

华中科技大学

硕士学位论文

高功率板条波导CO<sub>2</sub>激光器电极结构分析与设计

姓名：饶恒锐

申请学位级别：硕士

专业：物理电子学

指导教师：唐霞辉

20080531

## 摘 要

本文旨在设计高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器放电电极结构及其水冷装置。以面积放大理论为基础，确定板条电极的尺寸，设计符合要求的稳定的板条电极结构。根据传热学相关原理分析放电区气体的温度分布，计算热交换系统的相关参数，设计合理有效的电极水冷系统。在以下方面做了深入的研究。

(1) 以国内外射频激励  $\text{CO}_2$  激光器的研究成果为例，比较了平板波导结构、波导阵列结构的优缺点。平板结构以结构简单、易于实现等特点，在高功率板条波导激光器中得到了广泛的应用，但随着激光功率的提高，其器件结构紧凑性受到了限制。

(2) 推导了平板波导结构的面积放大理论，在确定的温度分布、气体配比条件下，计算了激光器的单位面积输出功率。

(3) 根据相关的放电理论和面积放大理论确定了放电电极间距和放电电极板的面积，并设计了一个由四块铝金属电极组成的放电增益结构，此结构简单、稳定、易于实现。为了在上下极板之间得到均匀放电电压，在上下极板之间并联一组谐振电感，可将电压波动范围控制在确定的范围内，并联电感的数目和大小与电压波动的范围、电极长度、激励频率和激光头阻抗相关。

(4) 分析了放电气体温度对激光器的影响及放电区的温度分布，建立了冷却系统的热平衡方程，对冷却系统的换热进行了计算，得出了水流道的流量，管径，管流压差等参数值。在此基础上设计了上下电极的水冷结构。

通过对高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器放电电极结构及其水冷结构的研究，为开发实用的高功率板条  $\text{CO}_2$  激光器提供了有益的技术探索。

关键词：板条波导  $\text{CO}_2$  激光器 面积放大 扩散冷却 温度场 热交换  
水冷结构

## Abstract

The thesis aims to design the electrode structure and its water cooling system of high power slab waveguide CO<sub>2</sub> laser. The size of the discharging electrodes is chosen based on “Power scaling of Large-area” theory. According to the related theory of heat transfer, electrodes structure is designed to meet the requirement, temperature distribution of gas in discharge area is analyzed, the correlated parameters of the heat exchange system are calculated, reasonable and effective water electrode cooling system is designed. Further researches are as following:

(1) Advantages and disadvantages of the plate structure and waveguide array structure are compared. On the basis of research results of RF excited slab CO<sub>2</sub> laser at home and abroad, plate structure is simple and can be realized easily, so it is used widely in slab waveguide CO<sub>2</sub> laser. But the compaction of the laser devices is limited when increases output power.

(2) The “Power scaling large-area” theory was deducted. At determined gas temperature profile and mixing proportion, the calculating result of ratio out power is present.

(3) According to the relevant discharging theory and Power scaling large-area theory, the size of the discharging electrodes space and area is chosen, and a rectangular discharging gain structure that is composed of four Al electrodes is designed. In order to obtain uniform discharging voltage distribution, a group of resonant inductors between top and low electrodes are connected. It can restrict the voltage in the certain range. The number and value of the shunt inductor are related with voltage fluctuation range, electrode length, excited frequency and impedance of laser head.

(4) Influence of Gas temperature on the laser and gas temperature distribution are analyzed. The equations of heat balance within the cooling system are established, calculation of heat exchanging are done. Parameter values of water flow rate, pipe diameter,

pipe pressure difference are obtained. On the basis of that, the water cooling system of electrodes is designed.

According to the research of electrode structure and its water cooling system for high power slab waveguide CO<sub>2</sub> laser, provides useful technical exploration for developing practical high power slab waveguide CO<sub>2</sub> laser.

**Key word:** slab waveguide CO<sub>2</sub> laser    power scaling of large-area    diffusion  
cooling    temperature field    heat exchange    water cooling structure

## 独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的  
研究成果。尽我所知，除文中已经标明引用的内容外，本论文不包含任何其他个  
人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，  
均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期：     年     月     日

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留  
并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本  
人授权华中科技大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，  
可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

本论文属于    保密    ，在\_\_\_\_\_年解密后适用本授权书。

不保密    。

（请在以上方框内打“    ”）

学位论文作者签名：

日期：     年     月     日

指导教师签名：

日期：     年     月     日

# 1 绪 言

射频激励扩散冷却板条波导  $\text{CO}_2$  激光器被称为第四代气体激光器，以独特的优势如：体积小、重量轻、结构紧凑、安装方便（可直接安装在工业机器的臂上，门式切割机的横梁上）、封离运行、免维护、低成本、调制特性优良、光电转换效率高、输出光束质量高、功率稳定性优异、运行可靠性高和使用寿命长等逐渐受到人们的青睐，市场对于高功率板条  $\text{CO}_2$  激光器的需求也越来越大，因此关于板条波导  $\text{CO}_2$  激光器的研究将成为气体激光发展的重要创新方向。本章将介绍横向射频激励技术、板条波导  $\text{CO}_2$  激光器的国内外研究概况。

## 1.1 横向射频激励技术

$\text{CO}_2$  激光器按照激励方式可分为直流（DC）激励、高频交流激励、射频（RF）激励和微波激励。

上世纪的六、七十年代，大功率  $\text{CO}_2$  气体激光器基本上还是采用直流放电激励，采用玻璃管水冷的扩散型冷却方式或采用快速轴流或快速横流的气体对流冷却方式。在快速轴流和快速横流的冷却方式中，用罗茨泵抽动  $\text{CO}_2$  气体不断地循环，与热交换器进行热交换，再由循环冷却水去冷却热交换器，从而实现激光器工作物质的冷却。由于是直接循环激光工作物质，这种冷却方式取得了不错的效果，但快速流动的气流会产生涡流效应，从而降低了激光物质的增益均匀性，进而影响了激光光束质量。由于工作气压的提高，在DC激励的方式下，一方面降低了器件的使用寿命，另一方面引起气体击穿电压上升，达到  $1\text{KV}/\text{cm}$  的量级。因此探索一种新的更好的激励方式势在必行。

为了改善  $\text{CO}_2$  气体激光器，克服直流激励存在的缺点，在上世纪七、八十年代，发展了交流高频放电技术，高频放电频率通常在几十~几百kHz，采用介质电极形成大面积均匀放电。采用高频放电可进行脉冲调制，实现激光器的连续、间断、脉冲三种方式下运行，增加了其工作方式的选择性。

1978 年，美国的 Laakman 和 Lachamer 等人首次将射频横向激励技术用于  $\text{CO}_2$  激光器<sup>[1]</sup>，射频横向激励扩散冷却波导  $\text{CO}_2$  激光器技术得到了迅速发展。射频放电的频

率通常在(10~200)MHz 的范围内，采用金属波导电极，电极采用水冷的方式实现工作气体的冷却，射频信号通过同轴电缆传输，通过匹配网络耦合到放电极板中，实现大面积均匀射频放电。其结构如图 1.1 所示。

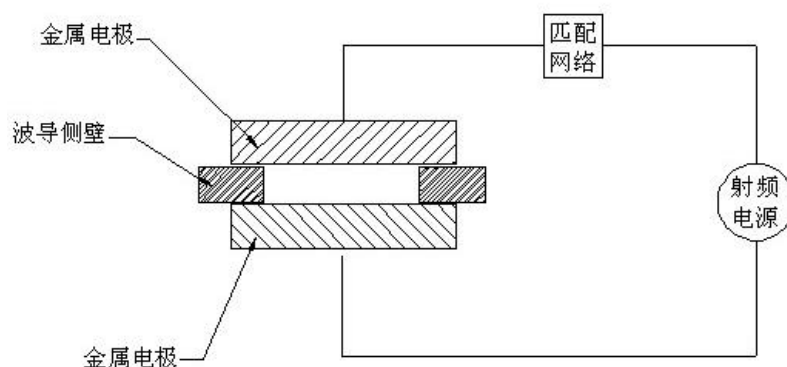


图 1.1 射频激励放电结构

板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器一般采用射频横向放电激励技术，它同目前采用的传统直流气体放电激励技术相比有如下优点<sup>[2]</sup>：

（1）射频波可实现高频幅度调制，因而可高频调制激光增益和激光输出，其调制频率可达 100kHz。

（2）射频横向气体放电具有正向伏安特性，可实现持续放电，而直流气体放电具有负向伏安特性，需串联限流电阻才能形成持续放电，其限流电阻消耗功率在 50% 左右。

（3）射频横向放电激励方式工作电压低（约为几百伏特，而直流放电激励方式工作电压比这高得多），并且射频激励技术还可以实现外电极放电，从而可以避免电极污染，有助于延长激光器的寿命。

（4）射频横向放电激励方式可实现大面积均匀放电，因而可按增益面积比例提高器件的输出功率，使大功率器件的体积大为缩小。

（5）横向射频激励可实现单电源输入多通道同时均匀放电激励，因而可将器件做成阵列式结构，可按增益体积缩放以提高器件的输出功率，进一步缩小器件体积，并可获得相干光束和空间压缩高质量光束输出。

其缺点是射频电源价格较为昂贵，合适的射频电源产品较少，大大影响了它

的广泛的应用，此外射频电磁波辐射对人体存在伤害，因此对射频电源的电磁屏蔽装置有较高的要求。

横向放电激励的低工作电压，可实现大面积均匀放电激励和单电源输入多通道同时均匀激励，为高功率激光器扩散冷却技术的实施提供了条件。采用扩散冷却技术摒弃了用于快速流动的罗茨泵，使激光器的体积大为缩小，并降低了成本，由于罗茨泵要消耗 50% 的左右的电功率，产生特有的噪声，因此，摒弃罗茨泵可提高激光器的效率，并实现无噪声工作运行环境。正是基于这些优良的特性，射频激励扩散冷却板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器激光技术引起研究者的广泛兴趣。

## 1.2 板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器国内外研究概况

射频激励高功率 CO<sub>2</sub> 激光器技术包括了三项单元技术<sup>[3]</sup>，即扩散冷却、大面积均匀放电激励和波导混合共焦非稳腔。这三项技术的组合使实现结构紧凑型高功率射频板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的实现成为了可能。

1989 年 Abramski 等人首次报道了面积放大技术<sup>[4]</sup>(Area Scaling)，射频激励扩散冷却高功率板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器技术引起了国内外研究者的极大兴趣。

### 1.2.1 国外研究概况

从上世纪 80 年代末期开始，德、美、英、俄罗斯等国家的研究者开始了有关射频板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的研究工作。围绕提高激光器的输出功率和效率、改善输出光束质量、减小激光器体积和重量，实现器件小型化等目标，在各项单元技术中开展了卓有成效的研究工作。

1990 年德国 DLR 的技术物理研究所 Nowark 等人用射频激励扩散冷却大功率 CO<sub>2</sub> 激光器技术获得了 500W 的激光功率输出，其器件结构电极长度为 420mm，放电区横截面尺寸为 $(70 \times 1.5)\text{mm}^2$ ，从技术上论证了千瓦级扩散冷却大功率 CO<sub>2</sub> 激光器的可能性。1991 年 Yelden 等人提出了一种新的圆筒状径向多通道扩散冷却 CO<sub>2</sub> 激光器，其结构电极长度为 500mm，每个通道放电区横截面尺寸为 $(40 \times 5)\text{mm}^2$ ，获得 200W 的激光功率输出。1992 年 Hall 等人在世界上首次报道了射频激励扩散冷却千瓦级 CO<sub>2</sub> 激光器，放电区增益体积为 $(770 \times 95 \times 2)\text{mm}^3$ ，光学非稳腔输出耦合率为 25%，激光输



出效率为 12%。1993 年 Lapucci 等人提出了一种三单元无侧壁板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器技术, 电极长度为 300mm, 每个板条波导放电区域横截面为 $(10 \times 2)\text{mm}^2$ , 获得 49W 的激光功率输出。1996 年 Hall 等人报道了一种射频激励扩散冷却二维波导阵列射频激励扩散冷却, 由  $16 \times 4$  个 $(2.25 \times 2.25 \times 290)\text{mm}^3$  二维波导构成, 激光输出功率 2000W, 1996 年 Nowack 等人报道了射频激励扩散冷却同轴结构大功率 CO<sub>2</sub> 激光器, 获得 1200W 的输出功率, 其器件结构为 $(530 \times 95 \times 1.5)\text{mm}^3$ , 1996 年日本的 Toshiba 公司重仪器工程实验室报道电源与激光头一体的 1000W 射频激励扩散冷板条 CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[5]</sup>。

目前国际上能提供输出激光功率为 1000 瓦以下的板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器商品化器件的公司有美国的 Coherent, Synrad 和 Universal 三家。能提供输出功率为 1000-5000 瓦的板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器商品化器件的公司仅有德国 Rofin-Sinar 一家。如图 1.2 所示为 Rofin-Sinar 公司的输出功率为 2.5kW 的 DC025 系列射频激励扩散冷却板条 CO<sub>2</sub> 激光器产品。



图 1.2 Rofin Sinar DC 系列射频板条 CO<sub>2</sub> 激光器

随着市场上对高光束质量和高性能的大功率 CO<sub>2</sub> 激光器件需求的日益增长, 射频激励扩散冷却大功率 CO<sub>2</sub> 激光器件正逐步成为更新换代的 CO<sub>2</sub> 激光器件。

### 1.2.2 国内研究概况

国内有许多研究机构如华中科技大学, 上海激光技术研究所、中科院上海光机所、北京理工大学、浙江大学、哈尔滨工业大学、西北大学、电子部12所、西南技术物理研究所等在射频激励板条CO<sub>2</sub>激光器的各项单元技术中, 如阻抗匹配网络、功率控制电路、混合波导腔等方面进行很多的研究工作。

1994年, 北京理工大学的辛建国教授提出了体增比技术的概念及实现的技术途径,

研制成 $1 \times 2$ 层叠式板条波导阵列结构器件，其电极长度为500mm，放电截面积为 $(100 \times 2) \text{ mm}^2$ ，获得了1020W激光功率输出<sup>[3]</sup>，其光电效率为10%，结构如图1.3所示。

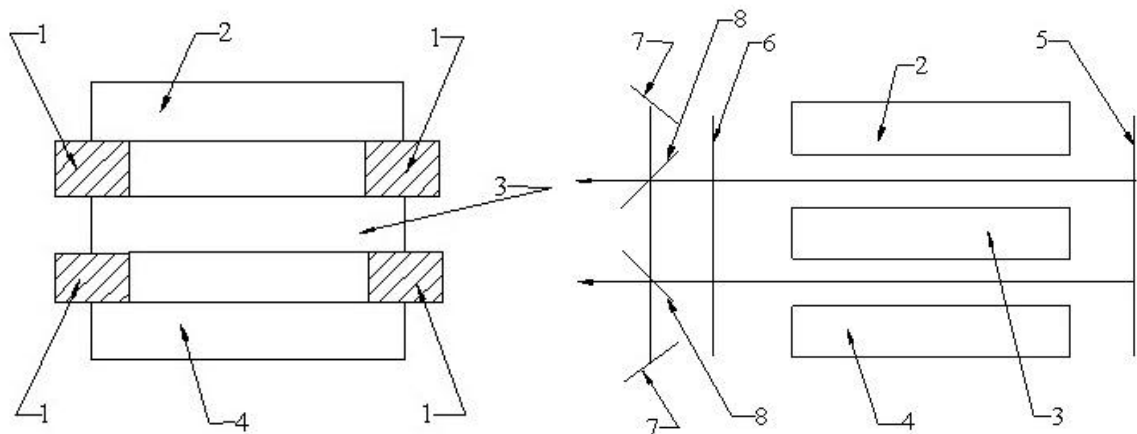


图1.3 层叠式板条波导阵列结构

- 1.陶瓷侧壁；2.上电极；3.中心电极；4.下电极；  
5.全反镜；6.输出耦合镜；7.全反镜；8.分光镜

1998年中国科学院上海光学精密机械研究所王润文<sup>[6]</sup>等人研制成电极长850mm，平行平板电极的极间距为6mm的射频激励激光器件，激光输出功率达到148W，电光转换效率12%。江苏的长江电子集团研制出200瓦的板条激光器。西南技术物理所报道了在 $1.5 \times 300 \times 400 \text{ mm}^3$ 的波导内获得133W的输出功率，光电转换效率11%。电子工业部12所报道研究出20W 的射频激励扩散型冷却单波导 $\text{CO}_2$ 激光器原理样机。

### 1.3 本文主要研究内容与意义

#### 1.3.1 本文主要研究工作

本文针对高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器，根据面积放大原理设计了板条电极结构，对射频板条  $\text{CO}_2$  激光器的放电区的温度分布及其水冷结构做了深入的研究。

本文主要研究内容如下：

- (1) 介绍现有的各种板条波导  $\text{CO}_2$  激光器电极结构，分析比较各结构的优缺点。
- (2) 理论推导射频激励面积放大理论，结合激光器工作运行时的条件，计算激光器输出功率密度，为设计激光器提供合理的依据。

(3) 基于射频放电相关理论和面积放大理论,根据设计要求,确定电极放电极间距和板条电极的尺寸,设计板条电极结构,及其外围支撑结构。为实现均匀射频放电,设计并联谐振匹配网络。

(4) 分析放电区气体温度分布对激光器的影响,根据的传热学原理,分析放电区的气体温度分布及板条电极的温度分布。根据热平衡原理,分析其冷却系统的热交换过程,计算其热交换量。并设计电极水冷装置结构,提出了改善冷却系统的措施。

### 1.3.2 课题意义

通过对高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器结构的理论研究,设计放电结构及其电极水冷结构装置,为设计高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器放电电极结构提供有效的参考,为研究开发实用的高功率板条波导  $\text{CO}_2$  激光器提供前期的理论和技术准备。

## 2 板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器结构分析

为了提高板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的激光输出功率和效率,改善激光器输出光束质量,实现激光器件的紧凑性、小型化,研究者在波导电极结构方面做了深入的研究。

按照电极结构的不同,板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器分为平板波导结构和波导阵列结构。本章以国内外板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器研究成果为例,比较分析了平板波导结构和波导阵列结构的优缺点。

### 2.1 平板波导结构

在在板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的发展过程中,单通道的波导结构经历了从全陶瓷结构到陶瓷金属夹心结构再到全金属结构的变化<sup>[5]</sup>。如图 2.1 所示。

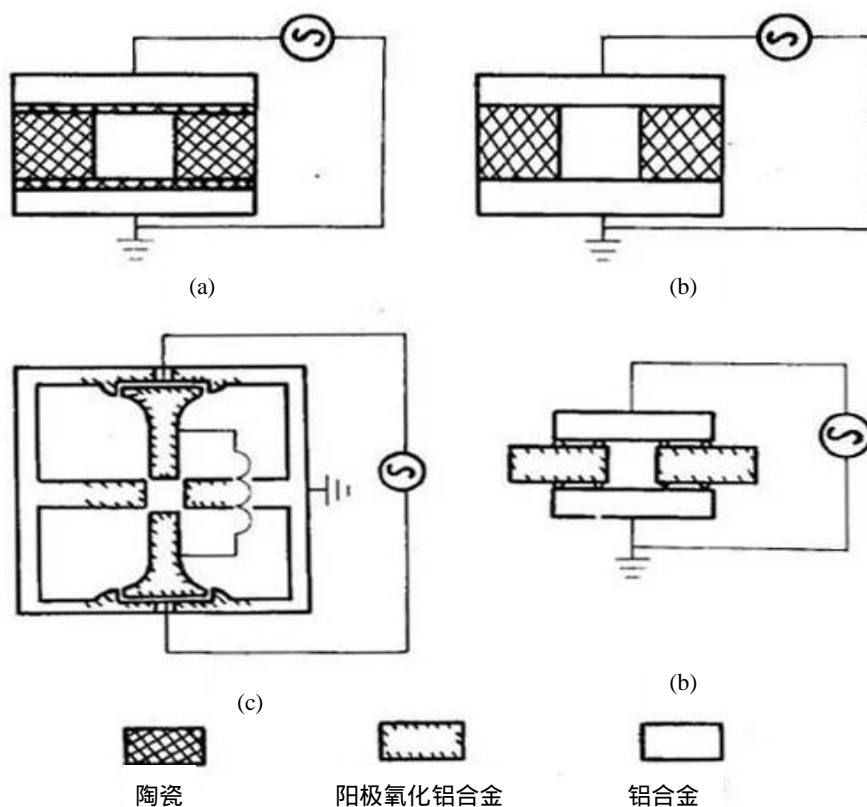


图 2.1 单通道波导结构

(a) 全陶瓷波导结构；(b) 金属陶瓷结构；  
(c) 四电极全金属大口径波导结构；(d) 全金属双电极结构

现在平板波导结构CO<sub>2</sub>激光器中一般采取金属-陶瓷结构，由两个金属电极和两个真空陶瓷板构成放电通道，如图2.2所示，由两种介质构成的截面矩形波导结构。目前国际上对面积放大型大功率CO<sub>2</sub>激光器主要采用平板波导式结构，由于其结构简单，技术上容易实现，因此其应用非常广泛<sup>[8]</sup>。

