

分类号_____

学号 2004522300011

学校代码 10487

密级_____

华中科技大学 博士学位论文

高功率板条 CO₂ 激光器射频 放电技术研究

学位申请人：彭 浩

学科专业：物理电子学

指导教师：王又青 教授

唐霞辉 教授

答辩日期：2012.5.25

**A Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Doctor of Philosophy in Engineering**

**Research on RF Discharge Technology of
High Power Slab CO₂ Laser**

Candidate : Peng Hao
Major : Physical Electronics
Supervisor : Prof. Wang Youqing
Prof. Tang Xiahui

Huazhong University of Science & Technology
Wuhan, Hubei 430074, P. R. China
May, 2012

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

摘 要

高功率射频板条 CO₂ 激光器是工业应用 CO₂ 激光器非常重要的一种类型，已经成为激光焊接和切割的主力光源和重要发展方向。本文针对高功率板条 CO₂ 激光器的射频放电特性，系统分析并实验研究了射频激励气体放电特性、大功率射频电源及传输匹配、大面积射频放电的平板电极、激光器功率控制及抗干扰措施。论文主要内容包括以下几个方面：

(1) 根据射频放电气体理论模型，指出射频激励板条激光器需工作在 α 放电模式，给出了一维射频放电模型。通过实验分析激励频率对放电特性的影响，主要包括频率对击穿电压的影响、频率对射频辉光放电区结构的影响，在此基础上总结了一些选择放电频率的规律。在大量实验数据的基础上给出了气体配比和气压选择的方法。

(2) 针对高功率射频板条 CO₂ 激光器的射频功率源的要求，设计了基于电子管的大功率自激式射频电源，包括直流高压回路、灯丝加热电路、栅极调制电路以及产生射频功率的振荡放大电路。在振荡和功放电路部分，计算了电子管的工作模型和元件参数。确定了射频电源和放电负载直流的阻抗匹配方案，并给出了计算匹配参数的方法。提出了纵向采用并联谐振电感的均压方式，当电极纵向和横向分别为中间馈入和侧面馈入方式时，在电极侧面电感不对称分布条件下通过计算，得到了整个电极的二维均压模型，并通过实验进行了验证。

(3) 针对扩散冷却平板电极的结构和热环境，设计了蛇形和改进的蛇形等电极的冷却水流道方案，通过仿真得到电极的温度场分布并进行比较，得知最理想的流道方案为改进的蛇形方案。通过对不同流道设计的电极进行放电出光实验，改进蛇形水道电极在高占空比时，激光功率增益饱和的现象没有出现，可以认为该流道设计满足了在最大占空比条件下冷却气体温度的要求。

(4) 通过对激光器功率控制方式的研究，设计了基于透过率 0.5% 的球面取样镜和热电偶堆的功率取样单元，采用改变脉冲宽度对注入的射频功率进行调节，考虑到产生 PWM 波的稳定性和实时反馈的要求，设计了专用的功率控制电路板，通过

华中科技大学博士学位论文

上位机 PLC 和下位机 CPLD 的通讯，完成了优化的激光功率反馈控制，提高了激光功率的稳定性，功率波动 $<\pm 1.5\%$ 。

(5) 采用“简易点测法”对板条激光器进行电磁辐射强度检测，通过屏蔽及接地措施将整机电磁辐射值降为 0.04 W/m^2 。根据屏极高压供电电路、灯丝大电流供电电路、栅极脉冲调制信号驱动电路三个电路的传导干扰路径，分别设计了衰减抑制比达 55dB、40dB、30dB 的 LC 低通滤波器，解决了射频传导干扰。

关键词：射频激励 CO_2 激光器 射频放电特性 自激式射频电源 阻抗匹配
平板电极 功率控制 抗电磁干扰

Abstract

High power radio-frequency (RF) slab CO₂ laser is a very important type of industrial CO₂ laser. It becomes one of the main industrial laser sources, and an important trend for laser welding and cutting. To investigate the discharging behavior in the RF slab CO₂ laser in this paper, the RF excited gas discharge characteristics, the RF high power supply and the transmission matching, the discharge plate electrodes with large area, the laser power control and the anti-jamming measures are analyzed theoretically and experimentally. The main contents include the following aspects:

(1) According to the theoretical model of RF discharge gas, it points out that the RF-excited slab laser needs to work in the α -discharge mode. A one-dimensional RF discharge model is given. Experimental researches mainly discuss the effects of excited frequency to the discharging quality. It contains the relationship between the breakdown voltage and the excited frequency, and the effect of excited frequency to the property of plasma in the discharge area. Furthermore, several rules for selecting the excited frequency are obtained. Through a series of experiments, the optimal scheme to choose the air mixture and the atmospheric pressure are obtained.

(2) RF power sources for high power RF slab CO₂ laser requirements is designed based on high-power self-excited RF power which include amplifier circuit including the DC high voltage circuit, the filament heating circuit, the gate modulation circuit and a RF power oscillation. Oscillation and amplifier circuit section has calculated the tube model and component parameters. Determine the RF power and dc discharge load impedance matching, and calculate the matching parameters. Pressure longitudinal parallel resonant inductor, when the electrode vertical and horizontal, respectively, for intermediate feed and side feed into, by calculating the electrode side inductance asymmetric distribution, get the entire electrode two-dimensional pressure model and verified through experiments.

(3) According to the structure and thermal environment of the electrode, the heat exchanger for the electrodes has been calculated and analyzed. The finite element theory of temperature field is discussed. By designing different flowing channels, a series of discharging and lasing experiments have been taken. When improving the serpentine

waterways at high duty cycle, the laser power gain saturation phenomenon will not appear. It proves that the flowing channel design meets the cooling gas temperature requirements at the maximum RF power injection.

(4) RF slab CO₂ laser power control, power sampling unit sampling based on the transmittance of 0.5% of the spherical mirror and thermocouple heap, changing the pulse width adjustment of the injected RF power, taking into account generate PWM wave stability and the requirements of real-time feedback, the design of a dedicated power control circuit board, through the host computer, PLC and lower machine CPLD communication, the optimized laser power feedback control, to improve the stability of the laser power, the power fluctuations $< \pm 1.5\%$.

(5) The simple point measure on the slab laser electromagnetic radiation detection, shielding and grounding the whole electromagnetic radiation is reduced to 0.04W/m^2 . According to the conductive interference paths of anode high voltage power supply circuit, the filament current supply circuit and gate pulse modulation signal drive circuit, LC low-pass filter for attenuation of suppression ratio up to 55dB, 40dB, 30dB are designed to solve the conducted RF interference.

Key words: RF-excited CO₂ laser RF discharge characteristics

Self oscillated RF power Impedance matching

Slab electrode Power control Anti electromagnetic interference

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
1 绪 论	
1.1 高功率 CO ₂ 激光器激励技术进展.....	(1)
1.2 射频激励 CO ₂ 激光器的发展现状.....	(3)
1.3 射频激励 CO ₂ 激光器的关键技术.....	(6)
1.4 本文的意义和主要内容	(9)
2 射频板条激光器气体放电特性分析	
2.1 射频激励气体放电理论模型	(11)
2.2 射频放电区域相关特性分析	(13)
2.3 本章小结.....	(26)
3 大功率射频电源与匹配特性研究	
3.1 大功率射频电源的设计	(28)
3.2 大功率射频源与放电负载匹配方式的理论分析	(36)
3.3 大面积射频放电电极均压特性研究	(40)
3.4 高功率射频气体放电实验研究	(44)
3.5 本章小结.....	(46)
4 射频板条电极结构设计与实验	
4.1 电极温度场的理论分析	(48)
4.2 电极热交换机理	(52)
4.3 电极流道设计及仿真	(55)
4.4 射频板条电极冷却效果实验	(63)

4.5 本章小结.....	(65)
5 射频板条 CO₂ 激光器功率控制技术研究	
5.1 功率取样环节和检测电路设计	(66)
5.2 射频板条激光的功率控制	(71)
5.3 实验研究.....	(78)
5.4 本章小结.....	(80)
6 射频板条 CO₂ 激光器抗电磁干扰研究	
6.1 激光射频电源的电磁辐射干扰分析	(81)
6.2 射频电磁辐射检测及屏蔽	(83)
6.3 射频滤波器的设计	(92)
6.4 本章小结.....	(101)
7 总结与展望	(102)
致 谢.....	(104)
参考文献.....	(105)
附录 1 攻读博士学位期间发表论文目录	(113)
附录 2 攻读博士学位期间参与的科研项目	(114)

1 绪 论

高功率 CO₂ 激光器在激光切割、激光焊接和激光表面处理等工业应用领域已经成为主力光源^[1]，主要类型为高功率横流 CO₂ 激光器、轴快流 CO₂ 激光器和射频板条 CO₂ 激光器^[2]。高功率射频板条 CO₂ 激光器以其高光束质量、紧凑的结构、调制特性和功率稳定性好等优点逐渐得到用户的青睐，市场对于其需求也日益扩大，因此高功率射频板条 CO₂ 激光器的研究将成为工业应用气体激光器的重要发展方向。

1.1 高功率CO₂ 激光器激励技术进展

高功率 CO₂ 激光器的激励方式最初是由变压器升压、整流滤波形成直流高压来进行产生激光所需的气体辉光放电^[3]。随着电力电子技术的发展和电子元器件的进步，激光器的激励方式和激励频率也不断得到更新，从直流激励、高频激励直到射频激励和微波激励^[4-5]。

1.1.1 直流激励

直流激励方式由于技术成熟、输出功率高和成本低等优点，已经广泛应用于高功率横流 CO₂ 激光器和轴快流 CO₂ 激光器的气体放电。现阶段这两种激光器仍就具有较大的市场^[6]。但采用直流高压激励形成的辉光放电，很大一部分能量消耗在形成电子雪崩所需的阴极位降区，而不是大量碰撞激发产生粒子数反转的正柱区。并且随着放电电流的增加，气体温度会随之升高，容易形成由于热不稳定性带来的弧光放电现象^[7]。因此高功率直流激励激光器都需要配备使工作气体快速流动的大功率风机和换热器。为了保证直流辉光放电的稳定，还会串联镇流电阻来克服直流放电的负阻效应，而镇流电阻上会消耗大量的电功率，在这种情况下，直流放电的总体效率会大大降低^[8]。

高功率直流激励 CO₂ 激光器的电源可以采用工频变压器升压、整流的方式，注入电功率的大小通过可控硅来调节，如图 1.1 所示。还可以采用开关电源取代可控硅工频电源，其原理框图如图 1.2 所示。由于开关电源的特性可以减小镇流电阻，因此可以大大提高直流激励方式下的电光转换效率。

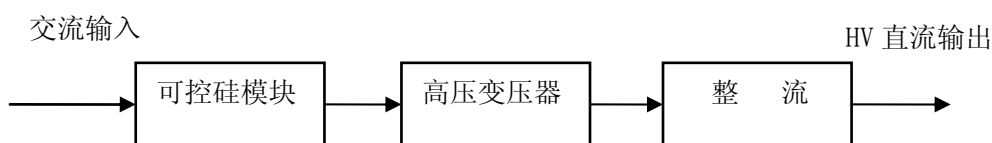


图 1.1 可控硅工频电源原理框图



图 1.2 开关电源原理框图

1.1.2 高频激励

高频放电的激励频率通常为数十至数百千赫兹，在电源极性不发生改变半个周期内，类似于直流放电过程，电极附近存在阴极位降区，但在一个周期内电源极性的变化会形成放电区域的重叠，最终得到电极间对称的增益分布。金属电极表面可以覆盖具有镇流作用的介质层，从而取消直流激励所需的镇流电阻，使激光器总体效率大大提高。

高频激励源可以由晶体管和高压变压器组成的逆变开关电源得到^[9]。1977 年前苏联采用频率为 10kHz 的高频电源获得了激光输出；1988 年，日本通过 100kHz 的高频电源激励，在方形管状电极结构条件下得到了 2.5kW 的基模激光输出^[10-11]。高频激励电源通常采用半导体开关器件，为实现高效率、小体积的 CO₂ 激光器提供了新的途径。

高频激励下的放电电极还可采用介质膜覆盖金属电极，从而更好的实现大面积均匀放电，有利于提高激光的输出功率。另一方面，高频电源可以很容易的进行调制，在需要脉冲激光的应用场合可以发挥很好的作用。

1.1.3 射频激励

当激励电源频率在 10MHz 以上时，由于电子在电场作用下振荡频率的提高，形成电离的因素逐渐过渡到放电空间的体积电离，相对于直流辉光放电所必须的阴极位降区，射频放电的阴极位降区减小甚至消失，电极间更容易形成大面积的均匀放电，电光转换效率可以有很大的提高^[12]。

射频激励 CO₂ 激光器就其放电技术有别于直流激励的 CO₂ 激光器，其有着的独

特优点^[13-14]。

(1) 射频气体放电不同于直流放电的负伏安特性，其具有正的伏安特性，因此可以消除了镇流电阻上消耗的电功率^[15]。

(2) 根据面积增益理论可通过提高放电区域面积的方式提高输出功率，使更高功率的激光输出成为可能^[16]。

(3) 射频能量可以不受金属电极材料的约束，通过如陶瓷等介质材料进行放电^[17]。介质材料一方面保护电极，不形成强烈的阴极溅射，另一方面减小了电极溅射对谐振腔镜的污染，提高了激光器的使用寿命。

(4) 射频电源可以实现响应快、调制频率高的脉冲能量输出，输出方式的控制程度灵活，能快速的从连续方式切换到脉冲方式以及改变脉冲宽度和脉冲频率^[18]。

(5) 射频激励气体放电过程中，气体的冷却可以通过其自身的扩散运动来完成，没有直流激励方式下气体换热所需的风机或罗茨泵，并且可以实现全封离运行^[19]。

因此，射频激励 CO₂ 激光器，从结构的紧凑程度、脉冲调制性能、电光转换效率、无辅助气体流动装置以及长寿命运行等各方面，均较直流激励方式下的激光器具有明显的优势。

1.2 射频激励CO₂激光器的发展现状

目前，以“面积放大”理论为基础的射频激励 CO₂ 激光器以及成为工业应用气体激光的主力，射频激励 CO₂ 激光器的输出功率与放电面积成正比，就电极形式主要有分为平板波导、阵列波导和环形波导三种结构^{[20][21]}。

射频激励板条 CO₂ 激光器具有结构简单、放电面积大、输出功率高的优点，因此具备广泛的应用前景^[22]。

1.2.1 国外发展现状

射频激励 CO₂ 激光器具有结构紧凑、光束质量高、调制特性好、功率输出稳定、运行可靠性高和使用寿命长等突出优点，在激光厚板切割和焊接等材料加工领域获得了广泛的应用。目前市场上存在的射频激励 CO₂ 激光器主要包括百瓦级、千瓦级和万瓦级三大类别。

（1）百瓦级以下射频 CO₂ 激光器发展现状

COHERENT 公司生产的 DIAMOND C-系列激光器采用波导放电技术^[23]，平均功率从 30W 到 70W，是百瓦级射频 CO₂ 激光器的代表^[24]。其具有如下特点：封离设计，不需要外循环气体、腔内没有损耗性元件、对外设计的要求低、操作损耗低；；紧凑的波导放电腔设计，体积超小，应用、折叠波导腔技术；光束质量好，聚焦效果好，加工精度高；波导型谐振腔对于在激光腔内振荡的激光模式有强烈的选择性，只允许 TEM₀₀ 模在腔内形成振荡和被放大，从而输出光束的模式和聚焦性非常好，加工精度更好^[25]。图 3 为 DIAMOND G-系列激光器外形。



图 1.3 DIAMOND G-系列激光器外形

（2）千瓦级射频 CO₂ 激光器发展现状

千瓦级扩散冷却板条 CO₂ 激光器标志着工业激光技术新时代的到来^[26]，板条激光器创新性的设计呈现出了决定性的优势。其光束质量高，结构非常紧凑小巧，不需要气体热交换器^{[27][28]}，光学损耗低，热稳定性非常高，气体消耗低，没有气体流动，谐振腔光学器件不会污染，光束质量品质因数 M^2 可达 1.2，放电电压低，便于进行较高频率的电调制^[29]，是目前所有类型千瓦级以上激光器均无法比拟的，在激光切割和焊接应用领域具有重要的应用^[30]。Rofin-Sinar 扩散冷却板条 CO₂ 激光器的实物图如图 1.4 所示。



