(c^2 - \Gamma_2\Gamma_3)]/G \\
 b_2/a_1 &= [c\Gamma_3(\sqrt{1-c^2} - \sqrt{\Gamma e^{j\theta}}) - c\sqrt{1-c^2}\Gamma_4]/G \\
 b_3/a_1 &= [(1 - \sqrt{\Gamma(1-c^2)}e^{j\theta})(\sqrt{1-c^2} - \sqrt{\Gamma e^{j\theta}}) - \sqrt{1-c^2}\Gamma_4\Gamma_2]/G \\
 b_4/a_1 &= c\{\Gamma_2\Gamma_3 - [1 - \sqrt{\Gamma(1-c^2)}e^{j\theta}]\}/G
 \end{aligned} \tag{16}$$

其中 $G = (1 - \sqrt{1-c^2} \sqrt{\Gamma e^{j\theta}})^2 - \Gamma_2[(1-c^2)\Gamma_4 + c^2\Gamma_3]$.

环共振满足的相位条件为环路长应为微波波长的整数倍, 即 $\theta = 2\pi n$ 或 $l = n\lambda_g$.

3.1 行波谐振条件及在环中发生单向谐振的条件

为消除④端反射, 令 $\Gamma_4 = 0$,

$$c^2 = 1 - T \tag{17}$$

则
$$M = \frac{b_4}{a_1} = \frac{c\{\Gamma_2\Gamma_3 - [1 - \sqrt{\Gamma(1-c^2)}]\}}{[1 - \sqrt{\Gamma(1-c^2)}]^2 - \Gamma_2\Gamma_3c^2} = -\frac{1}{\sqrt{1-T}} \tag{18}$$

在环中只有 b_4 波存在为行波共振状态, 此时, 由(16)式知 $b_1 = b_3 = 0$, 即没有反回微波源的反射波, 也没有能量从③端流走, 能量全部耦合到环中。

若 $\Gamma_4 = 0, \Gamma_3 = 0$ (端口③为匹配负载), 则

$$b_2 = 0, \quad M = \frac{b_4}{a_1} = \frac{c}{1 - \sqrt{T(1-c^2)}} \tag{19}$$

此时也为行波状态, $b_1 = 0$, 但 $b_3 \neq 0$, 能量有一部份从③端流失。可求出最大耦合到环中的条件为: $\partial(b_4/a_1)/\partial c = 0$, 即 $c^2 = 1 - T$, 又回到公式(17)。图 6 给出 M^2 与 c 的关系, 点划线则为微波能量全部耦合到环中时 M^2 与 c 的关系。图 7 为保持 M^2 不变时, 耦合系数 c 与微波单程功率损失 $2\alpha l$ 的关系。其中 $T = \exp(-2\alpha l)$, 虚线对应最佳行波共振时 c 与 $2\alpha l$ 的关系。

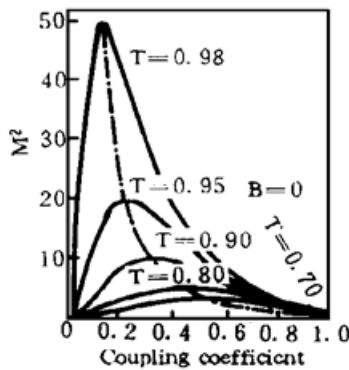


Fig. 6 The enhance factor of square electric field M^2 as a functions of coupling coefficient c in traveling resonator (cf. 19) \dashrightarrow represents optimum coupling condition

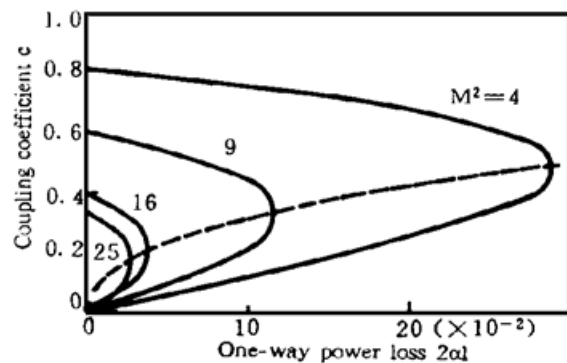


Fig. 7 In traveling resonator, the coupling coefficient c as a functions of one-way power loss ($2\alpha l$) of the microwave in various of M^2 . The dashed line represents the optimum coupling condition