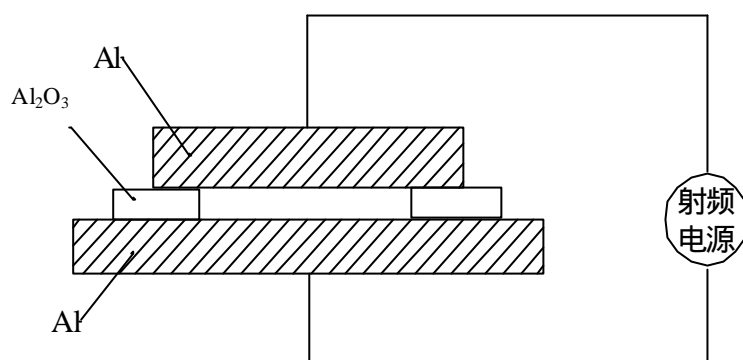


图 2.2 平板波导结构

1987 年，Hall 等人利用如图 2.2 所示的平板波导结构，在放电体积为 $(2.25 \times 18 \times 376)\text{mm}^3$ 的放电区内，采用平-平腔，获得了 135W 的激光功率输出，效率为 15%，在总长为器件上，利用稳定腔获得了 430W 的多模激光输出。1989 年，Jcnshon 等人利用非稳波导混合腔如图 2.3 所示，在 $(2.25 \times 45 \times 380)\text{mm}^3$ 的放电区域内，得到了 240W 的接近衍射极限的激光输出，其效率为 12%。1991 年德国的 Nowack 等人利用此技术在 $(2 \times 95 \times 770)\text{mm}^3$ 的放电区域获得到了 1060W 的激光输出，其效率为 12%。

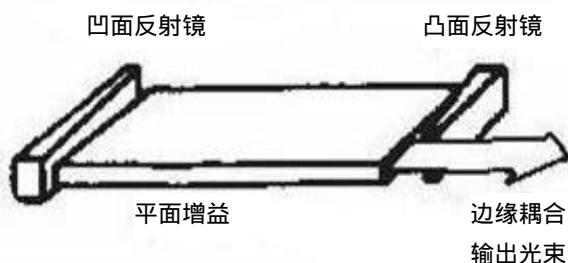


图 2.3 非稳波导混合腔

为了获得高功率激光输出，相应地要增加电极的面积，但大面的放电极板，对加工提出更高的要求，且实际工作中板条易变形，影响器件工作的稳定性，极板面积的

增大也不利于器件结构的紧凑性和小型化。

为了提高激光输出功率、改善光束质量，发展了折叠腔技术，但随着折叠数的提高，器件横向尺寸也随之增大，无法满足紧凑性的要求，光学镜片的数目也随之增多，器件的造价也就随之提高，此外折叠腔技术是一种增益串联结构，随着激光功率的提高，激光器的光束功率密度也随之提高，这对光学谐振腔镜片的破坏阈值提出了较高的要求。

## 2.2 波导阵列结构

1984年，美国的D. Youmans 等人首次报道了波导阵列CO<sub>2</sub>激光器技术的研究<sup>[9]</sup>。波导阵列CO<sub>2</sub>激光器是基于射频激励单波导CO<sub>2</sub>激光器的技术，将多个单通道波导单元平行排列成一维或二维组合，并采用特定的措施和技术，使各波导单元之间实现频率和相位锁定，从而达到单模高功率输出。波导阵列激光器是一种增益通道的并联结构，对光学谐振腔镜的破坏阈值要求与常规通道激光器一样，因而可获得大功率输出，且结构更紧凑<sup>[10]</sup>。

波导阵列结构与其它类型的单通道结构相比有以下几个优点<sup>[11]</sup>：

(1) 由于各波导单元场的相干叠加，输出场远场中心强度极高，在同等输出功率器件中，波导阵列激光器件传输距离远；

(2) 由于各波导元场的相干叠加同相锁定，输出场远场强度分布为高比率压缩的中心极大分布场，输出场发散角高比率压缩，所以空间目标分辨率大为提高；

(3) 由于并行排列耦合结构，对于同等输出功率，波导阵列器件尺寸可大为缩小，输出功率重量体积比可大为提高，有利于器件小型化。

波导阵列激光器在理想的耦合相位锁定情况下，具有以下有别于单通道激光器件的输出特性：

(1) 平均输出功率为单元激光器的  $N = m \times n$  倍，同时维持器件增益长度不变，而横向尺寸和重量只有较小的增加；

(2) 输出光束的中心强度为单元激光器N倍，一维线阵压缩m倍，此外，若在阵列输出端外放置空间相位调制器来改变各单元光束间相对相位关系，可获得阵列输出

光束的以光电形式实现的空间位置扫描。

随着射频激励技术的引入，人们已提出了多种不同的波导阵列结构，波导阵列结构也已从一维结构发展到二维结构<sup>[5,6]</sup>。

### 2.2.1 一维波导阵列结构

1986 年，美国的 L. A. Newman 等人提出了空心脊波导(Hollow Bore Ridge) 列阵结构<sup>[12]</sup>，如图 2.4 所示。其结构由几个波导单元平行排列而成的，相邻波导单元间的波导壁上有小槽，通过选择各波导之间公共壁的高度及厚度，可使阵列中各波导单元间的光耦合，从而达到相位锁定和高功率相干输出。在二单元和三单元列阵中，可获得 50W 的相位锁定输出，在 37cm 长的五单元列阵中，获得了 105W 的部分相位锁定输出。

为了克服随着波导阵列的增加而出现的相位锁定问题，他们还采用如图 2.5 所示的交错排列空心波导( Staggered Hollow Bore) 阵列结构<sup>[13]</sup>，在 50cm 长的七单元波导阵列中得到了 190W 输出。但由于这种结构耦合损失较大，只能获得反向相位锁定，远场强度为双峰分布。

英国的 Hall 等人提出一种对角耦合的波导阵列结构<sup>[14]</sup>，如图 2.6 所示，各波导单元间场的耦合通过每个波导单元的对角线角上狭缝的场泄漏来实现耦合，这种结构的耦合损失较小，在 5 通道中获得了 125W 的相位锁定的激光输出。北京理工大学的辛建国等人也提出了一种漏模耦合结构极限波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器，从 200mm 增益长度器件中获得了相当于 1 × 13 一维波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器同相锁定的大于 40W 的激光输出，远场强度分布为单峰分布。

1992 年，美国 W. B. Bridges 和 Y. F. Zhang 等采用沟槽耦合条状波导阵列结构<sup>[15]</sup>，电极采用阳极氧化的铝制作，如图 2.7 所示，得到了大于 80W 的激光输出。

为了提高一维波导阵列 CO<sub>2</sub> 激光器的输出功率，可以采用矩形波导单元，但在波导宽度方向易产生高阶模，这样远场分布有较多的旁瓣，对此法国的 Bourdet 等人提出了自聚焦波导阵列<sup>[16,17]</sup>，如图 2.8 所示，在 50cm 长的 9 波导结构中，获得了 120W 单频衍射极限输出，200W 的多模输出。通过最佳设计的自聚焦波导阵列结构可以获得稳定的基模振荡。

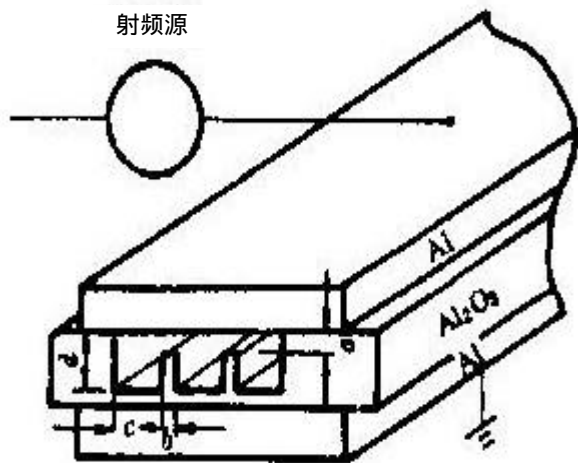


图2.4 空心脊波导阵列结构

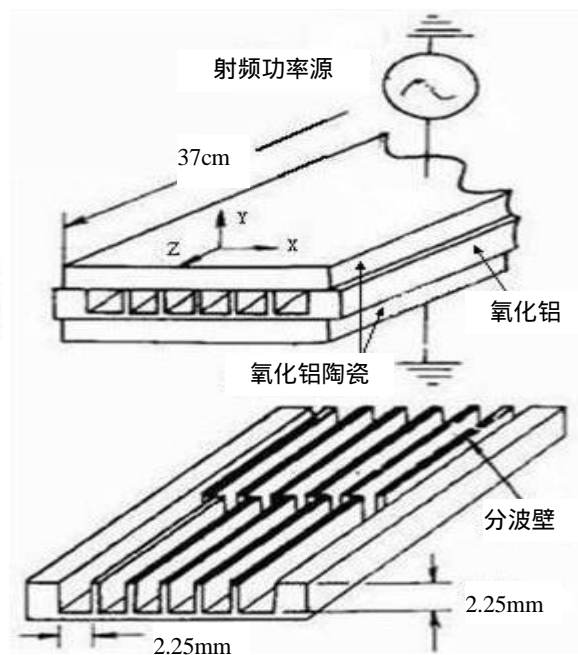


图2.5 交错排列空心波导阵列

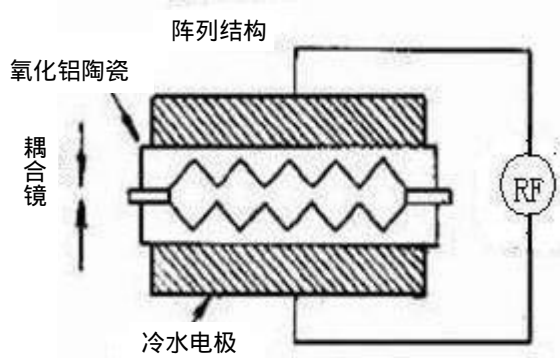


图2.6 对角耦合空心波导阵列

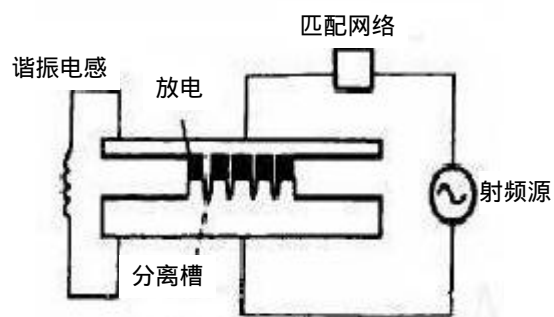


图2.7 沟槽耦合条状波导阵列

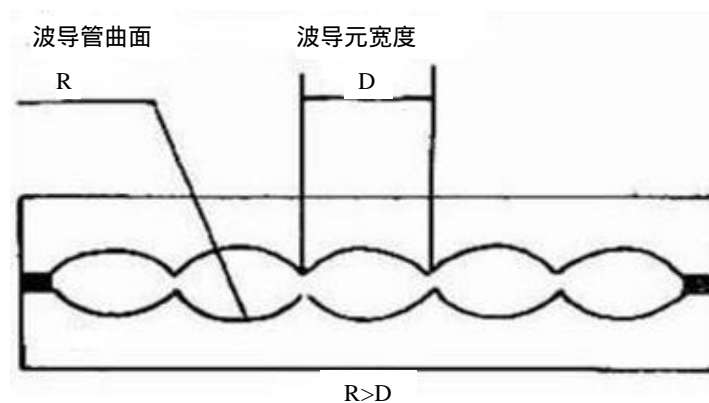


图2.8 自聚焦波导阵列



### 2.2.2 二维波导阵列结构

1996年，Abramski等人报道了一种二维 $3 \times 13$ 波导阵列激光器<sup>[18]</sup>，如图2.9所示，激光器长度为375 mm，用125MHz 的横向射频放电，采用 $\text{He:N}_2:\text{CO}_2=3:1:1+5\% \text{Xe}$ 的混合气体，工作压力为913Pa ~ 1.5KPa范围。采用分布并联谐振技术保证纵向均匀的电场分布。谐振腔采用平行平面结构，全反镜反射率接近100%，输出镜反射率为92%。每个波导通道截面为 $(2.25 \times 2.25)\text{mm}^2$ ，相邻波导间隔为0.5mm，其输出光束近场强度分布为 $3 \times 13$ 个光斑分布，分别对应于每个波导阵列，远场强度分布为单峰分布，最大输出功率达750W。而采用64通道590mm长的 $4 \times 16$ 阵列，每个波导输出 $\text{EH}_{11}$ 模，其 $M^2$ 值为1.5，则获得了1107W的激光输出。

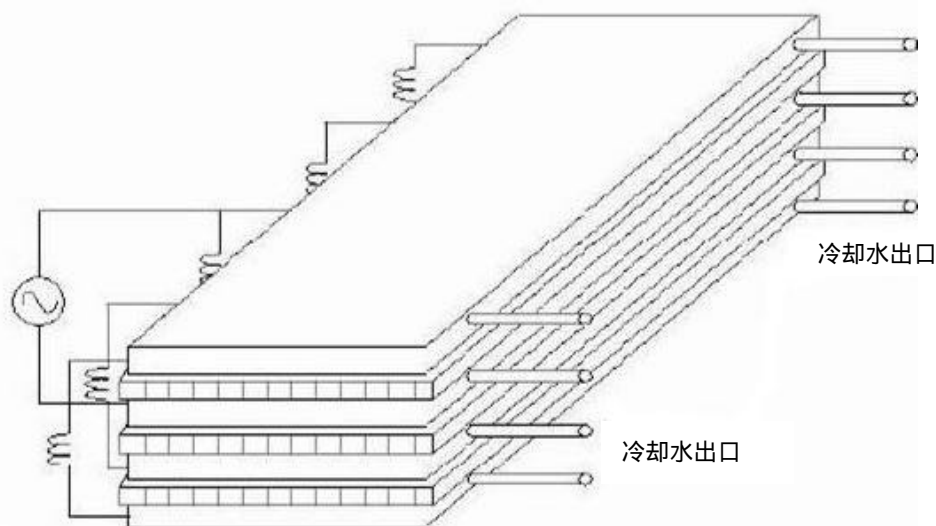


图2.9 二维 $3 \times 13$  波导阵列激光器结构图

### 2.2.3 平板波导阵列结构

面积放大平板波导结构是一种平面增益扩展技术，随着输出功率的增加，器件的紧凑性无法得到保证，为了进一步提高输出功率，出现了平板波导阵列结构，即将平板波导和一维波导阵列技术结合起来，成为一种二维平板波导阵列技术。

#### (1) 多通道板条结构

1991年，加拿大的E. F. Yelden等人从多光束激光器的原理出发，提出了一种径向多通道板条放电结构<sup>[19]</sup>，如图2.10所示，八个三角形水冷电极沿径向排列形成八个

板条形放电通道。放电间隙为 5mm, 宽 40mm, 长 500mm。采用射频激励技术在八个放电通道中同时获得均匀稳定的辉光放电。采用如图复曲面镜谐振腔, 在气压为  $4 \times 10^3 \text{ Pa}$ 、气体配比为  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:3$  时, 单通道放电获得了 35W 的激光输出, 光束发散角  $4.8\text{mrad}$ , 相当于 1.3 倍的衍射极限。对这种激光器输出光束特性的进一步研究表明: 激光输出近场为八个分立的椭圆形光斑分别对应于八个放电通道, 聚焦后形成一个均匀的非偏振的光斑。当输出耦合孔径较小时, 近场的八个分立的椭圆形光斑合成一个光斑, 但聚焦后的光斑大于大耦合孔径的情况。该激光器在气压为 2.66kPa 时, 稳定工作输出功率为 200W。

这种多通道平板波导结构, 由于其机械结构较为复杂, 对其机械设计提出了更高的要求。

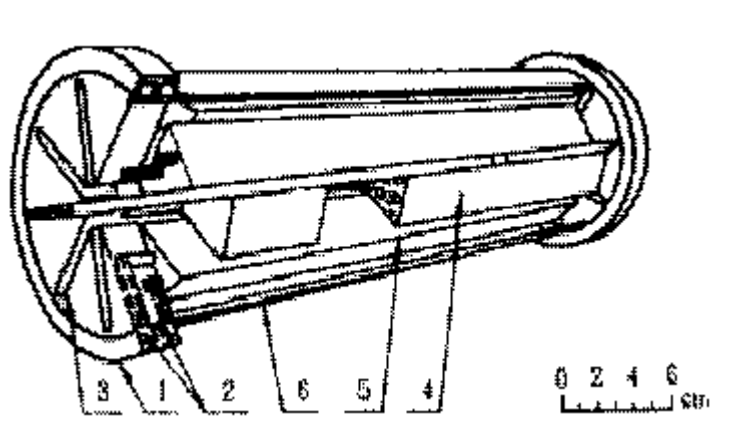


图 2.10 多通道板条放电结构图

1. 安装电极的端面板; 2. 水冷却通道; 3. 光学通道裂缝;  
4. 水冷三角形电极; 5. 内电极放电空间; 6. 真空外壳

## (2) 三板条放电结构

1992 年, 意大利的 A. Lapuccl 等提出了一种三板条放电结构<sup>[20]</sup>, 如图 2.11 所示, 两个 U 形铝电极交错排列, 形成三个平行排列的放电通道。整个电极长为 300mm, 每个放电区宽 10mm, 间距 2mm。采用这种开放式平板波导结构, 用平平腔, 实现三通道的锁定输出, 比前述的多通导板条结构在谐振腔的设计要简单些。在气压为 50mbar, 气体配比为  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:5$ , 加 5% 的 Xe 时, 获得了 49W 的激光输出, 效率为 8.2%, 其远场的中央主瓣的发散角为 2mrad, 66W 的非相位锁定输出。