图 1.4 Rofin 扩散冷却板条激光器实物图

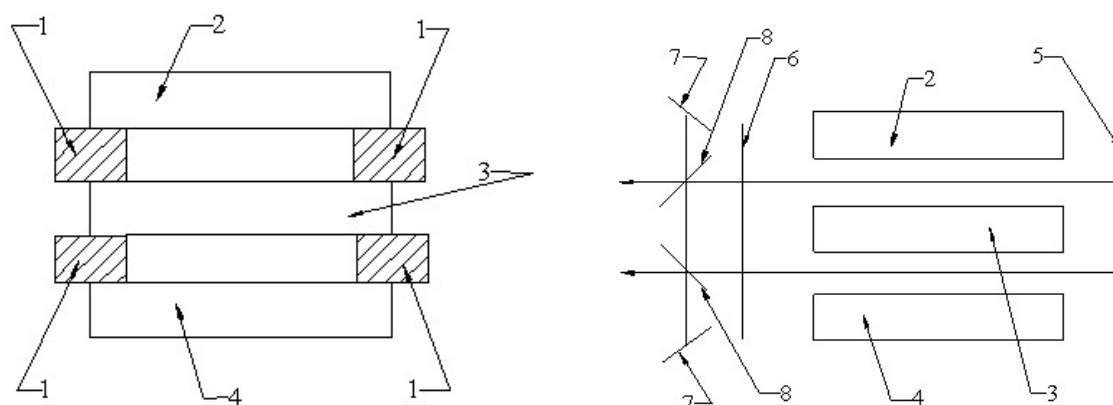
(3) 万瓦级射频 CO₂ 激光器发展现状

Trumpf 公司生产的 TLF6000、TLF8000、TLF12000 系列射频轴快流激光器^[31-32], 最高输出激光功率可达万瓦以上, 成为目前市场上万瓦级射频 CO₂ 激光器的主流产品^[33]。其输出激光功率大, 模式好, 是高功率激光切割的主要光源。

1.2.2 国内研究进展

国内也有许多研究机构开展了射频激励板条 CO₂ 激光器的研制和开发^[34], 如华中科技大学、北京理工大学、中科院上海光机所、浙江大学、哈尔滨工业大学、西南技术物理研究所等, 分别在整机设计和单元技术开发等方面进行了很多研究工作^[35], 包括射频功率注入、电极结构设计、非稳波导混合腔等等^[36]。

首先是北京理工大学辛建国教授研究了单电源、多通道的射频放电技术, 设计了多层板条激光器^[37]。由上下两层放电通道构成的双层波导板条结构, 每个通道放电区域面积为 500mm×100mm², 电极间距 2mm, 在接近 10% 的电光转换效率下获得了千瓦级的激光输出功率, 其腔内结构示意图如图 1.5 所示。



1.陶瓷条; 2.上层电极; 3.中间电极; 4.下层电极; 5.平反镜; 6.输出镜; 7.转折镜; 8.分光镜

图 1.5 双层波导板条结构示意图

中科院上海光机所王润文教授等人对电极长度 850mm, 电极极间距为 6mm 的射频激励激光器进行了研究, 输出激光功率 148W^[38]。西南技术物理所也在 (1.5×300×400)mm³ 的射频波导板条结构内获得 133W 的激光输出功率, 电光转换效率 11%^[39]。江苏江阴高允贵等人应用固态射频电源, 研制出了 500 瓦的射频板条激光器。

1.3 射频激励CO₂激光器的关键技术

射频板条激光器的激励频率属于较低的射频波段，一般为 40~200MHz，电极结构为金属波导结构，通过气体的热运动形成放电气体的扩散冷却，射频功率由射频电源产生，经过射频功率传输和阻抗匹配单元，在平板结构电极间产生射频激励气体放电，由特殊设计的非稳-波导混合腔经过光束整形系统得到高光束质量的激光输出，其整体结构示意图如图 1.6 所示。

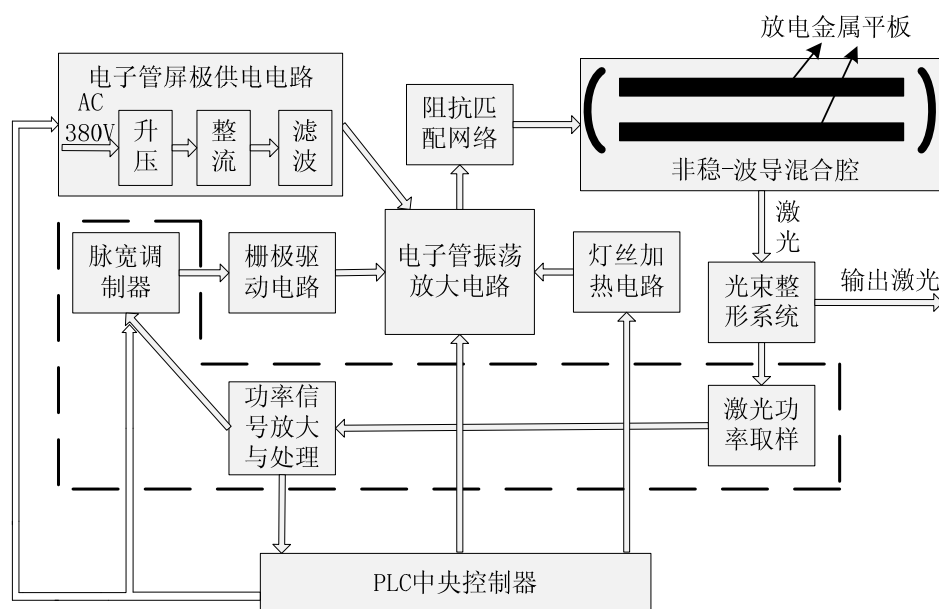


图 1.6 射频激励 CO₂ 激光器结构示意图

1.3.1 大功率射频电源设计

根据产生射频功率输出元件的不同，射频电源可分为电子管射频电源和全固态射频电源^[40]。全固态电源的射频功率输出是由多个小功率的射频半导体放大器经过功率合成得到的，其优点是工作电压低、体积小、效率高。但是由于其功率稳定性和抗冲击能力较差、设计制造成本高等因素，在大功率应用场合较少采用。电子管射频电源由单只功率电子管形成射频功率的放大，其设计功率可以达到几十甚至数百千瓦。整个电源所需的器件较少，并且稳定性和可靠性也较好。虽然电子管射频电源存在工作电压高、体积大、效率较低等缺点，但由于其输出功率高、性能稳定和维护成本低等优点，在高功率射频功率输出的场合还是得到了广泛的应用。

电子管射频电源根据射频振荡和功率放大方式的不同，又可分为自激式和它激式两种^[41]。自激式射频电源是将射频振荡和功率放大同时完成，射频频率由振荡电路的参数所决定；它激式射频电源由频率稳定的石英晶体振荡器形成小信号，通过一级或多级放大驱动电子管形成射频功率输出。就频率稳定特性来说，它激式射频电源无疑具有更好的优势^[42]，但增加的驱动单元和体积并不利于激光器紧凑设计的需要，因此这里选择自激式射频电源作为高功率板条 CO₂ 激光器的激励电源。

自激式射频电源主要包括直流高压电路、灯丝加热电路、栅极控制电路和振荡放大电路等四个部分，其原理框图如图 1.7 所示。

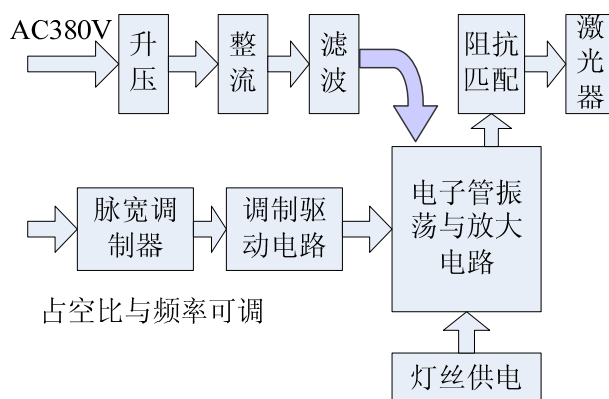


图 1.7 射频激光电源原理框图

其中直流高压电路为射频电源的屏极供电回路，灯丝加热电路为电子管提供稳定的阴极电子发射，栅极调制电路驱动电子管栅极，控制电子管的工作状态，振荡放大电路形成射频振荡和放大，是自激式射频电源最关键的部分。

1.3.2 射频放电电极结构设计

射频板条 CO₂ 激光器的电极由一对平板电极构成，放电区间没有风机促进气体流动，放电时主要由气体扩散至电极表面进行冷却，其热量传递过程主要包括气体放电释放的热量传递给电极，电极内部的冷却水将电极吸收的热量带走。电极冷却水道的设计必需保证具有良好冷却放电气体的作用。如果平板电极不能很好的带走气体放电产生的热量，过高的气体温度会直接导致输出激光功率的下降，因此需要对不同冷却流道设计的电极通过分析其工作状态下的温度场分布，得到最佳的电极冷却水流道设计方案，从而保证激光器长期、稳定的运行。

1.3.3 射频功率控制及提高稳定性

激光加工行业的快速发展，对激光器输出功率的精确度、稳定度、可控性的要求越来越高^[43]。为了提高激光加工质量，满足激光加工对激光输出功率的要求，实时的精密的功率检测系统和快速响应的功率反馈与控制系统成为必要。

激光器的应用领域和范围与激光功率密切相关。在激光加工领域中，不同的材料对激光功率的要求不同，特别是在表面处理中，加工质量的好坏直接取决于激光功率的精度和稳定度。随着激光器的发展，出现了各种各样的激光功率检测方法，不同的激光器可应用不同的激光功率检测方法^[44]。根据射频板条激光器光路特点，采用尾镜取样检测激光功率。把具有稳定低透射率的介质反射镜作为谐振腔的一面反射镜，此反射镜的透射光经过透镜聚焦到探测器上，探测器输出的电信号与入射光功率成线性关系。上述方法能够实时检测激光功率，且检测精度高，便于集成与使用。

1.3.4 防止射频电磁干扰

大功率电子管射频电源的射频电磁波泄露成为一个潜在的问题^[45]。电磁辐射的危害已经越来越引起人们的关注。在射频波段，射频能量会引起热效应：高能量的射频电磁波会造成人体组织的严重热损伤，这种副作用会因电磁波的频率和功率密度的不同而不同，甚至还会因为电磁波的偏振不同而不同。

另一方面，在有限的频谱资源下，随着各种电气和电子设备的增多，空间电磁环境的恶化日益严重。随着电子设备密集度的增加，引发设备之间形成干扰的可能性越来越大，即EMI(Electro Magnetic Interference)电磁干扰（射频干扰(RFI)是一类特别的电磁干扰）问题越来越严重，使电磁波辐射产生源满足EMC(Electro Magnetic Compatibility) 电磁兼容性标准变得越来越重要^[46]。

射频电磁波的发生电路中有许多感性元件和容性元件，以及其它电路元件的寄生电容和寄生电感，当然容性元件和感性元件也有寄生电感或寄生电容，射频电磁波发生器在保持自激振荡的时候，其容性元件和感性元件将会发射电磁波，造成射频电磁波的泄露形成射频电磁辐射。所以，在射频板条 CO₂ 激光器工作时，射频电源产生的高功率密度的射频电磁波激励工作气体电离的同时，必然会有一部分的射

频电磁波会通过振荡电路和放大电路泄露出来，在射频电源周围空气中形成空间电磁辐射。

射频电磁波不仅可以被容性元件和感性元件发射到空气中传播，更容易在电路中传播。射频电磁波会很容易的和电子管相连接的电路中共导，对这些电路造成干扰，即传导干扰。射频低通滤波器可以有效地抑制射频电源中的宽频带噪声。射频电源中的低通滤波器应该根据实际电路的需求，选择合适的衰减抑制比和截止频率，最终设计满足抗干扰要求的低通滤波器。

1.4 本文的意义和主要内容

论文研究内容的来源为国家科技支撑计划项目“高功率、高光束质量气体激光器的研究开发”。主要是研究高功率板条 CO_2 激光器的射频激励气体放电过程中相关因素，实现激光器高效、稳定的工作。论文研究内容的结构框图如图 1.8 所示。

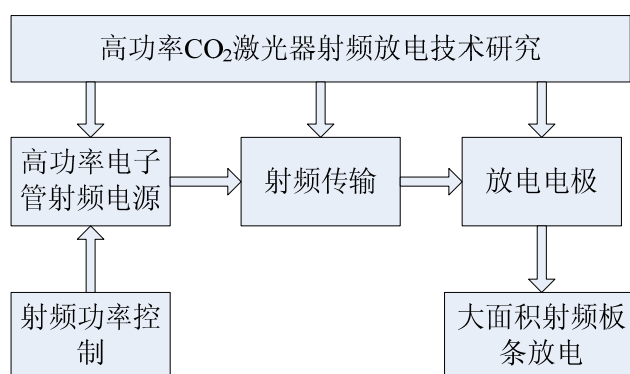


图 1.8 论文研究内容框图

本文主要研究内容包括：

(1) 根据射频放电气体理论模型，研究射频激励板条激光器放电模式。通过试验分析激励频率对放电特性的影响，主要包括频率对击穿电压的影响、频率对射频辉光放电区结构的影响，确定选择放电频率的规律。

(2) 针对高功率射频板条 CO_2 激光器的射频功率源的要求，设计基于电子管的大功率自激式射频电源，包括直流高压回路、灯丝加热电路、栅极调制电路以及产生射频功率的振荡放大回路。研究射频电源和放电负载的阻抗匹配过程，确定匹配方式及匹配参数。建立电极的二维电压分布模型，并通过该模型研究均压电感分布

和大小对二维电压分布的影响，解决放电过程中由于电压分布不均带来的放电不均匀性问题。

(3) 针对扩散冷却平板电极的结构和热环境，分析平板电极对放电气体进行冷却的热量传递过程，对几种不同冷却水流道设计的平板电极分别进行温度场仿真，得到电极冷却水流道设计的最佳方案，并通过实验进行验证。

(4) 分析激光器的应用环境，采用外光路功率取样方法设计具有强抗干扰能力的精密的实时功率检测系统，包括取样反射镜、高精度和高抗干扰的放大电路和信号处理电路等部分的设计。根据激光器应用的实际需要，设计高性能的功率控制与反馈系统，包括硬件设计和软件开发。

(5) 通过分析激光器的射频功率产生和传输的各个单元，得出了射频电磁辐射污染的存在潜在因素和主要来源。进一步针对射频电磁辐射和传导干扰分别进行了相应的屏蔽措施和抑制措施。

2 射频板条激光器气体放电特性分析

射频板条激光器的激光输出是通过射频激励气体放电，放电等离子体区域形成粒子数反转而得到的，射频气体放电过程不同于直流激励下的气体放电，需要在建立射频气体放电等离子体模型的基础上，研究放电过程中各种参数变化对放电特性影响。本章主要讨论了射频气体放电模式，介绍了射频放电过程中等离子体的参数分布，并分析各种放电条件如射频频率、气压大小、气体成分等对放电特性的影响。

2.1 射频激励气体放电理论模型

研究射频放电区域等离子体的特性对射频板条激光的工作有着很重要的意义^[47]。射频激励的气体放电模式可分为 α 放电模式和 γ 放电模式^[48]，要得到有效的放电激发，实现粒子数反转，必须使激光器工作在 α 放电模式^[49]。

2.1.1 气体的射频放电模式

根据放电过程中，电子在放电空间的产生和消失过程和因素的不同可以定义两种射频放电模式，即 α 放电模式和 γ 放电模式。在 α 放电模式下，维持放电所需的电子主要由电子与气体分子或原子碰撞电离过程即 α 过程产生^[50]；而在 γ 放电模式下，正离子与电极碰撞产生的次级电子发射过程即 γ 过程对电子的产生起到了决定性作用^[51]。