3.2 行波共振中的场强

在行波共振时, 当耦合系数 c 与等离子穿透率 T 满足(17)式时, 为最佳行波共振状态, 即能量全部进入行波腔中, 没有反回也没有从③端流换。考查一个放电的实际过程, 在未击穿前 $T \rightarrow 1$, 共振腔内场强可达到非常高(图 6), 调节 c 到某一值时, 发生击穿, $T \rightarrow T_1$, 场强下降, 增加 c , 到最佳行波状态(点划线)。这与直流放电过程非常类似。

另外, 环内也可调谐到驻波共振状态, 例如使 $\Gamma_2 = 0$, 则 M 与 c 的关系也是由(19)式表示(图 6, 图 7), 但此时为一驻波[(15)式]。再如, 令 $\Gamma_4 = 0, \Gamma_2\Gamma_3$ 为实数, $\mathcal{Y} = 0$ 也为一驻

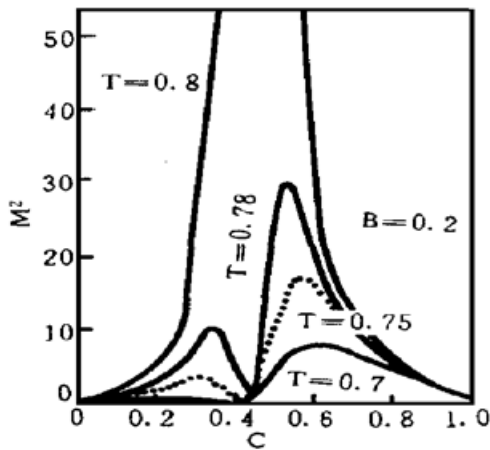


Fig. 8 M^2 as a functions of c with $B = 0.2$. It is standing wave resonator case except $C = 1 - T$ which corresponding to the traveling wave case

波状态, 值得注意的是存在吸收情况下, 还可能会出现 $M \rightarrow \infty$ 的解。自激振荡解

$$c^2 = \frac{\sigma + T(\sigma + T - 1) \pm 2\sqrt{\sigma T(\sigma + T - 1)}}{(\sigma + T)^2}$$

在 $c^2 = 1 - T$ 的特殊情况下, 它对应行波自激振荡, 如 $\gamma + T = 1, \gamma = 0.2, T = 0.8$, 如图 8 所示

结 论 以上分析了两种用于泵浦气体激光器的微波腔。驻波腔结构简单, 能增强微波场和对微波源的去耦作用(单向); 环形腔的价值是容易实现行波共振, 优点是增强了场强; 消除了放电对微波源的反射; 更大的优点是场的均匀性。这对静态气体激光的微波泵浦特别重要。在实际上要建造这一系统需要利用可变耦合的定向耦合器和匹配器等微波元件, 波导可以采用矩形波导、脊形波导或微波传输线。

参 考 文 献

- [1] B. Freisinger, J. H. Schafer, J. Uhlenbusch *et al.*, Microwave excited CO₂ laser. *Proc. SPIE*, 1989, **1132**: 22~ 28
- [2] J. W. Bethel, A. Maitland, C. E. Littl *et al.*, A microwave-excited copper halide laser. *Opt. and Quant. Electron.*, 1993, **25**(7): 483~ 488
X. Luo, J. H. Schafer, J. Uhlenbusch, Microwave excited high power CW CO laser at room temperature. *Opt. Commun.*, 1993, **102**(1): 65~ 68
- [3] Wang Yumin, Zhang Hui, Lou Qihong, Investigation of the combined excitation of the static gaseous lasers by the microwave and DC discharges. *Chinese J. Laser*, 1995, **B4**(6): 481~ 488
- [4] 沈志远, 微波技术, 北京, 国防工业出版社, 1980
- [5] L. J. Milosevic, R. Vautey, Traveling wave resonators. *IRE. Trans MTT*, 1958, **6**(2): 136~ 143
- [6] 陈成仁译 波导接头理论和微波网络分析, 北京, 人民邮电出版社, 1992

Double T and Traveling Wave Discharge Resonator for the Gas Lasers

Wang Yumin Zheng Hui Lou Qihong

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Science, Shanghai 201800

(Received 20 June 1995; revised 31 October 1995)

Abstract The double T discharge resonator and traveling-wave resonator for the microwave excited gas lasers are proposed. These resonators have the advantages of enhancing the microwave electric field and eliminating the reflection of input microwave from plasma. A very homogeneous discharge can be obtained in the traveling wave resonator. Thus the more microwave power can be input into the cavity.

Key words gaseous laser, microwave resonator.