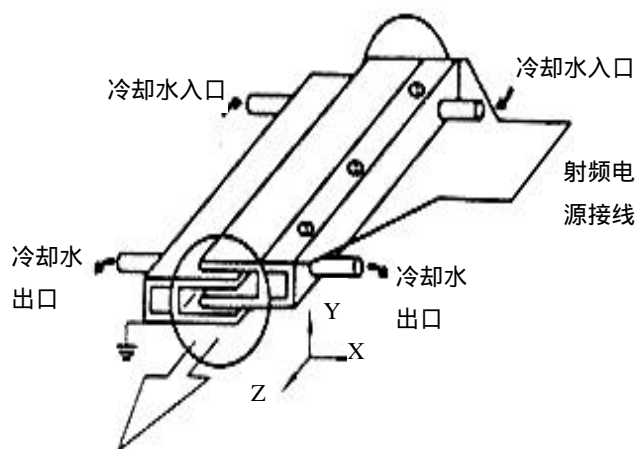


图2.11 三板条放电结构

### (3) 层叠式波导 CO<sub>2</sub> 激光器

1994年北京理工大学的辛建国等人提出一种射频激励层叠式波导CO<sub>2</sub>激光器<sup>[21]</sup>，采用两个极限波导阵列结构(见第一章图1.3)，上下两个增益区为 $(1 \times 14.5 \times 200)\text{mm}^3$ ，采用I类波导光学谐振腔，获得了44W的相位锁定输出，66W的非相位锁定输出。每个波导高2mm，宽100mm，采用离轴望远镜光学谐振腔，在500mm长度的增益介质上获得了860W的相位锁定输出，1020W 的非相位锁定输出。

由于波导阵列结构在提高功率输出方面存在这相位锁定的问题，而且其内部的结构也较为复杂，对电极加工也提出了更高的要求，因此在射频激励大功率板条CO<sub>2</sub>激光器中，其应用受到了限制，目前大功率的板条波导CO<sub>2</sub>激光器主要采用平板波导结构。

## 2.3 本章小结

(1) 基于面积放大的射频激励板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器主要存在两种结构：平板波导结构，波导阵列结构。平板波导结构以结构简单，紧凑、易于实现等特点，成为了使用最广泛的一种结构，但在提高激光输出功率并保持器件结构紧凑性时受到了限制。

(2) 波导阵列结构是高功率射频板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器未来发展的一个重要的方向，为实现高功率，结构紧凑，小型化的激光器件提供较好的技术基础，但各单元之间的相位锁定问题至今好没有得到很好解决，限制的这种阵列结构的应用。随着激光技术的不断发展，波导阵列激光器在未来的发展中肯定会得到更广泛的应用。

### 3 射频激励面积放大理论

为了解决普通封离式扩散冷却 CO<sub>2</sub> 激光器输出功率有限的问题，研究者提出了平板波导结构的面积放大理论。基于面积放大的扩散冷却板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器以其在结构、体积、输出功率及光束质量等方面的优势，成为了目前高功率 CO<sub>2</sub> 激光器研究的一个重要发展方向。本章将介绍普通封离型 CO<sub>2</sub> 激光器的长度放大理论和平板波导结构的面积放大理论。

#### 3.1 长度放大理论

对于普通的封离型 CO<sub>2</sub> 激光器工作所产生的热能（占输入电功率的 60% 以上）是通过气体的热传导扩散到放电管管壁，然后由水冷套中的冷却水带走。由于放电管内的气体温升是有限的，使得这种器件的输出功率存在一个上限。设放电管的半径为  $R$ ，放电管长度为  $l$ ，其内壁温度为  $T_0$ ，若设热源密度  $q^*$  沿径向均匀分布， $q^* = w_{in}(1-h)$ ， $w_{in} = \frac{w_L}{\pi R^2} = \frac{P_{in}}{\pi R^2 l}$ ， $h$  激光器的光电效率， $w_L$  为单位长度上的注入功率， $P_{in}$  为注入功率。

放电区的温度分布的求解可视为一个带有内热源的一维稳态导热问题<sup>[22]</sup>，在柱坐标系下，放电区内气体的热传导方程为，

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r \frac{dT}{dr} \right] + \frac{q^*}{k(T)} = 0 \quad (3-1)$$

式中， $k(T)$  为工作气体的热传导系数，其值与混合气体的温度有关，混合气体中各点的温度不同时，相应的混合气体的导热系数也不相同。

边界条件为：

$$\begin{aligned} T(r=0) &< \infty \\ T(r=R) &= T_0 \end{aligned} \quad (3-2)$$

通过解热传导方程(3-1)，可得其通解为

$$T(r) = -\frac{q^*}{4k(T)}r^2 + C_1 \ln r + C_2 \quad (3-3)$$

联合边界条件(3-2)式，可得其温度场分布为

$$T(r) = T_0 + \frac{q^*}{4k(T)}(R^2 - r^2) \quad (3-4)$$

在中心处气体的温度最高为

$$T_{(r=0)} = T_0 + \Delta T_0 = T_0 + \frac{q^*}{4k(T)}R^2 \quad (3-5)$$

式中  $\Delta T = \frac{q^*}{4k(T)}R^2$  为气体的温升。而气体的温升是有限的，假设其最大值为  $\Delta T_{\max}$

则  $\Delta T \leq \Delta T_{\max}$ ，可推导出

$$P_{in} \leq k(T) \frac{\Delta T_{\max}}{1-h} 4\pi l \quad (3-6)$$

由上式(3-6)可知，由于热效应的影响，使得这类激光器的最大注入功率仅与放电管的长度有关，而与放电管的管径无关。因此若要较大的激光器的输出功率，就只有增加放电管的长度<sup>[23]</sup>。设激光器光电效率  $h$  为 10%，最高气体温升  $\Delta T_{\max}$  为 300K，工作气体的热传导率约为 0.11W/mK（具体计算见下节），由上式可计算得，单位长度的最大输入功率为 460.8W，单位长度的最大输出功率为 46W，若要得到输出功率为 500W 的激光器，其放电管长度大约需要 10.9m，如此大的长度为设备的应用带来极大的不便，为实现结构紧凑的高功率激光器件的带来了极大的困难。为此研究者提出各种改进措施，如折叠波导技术等，但从根本上来说还是一种长度放大技术。

### 3.2 面积放大理论

鉴于传统的管状激光器的注入功率的长度放大效应，限制激光器输出功率的提升，因此人们不断探索新的激光技术，以期待突破长度放大效应的瓶颈。

1989 年，Abramski 和 Hall 等人提出了面积放大的概念<sup>[4]</sup>，为实现高功率紧凑型板

条波导 CO<sub>2</sub> 激光器提供了理论上的可能性。面积放大型 CO<sub>2</sub> 激光器是从射频激励波导 CO<sub>2</sub> 激光器的研究发展而来，最初主要应用于中小功率 CO<sub>2</sub> 激光器，随后逐步应用于工业用的大功率 CO<sub>2</sub> 激光器，现已逐步商业化。

考虑如图 3.1 所示的平板放电结构，其中  $T_w$  为冷却水的温度， $T_1$  为电极与放电气体接触面的温度， $T_2$  为电极与冷却水接触面的温度， $T_g(x)$  为放电区内的气体的温度分布， $d$  为放电间隙， $\Delta d$  为电极板厚度。

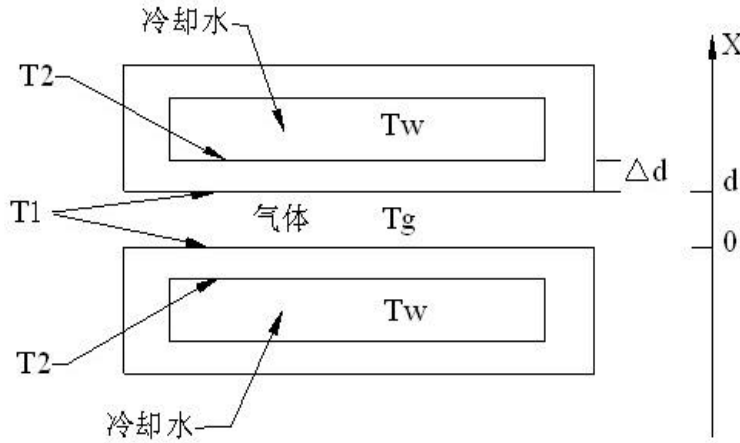


图 3.1 平板放电结构温度分布示意图

在平板大面积放电结构中，主要通过放电气体的扩散使放电气体得到冷却，放电气体扩散所散发的热量，传输到两个相近的金属电极上，被电极中的流动的冷却水带走。

放电区内气体温度的求解，可近似为一个含内热源的一维稳态导热问题，满足一维热传导方程<sup>[22]</sup>

$$\frac{d}{dx} \left( k(T) \frac{dT}{dx} \right) + q^* = 0 \quad (3-7)$$

$q^*$  为内热源产生的功率密度，在板条均匀放电中情况下， $q^*$  可视为均匀分布的内热源， $q^* = w_{in}(1-h)$ ， $w_{in} = \frac{P_{in}}{A \Delta d}$ 。内热源功率密度  $q^*$  与注入功率  $P_{in}$  的关系为

$$P_{in} = A d q^* / (1-h) \quad (3-8)$$

式中  $A$  为极板的放电面积， $d$  为极板的极间距， $h$  为激光器的光电效率。 $k(T)$  为放电气体热传导系数，与气体的温度有关。

室温下混合气体的导热系数<sup>[24]</sup>  $k_0$  为

$$k_0 = \frac{k_{CO_2}}{1 + 0.81X_{N_2}/X_{CO_2} + 0.28X_{He}/X_{CO_2}} + \frac{k_{N_2}}{1 + 1.4X_{CO_2}/X_{N_2} + 0.34X_{He}/X_{N_2}} + \frac{k_{He}}{1 + 0.34X_{CO_2}/X_{He} + 0.78X_{N_2}/X_{He}} \quad (3-9)$$

式中  $X_{CO_2}$  ,  $X_{N_2}$  ,  $X_{He}$  分别为  $CO_2$  ,  $N_2$  ,  $He$  在混合气体中所占的摩尔比 ,  $k_{CO_2}$  ,  $k_{N_2}$  ,  $k_{He}$  分别为  $CO_2$  ,  $N_2$  ,  $He$  的导热系数。

表 3-1 283K 时单一气体的热传导系数 , 单位 :  $4kJ \cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot K^{-1}$

气体	$CO_2$	$N_2$	$He$
热传导系数 k	0.0123	0.0206	0.123

温度为 T 时的混合气体的热传导系数  $k(T)$  :

$$k(T) = k_0(T/T_0)^a ; \quad a \approx 0.7 \quad (3-10)$$

设  $q(x) = [T(x)]^{a+1}$  , 则热传导方程(3-7)可变为

$$\frac{d^2 q(x)}{d^2 x} + \frac{w_{in}(1-h)(a+1)T_1^a}{k_1} = 0 \quad (3-11)$$

结合边界条件  $T(0) = T(d) = T_1$  , 可得放电区的气体温度分布

$$T_g(x) = \left[ -\frac{Bx^2}{2} + \frac{Bdx}{2} + T_1^{a+1} \right]^{\frac{1}{a+1}} \quad (3-12)$$

式中

$$B = \frac{w_{in}(1-h)(a+1)T_1^a}{k_1} \quad (3-13)$$

$$T_g\left(\frac{d}{2}\right) = \left[ T_1^{a+1} + \frac{Bd^2}{8} \right]^{\frac{1}{a+1}} = T_1 + \Delta T_g \quad (3-14)$$

气体的温升

$$\Delta T_g = \left[ T_1^{a+1} + \frac{Bd^2}{8} \right]^{\frac{1}{a+1}} - T_1 \quad (3-15)$$

由  $T_g(\frac{d}{2}) \leq T_{\max}$  可得

$$w_{in} \leq w_{in-\max} = \frac{8k_1(T_{\max}^{a+1} - T_1^{a+1})}{(1-h)T_1^a(1+a)d^2} \quad (3-16)$$

输入功率  $P_{in} = w_{in} \square A d$  , 由上式可知

$$P_{in} \leq P_{in-\max} = \frac{8k_1(T_{\max}^{a+1} - T_1^{a+1})}{(1-h)T_1^a(1+a)} \left( \frac{A}{d} \right) \quad (3-17)$$

激光器的输出功率

$$P_0 = h P_{in} \leq h P_{in-\max} = h \left[ \frac{8k_1(T_{\max}^{a+1} - T_1^{a+1})}{(1-h)T_1^a(1+a)} \right] \left( \frac{A}{d} \right) = P_A \square A \quad (3-18)$$

式中  $P_A$  为单位放电面积上的激光输出功率

$$P_A = h \square \frac{P_{in}}{A} \leq h \square \frac{P_{in-\max}}{A} = h \square \frac{8k_1}{(1-h)} \left[ \frac{T_{\max}^{a+1} - T_1^{a+1}}{T_1^a(1+a)} \right] \left( \frac{1}{d} \right) \quad (3-19)$$

由上式(3-17)可知, 在给定放电区的最大允许温升  $T_{\max}$  的情况下, 最大输入功率和输出功率与面积  $A$  成正比, 即注入功率和输出功率具有面积放大效应, 同时随放电间隙的增大而下降。

在最高温度  $T_{\max}=600K$  , 边界温度  $T_1=300K$  , 光电效率  $h=10\%$  , 气体配比为  $\text{He:N}_2\text{:CO}_2$  为 3:1:1 的混合气体的条件下, 可由(3-19)计算得出气体的热传导系数  $k_0$  为  $0.119W/mK$  , 可得到单位面积的最大输出功率  $P_A = 41.97 \square \frac{1}{d} (kW/m^2)$  ,  $d$  的单位为  $mm$ 。与文献[4]中 Abramski 等人的结果相符合。

面积放大的概念由 Abramski 和 Hall 等人在对平板波导结构  $\text{CO}_2$  激光器的实验研究中提出<sup>[4]</sup>, 实验表明: 激光输出功率与放电面积成正比。考虑宽为  $W$ 、长为  $L$ 、间距为  $d$  的两个金属板电极之间的放电, 假设放电均匀充满整个电极, 那么从放电体积中所能提取的总功率为:



$$P_0 = x_y P_L \left( \frac{W}{d} \right) L = x_y P_L \left( \frac{A}{d} \right) \quad (3-20)$$

$P_L$  为传统扩散冷却方波导  $\text{CO}_2$  激光器单位长度上的输出功率,  $x_y$  为考虑传统扩散冷却方波导  $\text{CO}_2$  激光器二维热扩散与平板波导激光器中一维热扩散的差别而引入的常数因子, 一般在 0.4~0.7 的范围之内。单位面积上的激光输出功率  $P_A$  为:

$$P_A = \frac{P_0}{A} = x_y \frac{P_L}{d} \quad (3-21)$$

由上式(3-21)可知, 这种激光器在很小间距的情况下(一般为几个毫米量级), 每单位面积上的激光输出功率是相当大的, 因此可以获得功率水平很高的小型器件。

研究表明, 只有在选择适当的极间距  $d$ , 上式(3-20)才能够成立, 因为极间距的大小影响激光束在波导内空间的传播模式和气体热输运速率; 另外, 要提高激光的输出功率, 必须增大波导的面积, 而电极尺寸的增大不利于保持器件的紧凑性和小型化, 长度的增加也会导致电压分布不均匀, 从而导致放电的不均匀, 波导的横向尺寸与波导的耦合损耗相关, 因此合理地选择板条电极的尺寸是及其关键的, 是设计射频板条波导  $\text{CO}_2$  激光器结构的基础。

### 3.3 本章小结

面积放大理论是基于扩散冷却平板波导  $\text{CO}_2$  激光器的研究而提出的。对扩散冷却管状和平板型  $\text{CO}_2$  激光器的温度分布的分析表明, 在增益区工作气体最大温升有限的情况下, 注入功率存在最大值。这给激光器功率的提升带来了限制。

(1) 对于传统的管状结构的激光器, 要提高激光器的输出功率只有增加放电增益区的长度, 在确定的工作气体、极板温度和气体温升情况下, 得到单位长度的输出功率约为几十瓦量级, 这给高功率设备的应用带来了较大的困难。

(2) 对于平板波导结构  $\text{CO}_2$  激光器, 在合理的极间距的条件下, 激光器的输出功率与放电面积成正比, 与极间距成反比, 在较小的极间距下(一般为几个 mm), 可得到较大的单位面积输出功率。在确定的工作气体、极板温度和气体温升情况下, 计算可得单位面积输出功率达到 10kW 量级。理论上为实现高功率激光器件提供了可行性。

## 4 板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器电极结构设计

放电电极是激光器的核心部分，电极结构的合理设计是研制激光器的关键步骤。本章以高功率板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器电极结构设计为例，介绍板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的整体结构，确定放电极间距和板条电极尺寸，设计放电电极的具体结构及使其均匀放电的并联谐振电感匹配网络。

### 4.1 激光器整体结构

激光器的整体结构图如图 4.1 所示，电极板和谐振腔置于腔内，激光器工作时，通过真空泵将内腔抽真空，工作气体通过减压阀，由自动充气系统将混合气体按预设的比例充入腔内。射频功率信号由传输线传输，经匹配网络耦合到金属上极板，下极板接地，在上下极板之间产生稳定的射频放电，通过激光谐振腔，形成激光振荡，激光束经输出窗口输出腔外，再经过外光路的整形、扩束后输出。工作时腔内形成一个相对封闭的系统。其它部分（气路系统，外光路系统，电源系统）由一个激光器金属外壳罩住。激光器工作时，腔外需要充入一定的保护气体。

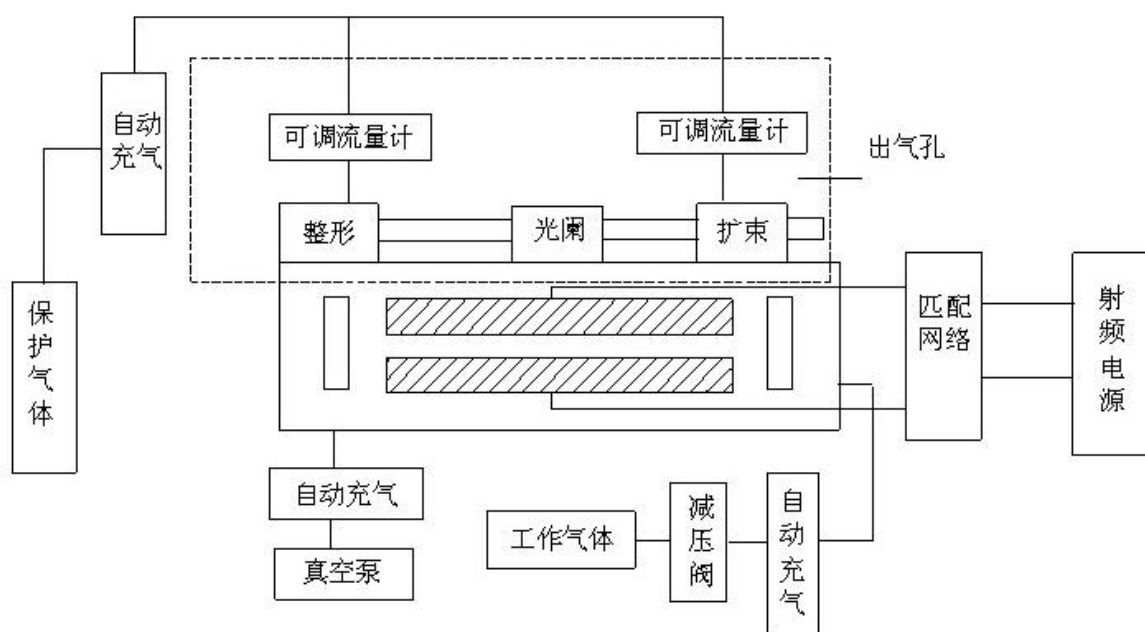


图 4.1 激光器整体结构示意图

## 4.2 板条电极结构设计

板条电极结构的设计需要选择合适的放电极间距及板条电极尺寸，并设计合适的电极结构和外围支撑结构。

### 4.2.1 放电极间距的选择

放电极间距的选择是实现稳定均匀的射频放电的一个关键的因素。Levitskii等人研究表明<sup>[25]</sup>：射频放电具有两种形式，低电流放电和高电流放电，分别称为 *a* 和 *g* 型放电。图3-1给出了两种放电形式的沿电场方向的光强分布<sup>[26]</sup>，*a* 型放电中靠近电极处各有一亮条纹，*g* 型放电靠近电极处各有一亮条纹，并且电极中心处有一极亮的条纹，但 *g* 型放电极易受电极不对称的影响，产生不规则的 *g* 型放电。两种放电形式类似于直流气体放电中的辉光放电和弧光放电。射频激励技术利用的是 *a* 型放电，而 *g* 型放电不利射频激励，应尽量避免。