由于电极附近鞘层内的电离过程和形成电流回路机理的不同决定了两种放电模式不论从外貌形态还是物理特性都有着明显的区别^[52]。在 α 放电模式下，电极间的鞘层内电场强度和电离的离子数都不高，正离子相对电子可以认为不动，因此正离子形成的离子流可以忽略不计，电流主要是由电子迁移运动形成的位移电流；而在 γ 放电模式下，电极附近的电场和正离子数都很高，正离子在电场作用下轰击电极引起阴极溅射过程即 γ 过程，鞘层内由正离子形成的传导电流较大不再可以忽略不计。两种放电模式的辉光强度分布如图 2.1 所示。

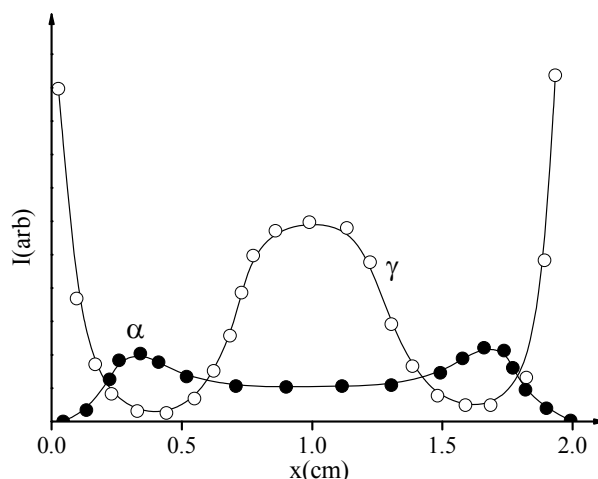


图 2.1 α 型放电及 γ 型放电的光强分布图

α 放电模式和 γ 放电模式在通过观测其放电光强的分布来进行判别。 α 放电模式时，电极附近会出现模糊的亮纹，而电极中心区域分布的光强相对较弱，但整体来讲光强分布变化不大。在 γ 放电模式下，电极表面的光强明显增强，但同时放电中心区域也会出现一条极亮的条纹。一般只有当电极结构不对称或电极表面出现电场畸变时才会出现 γ 放电模式，在射频板条 CO_2 激光器的气体放电过程中需要的是 α 放电模式，应尽量避免 γ 放电模式的产生，以得到更好的放电稳定性并减小对电极的损耗。

γ 放电模式下由于其电场强度的分布，激发效率很低的鞘层会消耗绝大部分注入的射频能量^[53]。因此，为了在射频板条 CO_2 激光器中获得更多的射频放电激发，实现粒子数反转，就必须让激光器工作在 α 放电模式。这对电极结构设计和加工提出很高的要求。图 2.2 为激光器射频放电实验拍摄的照片，通过对放电光强分布的实际观察，该放电模式属于激光器工作所需的 α 放电模式。



图 2.2 α 模式气体放电照片

2.1.2 等离子体特性分布

射频气体放电等离子体的空间分布特性如图 2.3 所示，其中图 2.3(a)为等离子空

间分布图，图 2.3(b)为电位分布变化曲线。实线和虚线分别对应相位角 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi$ 时电位分布的情况。图 2.3(c)所示为平板电极放电区域功率密度和电子密度分布曲线，由于射频振荡过程中平板电极间的电场和磁场是交变的，因此功率密度和电子密度分布是以电极中心面对称分布的。两块平板电极附近都分布有电场强度很高的鞘层，在此区域内电子被很快加速，一部分电子在电极间来回振荡过程中，会把从鞘层中获得的能量传递给中心等离子体区域，产生大量的激发态粒子，鞘层的厚度与气体放电的德拜厚度相当。图 2.3(d)为电子在放电空间振荡某一个时刻的示意图。

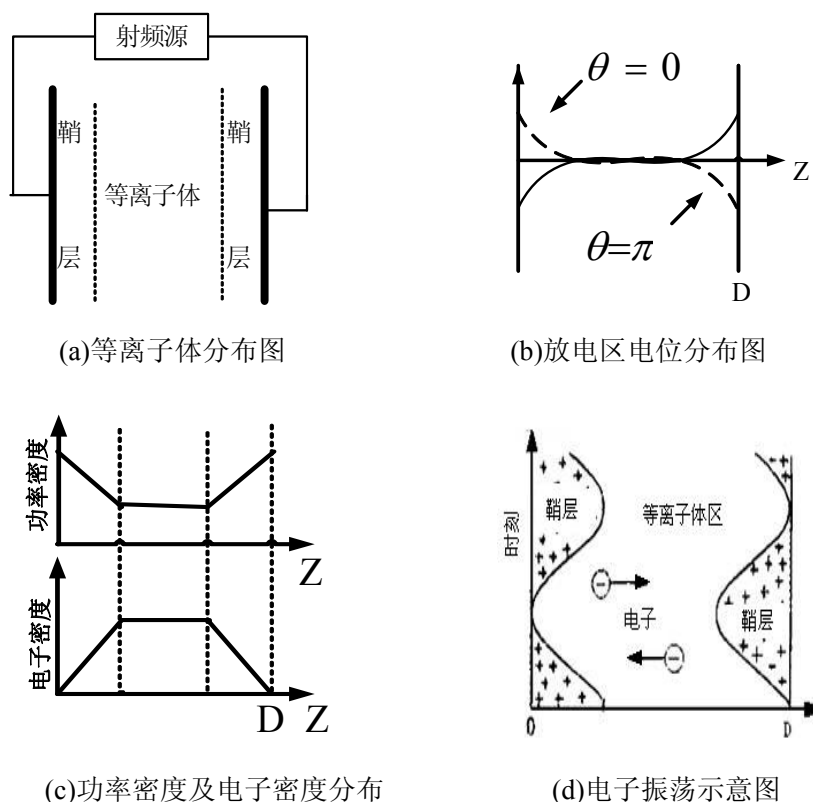


图 2.3 射频放电等离子体分布特性

2.2 射频放电区域相关特性分析

在射频激励气体放电过程中，如射频频率、气比参数和气体成分等会对射频放电区域的放电特性产生重要的影响^[54-55]。通过分析这些因素对射频放电过程相关特性的影响，可以得到一些变化规律，从而在分析大功率射频激励气体放电和设计、试验大功率射频板条 CO_2 激光器的过程中起到很好的指导作用。

2.2.1 射频频率对放电特性的影响

对于射频激励 CO₂ 激光器，首先要确定的是激励频率^[56]。射频频率决定了气体放电过程中带电粒子的运动过程，随着频率发生变化，射频板条 CO₂ 激光器的激光输出功率和放电特性都会有着显著地变化。下面就射频频率变化对放电特性的影响做出一些理论分析和实验结论。

为了简化推导过程，根据气体放电的相关理论，对射频放电过程中一些因素作如下假设：①只考虑电场在一维条件下的分布，并且认为电场分布均匀，电子扩散系数为常数；②主要是双极性扩散引起带电粒子的消失，忽略电子与正离子的空间复合过程；③电极间电子的密度近似正弦函数分布，即电极间中心区域的电子数最大，电极表面的电子数为零，电子密度分布函数为 $n_e = n_c \sin(\pi x / D)$ ，式中 n_c 为电极中心线的电子数密度， x 为距离下极板的距离。根据电子数密度平衡方程（连续性方程）可以得到：

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e + \nabla^2 (D_e n_e) \quad (2.1)$$

式中， t 为放电时间， ν_i 为碰撞电离频率， D_e 为电子的扩散系数。考虑到气体稳态放电过程电子的分布已经达到平衡，即 $\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$ ，由式(2.1)可以得到电子密度的一维方程式，与时间无关：

$$\frac{\nu_i n_e}{D_e} + \frac{\partial^2 D_e}{\partial x^2} = 0 \quad (2.2)$$

将由扩散作用决定的高频电离系数 $\eta = \frac{\nu_i}{D_e E_b^2}$ 带入式(2.2)可得到极间距为 D 的均匀电场的击穿场强为：

$$E_b^2 = (\pi / D)^2 / \eta \quad (2.3)$$

式中， E_b 为电极间的电场强度在气体击穿时的值。当知道电离系数 η 即可通过式(2.3)计算出击穿场强 E_b 。考虑到气体击穿时的能量平衡，在单位体积内由电场提供的平均功率等于电流密度于电场强度的乘积，即 $W_a = J_e E_b$ 。由于电子在高频电场

中的电流密度为 $J_e = n_e e^2 E_h / [m(\nu_m + j\omega)]$ ，可以得到电子在一次碰撞过程中从电场获得的能量为：

$$\frac{W_a}{\nu_m n_e} = \frac{e^2 E_b^2}{[m(\nu_m + j\omega)]} W_a = J_e E_b \quad (2.4)$$

式中， ν_m ， ω ， W_a 分别为电子碰撞频率、激励电场频率和单位体积在一个周期内获得的平均功率。考虑到在电场中电子与气体分子每次碰撞平均所损失的能量为 $mv^2(2m/M)/2$ ， M 为气体的总摩尔质量， v 为电子的平均速度。根据能量守恒原则电子获得的能量与其损失的能量必须相等，因此可以得到：

$$E_b = \left[\frac{m^3 v^2}{e^2 M} (\nu_m^2 + \omega^2) \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

由于电子碰撞频率 $\nu_m = Nv\sigma$ ，其中 N 为气体分子密度，而气体压力可表示为 $p = nkT$ ，这里 n 是气体的摩尔数。激励电场的频率 $\omega = 2\pi f$ ，带入式(2.5)可得与击穿场强相对应的击穿电压 U_b 为：

$$U_b = \left[\frac{m^3 v^2}{e^2 M} \left(\frac{\sigma^2 v^2}{k^2 T^2} d^2 p^2 + 4\pi^2 d^2 f^2 \right) \right]^{1/2} \quad (2.6)$$

式中， k ， T ， v ， σ 分别表示玻尔兹曼常数、气体温度、电子的平均速度和电子碰撞截面积。式(2.6)中变量 d ， p 、 f 前面的系数由气体温度决定，当气体温度保持不变时，这些系数均可当作常量。假定电子的平均速率 v 也是常量，对于放电实验的射频板条激光器，其极间距 D 和气体腔压 p 都认为是保持不变的，因此气体的击穿电压 U_b 和电源频率 f 呈单一函数关系，即 $U_b = U_b(f)$ 。

根据式(2.6)可以得到击穿电压 U_b 与电源频率 f 是一次函数关系，由于功率是电压和电流的乘积，因此击穿功率与电源频率存在二次函数关系，并且气体击穿时的注入功率随电源频率的变化存在一个最小值。以上是对击穿点注入功率和放电击穿电压作出了定性的推导，图 2.4 所示为实验测得的气体击穿时注入功率随电源频率的变化曲线，随着电源频率的变化，击穿点注入功率有一个最低点，即对应的是最佳击穿频率。

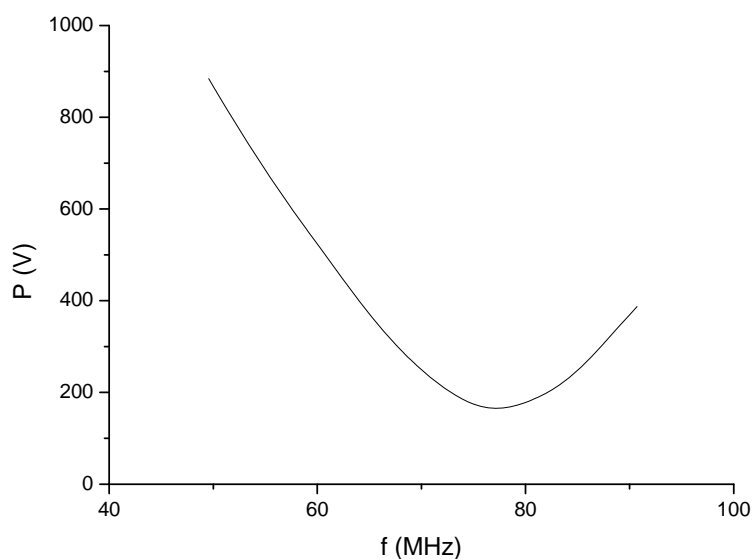


图 2.4 击穿功率随电源频率的变化曲线

射频功率在电极上的传输是一个波的过程，服从传输线理论，电极上电压的分布直接影响放电的均匀性和稳定性^[57]。对不同尺寸的电极电压不同会由不同，对相同尺寸的电极，不同的射频激励频率也会影响电极上电压分布的状况。通过实验测量得到的几种不同射频频率时电极电压分布结果如图 2.5 所示。

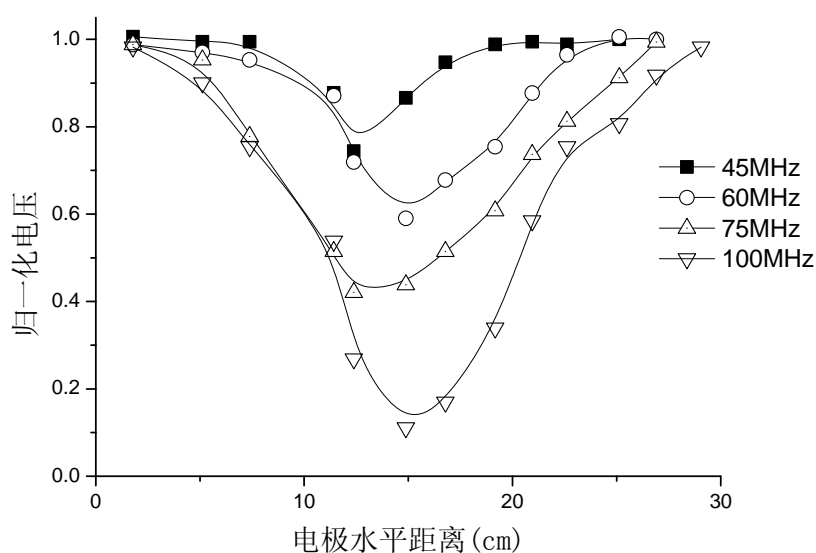


图 2.5 几种激励频率下电极电压分布

由图 2.5 可以看出，随着射频激励频率的上升，电极上会产生更大的电压分布不均。由于更高的激励频率有利于受激辐射所需的上能级获取更高的射频注入功率，

并且随着射频注入功率的增加，需要更大面积的放电电极，因此在提高射频频率的同时，可以使用在电极间并联谐振电感的方式实现电极纵向电压分布的均匀性，激励频率越高，所需的并联电感数越多，并联电感值越小。

对于某一设定的射频频率，不同的注入功率也会改变放电电极的极间平均电压的大小。在激励频率分别为 21MHz、40MHz 和 72MHz 时得到的电极电压随注入功率的变化曲线如图 2.6 所示。可以看出，电极电压随注入功率的上升而增加，随激励频率的上升而减小。

当放电电极间距为 2mm，激励频率约为在 30MHz 附近时，如果继续减小射频频率，电子在振荡过程中运动的距离会大于电极间距，会有大量电子进入金属电极消失，放电区域的电子数量下降很快，从而使放电表现出与直流辉光放电相似的负阻特性，这是射频激励激光器所不愿意看到的。另一方面增大激励频率可以减小放电区域等离子体厚度，降低电极的放电电压，有利于得到更高的激光功率输出，但激励频率也不可以无限增加，除了射频功率源的设计因素外，激励频率的提高会增加电极放电电压的不均匀性，阻碍大面积均匀放电的实现。