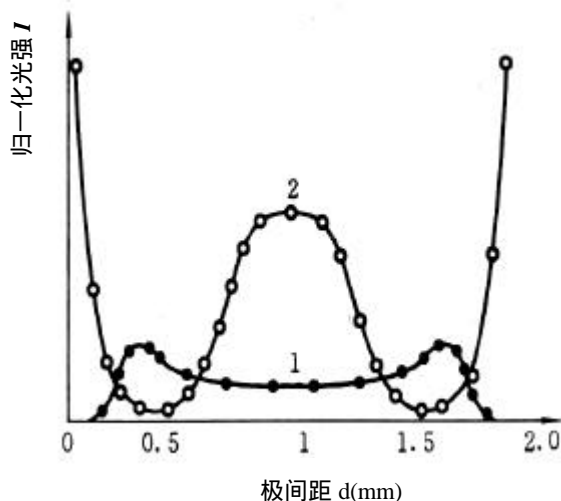


图4.2 *a* 放电和 *g* 放电发光强度分布

1. *a* 放电；2. *g* 放电

在放电区域，正柱区是有效激发区，因此，要实现有效的 *a* 型放电，放电极间距  $d$  必须大于鞘层厚度  $d_c$ ，即

$$d \gg d_c \approx \frac{u_{da}}{w} \quad (4-1)$$

所以  $w \propto \frac{u_{da}}{d}$  (4-2)

$u_{da}$  为电子迁移运动的振幅，接近常数，一般为  $1 \times 10^7 \text{ cm/s}$  量级。为了实现有效的扩散冷却，极间距值  $d$  一般很小（几个毫米量级），则上式(4-2)可确定激励频率的下限。一般在10MHz以上的量级。

射频激励频率的大小、工作气体的气压对射频激励放电存在较大的影响。研究表明<sup>[27]</sup>激励频率、气压越高，所需的激励电压也越高，达到稳定放电以后，极板间的电压随电流密度的变化越缓慢，提供给等离子体放电区的放电越稳定，激光激发效率越高。所以，提高激励源的工作频率有利于提高其输出功率。但是，随着射频频率的不断提高，射频放电的正柱区不断地变大，电荷鞘层厚度则相应地减小， $E/N$ 不断增加，反而会降低激光转换效率和激光输出功率。在放电极板物理尺寸、气体成分、气压一定的情况下，必然存在一个最佳工作频率<sup>[28]</sup>。

由面积放大理论可知单位面积上的输出功率密度  $P_A$  与放电极间距成反比关系，为了得到较大的输出功率值，一般采用较小的极间距值（几个毫米量级）。

Abramski等人在实验研究平板波导激光器时，得出输出比功率密度与极间距的关系<sup>[4]</sup>如图4-3所示。

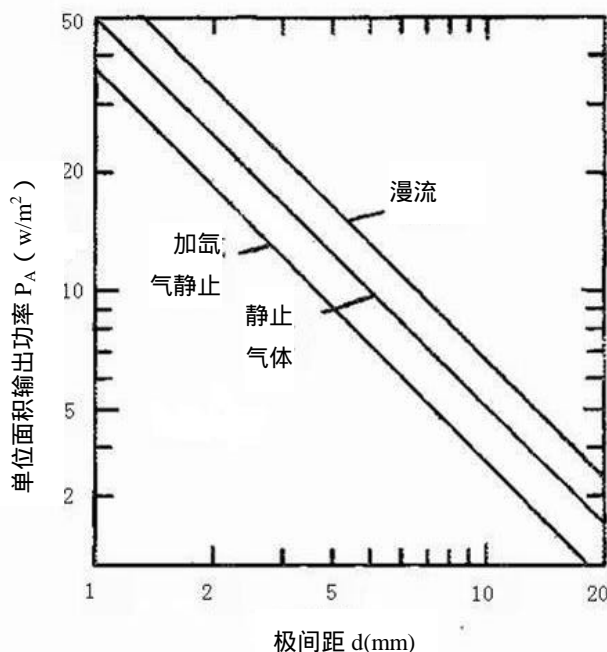
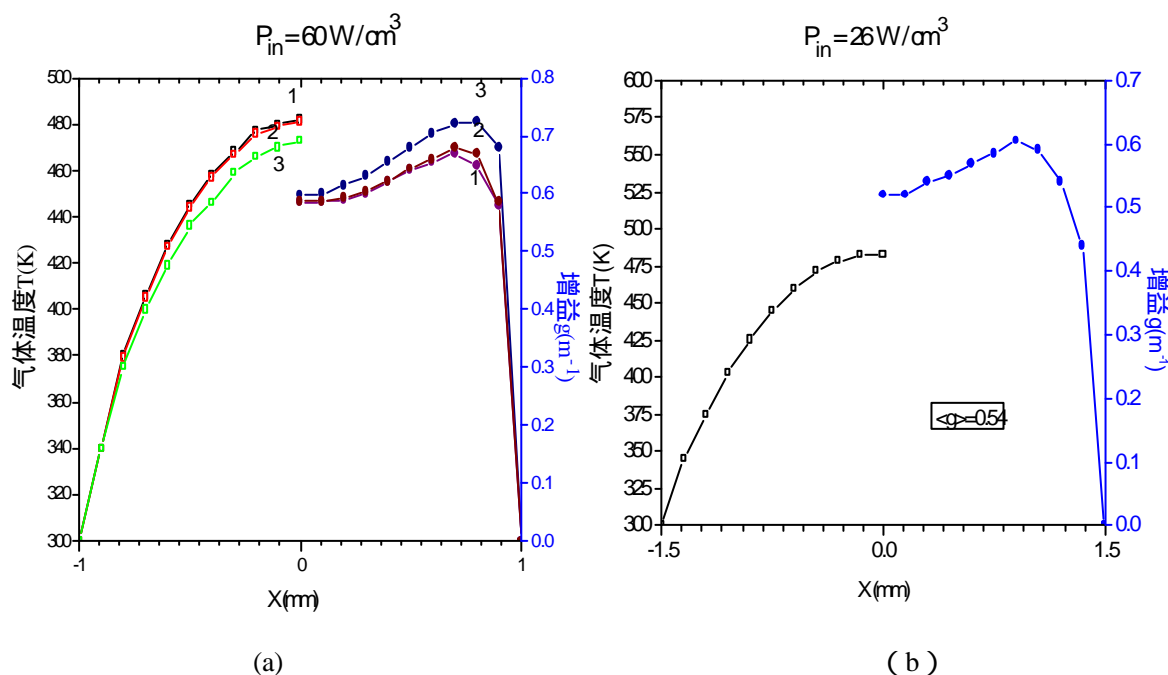


图4.3 输出功率密度  $P_A$  与极间距  $d$  的关系

图中三条线对应于静止无氙气、静止加5%的氙气和漫流无氙气时，输出功率密度与极间距的关系。由图可知输出比功率密度与极间距的反比关系是成立的。进一步的研究表明：当极间距 $d>1$ 时， $P_A$ 与 $d$ 的反比关系成立，当 $d<1$ 时，波导损耗较大，放电均匀性难以保证，一般不采用。对于普通的 $\text{CO}_2$ 激光器而言，其自由空间基膜高斯光束的典型值为5mm，当极间距 $d>6$ 时，光束将以自由空间模式传播，此时气体的热输运速度将下降，热效应增强，输出比功率密度将受到影响，得到的最大的比功率密度值为 $7\text{kW/m}^2$ ，对平板波导放电特性的研究表明，随着放电电极间距的增加，放电着火电压 $V_0$ 和维持电压 $V$ 都上升，放电最大电流显著减少，不利于放电。 $d<6$ 时，光束以自由空间波导混合模式传播，此时静态比功率密度可达 $20\text{kW/m}^2$ 。国际上通常采用的 $d$ 值一般为1~3mm。

Dutov等人采用数值模拟的方法，在工作混合气体比为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe}=1:1:6:0.4$ 、气压 $P=50\text{Torr}$ 、 $\text{CO}_2$ 分子离解率60%的情况下，计算了在不同注入功率、激励频率、极间距下，气体的放电温度分布和增益分布<sup>[29]</sup>，如图4.4所示。

从图 4.4 中可以看到，极间距对于放电区的气体温度分布和增益分布有较大的影响。板条极间距的确定必须综合考虑激励频率、气压、注入功率密度等因数的影响。本激光器选取极间距  $d$  值为 2mm。



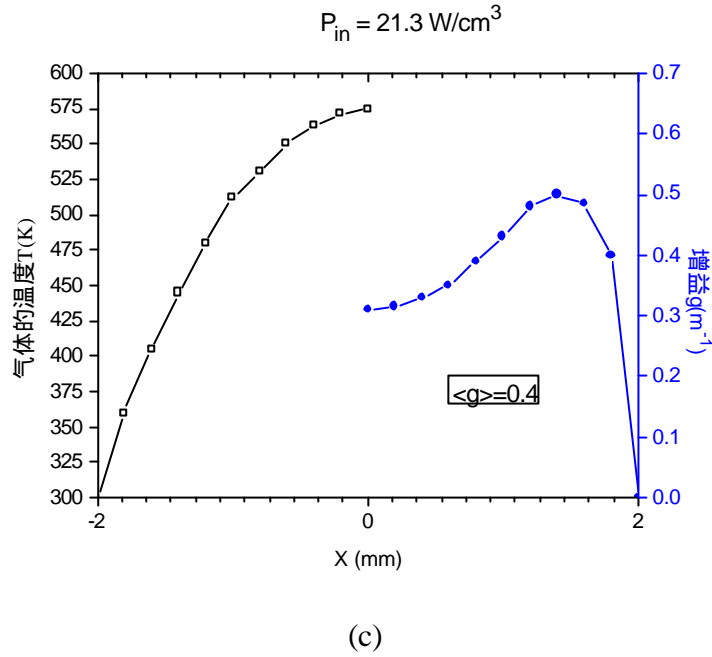


图4.4 放电区的温度和增益分布

(a)  $h=2\text{mm}$  1. $F=41\text{MHz}$ , 2. $F=81\text{MHz}$ , 3. $F=125\text{MHz}$  ; (b)  $h=3\text{mm}$ ,  $F=41\text{MHz}$  ; (c)  $h=4\text{mm}$ ,  $F=41\text{MHz}$

#### 4.2.2 板条电极尺寸的选择

##### (1) 极板电极面积

根据面积放大定理  $P_0 = x_y P_L \left( \frac{W}{d} \right) L = x_y P_L \left( \frac{A}{d} \right)$  可知，从放电体积中提取的总功率  $P_0$  与放电面积成正比关系。为了获得较大的输出功率，必须增大板条的面积。

由输出功率与输入功率的关系可知：

$$P_{in} = w_{in} A d = w_{in} V \quad (4-3)$$

$$P_0 = P_{in} h = h w_{in} V \quad (4-4)$$

$A$  为极板的放电面积， $d$  放电极间距， $V$  为放电空间的体积， $w_{in}$  为注入功率密度， $h$  为激光器的光电转换效率。若  $w_{in}$  取值为  $50\text{W/cm}^3$ ， $h$  为 10%。由上式关系可知，在确定的激光输出功率，可得到放电空间的体积，在选定了放电极间距后，可得放电空间的面积。

极间距取  $2\text{mm}$ ，若激光输出功率为  $1\text{kW}$ ，由上式计算可得，极板放电体积为

$200\text{cm}^3$  ,极板的放电面积约为  $1000\text{cm}^2$  ,若激光输出功率为  $2.5\text{kW}$  ,放电体积为  $500\text{cm}^3$  ,极板的放电面积约为  $2500\text{cm}^2$ 。

## (2) 电极长宽的确定

射频电磁波在电极之间形成驻波电压分布,为获得均匀的射频放电,要求电极尺寸长度不得过长,同时配合一定的纵向匹配技术。此外,较长的极板也难以加工,无法保证较高的加工精度,且易于变形要求。一般极板的长度要求小于  $1\text{m}$ 。

光束在波导谐振腔中传输存在着损耗,其主要的损耗为光在波导中的传输损耗和光在波导端口的与反射镜之间的耦合损耗,而其中的耦合损耗起着比较重要的作用。

由耦合损耗理论可知<sup>[30]</sup>,在费涅尔系数  $N_F = d^2/lz \ll 1$  时,耦合系数可表示为:

$$C_{pq} = |x_{pq}|^2 \approx 1 - p^2/6N_F^{3/2} - q^2/6r_m^3N_F^{3/2} \quad (4-5)$$

式中  $z$  为波导端口与反射镜之间的距离,其大小与谐振腔的曲率版半径有关, $d$  为波导的极间距, $b$  为波导的宽度,纵横比  $r_m = b/d$ , $p$ 、 $q$  分别为波导窄方向和波导宽度方向的模数。随着  $r_m$ 、 $N_F$  的增加,耦合系数  $C_{pq}$  也随之增大,并随着  $r_m$ 、 $N_F$  的增大逐渐达到一渐近值。而  $r_m$  的增大,意味着在确定的极间距下,波导宽度增大,从而导致光束输出口径增大,激光谐振腔直径的增大,其结果是激光器的输出光束趋向与多模,使光束质量变差,因此纵横比的增大是有限的,即极板的宽度增大是有限的。

因此,在确定的放电面积情况下,要在保证均匀射频放电激励和较低的耦合损耗,保证较好的光束质量。必须在板条长度和宽度之间做出一个合理的选择。本激光器选择由四块 Al 金属电极板构成一个平板波导放电结构,若激光输出功率为  $1\text{kW}$ ,放电极板的总放电面积选择为  $2 \times (50 \times 11)\text{cm}^2$ ,输出功率为  $2.5\text{kW}$ ,放电极板的总放电面积选择为  $2 \times (80 \times 17)\text{cm}^2$ ,极板的厚度为  $30\text{mm} \sim 50\text{mm}$ 。

### 4.2.2 板条电极结构

以输出功率为  $2.5\text{k}$  的激光器为例,本激光器放电结构由四块 Al 金属电极(两块阳极板和两块阴极板)和两个铝合金波导侧壁组成。电极板采用超精车加工,表面经抛光处理,射频电源功率通过匹配网络由传输线分别耦合到两个阳极板,在阳极板和阴

极板之间串联上一组匹配电感，实现均匀射频放电。上下电极分别采用水冷装置，热量通过气体扩散传给电极板，再由极板内的循环冷却水带走。金属真空腔采用不锈钢或铝合金制成，采用密封圈密封，同时采用水冷装置对真空腔体进行冷却，形成良好的散热系统。

电极结构示意图如图 4.5 所示，射频功率信号经匹配网络，由传输线传输，通过一个射频功率连接杆，穿过真空腔将射频功率信号耦合到两个上电极中，配合一组光学谐振腔，形成稳定的射频放电，上极板与接地下极板构成一个矩形的增益空间。

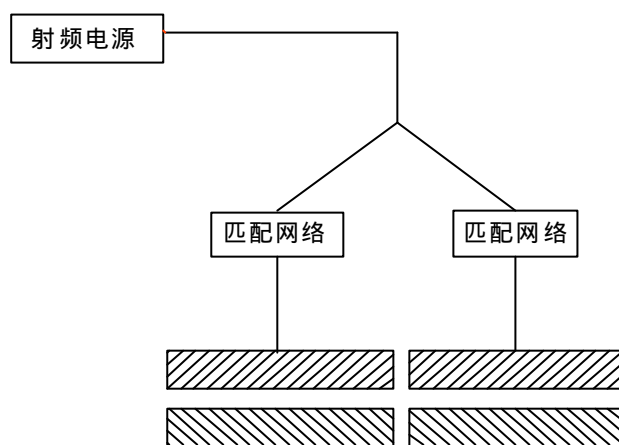


图 4.5 板条电极结构示意图

激光器真空腔内结构如图 4.6 所示，真空腔内主要结构由放电极板，底板，固定滑板组成。放电结构由四个金属铝电极构成，两对上下极板沿长度方向并行放置，上极板和下极板之间由绝缘瓷片（如三氧化二铝陶瓷）隔开，构成波导侧壁，上极板和下极板的间距为 2mm，配合相应的谐振腔，形成矩形的放电增益空间<sup>[31]</sup>。

上极板的结构如图 4.7 所示，上极板的长、宽、高分别约为 800mm、180mm、40mm。在上极板的长度方向外侧两端，加工有一排匹配电感插孔，用于插装匹配电感，在上极板的外侧中心部分，加工有一个输入杆连接座，射频功率信号通过一个穿过真空腔体的连接杆插入射频功率连接座，将射频功率信号耦合到两个上极板中，在上极板外侧加工有水管连接口，一个进水口和一个出水口。冷却水进水管和出水管由真空绝缘瓷管和金属管构成，绝缘管与出水口相接，金属管一端接绝缘管，另一端接不锈钢法兰穿过腔体导出腔外，各元件的连接通过金属钎接封接。



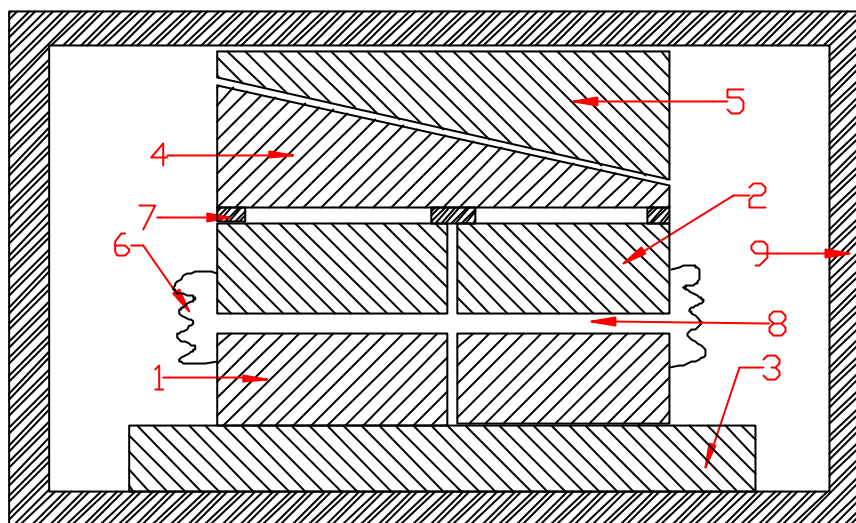


图 4.6 真空腔内结构示意图

- 1.下电极；2.上电极；3.底板；4.固定下滑板；5.固定上滑板；  
6.匹配电感；7.绝缘瓷片；8.矩形放电空间；9.真空腔体

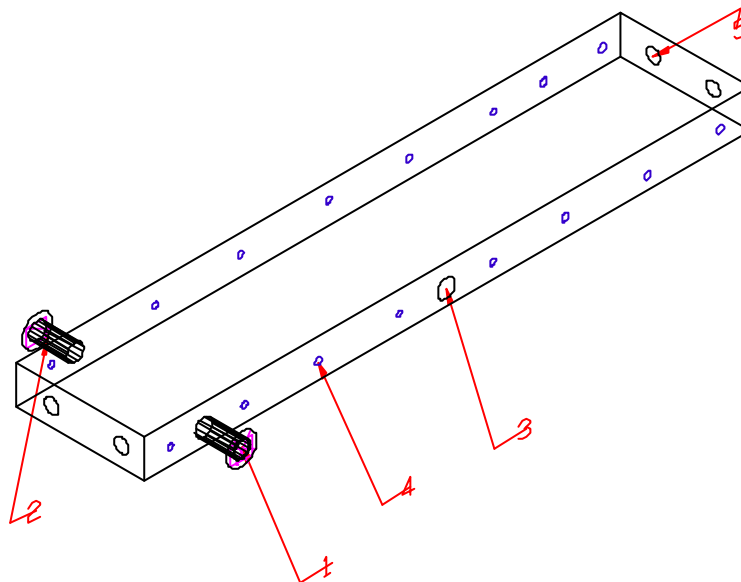


图 4.7 上极板结构图

- 1.上极板进水管；2.上极板出水口；3.射频功率连接座；4.匹配电感连接孔；5.水槽通道

下电极结构如图 4.8 所示，结构和上电极类似，下极板的尺寸与上极板相同。在极板的外侧两端加工有一排与两个上极板相对应的匹配电感插孔，水道进出口的管道直接与金属管连接，通过水道法兰引出腔外。