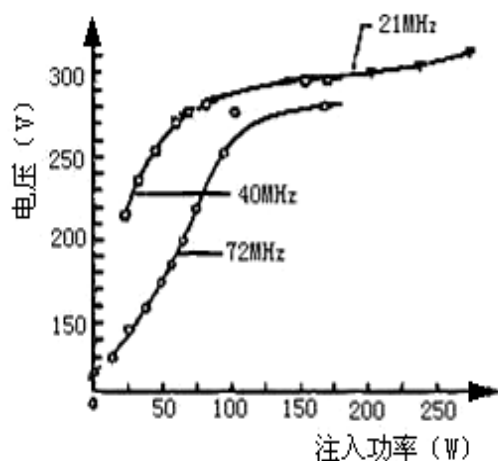


图 2.6 电极电压随注入功率密度的改变图

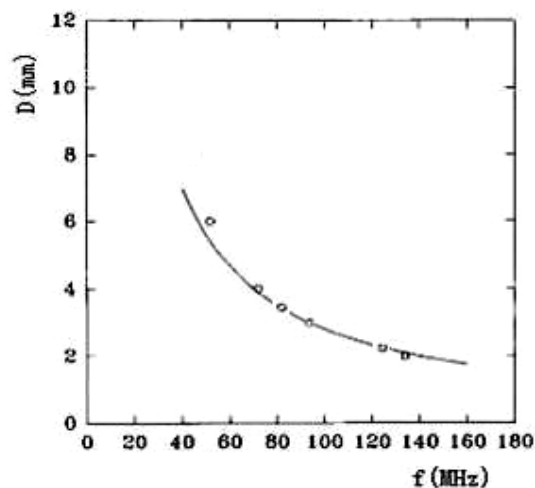


图 2.7 最佳极间距与激励频率的关系

在相同的注入功率、气体配比 CO_2 : He : N_2 等于 1: 1: 3 加 5%Xe 气的条件下，保证激光输出功率最高的时可以得到如图 2.7 所示的电极极间距 D 与放电频率 f 的关系。调整外部因素如射频电源、匹配网络和激光器谐振腔等达到最佳工作状态，当激励频率范围在 40~160MHz 变化时，得到的最佳电极间距与放电频率的关系可以由

如下双曲线关系式表示^[58]:

$$fD = 280 \text{ mm} \cdot \text{MHz} \quad (2.7)$$

该关系式从形式上看与直流辉光放电中帕邢定理所对应的 pd 乘积规律相近似。通过式(2.7)中可以得到大致的最佳频率和极间距的选择方法。在确定的气压和气比条件下, 先选取合适的频率, 再通过简单的计算得到最佳放电间距。

2.2.2 气体参数对放电特性的影响

通常情况下, 气体参数对射频放电特性具有较大影响, 激光器气体参数的选择需要通过实验数据来完成^[59]。通过分析对射频板条 CO_2 激光器工作状态的影响较大的如气体配比和放电气压等参数, 可以得到选择气体配比和工作气压的基本规律。

放电区域的电场强度与气压比值即 E/P 比值会随气压大小、气体配比和注入功率的改变而发生变化。如当 CO_2 、 N_2 、 He 配比为 1: 6: 10 时, 对应的最佳的 E/P 比值为 18.5 V/cmTorr 。在该条件下, CO_2 的上能级注入效率最高, 粒子数反转也最大。随着气体配比发生的改变, 放电区域的最佳 E/P 比值也会随之改变。譬如当 CO_2 、 N_2 、 He 配比变为 4: 1: 12 时, 对应最佳的激励效率的 E/P 比值会下降到 6.5 V/cmTorr 。图 2.8 所示为在平板电极激励频率 72 MHz 、电极间距 3 mm 条件下, 不同气体配比时 E/P 比值随工作气压的变化曲线。

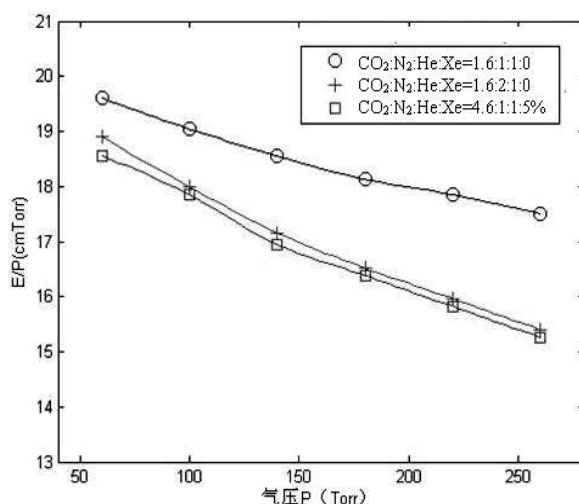


图 2.8 E/P 值随工作气压变化曲线

放电时电极间电压分布会随射频注入功率发生改变。图 2.9 为电极间距 2 mm 时电压随注入功率的变化曲线。可以看到, 气体在击穿后随着注入功率的升高, 极间

电压也会随之升高，表现为正阻特性。更多的实验表明不仅仅是气压决定维持放电所需要的最低注入功率密度，随着 CO_2 与 N_2 等分子型气体的比例，最低注入功率也会上升。当 CO_2 : N_2 : He 比例为 1: 1: 8 时维持稳定放电的注入功率密度为 $77\text{W}/\text{cm}^3$ ，而当 CO_2 : N_2 : He 比例为 1: 1: 3 时，这个值提高到 $134\text{W}/\text{cm}^3$ 。

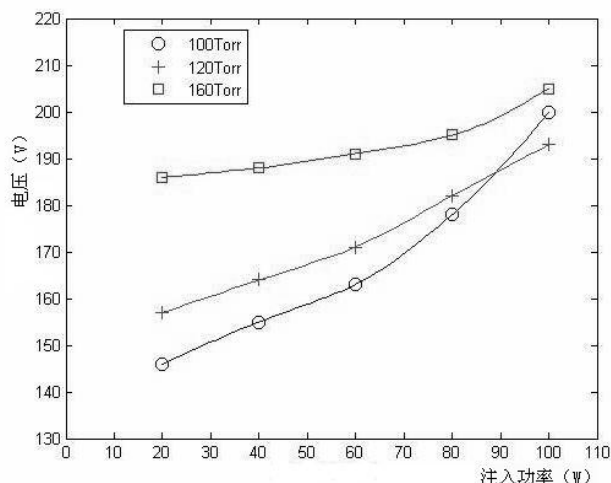
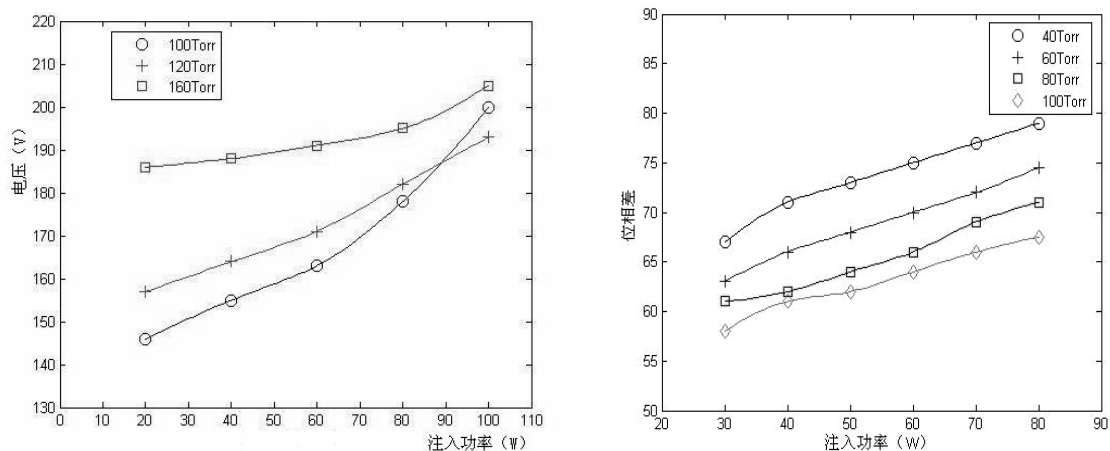


图 2.9 极板电压随注入功率的改变

作气压发生的改变会影响电极上的放电电压。图 2.10 为激励频率 125MHz、电极间距 2mm 条件下，注入功率与放电电压以及电压、电流位相差之间的关系。当工作气压升高时，放电电压随注入功率的变化曲线斜率减小。图 2.11(b)为不同工作气压时，射频电压、电流位相差与注入功率的变化曲线。由位相差的关系可以推断放电区的等效阻抗具有很强的电抗特性。

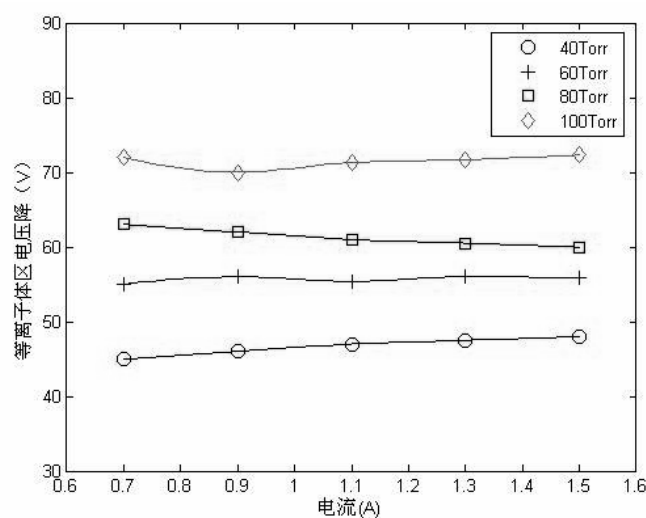


(a) 放电电压随注入功率变化曲线

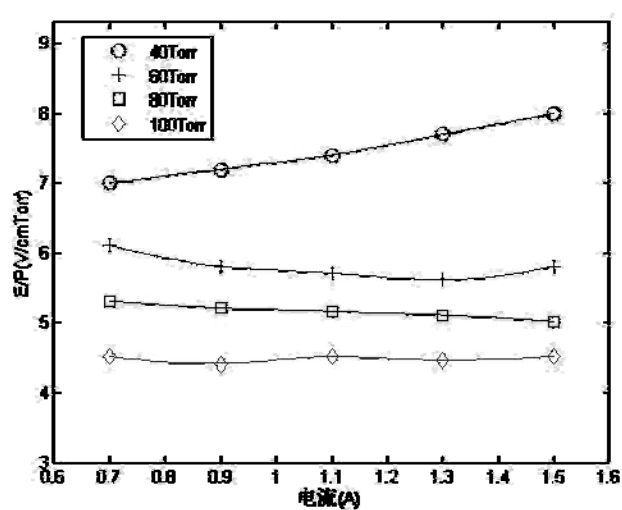
(b) 电压、电流位相差随注入功率变化曲线

图 2.10 放电参数随注入功率变化曲线

放电区的内部条件的变化会引起放电区域电压与电流的一系列变化。图 2.11 所示为不同气压条件下等离子区电压降以及 E/P 值与放电电流的关系。图 2.11(a)中可以看到等离子体区的电压将随放电电流的增加波动幅值并不大，而随着气压的增大，等离子区的电压降会有较大增长。这就说明当工作气压增加时，放电等离子体区得到能量会增加。因为气体的变化对电极附近的鞘层宽度和位降值改变不大，因此随着工作气压的上升，会有更多的射频功率注入到等离子区，等离子区内电子的平均动能增加，碰撞激发几率上升，因此有利于提高激光器的输出功率。



(a) 等离子体区电压降与放电电流的关系



(b) E/P 值与放电电流的关系

图 2.11 等离子体区电压降和 E/P 值与放电电流的关系

同时，由图 2.11(b)可以看到等离子区的 E/P 值会随着放电气压的改变发生显著变化。 E/P 值的大小与直流激励激光器气体放电的 E/P 值非常接近。在保证激励频率 125MHz 的激光器处于最佳工作状态条件下，测量的 E/P 值与 PD 值变化曲线如图 2.12 所示。这对最佳放电气体参数的选择提供了很好的参考。

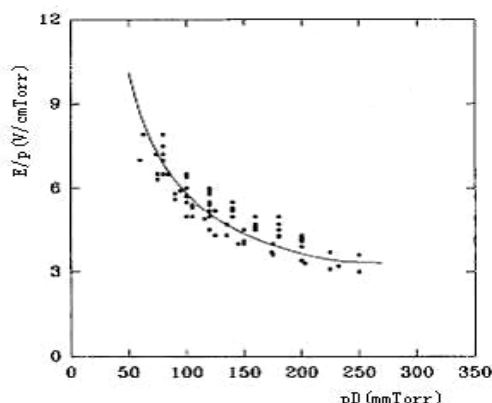


图 2.12 E/P 值与随 PD 值变化曲线

在图 2.13 分别给出了不同气体配比条件下金属-陶瓷三明治结构和全铝电极结构激光器输出功率随气压的变化曲线。很明显与激光器输出功率最大对应的最佳工作气压会由于气体配比的不同发生改变。如图 2.14 可以看到，在 CO_2 : N_2 : He : Xe 配比为 1: 1: 6: 5% 时，最佳工作气压对应于特定的注入功率。激光输出功率以及激光器的工作效率都会随着注入功率的变化而变化。因此，在不同的注入功率下，要达到最佳效率则气体配比和工作气压大小都需要发生改变。

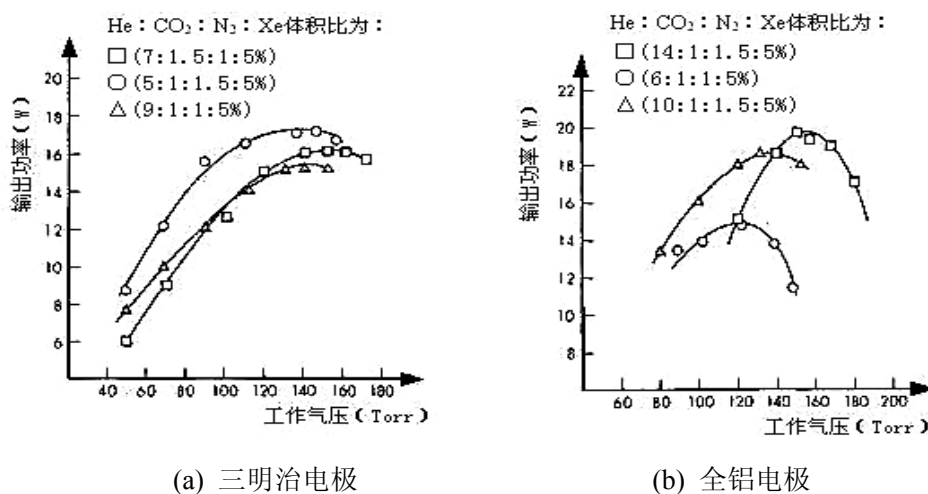


图 2.13 不同气体配比下输出功率随工作气压变化曲线

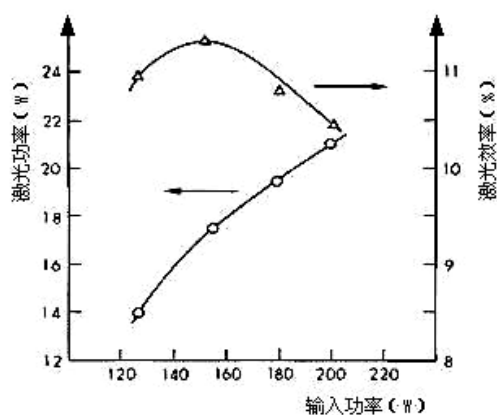


图 2.14 工作效率和输出功率随注入功率的变化曲线

2.2.3 气体成分对放电特性的影响

高功率 CO_2 激光器中气体成分对放电特性和激光输出功率有着很重要的影响^[60]。要得到稳定的激光输出，必须保证放电过程中气体成分不发生很大变化，特别是不能有太多的杂质气体，因此需要放电腔体具有很好的密封性。当气体成分发生改变、激光功率下降时，需要将腔体内的气体抽出，重新充入特定比例的气体。与气体流动的如横流 CO_2 激光器和轴快流 CO_2 激光器不同，射频板条 CO_2 激光器的气体在放电过程中靠自身的对流形成放电区域气体的交换，因此需要保证在放电区域工作气体成分有更好的稳定性。通过研究发现，在工作气体中加入少量的惰性气体 Xe 会提高激光器的激光输出功率，同时也会提高激光器封闭工作的时间。