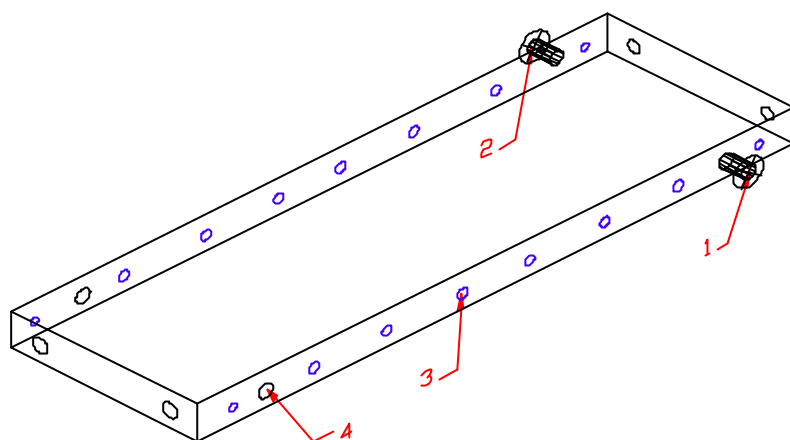


图 4.8 下极板结构图

1.下极板进水管；2.下极板出水管；3.匹配电感连接孔；4.水槽通道

底板结构如图 4.9 所示。底板由一个矩形的金属板构成，固定在真空腔体上，底板上平面直接与下极板相接，下平面与腔体内表面相接。整个放电电极固定在底板上，在底板长度方向的两端对称的固定有谐振腔反射镜和输出镜调整架，调整架前端装有水冷架，谐振腔镜片通过螺杆将固定在水冷架上，镜片、水冷架和调整架上加工有相应的螺杆孔，调整架和水冷架之间通过一组螺杆相连接，通过调整螺杆进出螺杆孔的位置，可调节镜片的相对位置。在输出端的水冷架和调整架上加工有相应的光束输出通光孔。在谐振腔镜片和极板放电空间之间固定有一挡板，用于阻挡放电气体等离子体损伤激光谐振腔镜片的表面膜。

极板的固定是通过一对滑板来实现的，滑板的结构示意图如图 4.10 所示。在上极板与真空腔内壁之间安装有一对电极固定滑板，固定上滑板和固定下滑板。上滑板的上表面是一平面，与真空腔内壁相接，上滑板的下表面是一斜面，下滑板的上部也是一斜面，与上滑板相对应，下滑板是一平面。在下滑板和上极板之间，由一组很薄的绝缘瓷片（一般厚度约为 0.2mm）隔开，由巴刑定律<sup>[32]</sup>可知：在放电着火电压和气压和极间距乘积值的关系曲线的左枝，在极间距较小时，气体击穿电压较高，因此，上极板和下滑板之间没有放电发生，因此可将气体放电的区间限制在上下极板之间。通过调节穿过滑板上的两个滑板螺杆，可拉动上下滑板沿长度方向滑动，改变两滑板沿长度方向的相对位置，从而调整两滑板的高度，将电极牢靠的固定在真空腔内。

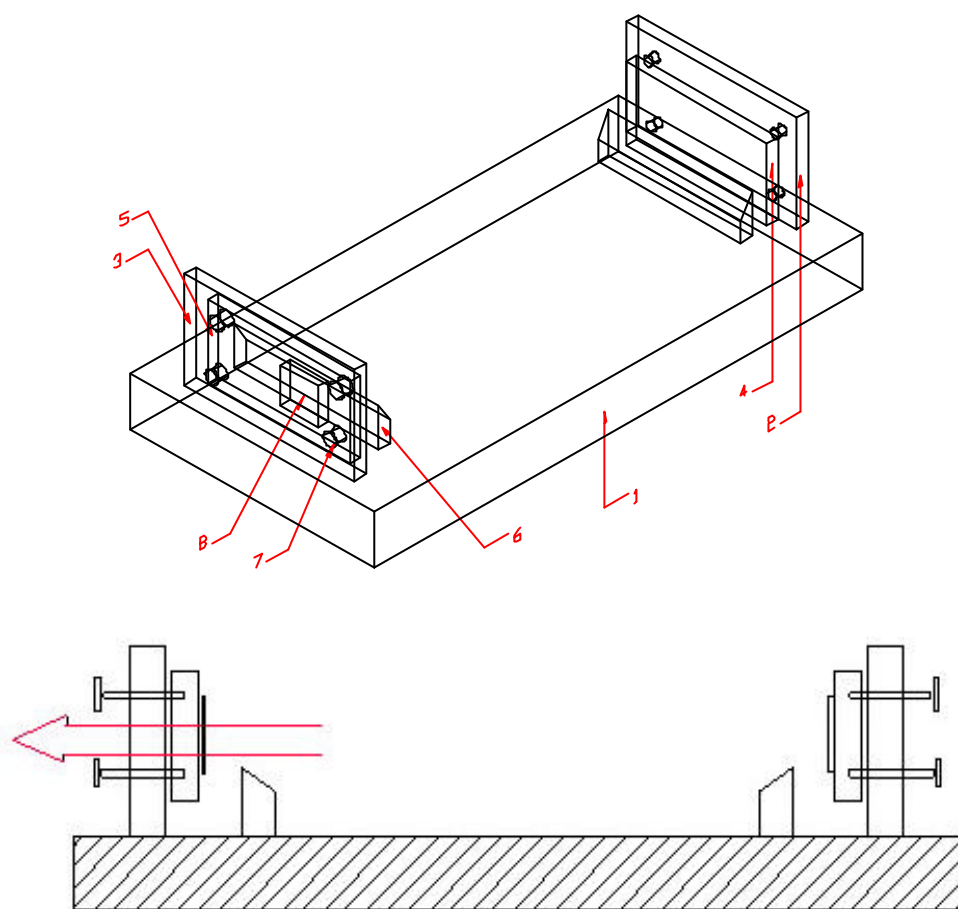


图 4.9 底板结构图

- 1.底板；2.全反镜调整架；3.输出镜调整架；4.反射镜水冷架；  
5.输出镜水冷架；6.谐振腔镜片挡板；7.调整架螺杆孔；8.矩形通光孔

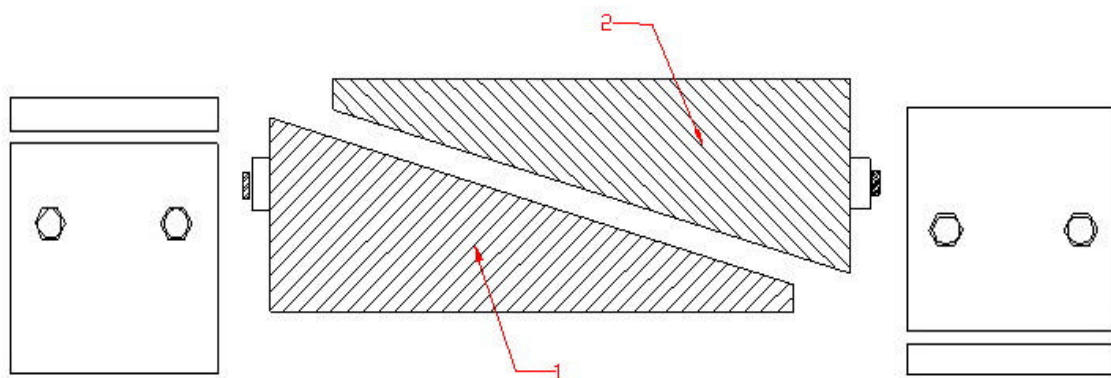


图 4.10 电极固定滑块的结构图

- 1.固定上压板；2.固定下压板

真空腔内气体的抽取和充入,通过一根穿过真空腔的真空通气管来完成。真空腔体由一个内外表面都经过抛光处理的的不锈钢腔体组成,真空腔的前后两端各有两个带有螺杆通孔的内法兰,真空腔后法兰和真空腔输出端法兰,在腔外端有与之相配的真空腔外法兰,紧固通过内外法兰的通孔的螺杆,形成真空密封。在输出端外法兰上加工有一光束输出通口,光束由此输出。在真空腔的腔壁上加工有相应的上极板和下极板水道真空腔内法兰、输出镜和反射镜镜架水道正空内法兰和真空腔通气口内法兰和射频功率输入端真空内法兰,通过连接相应的外法兰,可将相应的器件输出连接到腔外。

激光器的其他器件都置于腔外和一金属外壳之间,外壳一般采取立方体的结构,使其结构更加稳定。本激光器采用两个放电上级板和一个接地下级板,形成两个矩形的放电空间,在上极板中输入射频功率信号,形成两个板条状增益区间,在保持放电极板的长度的同时实现了增加激光增益的有效长度,为实现高功率紧凑型激光器提供了条件。具体的与之相匹配的激光器谐振腔结构,以及两个增益区间输出光束的耦合等问题,还有待进一步的研究。

### 4.3 匹配网络设计

射频板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器的匹配网络的作用是要实现射频电源的能量能最大限度地输入到激光放电区中以及在放电区实现均匀的射频放电。

电磁波在不同的阻抗界面传播时要产生反射波,为了有效的传输,通常采用阻抗变换技术,即匹配技术,使射频源负载阻抗匹配,将射频功率有效的传输到负载上。一般标准射频电源的输出阻抗为 50  $\Omega$ ,而激光头的阻抗值是随机的,与腔体结构、工作气体气压及放电状态等均有较大的关系、一般可视为容性阻抗,因此实际应用中,需要通过一个阻抗匹配电路来实现射频源输出阻抗与激光头输出阻抗间的匹配。

匹配电路的设计应满足以下三个要求<sup>[33]</sup>: (1)气体在未击穿放电前,通过加匹配电路使波导电极间的电压值极高,易于气体击穿;(2)在气体击穿放电后,激光头阻抗通过匹配电路变换后接近于 50  $\Omega$ ; (3) 应由容感元件组成,以减少无用功耗。

#### 4.3.1 射频等效电路

放电电极由两块 Al 金属极板组成。电极之间为工作气体，放电时放电区可等效为一并联电阻  $R_g$  和并联电感  $L_g$ ，通常  $L_g \ll R_g$ ，所以  $L_g$  可忽略不计。由于激光头由两块电极组成，所以还存在一并联电容  $C$ ，此外，激光头电极本身还存在电感  $L_{ch}$  和电阻  $R_{ch}$ ，所以激光头的等效电路如图 4.11 所示。

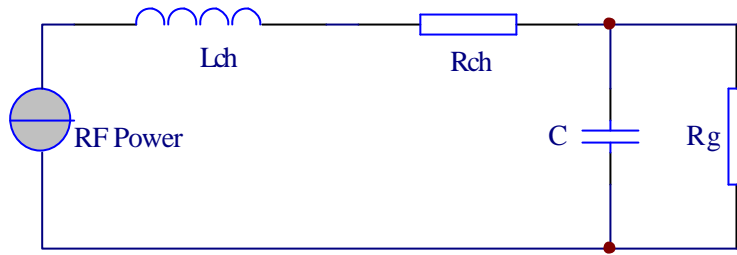


图 4.11 电极等效电路

按照传输线理论，均匀传输线的等效电路可以用图 4.12 来表示。 $L_0$  和  $R_0$  为分布电感和电阻，即单位长度传输线的等效串联电感和电阻； $C_0$  和  $G_0$  为分布电容和电导，即单位长度传输线的等效并联电容和电导。

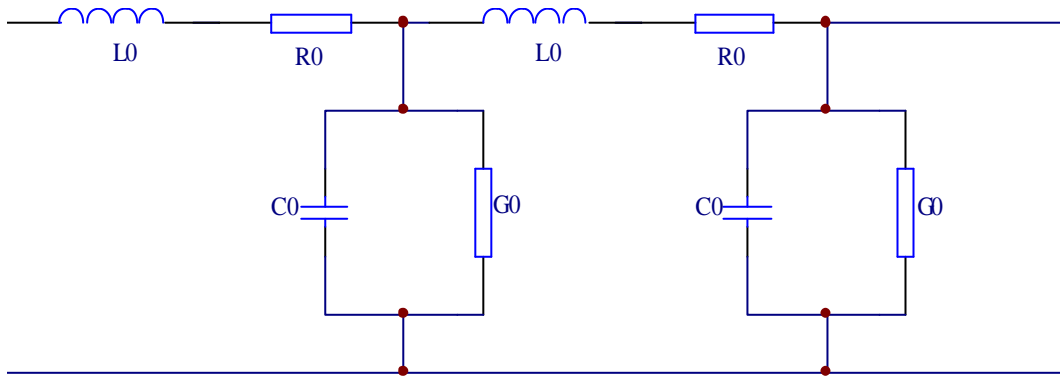


图 4.12 电极传输线模型

$l$  为激光头放电区的长度。

$$L_0 = L_{ch}/l, R_0 = R_{ch}/l, C_0 = C/l, G_0 = G/(lR_g) \quad (4-6)$$

在激光器不放电时，气体未击穿  $R_g = \infty$ ，所以  $G_0 = 0$ ；放电时  $R_g > 0$ ， $G_0 > 0$ ，激光头的电极材料一般为铝，所以  $R_{ch}$  一般很小，可忽略，故  $R_0$  也可忽略。传播常数  $g$  为

$$g = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = a + b \quad (4-7)$$

$\omega$  为传输线所传导的电磁波的角频率,  $a$  为衰减常数, 代表单位长度传输线上行波的振幅变化,  $b$  为相移常数, 代表单位长度传输线上行波的位相变化。传输线的特征阻抗  $Z_0$  为:

$$Z_0 = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)/(G_0 + j\omega C_0)} = \sqrt{L_0/C_0} \quad (4-8)$$

为了使射频电源的能量最大限度地输入到放电区, 并使放电区放电均匀, 必须满足: (1)激光头的阻抗与电源的内阻相同; (2)当射频电流输入激光头后, 激光头能产生 LC 谐振; (3)激光头的电极板上电压分布均匀。

#### 4.3.2 并联谐振匹配网络设计

射频放电电极结构如图 4.13 所示。为了减小波导通道内的纵向分布电容, 获得较平坦的纵向分布电压, 从而使射频气体放电纵向均匀激励, 提高激光器的效率和单位长度输出功率, 通常采用并联分布电感技术。

在上下金属板条电极之间等距离的连接一组沿电极纵向并联分布电感。其结构如图 4.14 所示。所连接并联电感的大小及数目由激光头的参数和所要求的均匀分布的精度 (电压的起伏程度) 所决定的。

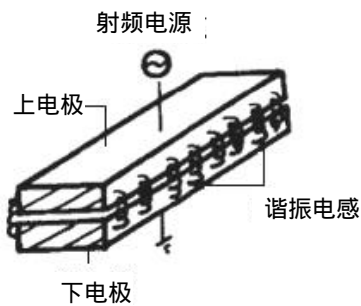


图 4.13 电极结构

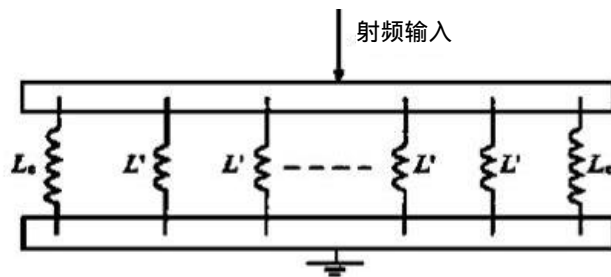


图 4.14 极板电感分布

射频功率经过同轴电缆耦合到上电极中间位置, 射频功率沿纵向传播, 电压沿纵向分布是不均匀的, 没有放电时, 电极表现为无耗传输,  $a = 0$ , 电压的纵向分布为  $V(x) = |V_0 \sin(bx)|$ , 为一驻波分布,  $V_0$  为稳态输入端电压, 随着传播距离  $x$  的增大, 电压分布不均匀性也增大。

为了使射频电极上电压分布均匀，可并联一组等距离分布的谐振电感，相邻电感间的间距为  $d$ 。所接电感的数目  $n$  和  $d$  的大小将由所要求的电压起伏程度决定。电压的起伏  $d_v = \frac{\Delta V}{V}$ ，如图 4.15 所示。利用波腹处电压最为平坦的特点，只希望  $MN$  部分的电压分布存在于极板中。

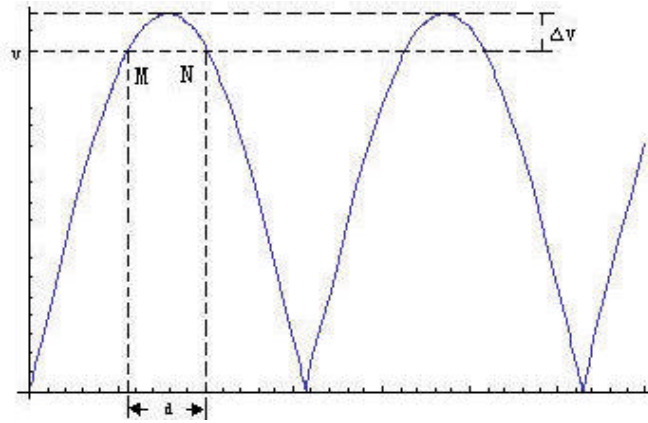


图 4.15 电压驻波分布示意图

入射波和反射波的相位差  $q = \beta d$ ，电压起伏  $d_v$  与相位差  $q$  满足如下关系

$$d_v = \frac{1 - \cos \frac{q}{2}}{\cos \frac{q}{2}}$$

，在确定的电压起伏下，可得出相应的相位差值。在频率为 81.36MHz

如电压起伏要求小于 10%，可得到相位差  $q$  小于  $48^\circ$ ，电感的间距  $d$  约为 8cm，将长  $l$  为 800mm 的电极分成  $n$  等分， $n = bl / (\beta d)$ ，在等分的位置上并联上  $n$  个电感， $n$  约为 10，使各段得到相同波动的电压分布。

并联谐振电感的接法有两种<sup>[35]</sup>：

(1) 的在位置  $x = l/n, 2l/n, \dots, (n-1)l/n$  处接上电感值为  $L'$  的电感，在两头( $x=0$  和  $l$  处)接上电感值为  $L_e$  的电感。为了使激光头能产生谐振， $L'$  和  $L_e$  满足如下关系

$$L' = (Z_0 \tan \frac{q}{2}) / 4w, \quad L_e = 2L' \quad (4-9)$$

(2) 终端开路，在距终端  $d/2$  处开始接入  $n$  个等值的并联电阻  $L'$ 。

一般第二种接法只是在较短的极板中采用。由以上计算可知，在给定了板长，工作频率及允许的电压波动范围后，根据所测定的激光头等效特征阻抗值，可定出最小电感

的数目和电感值。

改变电极上并联电感的数目，调整电感值满足谐振条件，可以得到不同的电压分布曲线，电极上并联谐振电感越多，纵向电压分布的均匀性越好。文献[36]在实验气体配比为  $\text{He:N}_2:\text{CO}_2=3:1:1$ ，气压为 14200 Pa，电源频率 95.6 MHz，注入电功率 3.5 kW 条件下，对长 350mm，宽 50mm，极板间的放电间距为 1.5 mm 的铜制板条电极结构的

放电研究得到，不同并联电感数目下，相对电压  $V_s$  ( $V_s(x) = \left| \frac{V(x)}{V_0} \right|$ ) 分布的。

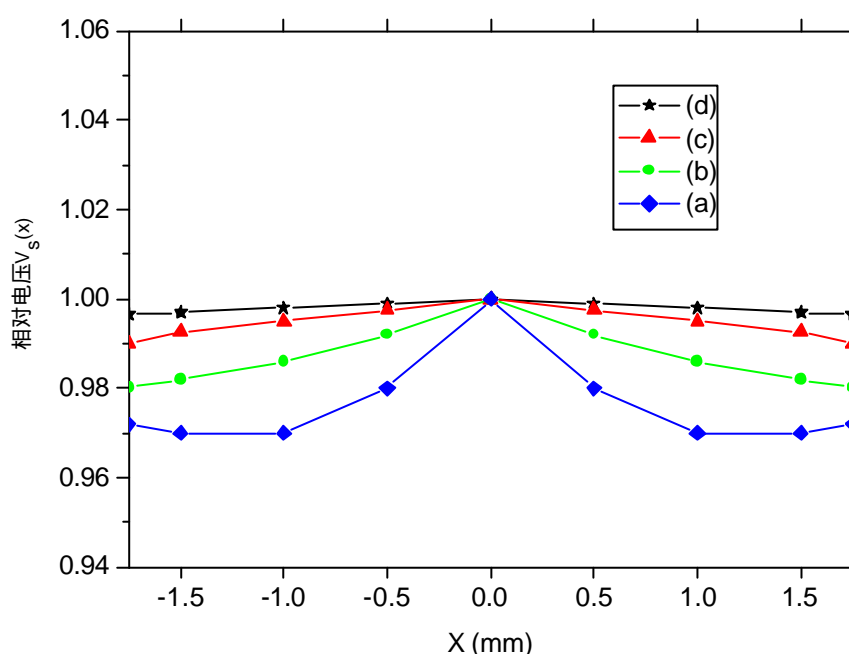


图 4.16 并联有不同对数谐振电感电极的纵向电压分布

(a) 8, (b) 16, (c) 32, (d) 200

当并联电感数由 8 对增加到 16 对时，电压起伏由 3.2% 减小为 1.9%，当增至 32 对时电压起伏已不足 1%，特别当电感数目很大时，如图 4.16 中的(d)线，电感对数为 200，电极上的电压起伏可忽略。试验条件下将起伏电压小于 3.2% 作为电压分布是否均匀的一个判据。在保持并联谐振电感数目不变的情况下，改变电感值，使其偏离谐振状态仍可以得到小于判据的电压分布。满足电压判据分布的并联电感  $l$  下线为激光放电等效电容的谐振电感  $l_e$ ，上限接近电机结构电容的谐振电感  $l_s$ 。



## 4.4 本章小结

(1) 以射频放电的相关理论和面积放大理论为基础, 确定了放电极间距、板条电极的尺寸, 以 2.5kW 板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器为例, 设计了板条放电结构, 本激光器采用由四电极构成的单通道放电结构, 电极尺寸约为  $(800 \times 180 \times 40) \text{ mm}^3$ , 并给出了腔内其它各部分的具体结构。由于采用单通道的设计方式, 其结构简单、紧凑、稳定、易于实现, 采用四块 Al 金属电极, 可分别对各极板进行冷却, 更有利于热量的扩散。

(2) 为了实现放电极板的稳定的均匀放电, 减小电压的波动, 设计了并联谐振电感匹配网络, 可将电压的波动范围控制在有限的范围之内。并联电感的数目和大小与要求的电压波动范围, 极板的长度, 激励频率, 激光头等效阻抗等因素相关。

## 5 水冷结构设计

激光器在工作运行过程中，会产生大量的余热，因此必须设计合理的水冷结构，以保持激光器稳定高效的运行。而弄清放电区气体温度分布及其热交换过程，对于设计合理的水冷结构十分必要。

### 5.1 放电气体温度的影响

一般的射频激励板条波导  $\text{CO}_2$  激光器，光电转换效率 $\eta$ 一般在 10%-20%的范围之内，其余的放电功率大部分通过电子与气体粒子的碰撞使气体加热，温度升高。对  $\text{CO}_2$  激光器激发机理的研究表明<sup>[37]</sup>，放电气体的温度上升对输出功率的影响有两个方面：

- (1) 气体温度升高使  $\text{CO}_2$  分子的跃迁谱线加宽，从而导致激光受激截面减小。
- (2) 气体温升导致激光上能级粒子的消激发速率上升，下能级粒子的热激发速率增加，两者的结果导致反转粒子数密度下降，使小信号增益系数减小，从而使输出功率下降。

图 5.1 给出了  $\text{CO}_2$  分子各能级的相对粒子数分布随温度的变化<sup>[38]</sup>，由图可见，当工作气体的温度低于 680K 时，激光上下能级之间的相对粒子数随温度的升高而减小，当温度到达 680K 时，上下能级间（与 10.6  $\mu\text{m}$  相关的 001 与 100 能级）的反数粒子数为零，导致无激光输出。

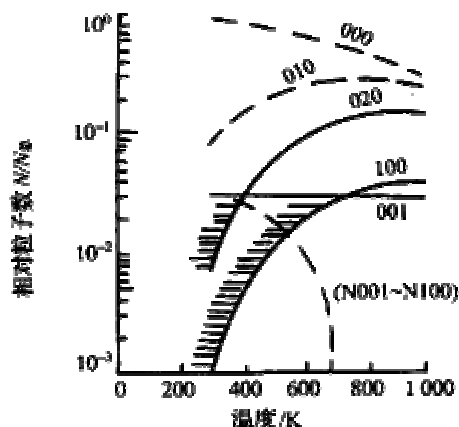


图 5.1  $\text{CO}_2$  分子各能级的相对粒子数分布随温度的变化

在实际工作中当温度达到 600K 时，激光器的光电转换效率明显降低。为保持激光器长时间高效稳定的运行，CO<sub>2</sub> 激光器正常工作时放电气体温度一般限定在 400-500K 之间。并采取采用有效的冷却装置，将放电气体中的多余的热量带走，保持稳定的工作气体温度。

现有 CO<sub>2</sub> 激光器采用的主要冷却方式有两种：

#### (1) 气体快速对流冷却

采用风机使气体产生快速的流动，经过热交换器的冷却气体快速的替代加热过的工作气体。采取这种方式能够维持管截面气体温度分布均匀，保证工作气体成分的稳定，提高输出功率。其冷却的效果取决于气体的质量流量。在高功率的直流激励的轴快流和横流 CO<sub>2</sub> 激光器较多的采用该技术。

#### (2) 扩散传导冷却

气体的热量热传导由气体传给管壁或极板，再又管壁或极板传给冷却液带走热量。在封离型器件中，由于气体的热传导率较低，气体的特征冷却时间比下能级驰豫时间长几个数量级，因此冷却效果较差。其优点是不需要体积大，技术难度高的风机。

射频激励板条 CO<sub>2</sub> 激光器由于采取大面积均匀放电，其极间距小，气体的热量可快速扩散到大面积电极上，由快速流动的冷却水带走，使气体得到了很好的冷却。因此射频板条 CO<sub>2</sub> 激光器一般采用扩散冷却的方式。

## 5.2 温度场分布与热平衡分析

热量传递的有三种基本方式<sup>[39]</sup>：(1) 热传导；(2) 热对流；(3) 热辐射。在实际工程应用中，热对流的同时往往伴随着热传导，构成一个复杂的热传递过程，称之为对流传导。在射频激励板条激光器中，气体的冷却采用扩散传导冷却的方式。热量的传递方式如图 5.2 所示，

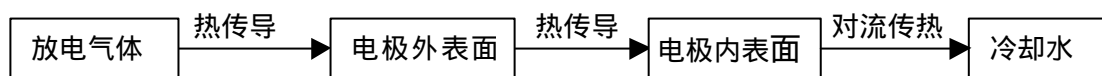


图 5.2 热量的传递过程

高温的放电气体通过热传导的形式将热量传给电极壁，电极通过热传导的方式将热量再传给电极的水道表面，再通过水道中循环流动的冷却水与极板间的传导对流将热量带走。

### 5.2.1 放电区的温度分布

#### (1) 气体放电区的温度分布

平板大面积放电结构中，扩散冷却的热传导过程包括工作气体、金属电极的传热以及冷却液的对流传热。其截面图如图 5.3 所示。其中  $T_w$  为冷却水温度， $T_l$  为电极板与气体接触面的温度， $T_2$  为电极板与冷却水的接触面的温度， $T_g$  为放电区气体的温度。极板的厚度为  $\Delta d$ 。电极板间距方向为 X 方向。

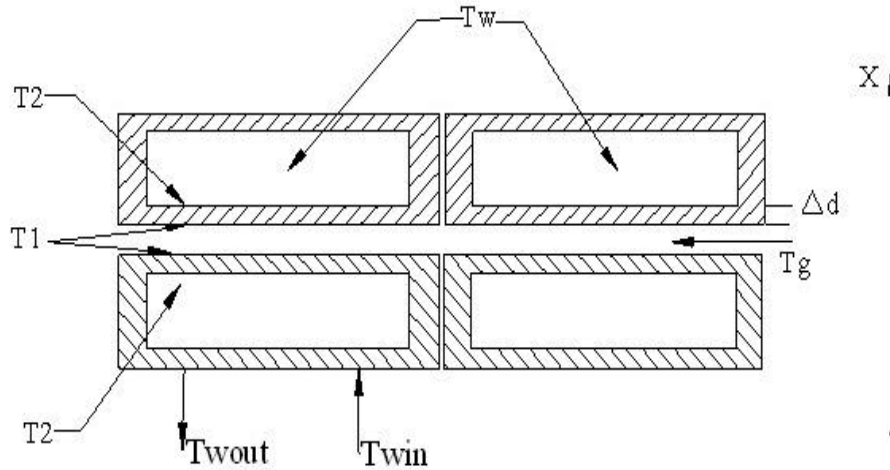


图 5.3 放电电极的温度

由第三章的推导可知：放电区气体的温度分布的求解可近似为一个含内热源的一维稳态传热问题，联合热传导方程和边界条件，可解得电极板内气体的温度场分布：

$$T_g(x) = \left[ -\frac{Bx^2}{2} + \frac{Bdx}{2} + T_l^{a+1} \right]^{\frac{1}{a+1}}$$

$$B = \frac{w_{in}(1-h)(a+1)T_l^a}{k_l}$$

气体的温升为

$$\Delta T_g = \left[ T_1^{a+1} + \frac{Bd^2}{8} \right]^{\frac{1}{a+1}} - T_1$$

若取  $w_{in}$  为一典型值  $50\text{w/cm}^3$   $h$  为 10% ,  $T_1$  为 300K  $k_1$  值约为  $0.1\text{w/mK}$  利用 Mathematica 模拟可得到温度场分布为下图 5.4 所示。

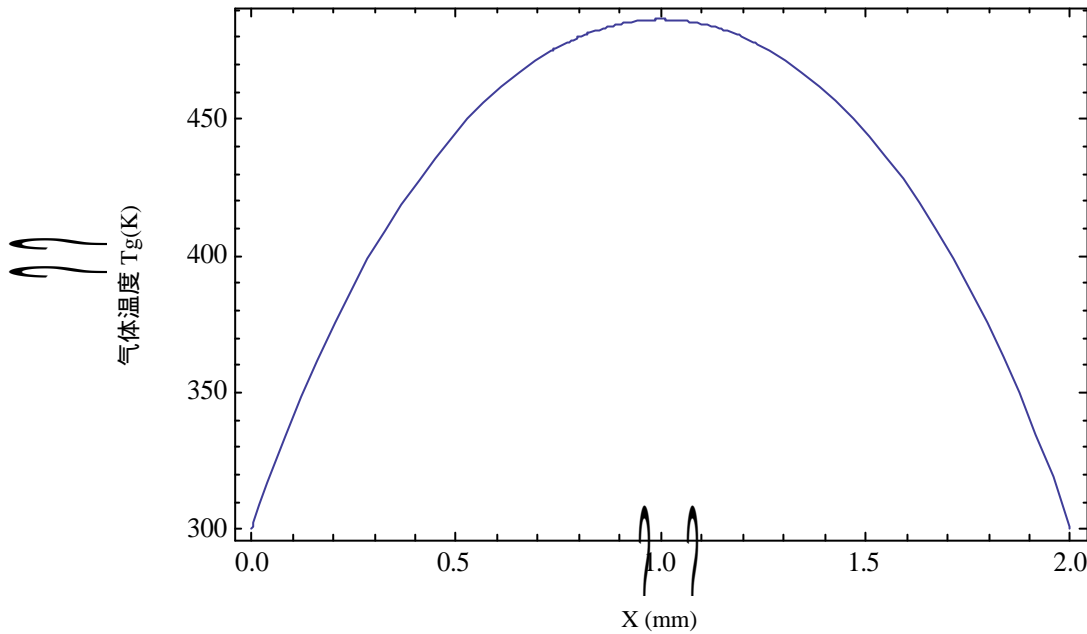


图 5.4 工作气体的温度分布

由上图可知，放电区气体密度的温度沿  $x$  方向呈抛物线分布，在极板中心  $x=d/2=1\text{mm}$  处达到最大值约为 485K，气体的温升约为 185K。由 5.1 节的分析可知，这样的温度分布是在激光器有效稳定的工作范围之内的。

分析上式可知，在确定的电极结构下，工作气体的温升随着注入功率密度和极板厚度的增加而增大。因为气体的温升的有限性限制了注入功率密度的提高，选择合适的气体参数使注入功率达到最大是及其关键的问题，减小极板的厚度，增大水冷通道的内径有利于降低气体的温升，提高放电增益，从而提高激光器的输出功率及效率。

在实际的平板放电结构中，平板电极间中的电场分布是不均匀的，导致沿电场方向出现辉纹，在射频放电中表现为靠近电极表面鞘层的存在，因此，放电气体产生的热量是不均匀分布的，即不能将放电气体中的内热源视为均匀分布。

对于非均匀热源的热传导问题<sup>[40]</sup>，可以通过求解电子的连续方程和 Poisson 方程，

然后求解气体的热传导方程，分析射频放电区的热效应。平板放电结构如图 5.5 所示：其分为三个不同的区域，中间为正柱区，由电中性的等离子体构成，是主要的放电增益区域，其电场变化不大，可视为一常量；靠近电极的为电场交替变化的两个对称的阴极位降区，可视为等离子体正柱区的鞘层，主要由正离子构成。

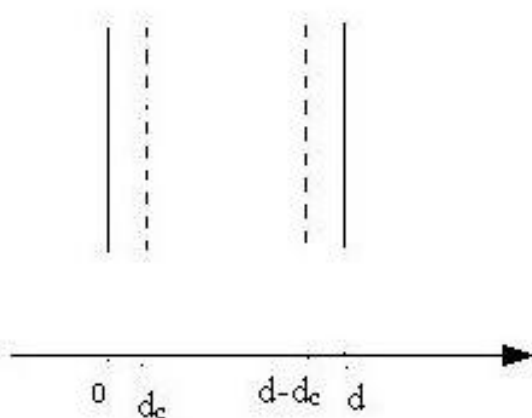


图 5.5 平板放电结构

将通过求解电子的连续方程和 Poisson 方程，可得到在  $0 \sim d_c$  和  $d \sim d - d_c$  的区域内的电场及总电流分布， $d_c \sim d - d_c$  区域与  $0 \sim d_c$  区域缝补相同。在一维近似下，热传导方程为

$$\frac{d}{dx} \left( k(T) \frac{dT}{dx} \right) + JE(x) = 0 \quad (5-1)$$

$k(T)$  为与温度有关的导热系数， $J$  为电流密度。上述方程采用有限差分法求解，联合边界条件：

- 1)  $x = d_c$  的电场强度为正柱区的电场强度；
- 2)  $\int_0^{d_c} E(x) dx = V_d$  为电极间的电压降；
- 3)  $T(0) = T(d) = T_1$  为电极的壁面温度。

可解得电极板间的温度场分布。

图 5.6 给出了不同配比情况下的温度分布，当混合气体中 He 的含量增加时，放电区气体的温度明显下降，这是由于 He 的导热系数较高，有助于提高气体的冷却效果，从而降低放电区气体的温度。图 5.7 给出了电极表面的温度变化对气体温度分布的影响，降低电极表面的温度可使放电区的气体温度整体下降。

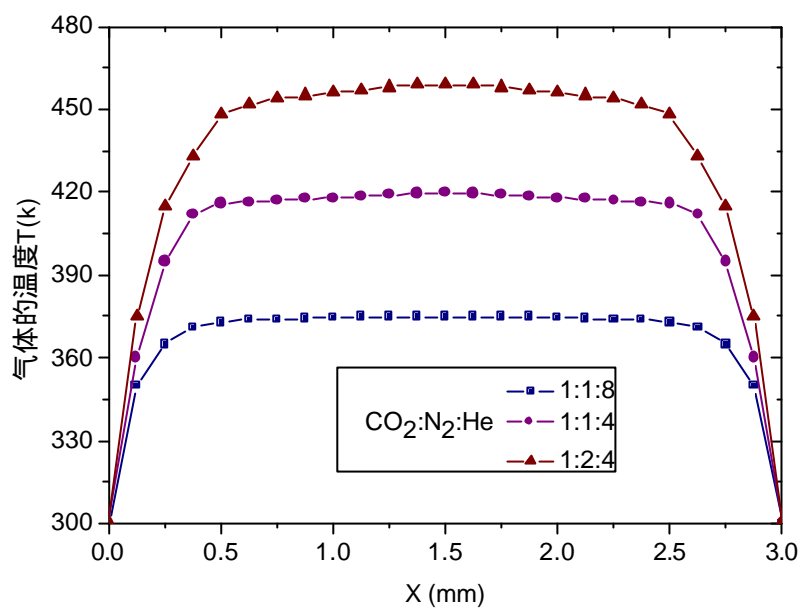


图 5.6 不同气体配比情况下的温度分布

气压为 2.6kPa , He:N<sub>2</sub>:CO<sub>2</sub> =3:1:1

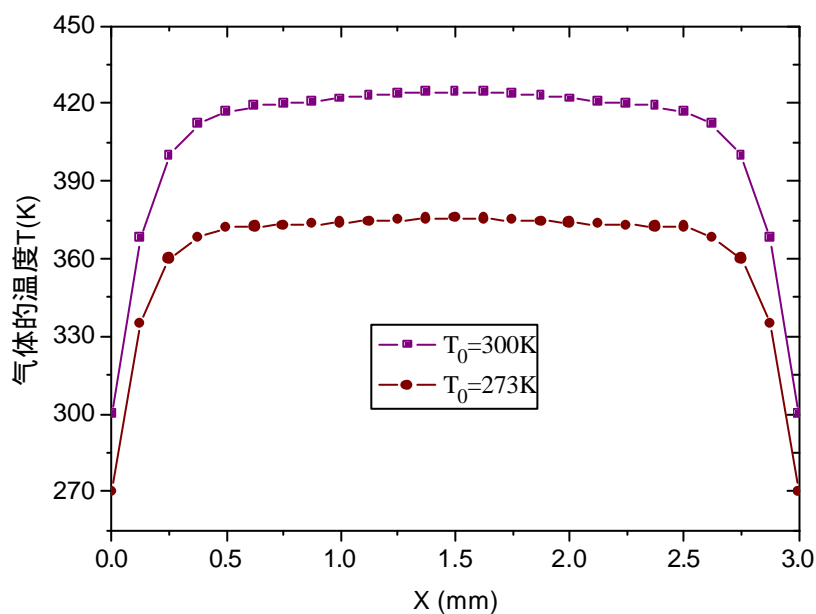


图 5.7 电极表面温度对温度分布的影响

气压为 2.6kPa , d=3mm

从上图中可以看到，在射频放电空间中，气体的温度分布并不为抛物线分布，在靠近电极的地方，温度的梯度较大；而在正柱区内温度分布较为均匀。这是由于电极

附近的电场强度较大，注入功率高，发热厉害，温度变化大，而正柱区内的功率密度较低的原因。这种温度分布有两点好处：

1) 电极附近有较大的温度梯度，有利于热量的快速传导。

2) 正柱区内较均匀的温度分布则有利于 CO<sub>2</sub> 激光器各激发态的激发，并形成一稳定的增益区。

在确定的电极机构下，调整工作气体的参数，气压、气体配比、输出气体的初始温度等可改变放电区气体的温度分布。

## (2) 电极板内的温度分布

忽略电极板内的电阻损耗，则电极板内无热量产生，其温度分布的求解可近似为无内热源的一维导热问题<sup>[19]</sup>。其导热微分方程为：

$$\frac{d^2T}{dx^2} = 0 \quad (5-2)$$

边界条件： $T(x=d)=T_1$ ， $T(x=d+\Delta d)=T_2$ ，由此可求得电极板内的温度分布为：

$$T = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{\Delta d}(x - d) \quad (5-3)$$