(1) Xe 气对激光器工作特性的影响

设定工作气体的比例为 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ 等于 1: 1: 3，射频注入功率 200W 时，改变 Xe 气比例从 0-10%，得到激光输出功率随气压变化的曲线，如图 2.15 所示。可以看出，随着 Xe 气比例的增加，激光输出功率的最大值对应的最佳工作气压也会增加，更高的工作气压会带来更多的碰撞激发，从而提供更多的激发态粒子。在固定工作气压为 100Torr 时，工作气体的比例保持不变，得到了 Xe 气比例分别为 0%和 5%时激光输出功率随注入射频功率的变化曲线，如图 2.16 所示。在加入了 5%Xe 气以后，维持稳定放电的最小功率密度降低了，激光输出功率得到增加，电光转换效率提高了约 22%。

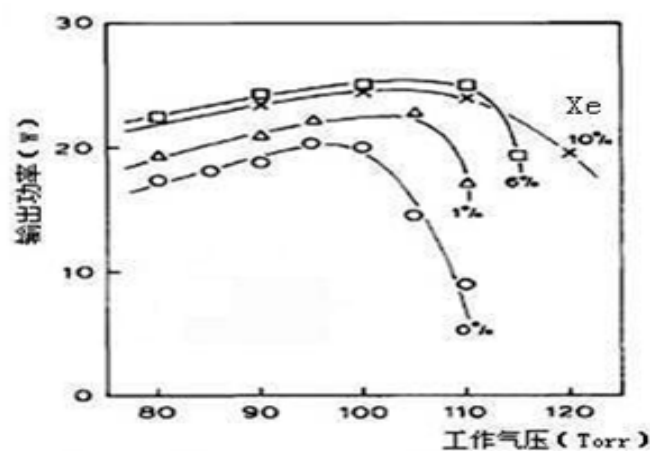


图 2.15 不同 Xe 气比例时输出功率与工作气压的关系

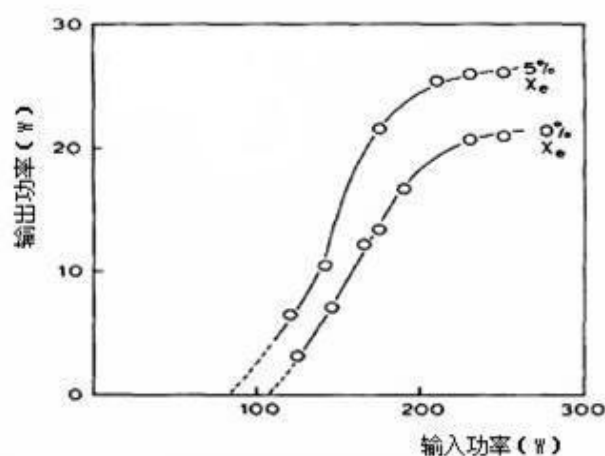


图 2.16 0%和 5%Xe 气时输出功率与输入功率的关系

当然，Xe 气所占比例也是有一定限制的。通过图 2.15 所示同一注入功率下，激光输出功率随 Xe 气体比例变化曲线可以看出，当 Xe 气比例从 0%增加到 5%时，激光功率随加入 Xe 的比例的上升而很快上升。但当 Xe 气比例超过 6%以后，激光输出最大功率反而呈现下降的趋势，因此在工作气体比例 CO_2 : N_2 : He 等于 1: 1: 3 时，Xe 气加入比例的最佳值为 5%。

同时，Xe 气对激光器的功率提高在一定程度上依赖于射频激励频率，如图 2.17(a)、(b)、(c)所示给出了激励频率分别为 65MHz、122MHz 和 186MHz，工作气体配比 CO_2 : N_2 : He 等于 1: 1: 3 时，在 Xe 气所占比例分别 0%和 5%的这两种情况下，输出激光功率随射频注入功率的变化情况。

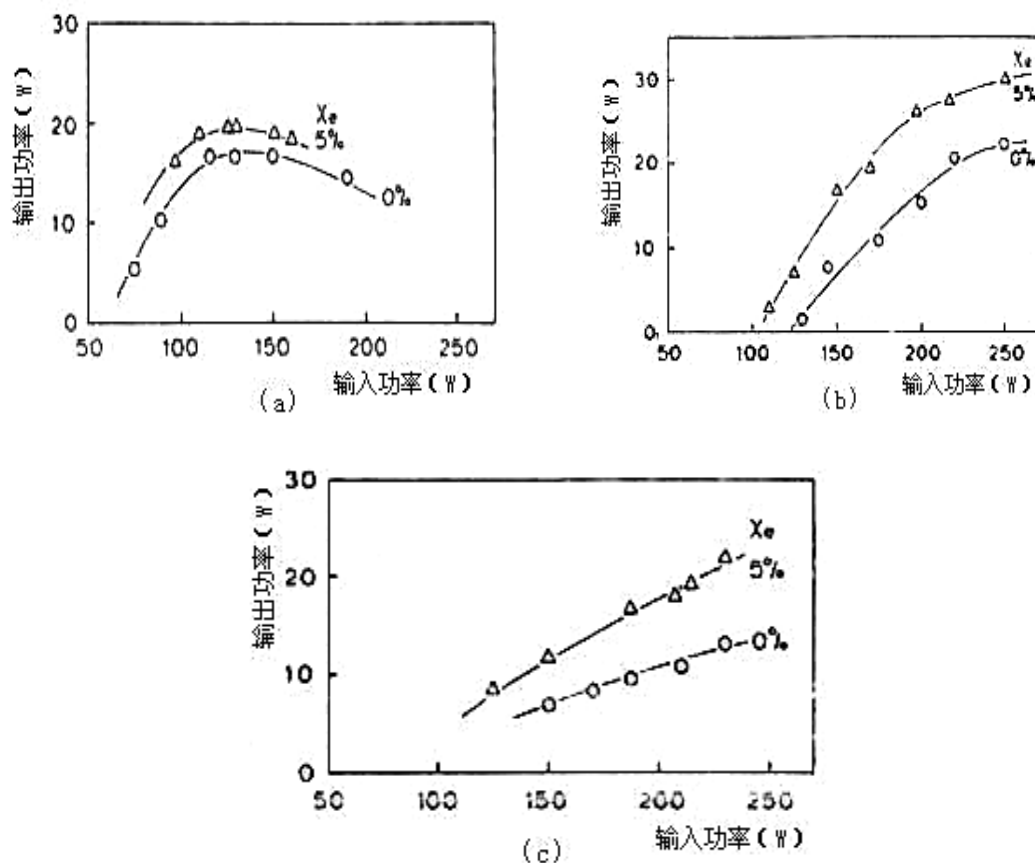


图 2.17 不同激励频率时 0%和 5%Xe 时输出功率随输入功率的变化

由图可以看出对于较低的射频频率 65MHz, 5%的 Xe 气的作用对激光输出功率的增长幅度大约在 20%左右。而将激励频率提高到 186MHz 时, 激光输出功率的提高可以达到在 50%以上。因此, 工作气体中 Xe 气所占比例在一定程度上受到激励频率的限制。

(2) CO₂ 分解对气体放电的影响

在射频板条 CO₂ 激光器中, 电子与 CO₂ 分子发生碰撞会使一部分 CO₂ 分解为 CO 和 O 原子, O 原子通过与金属电极的化合, 使 O 原子的含量减小, 导致作为分解逆过程的复合次数减少, 从而使 CO₂ 进一步分解, 当 CO₂ 分解比例达到一定程度后, 上能级粒子数满足不了粒子数反转的需求, 激光输出功率会很快下降。

通过测量 CO₂ 气体成分所占比例可以了解 CO₂ 分解的情况。如图 2.18 中给出了气体比例 CO₂: N₂: He: Xe 为 1: 1: 6: 5%时, 气压从 50 到 140torr 变化时的 CO₂

分解比例随时间的变化情况。在不同的工作气压下，放电开始阶段 CO_2 的都经过了快速分解阶段，在稳定放电 3 个小时左右， CO_2 的分解率达到最高，经过这段时间以后， CO_2 的分解率又有所减少。根据表 2.1 中给出的数据，在不同工作气体条件下， CO_2 最大的分解比例可以达到 69%，

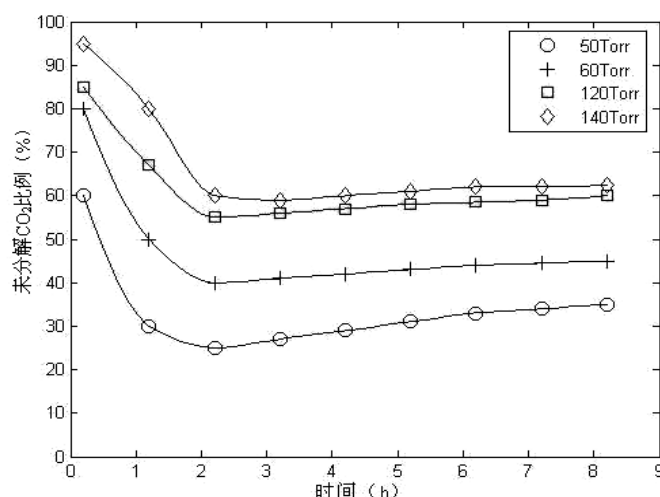


图 2.18 不同气压下 CO_2 分压随时间的变化曲线

表 2.1 不同气压下 CO_2 分解率

气压(Torr)	CO_2 分解率(%)
50	69
60	58
120	39
140	37

He 气和 Xe 气的比例对的 CO_2 分解率有着重要的影响。图 2.19 和图 2.20 分别给出了工作气压为 120torr 时，不同 He 气和 Xe 气的比例对 CO_2 分解率的影响。可以看出， CO_2 分解率随着 He 气比例的增加而增加，而 Xe 气则与 He 气的情况相反，Xe 气含量的增加会抑制的 CO_2 分解。造成这种情况的原因可能是由于 Xe 和 He 对电子的能量分布产生了影响。Xe 在电子能量为 9eV 时，转移碰撞截面达到最高。由于低电离能以及较大碰撞截面使得高能电子数减少。He 的比例的提高有利于提高高能电子的数目，由于在 Xe 的分压达到一定数目以后，对电子的温度分布的影响就不再那么显著。在测量中，当 Xe 的分压再次提高到超过 5%时， CO_2 的分解没有显著

减少。Xe 和 He 的含量对 CO_2 的分解的总体影响在 10% 左右。

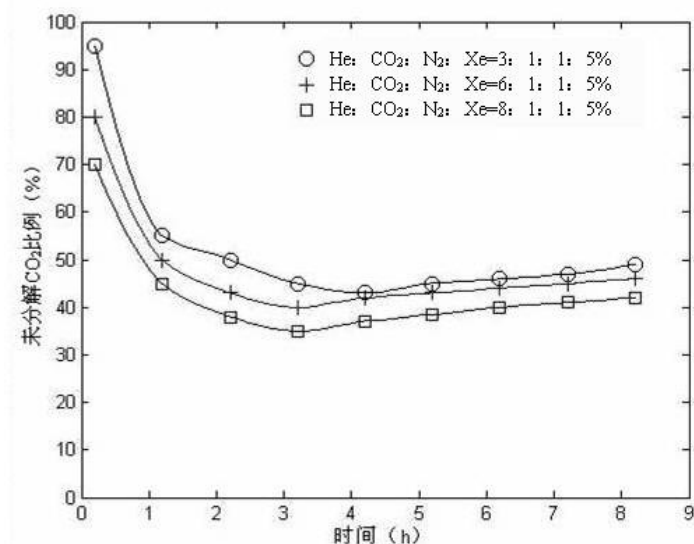


图 2.19 不同 He 气比例时 CO_2 未分解率随时间的变化曲线

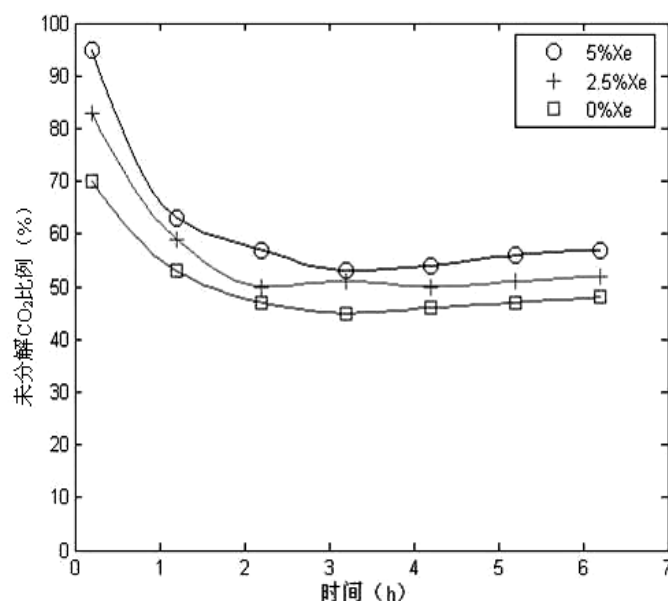


图 2.20 不同 Xe 气比例时 CO_2 未分解率随时间的变化曲线

2.3 本章小结

(1) 根据射频放电气体理论模型，指出射频激励板条激光器需工作在 α 放电模式，给出了一维射频放电模型，得到了横向电子密度分布，以及由电子密度分布推导的空间电场分布和放电区增益分布。

(2) 通过试验分析激励频率对放电特性的影响, 主要包括频率对击穿电压的影响、频率对射频辉光放电区结构的影响, 在此基础上总结了一些选择放电频率的规律。

(3) 通过实验数据总结了选择气体配比和气压的方法。讨论了 Xe 气对放电增益以及气体分解特性的影响, 给出了 CO₂ 气体分解率随时间变化的规律, 找到了解决分解问题的方法。

3 大功率射频电源与匹配特性研究

本章针对高功率射频板条 CO₂ 激光器的射频功率源的要求, 设计了基于电子管的大功率自激式射频电源, 包括直流高压回路、灯丝加热电路、栅极调制电路以及产生射频功率的振荡放大电路。采用史密斯圆图法对射频电源和放电电极间的阻抗匹配网络进行了理论分析, 得到了满足匹配要求的型匹配参数。

3.1 大功率射频电源的设计

根据功率放大器件的不同, 大功率射频电源可以分为电子管射频电源和固态射频电源。电子管射频电源由一个大功率电子管作为功率放大器, 具有结构简单、工作稳定和抗过载能力强等优点^[61]。固态射频电源采用 RFMOSFET 为元器件, 大功率应用场合通常需要由多个模块并联输出, 其具有转换效率高、体积小等优点, 但考虑到制作成本和射频板条激光器的负载条件, 本文设计的大功率射频电源采用电子管作为其功放器件。

电子管的射频电源可分为自激式和它激式两种^[62]。自激式射频电源由电子管同时进行射频振荡和放大, 射频功率直接由电子管振荡放大电路产生; 它激式射频电源是利用高稳定度的晶体振荡器产生基频信号, 再通过一级放大后驱动电子管形成射频功率输出^[63]。它激式射频电源的频率稳定性高、谐波分量小, 但电路结构复杂、体积较大, 主要应用于需要调幅或调频的电视广播领域。考虑到射频板条 CO₂ 激光器的放电特性, 本文选用自激式的射频电源作为气体放电的激励源。

自激式射频电源的原理框图如图 3.1 所示。该电源主要由直流高压电路、灯丝加热电路、栅极调制电路和振荡放大电路等四个部分组成。其中直流高压电路为射频电源的屏极供电回路, 灯丝加热电路为电子管提供稳定的阴极电子发射, 栅极调制电路驱动电子管栅极, 控制电子管的工作状态, 振荡放大电路形成射频振荡和放大, 是自激式射频电源最关键的部分。