根据导热基本定律——傅立叶数学表达式可知：导热面积的热流密度正比于该导热面的法向温度变化率——温度梯度<sup>[35]</sup>，流过电极板的热量为：

$$Q' = -k_c A \frac{dT}{dx} \quad (5-4)$$

$k_c$  为电极板的导热系数， $A$  为极板导热面积，因为电极板无内热源，所以无热量产生，

稳态时流过电极板的热量应等于放电区内气体的热负荷率  $P_{\text{热}}$ ，即

$$P_{\text{热}} = 2Q'_{\text{上}} + 2Q'_{\text{下}} = -2k_c A_{\text{上}} \frac{dT}{dx} - 2k_c A_{\text{下}} \frac{dT}{dx} \quad (5-5)$$

由于四块上下极板是对称的，故  $A_{\text{上}} = A_{\text{下}} = A$

由此可得：

$$P_{\text{热}} = -4k_c A \frac{dT}{dx} \quad (5-6)$$

$$T_1 = T_2 + \Delta T_1 \quad (5-7)$$



$\Delta T_1$  为电极内外表面的温度差

$$\Delta T_1 = \frac{P_{\text{热}} \Delta d}{4k_c A} \quad (5-8)$$

由上式可知，减小放电气体的热负荷和电极板的厚度，或提高电极板的热传导系数，即采用导热系数更大的电极材料，可减低电极板的内外表面温度差，从而实现更快更有效的冷却。

### (3) $T_1$ 、 $T_2$ 的求解

若已知  $T_2$ ，便可根据上式可得  $T_1$ 。设流进冷却通道中的水温为  $T_{\text{win}}$ ，流出冷却通道中的水温为  $T_{\text{wout}}$ 。因为流过通道电极表面的冷却水单位时间内从电极中所带走的热量等于单位时间内冷却水热能的增加<sup>[41]</sup>，即

$$Sh_s(T_2 - T_{\text{win}}) = (T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f \quad (5-9)$$

式中， $S$  为水与电极的接触面积， $h_s$  对流传热系数，与冷却水的流动性和接触面的几何结构有关， $c_s$  为水的比热容， $f$  为单位时间内水的流量。由此可得

$$T_2 = T_{\text{win}} + \Delta T_2 \quad (5-10)$$

式中  $\Delta T_2$  为电极与冷却水接触面的温差，

$$\Delta T_2 = \frac{(T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f}{Sh_s} \quad (5-11)$$

由以上的分析可知，由极板传导到冷却水的热量随着电极与冷却水接触面积和温差增大而增大。在确定的水流通结构下，增加水的流速可增大由冷却水带走的热量。在确定的水流情况下，随着换热量的增加，冷却水的进出口的温差也随着增大。

因电极板内无热源，流过电极的热量应与冷却水从电极上带走的热量相等，即

$$(T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f = -k_c A \frac{dT}{dx} \quad (5-12)$$

而电极的表面温度  $T_1 = T_2 + \Delta T_1$ ，

$$\Delta T_1 = (T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f \Delta d / (2k_c A_{\perp} + 2k_c A_{\top}) \quad (5-13)$$

比较式(5-8)和(5-13)可得  $P_{\text{热}} = (T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f$

## 5.2.2 热平衡分析与换热计算<sup>[42]</sup>

### (1) 热平衡分析

扩散冷却射频板条激光器中，没有采用风机，真空腔内的工作气体无流动，主要通过气体的扩散来散热。由以上的分析可知，气体的发热热量经历了如下过程：通过气体的热传导，传输到电极板外表面，再由电极板的外表面传到水道表面，最后通过对流传热，由流动的冷却水带走。

激光器在连续运行工程中，输入到放电气体中的放电功率，除去一部分转换成激光输出及激光谐振腔镜片的加热外，绝大部分的功率用于对气体加热变成热量。其中气体的热量绝大部分由上下极板中的冷却水带走，小部分被真空腔体的冷却水带走，及器件本身的扩散。循环冷却水的温差可用冷却水道入口侧和出口侧的水温差来表示，循环冷却水由外围的制冷设备水冷机组提供。

由于电极板内无内热源，由能量守恒原理可知，放电区气体的发热功率  $P_{\text{热}}$ 、稳态时单位时间内流过电极板的热量  $Q'$ 、由冷却水单位时间从电极板内带走的热量  $Q$ ，三者数值上应相等。热交换过程如图 5.8 所示。

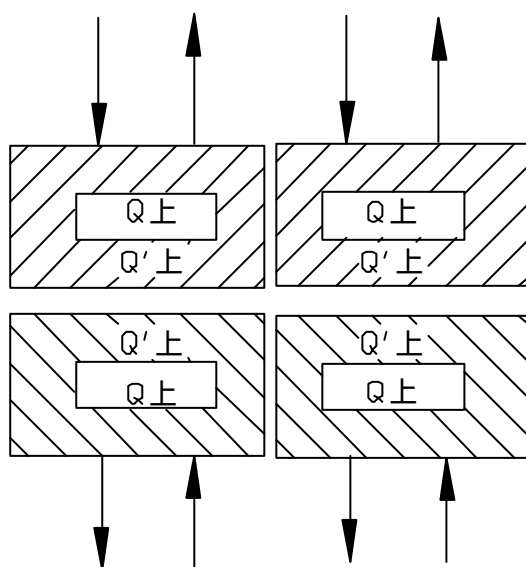


图 5.8 放电区气体热交换过程

$$P_{\text{热}} \approx P_{\text{in}} = \frac{P_0}{h} \quad (5-14)$$

$$\dot{Q} = -k_c A \frac{dT}{dx} \quad (5-15)$$

$$Q = Sh_s(T_2 - T_{\text{win}}) = (T_{\text{wout}} - T_{\text{win}})c_s f = \Delta T_w c_s f \quad (5-16)$$

$$P_{\text{热}} = 2\dot{Q}_{\text{上}} + 2\dot{Q}_{\text{下}} = 2Q_{\text{上}} + 2Q_{\text{下}} = 4Q \quad (5-17)$$

其中  $P_0$  为激光器的输出功率，上式(5-14)至(5-17)即为整个放电增益区热交换的热平衡方程。

## (2) 热交换计算

在已知激光器的注入功率和光电效率的情况下，可以由式(4-14)计算出  $P_{\text{热}}$ 。 $T_{\text{win}}$ 、 $T_{\text{wout}}$  分别为水冷通道中进水和出水的温度， $\Delta T_w = T_{\text{wout}} - T_{\text{win}}$  为冷却水进出冷却通道的温升， $c_s$  为水的比热容， $f$  为单位时间内水的流量数值上等于冷却水的质量流量  $q_m$  (单位为 kg/s)，水的质量流量

$$q_m = S_{\text{通道}} v_w \rho_w = q_v \rho_w \quad (5-18)$$

其中  $S_{\text{通道}}$  为水通道的截面积， $v_w$  为水的流速， $\rho_w$  为水的密度， $q_v$  为冷却水的体积流量。在确定水的质量流量情况下，可以由上式(5-18) 确定冷却水的温升，从而确定水的流速及放电通道的横截面。

以额定输出功率 2.5kW 横向射频激励扩散冷却板条  $\text{CO}_2$  激光器为例，估算激光器冷却通道的各项参数<sup>[43]</sup>。取激光器的光电转换效率值为 10%，则约有 25kW 的电功率，转换为气体的热能，气体的为上下极板中的冷却水带走。由(5-16)式可得，冷却水的温升为

$$\Delta T_w = \frac{P_{\text{热}}}{4c_s q_m} \quad (5-19)$$

若水冷却水的温升约为 10K，则可由上式可计算得四个极板内极板内水的总的质量流量为 0.6kg/s，折合为 2.16t/h，其总体积流量为  $0.6 \times 10^{-3} \text{ m}^3 / \text{s}$ 。设进水口的冷却水的进

进口温度  $T_{win}=282K$ ，出口温度  $T_{wout}=292K$ ，即冷却水的温升  $\Delta T_w$  取  $10K$ ，定性温度为  $(t_{win} + t_{wout})/2 = 287K$ ，定性温度是冷却水的物性参数为：冷却水的密度  $\rho = 1 \times 10^3 kg/m^3$ ，比热容  $c_s = 4.2 \times 10^3 J/kg \cdot K$ ，粘度  $\mu = 8.6 \times 10^{-4} kg/ms$ ，水的导热系数  $k_w$  约为  $0.6W/mK$ 。以上极板为例，在确定的冷却通道的横截面积  $S_m = \rho(D/2)^2$  的情况下， $D$  为冷却水通道的内径，若冷却水通道的内径为  $10mm$ ，可根据式(5-18)计算出极板的水流速  $v_w$  约为  $1.9m/s$ 。雷诺数  $Re_d = v_w D \rho / \mu$  约为  $2.22 \times 10^4$ 。由流体动力学的知识可知，雷诺数的大小表征管内的流动状态，当  $Re_d > 10^4$  时，管内流动处于湍流强迫对流传热状态。其对流传热系数<sup>[36]</sup>

$$h_s = 0.023(Re_d)^{0.8} (P_r)^{0.4} \left( \frac{k_w}{D} \right) c_f c_l c_R \quad (5-20)$$

式中  $P_r$  为普朗特数，它将流体的速度场与温度场联系起来，表示流体内动量和热量的扩散的相对数值，其值为  $P_r = \mu c_s / k_w = 5.85$ ， $c_f$ 、 $c_l$ 、 $c_R$  分别为考虑边界层流内温度分布、短管管长、管道弯曲对对流传热系数的影响时的修正系数。若忽略以上系数的影响，即  $c_f$ 、 $c_l$ 、 $c_R$  都等于  $1$ ，则由上式(5-20)可计算出极板和冷却水之间的换热系数  $h_s$  约为  $8393 W/m^2K$ 。换热系数的大小反应了，对流传热的系统的热交换能力。

由以上的计算可知，由于采用扩散冷却方式，放电区气体的热量由冷却水带走，这种冷却给冷却系统提出了较高的要求，较高的水流速要求，使冷却水处于湍流状态，才能满足系统的热交换要求。

以上计算中，气体的散热只考虑上下极板的冷却，而没有考虑真空腔体中的其它部分如腔体、镜座等的冷却，而且计算中忽略了具体的内水道结构的影响，因此，以上所计算的各参数值的精确性还有待进一步研究和实验验证

### 5.3 冷却装置

射频板条激光器的在稳定工作的过程中产生大量热量，必须采取冷却措施将多余的热量带走，才能保证激光器高效稳定的运行。本节将介绍激光器的冷却结构。

### 5.3.1 激光器水冷结构

水冷却系统是一个封闭的系统，由冷却器件经不同管径的管道与水泵构成环路。水泵产生的压力使管道内的水流维持水循环状态。冷却水由进水口进入，通过水压控制器分别进入各元件的冷却通道，使之得到冷却，经出水口流出。循环水冷却水通过外围的水冷机组实现水的冷却。由外部水源（自来水、冷却机组、水塔）分别为上极板、下极板、真空腔体、反射镜、输出镜、输出窗口、转折镜、空间滤波器、分光镜、射频电源、光闸等元件进行冷却，冷却水路线如图 5.9 所示

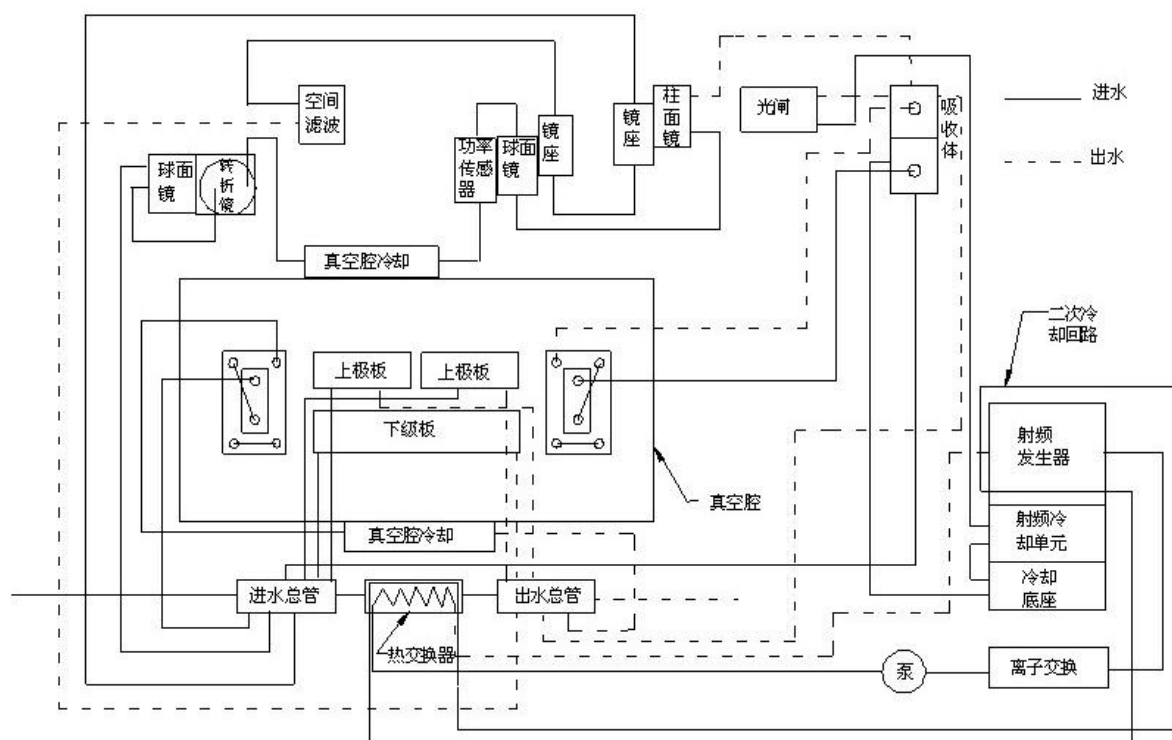


图 5.9 激光器冷却水道示意图

### 5.3.2 电极水冷结构

封离式射频板条激光器一般采用水冷却接下电极的方法来实现工作物质的冷却，但当功率较大时，单电极的水冷方式不能对工作物质实现有效的冷却，也得不到较好的输出光束。因此为了实现有效的冷却，提高激光器的转换效率，得到较好的输出光束质量，一般采用双电极水冷方式<sup>[44]</sup>。

射频放电双电极的水冷方式有串行型水冷装置和并联型水冷装置。串行型水冷装

置如图 5.10 所示，在上电极和下电极之间分别通过金属管，金属管的一端和两电极之间的绝缘管连接，另一端和极板连接，冷却水从金属管入水口流入，通过绝缘管，上电极、绝缘管和下电极，由金属管出水口流出。并联型水冷装置如图 5.11 所示，在上电极和下电极中均有金属管穿过，上电极的金属管和绝缘管封接，水分别从上电极和下电极中的金属管入水口流入，从金属管的出水口流出。进水口和出水口与金属管道通过焊封接，绝缘管采用真空陶瓷（例如  $\text{Al}_2\text{O}_3$  瓷管）与金属管封接。金属管出入口直接与真空腔体封接。

由于并联结构能够对上下电极分别进行冷却，其冷却效果较好，所以采用并联型结构较多。

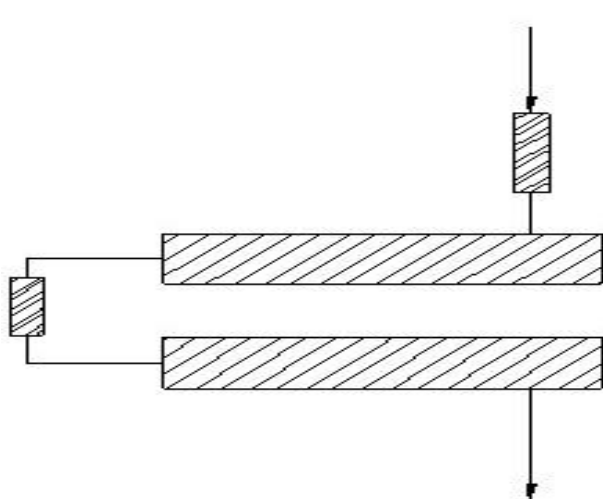


图 5.10 串行型水冷方式原理图

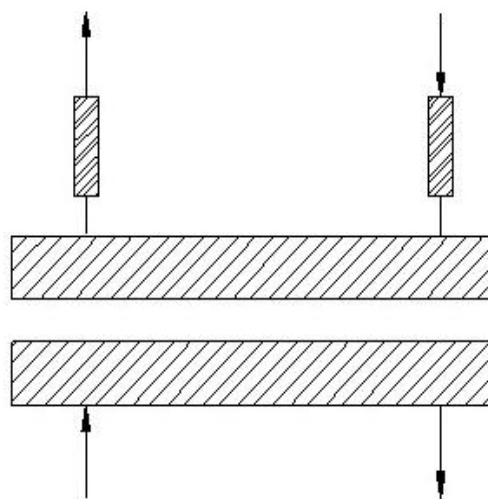


图 5.11 并联型水冷方式原理图

水冷过程中，水柱与放电电阻并联，水柱中的射频功率损耗为  $P = R/(r + R)$ ， $R$  为射频放电电阻，一般为几千欧姆， $r$  为水柱的高频电阻，其值较大，一般为  $\text{M}\Omega$  量级，故水柱的功率损耗可忽略不计。

一般极板内的水通道结构如图 5.12 所示，在极板上直接打孔形成井字型通道，水槽通道截面一般为圆形，其中六个通道出口用金属焊接真空封接形成 U 型冷却水通道。冷却水由入水口进入，通过电极的水槽通道，由出水口流出，将放电区气体热量传导给电极板，由冷却水带走，实现放电区气体和电极板的冷却。这种水流道结构，形式对称、简单，易于实现。

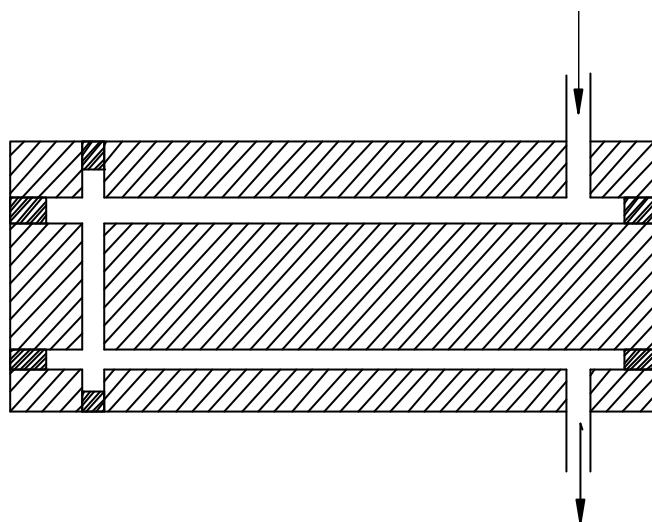


图 5.12 U 型冷却水流通道结构示意图

由 U 型水道结构变化而来，可得到其它形式的结构，如图 5.13 所示是一种 S 型结构，由 10 个水道构成，其中进水道和出水道没有完全打通，其它 8 个水道由金属焊接真空封接。