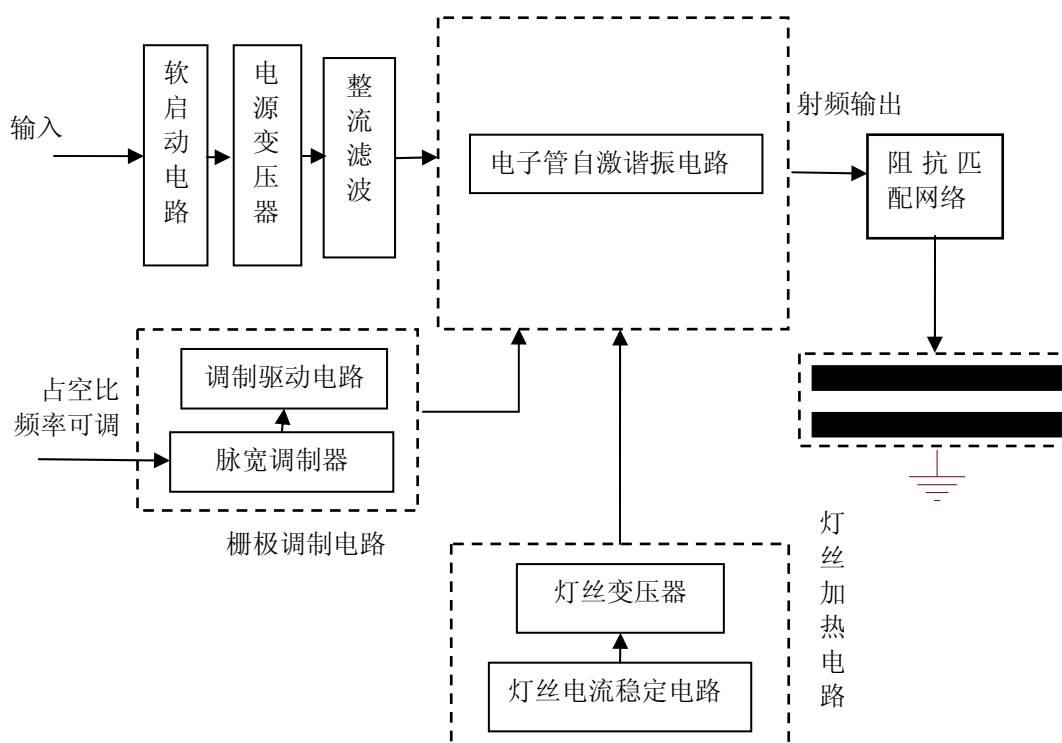


图 3.1 自激式射频电源原理框图

3.1.1 直流高压电路

电子管是将输入的直流高压能量通过振荡的方式进行放大，因此首先需要有稳定的直流电源供给电子管放大回路的工作^[64]。对于不同功率的电子管，由于其工作电压范围、产生射频功率大小等各种参数的不同，所需的直流电源可以通过三相工频电源整流滤波后得到的，也可以是由 IGBT 等半导体器件构成的开关电源^[65]。这里，针对大功率射频电源，其电子管所需的工作电压 10~11kV，额定功率达到 40kVA，考虑到在这种参数条件下开关电源设计制作的工艺和成本，我们选用将工频电压升压后，通过整流、滤波环节形成直流高压电路的方式。

直流高压电路由线性滤波器、软启动电路、工频升压变压器、三相全桥整流和阻容滤波等五个部分组成。线性滤波器内部集成电感、电容等元件，通过选择合适的参数，消除射频放电过程中产生的高次谐波，减少电网与激光器电源的相互影响。软启动电路也可称为高压延时供电电路，其作用是通过可控硅控制供给升压变压器的输入电压，从而使加到电子管屏极的高压缓慢上升，避免启动过程中电压的冲击对电子管造成损坏。当软启动过程完成后，可控硅工作在全导通状态，不会消耗电

源的功率。升压变压器的作用是将工频 380V 电压升压到 7500V 交流电压，再通过高压硅堆形成的三相全桥整流电路变换为电子管工作所需的 10kV 直流高压。由于整流出来的直流高压具有较大的纹波，因此必须通过高压大电容进行滤波，从而得到纹波系数小于 4% 的直流高压。

3.1.2 灯丝加热电路

由于大功率射频电源所需的高功率电子管要有很高的放大倍数和通流能力，电子管的阴极通常是由易于发射电子而且耐高温的材料如钨丝构成的^[66]。电子管正常工作时需要将阴极加热以形成热电子发射，即所谓的灯丝加热。灯丝加热由灯丝变压器提供 7.2V 交流电压和 180A 真有效值电流。为了保证电子管阴极灯丝的热发射电子数的稳定，还需要设计稳流电路对灯丝变压器的电流进行稳流。

由于灯丝变压器次级提供灯丝加热电流，考虑到电子管工作时灯丝加热电流较大，而灯丝变压器的初级和次级匝数比不变，可以通过对变压器初级电流的检测反馈控制得到灯丝电流的稳流作用。初级电流由霍尔元件检测，与给定的电流值进行比较后得到单相可控硅模块导通角的控制电压。稳流电路的原理框图如图 3.3 所示。

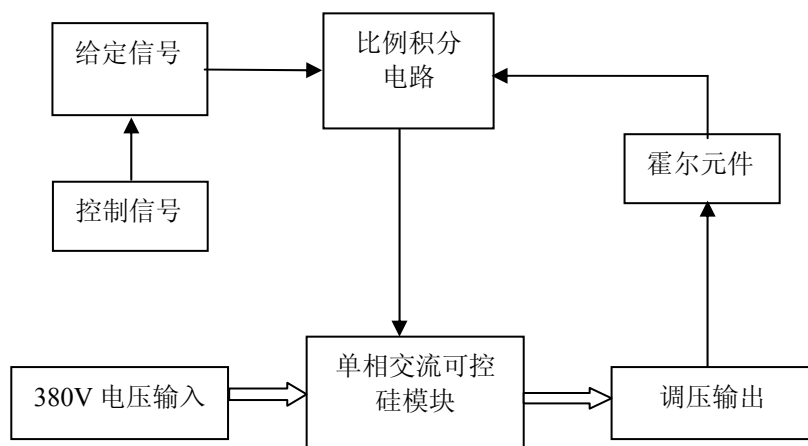


图 3.3 灯丝稳流电路框图

如图所示，灯丝加热控制信号启动给定信号，通过延时启动电路，给定信号由 0V 开始缓慢上升到稳定工作时所需的电平，从而使灯丝温度平稳的上升。在上升过程中，霍尔元件会检测加到灯丝变压器初级的电流，通过比例积分电路使单相可控硅的导通角逐渐变大，可控硅输出的电压也随之增大。给定信号达到稳定工作值后，

给定信号的电平不再发生变化。此时比例积分电路通过比较给定信号和霍尔元件输出的反馈信号，将其差值进行运算后得到相应的可控硅导通角，并且可以根据外部条件的变化如输入的交流电压发生波动等，动态的对灯丝电流进行稳流调节，由此得到不随外部条件改变的阴极电子发射数，保证了电子管工作状态的稳定。

3.1.3 栅极调制电路

大功率射频电源的电子管是否工作是由电子管的栅极来控制的。当栅极电压等于阴极电压时，灯丝发射的电子不受栅极的约束，能直接打到电子管的屏极形成射频振荡；而当栅极上相对阴极加上一定的截止电压后（这里为-200V），阴极受到栅极形成的电场作用，电子发射大大减少，打到屏极上的电子数几乎为零，因此阻断了射频振荡的形成^[67]。根据电子管栅极控制电路的要求，栅极调制电路分为PWM波整形电路和栅流放大电路，如图3.4所示。PWM波是由专用的脉冲信号发生器产生，由于线路传输的需要，电平幅值为15V，整形电路的作用是对传输过程中有可能产生的干扰信号和波形失真进行消除，以得到满足要求的方波。进过整形电路出来的PWM波幅值较小，不能直接用于控制电子管的栅极，还需经过栅流放大电路得到能够控制电子管栅极的幅值为200V的方波。这里，-200V的截止电压由专用变压器提供，由于栅极加上截止电压后，电子管内部通过的电流很小，因此该变压器的容量并不需要很大。控制截止电压的器件是一个反向耐压1600V、额定电流40A的MOSFET管，前面整形得到的PWM波正是控制MOSFET管的导通和管断来控制电子管的工作状态。

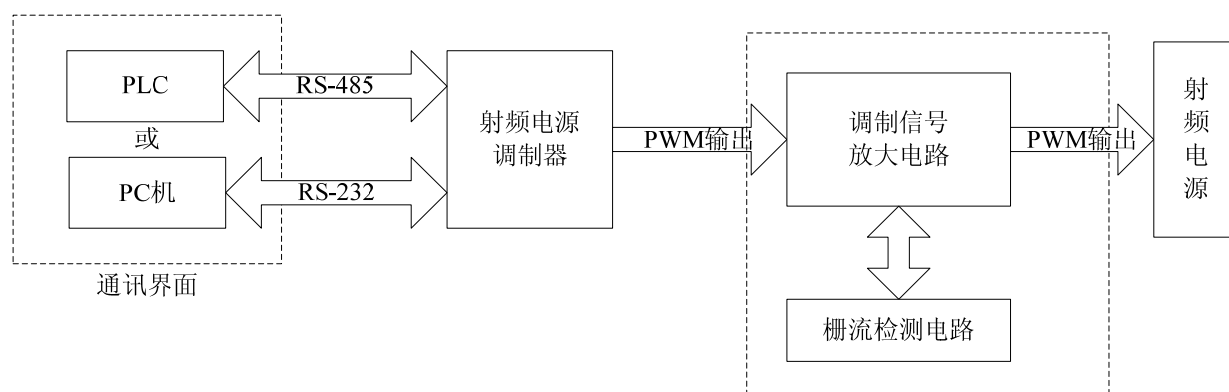


图 3.4 射频电源功率控制电路原理框图

3.1.4 振荡放大电路

自激式射频电源的核心部分是振荡放大电路，它的设计要求包括转换效率高、输出功率大、非线性失真小。根据以下基本原则可以设计出射频振荡器放大电路。

(1) 为避免不必要的损失，基波分量只应在负载中产生电压降，而不是其他支路。

(2) 负载对高次谐波应相当于短路，否则将在负载上产生高阶谐波分量，整个电路的输出功率和效率都会下降。

(3) 电子管的外围电路对直流分量应该是连通的，以保证直流分量能够无损耗的传递给电子管。不允许交流分量串进直流供电回路，以避免不必要的功率损耗。

根据以上原则设计的自激式射频电源振荡放大电路如图 3.5 所示。

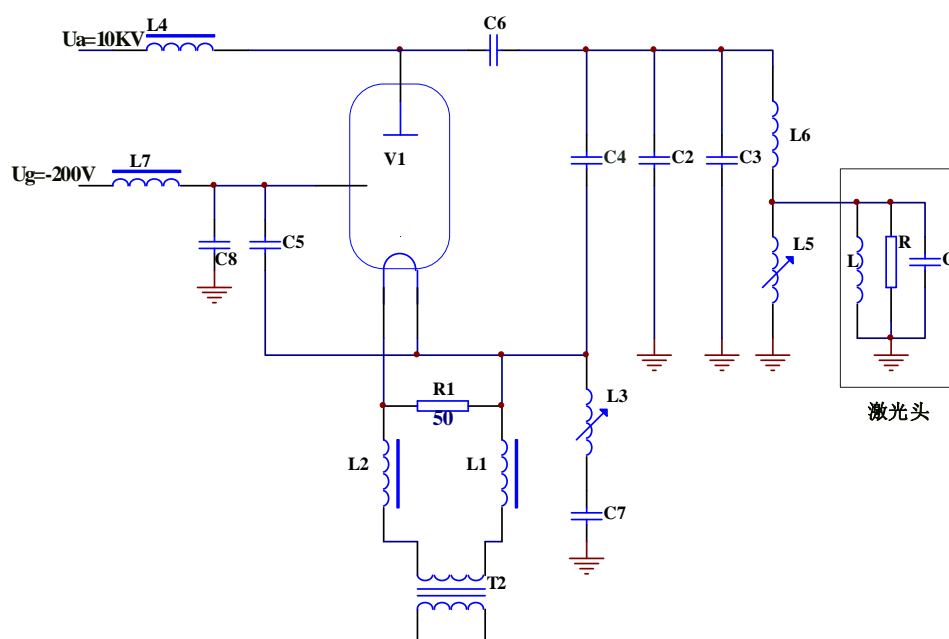


图 3.5 自激式射频电源的振荡放大电路

(2) 振荡回路工作原理

图 3.5 所示的自激式振荡电路为电容三点式共栅放大振荡电路，即屏极和阴极、屏极和栅极的阻抗为容性阻抗，电子管的屏极槽路阻抗为感性阻抗。对应的电容三点式振荡器交流电路及等效电路如图 3.6 所示。

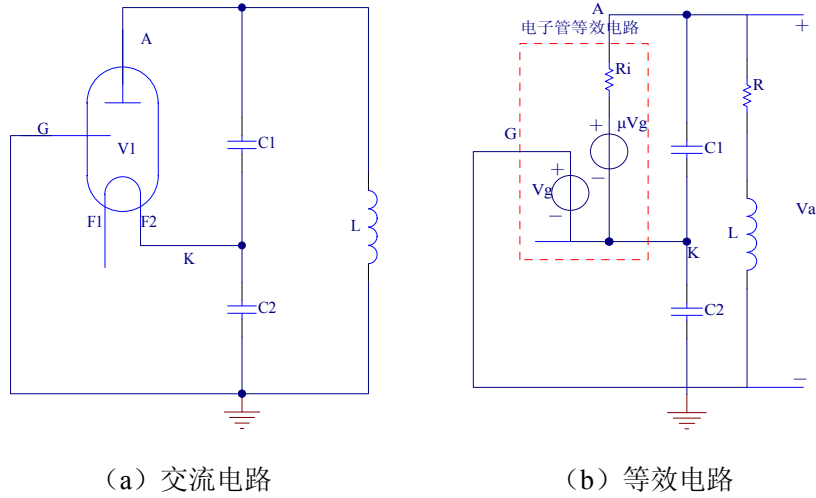


图 3.6 电容三点式振荡电路

等效电路图中, R_i 为电子管的内部等效电阻, U_g 为栅极偏压, μU_g 为 U_g 等效电压源, L 为振荡回路的等效电感, R 为振荡回路的等效电阻。由该电路的分析可得:

栅极反馈系数为:

$$F_v = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (3.1)$$

屏极放大系数为:

$$A_v = \frac{(\mu + 1) Z}{R_i + Z} = \frac{\mu + 1}{1 + \frac{R_i}{Z}} \quad (3.2)$$

考虑到并联谐振回路的导纳为:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R + j\omega L} + j\omega \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (3.3)$$

因此上式可改写为:

$$A_v = \frac{\mu + 1}{1 + \frac{R_i}{Z}} = \frac{(\mu + 1)(R + j\omega \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2})}{R + R_i(1 - \omega^2 L \frac{C_1 C_2}{C_1 C_2}) + j\omega(L + R R_i \frac{C_1 C_2}{C_1 C_2})} \quad (3.4)$$

上式表示的射频振荡产生过程为: 当屏极高压接通后, 考虑到振荡回路中各种分布参数的存在, 开始振荡频率不稳定, 需要通过确定振荡器频率选择单一的谐振

频率，经过反馈放大使射频信号振荡幅度逐渐增加直到最终稳定，得到输出稳定频率的振荡余弦波。

(3) 屏极槽路设计

图 3.6 中的屏极槽路由 C_1 、 C_2 和 L 构成，实际设计过程中需要将其进行分解，如图 3.7 所示。图中 C_6 为 C_1 、 C_2 串联电路形成的等效电容， C_{ga} 、 C_7 和 L_4 、 L_5 构成的电路则等效为图 3.6 中的电感 L 。

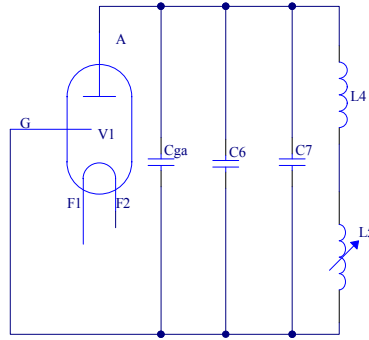


图 3.7 电子管屏极槽路

将整个振荡和功放回路品质因素设定为 $Q = 25$ ，则其谐振阻抗为

$$R_p = 2\pi f_0 Q (L_4 + L_5) = \frac{Q}{2\pi f_0 (C_{ga} + C_6 + C_7)} \quad (3.5)$$

通过式(3.5)可以得到：

$$L_4 + L_5 = \frac{R_p}{2\pi f_0 Q} = \frac{820}{2\pi \times 81.36 \times 10^6 \times 25} = 64 \text{ (nH)} \quad (3.6)$$

L_4 和 L_5 各自的值和取决于射频电源的输出阻抗，射频电源以 L_4 和 L_5 的相连的点作为连接负载的输出点。假设实际负载阻抗为 R_L ，则当 $R_L \gg \omega L_5$ 时，

$$\frac{R_p}{R_L} = \frac{(L_4 + L_5)^2}{L_5^2} \quad (3.7)$$

当输出阻抗设计为标准射频传输阻抗 50Ω 时，可以计算得到 $L_5 = 16\text{nH}$ ， $L_4 = 48\text{nH}$ 。

为了消除电路外部条件变化对电路造成的影响时，可将 L_5 设计成可调电感，其调节范围可选取为 $10\sim 20\text{nH}$ 。

$$C_{ga} + C_6 + C_7 = \frac{Q}{2\pi f_0 R_p} = \frac{25}{2\pi \times 81.36 \times 10^6 \times 820} = 59.7 \text{ (pF)} \quad (3.8)$$

由前面的计算可得

$$C_6 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} = \frac{10.3 \times 90}{10.3 + 90} = 9.2 \text{ (pF)} \quad (3.9)$$

且

$$C_{ga} = 31 \text{ (pF)}$$

因此

$$C_7 = 59.7 - 9.2 - 31 = 19.5 \text{ (pF)}$$

(4) 栅极反馈电路设计

在设定的振荡频率下，屏极与栅极的总阻抗应为容性阻抗，设这个等效电容为 C_2 。根据电子管工作参数，栅极反馈系数为栅极激励电压幅值 U_g 和屏极输出电压幅值 U_a 之比，如式(3.10)所示：

$$F_v = \frac{U_g}{U_a} = \frac{838}{8100} = 10.3\% \quad (3.10)$$

电子管栅极调谐槽路如图 3.8 所示，结合图 3.6 可知，图 3.6 中的电容 C_2 在实际的调谐槽路中由图 3.8 中的 C_{gk} ， C_9 ， L_8 组成。图中，可令 C_9 、 L_8 构成栅极谐振回路，其谐振频率：

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_8 C_9}} = 81 \text{ (MHz)} \quad (3.11)$$

在保证振荡电路频率稳定性的前提下，应适当增大电容 C_9 ，这里选择 $C_9 = 210 \text{ pF}$ 。则：

$$L_8 = \frac{1}{(2\pi f_0)^2 C_9} = 18 \text{ (nH)} \quad (3.12)$$

为了满足电路实际参数调节的需要，可以将 L_8 设计成可调电感，其调节范围为 $5 \sim 25 \text{ nH}$ 。

由于 C_9 与 L_8 组成了并联谐振电路，则电路中 $C_2 = C_{gk} = 90 \text{ (pF)}$ 。而由式 (2.11) 可知：

$$C_1 = \frac{F_v}{1 - F_v} C_2 = \frac{0.103}{1 - 0.103} \times 90 = 10.3 \text{ (pF)} \quad (3.13)$$

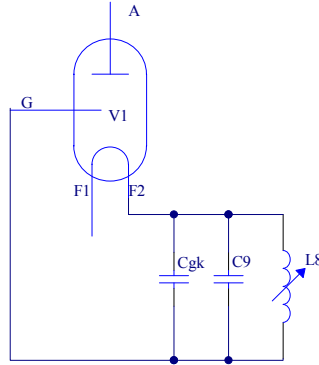


图 3.8 电子管栅极谐振槽路

3.2 大功率射频源与放电负载匹配方式的理论分析

射频功率的传输是一个波的过程，与之相对应的是传输线路上的阻抗参数^[68]。当存在输入阻抗和输出阻抗不相匹配时，射频电磁波在该处就会形成反射，反射射频功率的大小与阻抗匹配程度相关，即反射系数^[69]。由于射频电源的输出阻抗和气体击穿的放电阻抗不可能完全一致，因此必须考虑两者之间的阻抗匹配问题，

3.2.1 气体放电负载阻抗计算

要将气体放电负载阻抗通过匹配网络匹配到电源的输出阻抗，必须先对放电气体的等效阻抗进行计算。放电气体阻抗的等效电路如图 3.9 所示。

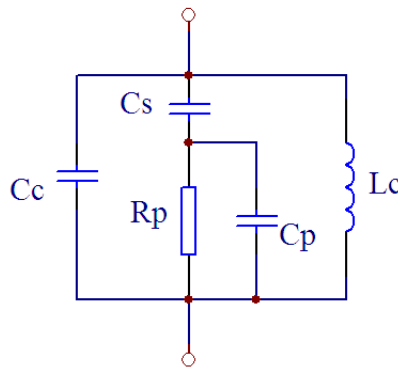


图 3.9 放电气体阻抗等效电路图

放电区域的负载阻抗包括两部分，一部分为放电等离子体形成的电阻 R_p 和电容 C_p 构成的并联关系，再与电极附近鞘层区电容 C_s 串联；另一部分为电极间放电介质形成的电容 C_c 和电极均匀电感的感抗，其与放电形成的阻抗可等效为并联关系。根

据等效电路可得放电形成等效阻抗 Z_f 为：

$$Z_f = \frac{R_p}{1 + \omega^2 R_p^2 C_p^2} - j \frac{1 + \omega^2 R_p^2 C_p (C_p + C_s)}{\omega C_s (1 + \omega^2 R_p^2 C_p^2)} \quad (3.14)$$

取 $Z_f = R_f + jX_f$ ，则负载等效阻抗 Z_L 为：

$$Z_L = \frac{1}{j\omega C_c + \frac{1}{j\omega L_c} + \frac{1}{Z_f}} \quad (3.15)$$

3.2.2 阻抗匹配的方案选择

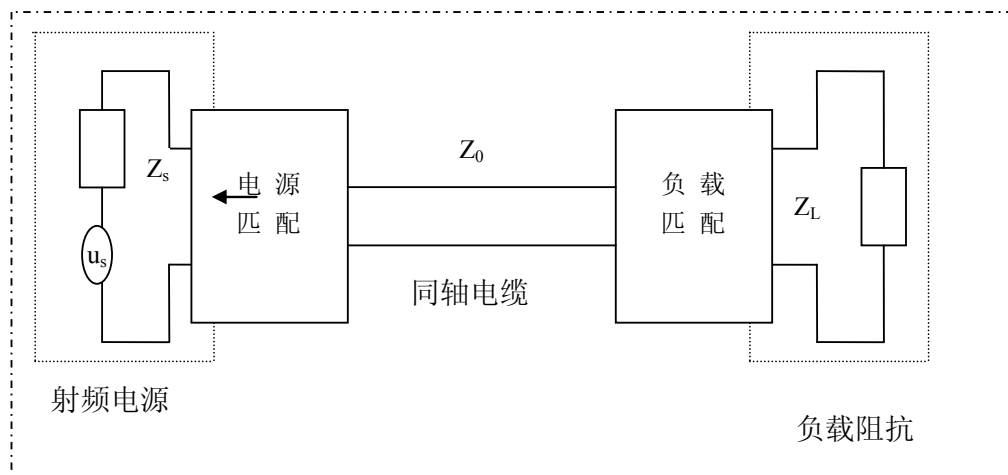
在射频功率传输过程中，当传输路径上某一点输入阻抗与输出阻抗的值不完全相同时，将发生功率反射，形成射频功率的叠加^[70]。定义该处的反射系数为

$$\Gamma_u(z) = \frac{Z(z) - Z_c}{Z(z) + Z_c} \quad (3.16)$$

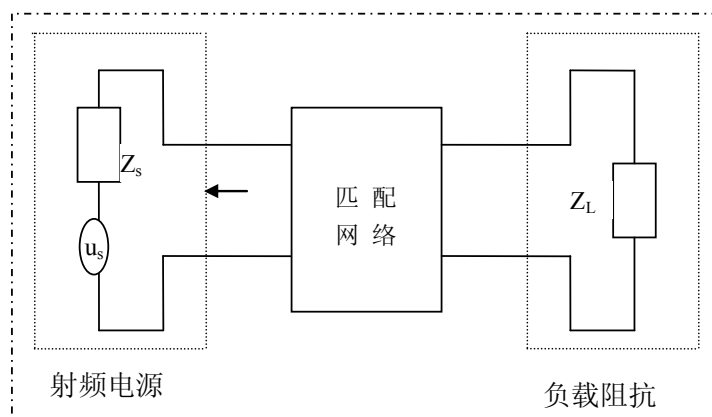
式中， $Z(z)$ 为坐标 z 处的负载阻抗， Z_c 为传输线的特征阻抗。通常射频电源的输出阻抗与激光器气体放电阻抗不会完全相同，即便通过某种方式将气体放电阻抗调整为与射频电源输出阻抗相等。由于在不同的气体放电条件（如气体压力的变化、射频注入功率的变化等）下，气体放电阻抗会发生变化，因此会形成射频电源与放电负载之间新的阻抗不匹配。因此为了保证射频能量的有效传输，尽量减少阻抗不匹配的情况，必须在射频电源与气体放电单元之间加入合适阻抗匹配网络。

要得到射频电源与放电负载之间理想的阻抗匹配，可以有两种方案来选择。一种方案是在射频电源输出和气体放电负载两端分别进行阻抗匹配，两个单元之间用 50Ω 特征阻抗的射频传输电缆连接，如图 3.9 所示。这样设计的好处是射频电源和气体放电单元可以分别单独放置，对不同阻抗的气体放电负载基本都可以实现较好的阻抗匹配，但是其需要传输射频功率的电缆直径较大，长度必须保证为半波长的整数倍，在结构设计和安装方面都存在着不便，并且会在传输电缆上损失一部分射频功率。另一种直接由电感和电容组成的匹配网络，将射频电源和放电电极的阻抗进行匹配，如图 3.10 所示。由于这种方式没有可以长距离射频功率传输的电缆，因此射频电源和放电单元之间必须尽可能短距离的连接，但同时这种匹配方式带来了紧

凑的结构和效率更高的匹配方式。



(a) 同轴电缆传输方式的匹配网络



(b) 射频电源和放电负载直连的匹配网络

图 3.10 匹配网络接入方式示意图

3.2.3 阻抗匹配网络设计

为了得到效率最高的匹配网络，可以利用无源器件电感和电容进行组合来设计集总参数匹配网络。根据激励频率带宽和电路允许复杂程度，可以分为 T 型、L 型和 Π 型等三种拓扑结构，这里我们选择 Π 型匹配网络来进行射频电源和放电负载的匹配。

对某一条件下匹配网络参数的计算是采用史密斯圆图法来实现的。史密斯圆图是把特征参数和工作参数集于一体的图表求解方法，通过沿着圆周线读取并跟踪数据，可以在不进行任何计算的前提下得到满足要求的一组或者多组匹配阻抗参数，

其示意图如图 3.11 所示。

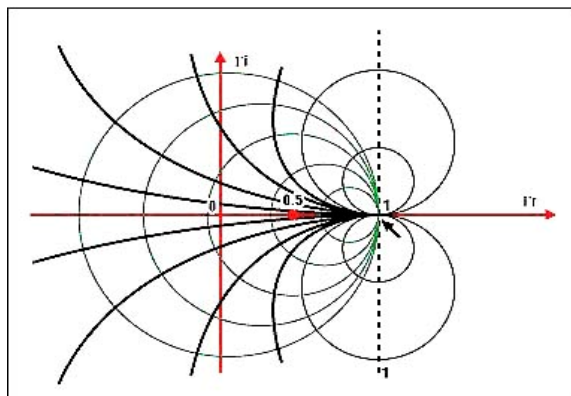


图 3.11 阻抗和史密斯圆图基础

对于 200mm×1000mm 电极尺寸的射频板条气体放电，利用 Smith 圆图法进行阻抗匹配参数计算的过程如图 3.12 所示，得到的有效匹配参数如表 3.1 所示。

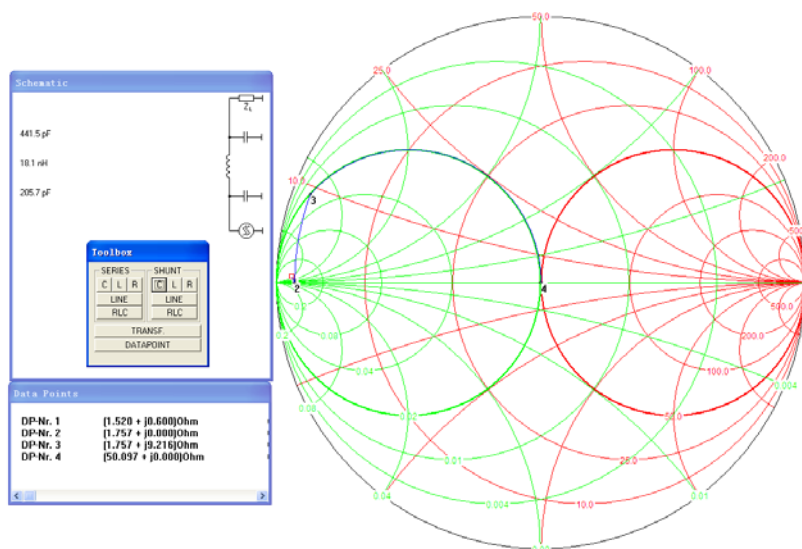


图 3.12 Π 型匹配 Smith 圆图 (200mm×1000mm 电极)

表 3.1 Π 型匹配网络匹配参数表 (200mm×1000mm 电极)

序号	电容 C_1 (pF)	电感 L (nH)	电容 C_2 (pF)	序号	电容 C_1 (pF)	电感 L (nH)	电容 C_2 (pF)
1	222.5	15.7	24.9	6	331.1	13.2	1800
2	207.2	18	441.5	7	232.5	17.5	1000
3	207.6	17.4	238.8	8	223.2	18	902.9
4	217.8	18.2	799.5	9	207.4	17.6	304.5
5	212.3	16.7	147.4	10	209.4	18.4	644.1

通过分析表 3.1 可知，对于电极尺寸为 $200\text{mm}\times 1000\text{mm}$ 的电极：

(1) 在满足射频电源和放电负载较好匹配的条件下，匹配电感 L 的参数并没有随着匹配电容的变化发生很大的改变，其变化范围为 $10\text{n}\sim 20\text{nH}$ ；匹配电容 C_1 的参数变化范围也较小，在 $200\sim 300\text{pF}$ 的范围内变化；匹配电容 C_2 的参数变化范围较大，可以由几十 pF 变化到一千多 pF 。

(2) 在匹配电容 C_2 小于 600pF 时，随着 C_2 的增加，在最佳匹配点条件下匹配电容 C_1 的值随之减小；在匹配电容 C_2 大于 600pF 时，随着 C_2 的增加，在最佳匹配点条件下匹配电容 C_1 的值随之增加。

(3) 当固定匹配电感参数，通过匹配电容调节 Π 型匹配网络参数时，对于确定的电感大小，都可以找到满足匹配状态的两组对应最佳匹配参数。

采用 Π 型匹配网络对 $200\text{mm}\times 1000\text{mm}$ 电极进行最佳匹配调节的过程为：首先根据匹配电感材料确定电感参数大小，由史密斯圆图法得出匹配电容参数的大致范围，先设置一个电容 C_1 参数，调节电容 C_2 得到该组最佳匹配参数。通过改变电容 C_1 的大小，比较几组不同匹配参数下的射频注入功率和反射功率，最终使用注入效率最高的那组匹配参数。

3.3 大面积射频放电电极均压特性研究

大功率射频板条电极间放电均匀性会受到射频频率和注入功率大小的影响。当在 81MHz 频率下进行大面积射频放电时，由于电极作为射频能量传输线，随着传输距离的增加，电压沿电极长度方向或宽度方向的不均匀性会直接影响整个电极放电区域射频放电均匀程度。如果不解决极板射频电压均压问题，会导致射频放电只在电极某一个或多个区域局部放电，很难实现整个放电区域的均匀放电。解决的方法有两种：一种是采用多点馈入的方式，但是需要多个同频率的射频电源，实现难度很大；另一种是电极间并联电感的方式，即在电极侧面某些位置加入并联谐振电感，可以很好的改善电极电压不均匀的问题。