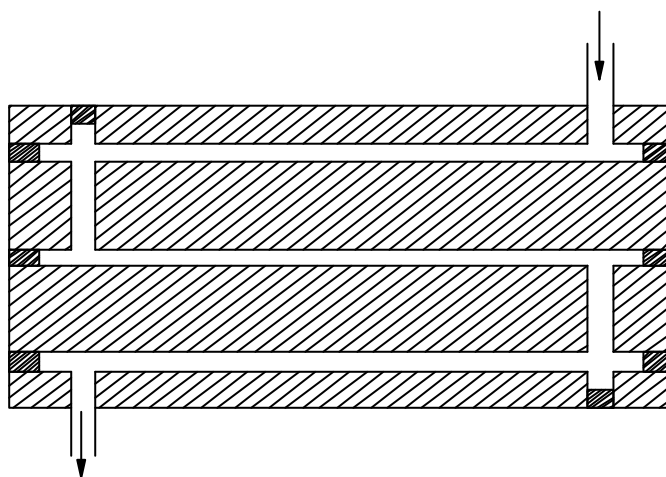


图 5.13 S 型冷却水流通道结构示意图

由传热学理论可知<sup>[39x]</sup>，流管的压降为

$$\Delta p = f \frac{l}{D} \frac{\rho v_m^2}{2} \quad (5-21)$$

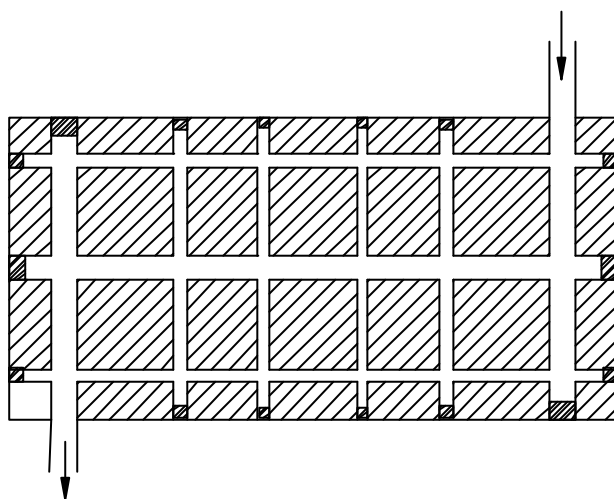
式中  $f$  为管流摩擦系数，与雷诺数和表面的相对粗糙度有关， $l$  管长，在湍流状态下，摩擦系数为

$$f = 0.316 \text{Re} d^{-\frac{1}{4}} \quad \text{Re} d \leq 2 \times 10^4 \quad (5-22)$$

由上一节的热交换计算取  $\text{Re} d$  为  $2.22 \times 10^4$ ，由上式可计算得  $f$  值为 0.0258，通过上一节的热交换计算所得的温升、水流速，水流通道直径等数据，可由 (2-21) 计算水流道的压差。对于 U 型水道结构，设水道长度约为 1500mm，管径为 10mm，可得水道压差为 7058Pa，对于 S 型水道，水道长度约约为 2200mm，管径为 10mm，可得水道压差为 10351Pa。

U 型和 S 结构水道是一种沿中心对称分布的结构，如果热量在极板平面分布不均匀的，采用此结构则冷却效果肯定会降低。

如果在极板中可以打孔形成更多的水道，组成更为复杂的结构，如图 5.14 所示，为一种多通道的水流道结构。



5.14 多通道水流道结构

采取多个水流通道的复杂结构，可为热量分布不同的区域设计不同的水道流程，使极板能量分布均匀，实现更为有效的冷却，但是复杂的结构也给电极板的加工带来了困难。为了保证各通道内冷却水的有效流通，要求  $S_{in} = S_{out} \geq S_1 + S_2 + S_3 + \dots$  冷却水入口截面积与冷却水出口的截面积大于或等于各通道的截面积之和。

放电气体的热负荷量、气体温度分布、冷却水的温度与温升，冷却水的流量等因素是设计电极水冷通道必须考虑的问题。



针对本激光器，由于采用四块金属极板构成放电电极，四个极板的热量分布不一定完全相同，因此可以分别为各极板设计不同的水道结构，以获得较好的冷却效果。

由面积放大理论可知，单位面积的输出功率  $P_A = P_0 / A = x_y P_L / d$ ，其大小与系数  $x_y$  有关， $x_y$  为考虑传统扩散冷却方波导 CO<sub>2</sub> 激光器二维热扩散与平板波导激光器中一维热扩散的差别而引入的常数因子， $x_y$  的值一般在 0.4~0.7 的范围之间，如果能够实现波导的二维冷却，即将电极板和波导侧壁四个波导面同时实现冷却，则可增大  $x_y$  因子，使单位面积的输出功率大为提高。但电极板的间距较小(几个 mm)，电极板的横向宽度远大于极间距，使其在横向宽度方向不利于发热气体的热量扩散。因此实现波导侧壁的冷却是较为困难的，一般波导侧壁采用经表面阳极氧化处理的铝合金材料，减小光束的传播分布损耗，保持其良好的导热性能，以利于气体热量的扩散。

## 5.4 本章小结

(1) 激光器工作区气体的温度对于激光器的稳定运行有较大影响，为保证激光器稳定有效地工作，工作区气体的温度一般保持在 400~500K 的范围之内，并采取扩散冷却方式。

(2) 根据热传导理论可得：工作区气体的温度分布为类似抛物线分布，中心区域温度高，边缘温度低，温度梯度大，有利于气体热量扩散。热交换过程的正确合理的计算是设计水冷结构的关键。本章以 2.5kW 板条波导 CO<sub>2</sub> 激光器为例，建立热平衡方程，在一定的冷却水温升下，计算了水冷系统的水流量，流速，水道管径，管流压差等参数，并设计了 U 型、S 型多通道型水道结构。各参数的计算和结构的设计的合理性还有待实验的验证。

## 6 结论与展望

### 6.1 本文主要结论

本文通过对高功率扩散冷却射频板条波导  $\text{CO}_2$  激光器的研究，设计板条电极结构及其水冷结构，进行了以下研究分析工作：

(1) 平板波导结构简单，紧凑、易于实现，但在提高激光输出功率并保持器件结构紧凑性时受到了限制。波导阵列结构是高功率射频板条波导  $\text{CO}_2$  激光器未来发展的一个重要的方向，为实现高功率，结构紧凑，小体积的激光器件提供较好的技术基础，但各单元之间的相位锁定问题至今好没有得到很好解决，限制的这种阵列结构的应用。

(2) 以平板波导结构为例，在确定的气体配比、极板温度和最大气体温升条件下，理论推导了面积放大理论，计算得出的单位面积输出功率与相关文献相符合，为确定板条电极尺寸提供了理论依据。

(3) 根据射频放电相关理论和面积放大理论确定了放电极间距和，设计了输出功率为 2.5kW 的射频激励板条  $\text{CO}_2$  激光器的板条电极结构电极尺寸。设计采用四块 Al 金属放电极板构成了一个  $2 \times (800 \times 170 \times 2) \text{mm}^3$  矩形的放电增益区。其结构简单，易于实现，有利于热量的扩散，为实现高功率激光器件提供了参考。

(4) 为了实现在极板长度方向电压分布，在上下极板之间并联一组谐振电感，可将电压的波动控制在确定的范围之内，并联电感的大小与数目与要求的放电电压的起伏程度、极板长度、激励频率、激光头等效阻抗有关。

(5) 水冷装置是激光器稳定运行的基础，而了解放电区的温度场的分布及其热交换过程的合理计算是设计水冷装置的关键，针对本激光器分析了放电区及极板的温度分布及其热交换过程，计算了水冷结构的冷却水温升、流量、流速，管径、管流压降等参数，并设计了 U 型、S 型、多通道型电极冷却水道结构。

### 6.2 展望

本文需要改进的部分主要有以下几点：

(1) 放电区温度场的分布的正确性等还缺乏实验数据的论证, 气体放电区的宽度及长度方向的温度分布还需要进一步的研究。

(2) 在水冷系统的热交换计算中, 忽略水槽弯道, 边界层流等因素的影响, 因此计算的精确性还有待提高。

由于作者能力和试验条件等方面所限, 文中板条电极结构, 水冷结构的设计的合理性, 文中的分析、计算难免存在各种缺憾和不足之处, 敬请指正。

## 致 谢

本文的研究工作是在导师唐霞辉教授的精心指导下完成的，唐老师严谨的治学态度和孜孜不倦的科研精神、正直坦荡的为人风范和诲人不倦的敬业精神给我留下了深刻的影响，值得我一生铭记和学习。唐老师在学习上给予了我许多细心指导，在生活上给了我许多亲切关怀和无私帮助，激励了我在科研事业上不断努力。值此论文完成之际，谨向唐老师两年来对我的帮助、教诲和鼓励表示最衷心的感谢！

研究工作的资料收集、方案论证和理论分析得到了柳娟老师、秦应雄老师大力协助。在论文的写作过程中，柳娟老师提出了很多宝贵的意见并多次修改了论文。钟如涛博士、彭浩老师、邓前松老师给本人的工作提供了热情的支持和帮助，在此致予诚挚的谢意！

在文献的收集，论文的撰写的过程中得到了肖瑜、谭明磊、王宗旺、李根等同窗的大力合作和协助，我们之间开展了许多有益的讨论，使我受益匪浅，在此深表谢意！

诚挚的感谢光电子科学与工程学院各级领导及全体老师对我多年来的教导和帮助！

深深感谢我的父母和家人，在求学的路上，他们在精神、经济上都给予了我最大的支持，使得我有了接受教育的机会，他们对我的关怀和爱永远激励着我努力奋斗。

## 参考文献

- [1] J. L. Lachamer, J Mackariane, G. Otis et al. A Transverse RF Discharge Waveguide Laser, Appl. Phys. Lett., 1978, 32(10): 652~653
- [2] 辛建国. 我国研制成功新型射频激励扩散冷却千瓦级CO<sub>2</sub>激光. 中国科学基金, 1998, 21(5): 371~376
- [3] 辛建国, 方高瞻, 彭雪云等. 射频激励扩散冷却层叠式板条波导千瓦CO<sub>2</sub>激光器. 光学学报, 1996, 16(6): 877~880
- [4] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker. Power Scaling of Large-Area Transverse Radio Frequency Discharge CO<sub>2</sub> Laser. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(19): 1833~1835
- [5] 辛建国, 魏光辉. 射频横向激励扩散冷却CO<sub>2</sub>激光器技术的进展和前景. 中国激光, 1994, 21(5): 371~376
- [6] 王润文, 王福敦, 林英仪等. 百瓦级板状扩散冷却型CO<sub>2</sub>激光器研制成功. 光学学报, 1999, 19(2): 232~233
- [7] Guo Zhenhua, S. Messaoud, GE Xinc et al. RF-Excited CO<sub>2</sub> Laser with IR-Optical Fiber. SPIE, 1999, 3862: 183~186
- [8] 徐启阳, 宋一新, 王新兵等. 面积放大型扩散冷却CO<sub>2</sub>激光器的发展概况. 激光与光电子学进展, 1995, 1(2): 1~5
- [9] D. G. Youmans. Phase Locking of Adjacent Channel Leaky Waveguide CO<sub>2</sub> Lasers. Appl. Phys. Lett., 1984, 44(4): 365~367
- [10] 王新兵. 波导阵列CO<sub>2</sub> 激光器的研究进展. 激光杂志, 2002, 23(1): 5~7
- [11] 辛建国, 魏光辉. 射频激励扩散冷却阵列波导CO<sub>2</sub>激光器技术. 激光与红外, 1994, 24(1): 18~22
- [12] L. A. Newman. High Power Coupled CO<sub>2</sub> Waveguide Array. Appl. Phys. Lett., 1986, 48(25): 1701~1703
- [13] R. A. Hart, L. A. Newman, A. J. Cantor et al. Staggered Hollow Bore CO<sub>2</sub> Waveguide Laser Array. Appl. Phys. Lett., 1987, 51(14): 1057~1059

- [14] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker. Phase-Locked CO<sub>2</sub> Laser Array Using Diagonal Coupling of Waveguide Channels. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, 60(5): 530~532
- [15] Y. F. Zhang, W. B. Bridges. Transverse Mode Control and Switching in Gas Laser Arrays. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1994, 30(2): 284~294
- [16] G. L. Bourdent, G. M. Mulot, J. Y. Vinet. Linear Array of Self-Focusing CO<sub>2</sub> Waveguide Lasers. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1990, 26(4): 701~709
- [17] G. L. Bourdent, Y. B. Andre, R. A. Muller et al. 100W RF Excited Phased Array of Self-Focusing Waveguide CO<sub>2</sub> Lasers. *Proceedings of Laser 87*, 1987, 26 (4): 443~446
- [18] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker et al. High Power Two-Dimensional Waveguide CO<sub>2</sub> Laser Arrays. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1996, 32(2): 340~349
- [19] E. F. Yelden, H. J. Seguin, C. E. Capjack et al. Multichannel Slab Discharge for CO<sub>2</sub> Laser Excitation. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, 58(7) : 693 ~ 695
- [20] A. Lapucci, G. Cangioli. Triple Slab Radio-Frequency Discharged CO<sub>2</sub> Laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 62(1): 7~9
- [21] 周双全, 王智勇, 辛建国. 射频激励层叠式波导CO<sub>2</sub>激光器. *光学学报*, 1996, 16(2): 240~243
- [22] 贾力, 方肇洪, 钱兴华. 高等传热学. 北京: 高等教育出版社, 2003. 60~70
- [23] 徐启阳, 王新兵著. 高功率连续CO<sub>2</sub>激光器. 北京: 国防工业出版社, 2000. 147~157
- [24] M. P. Vaisfeld, Y. E. Polskil. Thermal Region in a Coaxial Low Pressure CO<sub>2</sub> Laser. *Sov. J. Quantum Electron*, 1981, 11(10): 1360~1363
- [25] Y. P. Raizer, M. N. Schneider, N. A. Yatsenko. Radio-Frequency Capacitive Discharge. CRC Press, 1997. 105~120
- [26] V. I. Myshenkov, N. A. Yatsenko. Prospects for Using High-Frequency Capacitive Discharge in Laser. *Sov. J. Quantum Electron*, 1981, 11(10): 1297~1301
- [27] 李贵安, 宋建平, 张相臣等. 射频激励平板CO<sub>2</sub>激光器放电机理的理论研究. *激光*

杂志, 2002, 23(6): 16~17

- [28] 刘玉华, 唐令西, 阮双琛. 影响RF激励CO<sub>2</sub>波导激光器高效运转的因素. 激光与红外, 1999, 29(3): 157~160
- [29] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, S. A. Motovilov. High-Power High Optical Quality RF-Excited Slab CO<sub>2</sub>-lasers. SPIE, 2000, 4351: 105~109
- [30] 王新兵, 徐啟阳. 平板波导谐振腔的耦合损失与模式特征. 光学学报, 1995, 15(11): 1515~1519
- [31] 辛建国, 邬江兴, 张志远等. 射频激励扩散冷却千瓦级CO<sub>2</sub>激光器. 中国, 实用新型专利, 01226571.3, 2001. 1~17
- [32] 胡志强. 气体电子学. 北京: 电子工业出版社, 1985. 62~66
- [33] 丘军林, 程祖海. 工业激光技术. 武汉: 华中科技大学出版社, 2002. 184~190
- [34] 朱钧, 杨风雷, 范希智等. 射频激励CO<sub>2</sub>波导激光器的放电技术. 真空科学与技术, 2000, 20(7): 290~292
- [35] 郭振华, 黄松压, 王又青. 减小RF激光器纵向电压波动的方法. 激光技术, 1994, 18(6): 322~324
- [36] 苏红新, 高允贵. 射频板条CO<sub>2</sub>激光器并联谐振技术的研究. 量子电子学报, 1998, 15(5): 465~469
- [37] G. 贝克菲著. 激光等离子体. 庄国良, 诸成译. 上海: 上海科技出版社, 1981. 150~170
- [38] 李适民, 黄维玲. 激光器件原理与设计. (第二版). 北京: 国防工业出版社, 2005. 71~85
- [39] 戴锅生. 传热学. (第二版). 北京: 高等教育出版社, 1999. 5~20
- [40] 王新兵. 高频放电激励平板波导CO<sub>2</sub>激光器: [博士论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 1997
- [41] 龚威, 李再光. 多通道CO<sub>2</sub>激光器工作条件与电极尺寸确定. 华中理工大学学报, 1997, 27(6): 35~37
- [42] 陆培华, 王润文. 高功率CO<sub>2</sub>激光器热平衡分析及热交换器换热计算. 中国激光,

2001, 28(9): 775~778

- [43] 杨卫红. 新型5kW横流CO<sub>2</sub>激光器气体流动特性研究: [硕士论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2007
- [44] 辛建国, 臧二军, 魏光辉等. 射频放电双电极直连式水冷装置. 中国, 发明专利, 91102076.4, 1991. 1~8



作者: [饶恒锐](#)  
学位授予单位: [华中科技大学](#)

## 本文读者也读过(10条)

1. [高功率气体激光器](#) [期刊论文] - [激光与光电子学进展](#) 2001 (1)
2. [李志明](#), [辛建国](#), [LI Zhi-ming](#), [XIN Jian-guo](#) 射频激励金属板条波导CO<sub>2</sub>激光器的功率输出特性 [期刊论文] - [红外与激光工程](#) 2008, 37 (2)
3. [张秀梅](#), [张晶](#) 带电椭圆环导体的电势和电场分布新解 [期刊论文] - [数理医药学杂志](#) 2006, 19 (4)
4. [王礼祥](#), [WANG Li-xiang](#) 带电圆环的电荷面密度表象及其在介质球与带电圆环静电问题中的应用 [期刊论文] - [西南民族大学学报 \(自然科学版\)](#) 2006, 32 (4)
5. [黄建军](#), [吕宽洲](#), [刘正之](#) 射频激励铜离子激光器的功率消耗 [期刊论文] - [真空科学与技术学报](#) 2003, 23 (5)
6. [电光调Q射频激励波导CO<sub>2</sub>激光器](#) [期刊论文] - [中国激光](#) 2000, 27 (2)
7. [李亚莎](#), [王泽忠](#), [李咸善](#), [王斌](#), [Li Yasha](#), [Wang Zezhong](#), [Li Xianshan](#), [Wang Bin](#) 圆环电极电场的曲面四边形边界元算法 [期刊论文] - [三峡大学学报 \(自然科学版\)](#) 2009, 31 (3)
8. [张德玲](#), [曹锋光](#), [韩晏生](#), [王又青](#), [ZHANG De-ling](#), [CAO Feng-guang](#), [HAN Yan-sheng](#), [WANG You-qing](#) 射频CO<sub>2</sub>激光器电源激励功率与频率关系的研究 [期刊论文] - [激光技术](#) 2005, 29 (2)
9. [耿玉民](#), [GENG Yu-min](#) 高功率高重频TEACO<sub>2</sub>激光器均匀场放电电极设计 [期刊论文] - [光机电信息](#) 2010, 27 (10)
10. [赵翔](#), [左都罗](#), [卢宏](#), [程祖海](#), [ZHAO Xiang](#), [ZUO Du-luo](#), [LU Hong](#), [CHENG Zu-hai](#) TEA CO<sub>2</sub>激光器的电极与放电研究 [期刊论文] - [光学与光电技术](#) 2005, 3 (4)

本文链接: [http://d.wanfangdata.com.cn/Thesis\\_D064934.aspx](http://d.wanfangdata.com.cn/Thesis_D064934.aspx)