3.3.1 电极等效传输模型

根据射频放电的面积放大理论，为了实现稳定的射频放电，电极间的单位体积

射频注入功率有一个极值。当达到或者接近该极值时，提高射频板条激光器的注入功率只能通过增大电极间的面积来实现，因此大功率射频板条激光器对应的是大面积射频板条电极均匀放电过程。电极在设计过程中分为横向和纵向两个纬度，沿电极的横向和纵向两个方向均需要进行等效的传输线模型。

对电极传输线等效模型进行计算时，需要考虑放电区域等效阻抗对整个电极等效电路模型的影响。根据传输线理论得到电极等效电路模型如图 3.13 所示。

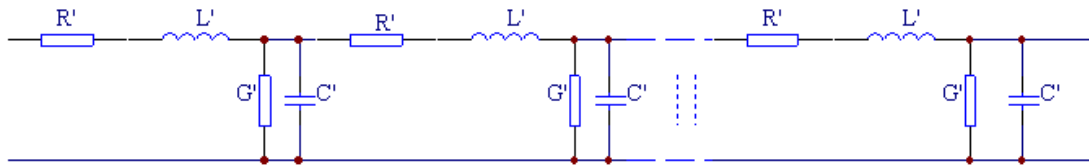


图 3.13 电极等效电路模型图

其中， G' 和 C' 分别对应放电区单位长度电导和单位长度电容； R' 和 L' 为电极单位长度的等效电阻和等效电感。由式(3.14)可以计算出放电区的气体等效阻抗 G' 和 C' 。

R' 和 L' 则可由平行平板传输线的等效电阻和电感计算公式得

$$R' = \frac{2\sqrt{\frac{\pi f \mu_c}{\sigma_c}}}{h} \quad (3.17)$$

$$L' = \frac{\mu d}{h} \quad (3.18)$$

其中 $\sigma_c = 5.8 \times 10^7$ 、 $\mu_c = 4\pi \times 10^{-7}$ 分别为铜电极的电导率和磁导率。 $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ 为放电气体介质的磁导率， h 为电极宽度， d 为电极间距，射频频率 $f = 81\text{MHz}$ 。

由电极等效电路可以得到该电极传输线单位长度的特征阻抗

$$Z_c = \frac{1}{Y_c} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (3.19)$$

电磁波沿传输线的传播常数为

$$k = -j\sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad (3.20)$$

电压沿传输线的变换关系为

$$U(z) = U(0)\cos(kz) - jZ_c I(0)\sin(kz) \quad (3.21)$$

选取某一点为参考点，得出极板上距离该参考点距离为 z 的任意点的电压与参考点电压的比值

$$\frac{U(z)}{U(0)} = \cos(kz) - j\frac{Z_c}{Z_0}\sin(kz) \quad (3.22)$$

将电极左侧端点选为零点，通过上式可以计算出沿电极横向和纵向相对零点的电压分布模型，从而得到整个电极上的电压分布。

3.3.2 电极电压分布二维模型

根据射频功率馈入点相对于电极的位置，对电极横向和纵向均有中间馈入和侧面馈入两种方式。当两个方向均采用中间馈入的方式时，由于电感分布的位置均是对称结构，因此可以较好的实现二维模型下的均匀电压分布。但针对实际的激光器匹配和馈入安装设计，横向中间馈入的结构会带来装配、密封、调节等很多问题，而横向侧面馈入的方式对于整体结构设计要简单许多，因此在实际进行均匀放电实验时，采用的是纵向中间馈入、横向侧面馈入的方式。

电压分布的二维模型还必须考虑到横向和纵向的相对电压的分布耦合系数。气体放电的冷态与热态即放电气体被击穿前后的放电区域阻抗会发生变化，但在气体被击穿后，气体放电阻抗虽然会随着注入射频功率的提高发生改变，但变化的范围并不会很大。因此，只要实现了放电区域的气体击穿，局部放电阻抗也不会有很大变化，与之对应的特性阻抗和传播常数等参数也变化不大，横向和纵向的电压分布函数相互影响也不大，可以暂时忽略横向和纵向分布系数之间的耦合作用。将电极某一对角作为两个方向的参考零点，将横向和纵向的电压分布函数相乘，利用分离变量法即可得到电极二维分布电压模型。

$$\frac{U_{xy}}{U_L} = \frac{U_x}{U_{Lx}} \times \frac{U_y}{U_{Ly}} = \left[\cos(kx) - j\frac{Z_{cx}}{Z_{Lx}}\sin(kx) \right] \times \left[\cos(ky) - j\frac{Z_{cy}}{Z_{Ly}}\sin(ky) \right] \quad (3.23)$$

将 200mm×1000mm 电极的参数代入式(3.23)，利用 Matlab 编程作图分别可以得到电极在纵向保持中间馈入，横向分别取中间和侧面两种馈入方式下的二维电压分布模型，如图 3.14 所示。

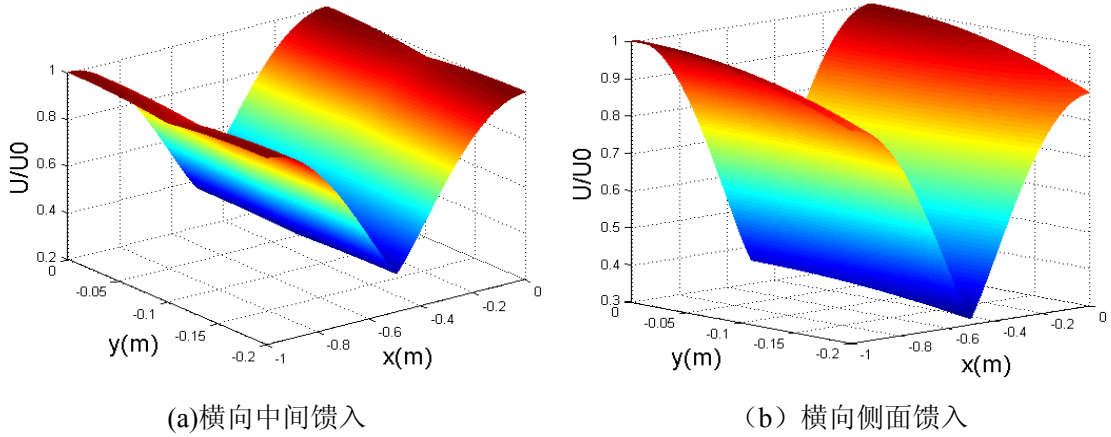


图 3.14 200mm×1000mm 电极二维电压分布模型

由图 3.14 可见，两种馈入方式下的电压分布主要表现为纵向电压分布不均，其电压波动幅值可以达到最大值的 64%。这主要是由于纵向尺寸远大于横向尺寸，导致电压分布不均的情况被放大。而横向采用中间馈入相对于侧面馈入，二维电压波动只是略有减小。因此对电极的均压电感模型主要应考虑纵向的电压均匀问题。

3.3.2 电极侧面馈入方式下的二维均压

在电极横向侧面馈入方式下，由于在横向电压分布不再是中心对称，因此电极侧面并联的均匀电感也会是对称分布。由于电极侧面的馈入区域被馈入铜条占据，不能连接馈入电感，因此在计算侧面馈入均匀模型时，对应位置的电感大小应取为无穷大，即该位置没有并联电感。只有横向终端的并联电感对横向均压起到作用。横向侧面馈入方式下并联电感分布结构示意图如图 3.15 所示。

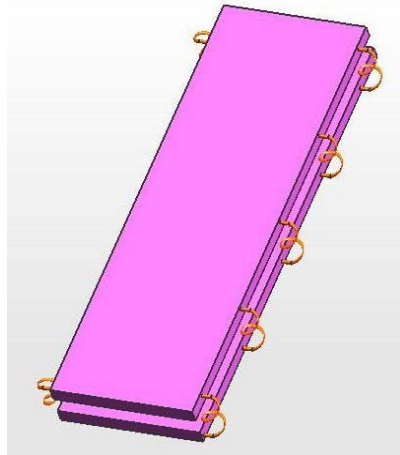


图 3.15 横向侧面馈入时均压电感结构示意图

此时的二维电压分布函数与横向中间馈入时相同，但其中的横向终端阻抗 Z_{Ly} 为

$$Z_{Ly} = j\omega \frac{1}{\frac{1}{2L_{01}} + \frac{1}{2L_{11}} + \frac{1}{2L_{21}} + \dots} \quad (3.24)$$

改变电感的位置和大小，利用 Matlab 编程模型，使得 $\max(\frac{U_{xy}}{U_L})$ 最小，即电压波

动幅值最小。此时的电感位置和大小即为二维均压模型中的最佳电感位置和大小。对于长度为 1 米的电极，在纵向分别距离电极两端 155mm、315mm 和 460mm 的位置，只在未接入馈入铜条一侧分别接入电感值为 9nH、10.8nH 和 9.7nH 的均压电感。而在距离电极端面 30mm 的电极两侧共并联 4 个 30nH 电感，在此均压模型下二维电压波动小于 3%。在最佳电感位置和大小下模拟的二维电压分布函数如图 3.16 所示。

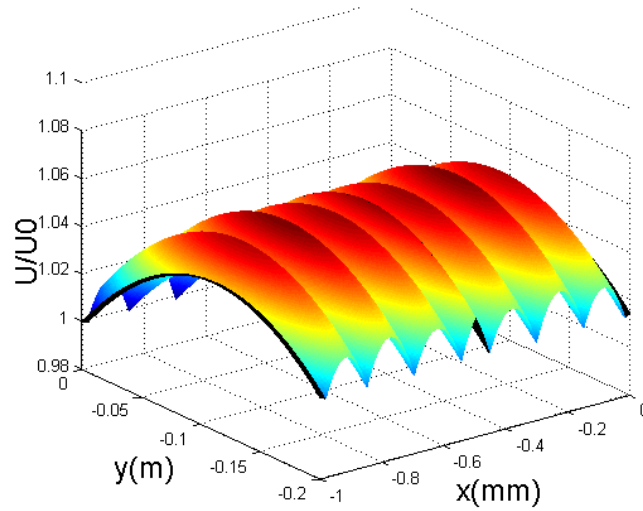


图 3.16 横向侧面馈入方式下二维均压模型

3.4 高功率射频气体放电实验研究

根据前文所述，将设计的大功率射频电源通过阻抗匹配网络，对已经装配二维均压电感的 200mm×1000mm 的电极进行气体放电实验。

3.4.1 不同匹配参数的射频板条气体放电

选用可调真空电容作为匹配网络的可调元件，记录电容调节旋钮的旋转圈数来得到可调电容的大小，通过调节匹配电感线圈匝数和线圈直径来得到与史密斯圆图

法计算的结果相近的数值。制作的匹配箱实物如图 3.17 所示。



图 3.17 匹配网络实物照片

通过实验调节过程最终得到了满足激光器运行的放电负载匹配参数。对于 200mm×1000mm 电极，当采用 Π 型匹配网络时，匹配电感选择 28nH，匹配电容均选择真空电容，可调范围 10pF 至 400pF，当调节到设定的匹配参数时可以得到较好的匹配效果。实际调试得到的参数如表 3.2 所示。

表 3.2 实际匹配元件参数表（20mm×1000mm 电极， Π 型匹配网络）

气压 (Pa)	均压电感 (nH)	匹配元件			驻波比
		C_1 (pF)	L (nH)	C_2 (pF)	
16000	19	277	28	195	1.08

在该实验参数条件下，当射频注入功率为 20kW 时，反射功率为 180W，匹配后的驻波比为 1.08，可以认为较好的实现了射频电源和放电负载的匹配。

3.4.2 不同均压电感下的射频板条气体放电

在射频功率采用电极侧面馈入的条件下，为了实现平板电极大面积均匀放电，采用了电极侧面放置不对称分布电感的方式。通过对电极不同位置 and 不同电感大小情况下的放电实验，得到了均匀性较好的大面积射频激励气体放电。

实验条件为电极尺寸 200mm×1000mm，电极间距 1.5mm，电感分布如图 3.15 所示。表 3.3 列出了均压电感的位置和大小。实验过程中在放电气压 160hPa，连续 100% 占空比的条件下得到了整个电极均匀的放电分布。实验中电感的位置的大小与前面模拟计算得到的模型基本一致，考虑到在计算放电区域阻抗时存在一些不准确因素，可以认为该实验结果是对二维均匀理论模型的有效验证。

表 3.3 均压电感位置和大小 3 (200mm×1000mm 电极)

电感相对零点位置(mm)	30	160	320	460	540	680	840	970
馈入侧电感值(nH)	26	无	无	无	无	无	无	25
非馈入侧电感值(nH)	25	10	12	11	10	12	11	25

图 3.18 为放电过程中不均匀放电和均匀放电时的照片，由实际观察到的二维方向均匀放电发光分布可见，通过这种均压方式实现了在正常工作条件下大面积射频激励均匀放电，保证了激光器的稳定运行。



(a) 不均匀放电



(b) 不均匀放电



(c) 均匀放电

图 3.18 均匀过程放电照片

3.5 本章小结

(1) 设计了基于电子管的大功率自激式射频电源，包括直流高压回路、灯丝加热电路、栅极调制电路以及产生射频功率的振荡放大电路。在振荡和功放电路部分，计算了电子管的工作模型和各部分元件参数。

(2) 根据传输功率最大化的原则，确定了射频电源和放电负载直连的阻抗匹配方案，利用史密斯圆图法研究了阻抗匹配的网络结构和参数计算过程。总结了不同匹配条件下通过设定的调节步骤得到最佳匹配网络参数的规律，并应用最佳匹配参

数实现了射频功率的有效注入。

(3) 利用分离变量法得到了电极放电电压的二维分布模型，比较了在纵向中间馈入、横向分别为中间馈入和侧面馈入方式下电极电压的分布，电压波动幅值达到64%。针对电极侧面馈入方式，采用不对称的均压电感分布，实现了二维模型下的电极均压，并通过实验得到验证。

4 射频板条电极结构与实验

射频板条激光器电极冷却水道的设计必需保证具有良好冷却放电气体的作用。如果平板电极不能很好的带走气体放电产生的热量，过高的气体温度会直接导致输出激光功率的下降，因此需要对不同冷却流道设计的电极通过分析其工作状态下的温度场分布，得到最佳的电极冷却水流道设计方案，从而保证激光器长期、稳定的运行。本章针对高功率射频激励板条 CO₂ 激光器，在分析平板电极不同冷却流道设计下温度场分布的基础上，选择了一种最理想的流道设计方案，并通过实验对电极冷却效果进行了验证。

4.1 电极温度场的理论分析

射频板条 CO₂ 激光器的放电区间由一对平板电极构成，电极间没有外部气体循环装置促进气体流动，放电时气体的冷却主要由气体扩散至电极表面进行，其热量传递过程主要包括气体放电释放的热量传递给电极，电极内部的冷却水将电极吸收的热量带走。对于两块平板电极，由于其结构相同，热量传递过程和边界条件也相同，因此只需分析其中的一个电极。

4.1.1 电极温度场概述

热量的传递存在于有温度差异的地方，通过传导、对流和辐射等多种形式，热量由高温物体传递到低温物体，或是由物体的高温部分向低温部分传递^[71]。射频板条 CO₂ 激光器的平板电极放电区域表面受到气体加热，而热量又由其内部流动的冷却水带走，因此需要研究电极中存在的热量传递规律，以保证电极温度和放电气体的温度在合适的范围以内。

温度是随时间和空间变化的函数，可以用温度场来表示，如下式所示：

$$T = f(x, y, z, t) \quad (4.1)$$

其中， T 表示物体的温度， x 、 y 、 z 为物体某一点对应的空间坐标， t 为时间变量。当 $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ 时，表示物体温度不随时间变化，则 $T = T(x, y, z)$ 称为稳定温度场。

在任一时刻，连接物体内部温度相同的点构成该时刻的等温面，如果只考虑二维时的情况，等温面分布可简化为等温线分布。温度值的变化沿着等温面的切向最小，法向最大^[72]。通常物体温度场的分布可以用等温线图或等温面图来表示。当每两条等温线之间温度差值一定时，可以直观的通过等温线的疏密程度来表示物体不同区域温度分布情况和温度梯度的大小^[73]。

对于物体温度变化可由温度梯度来表示，如下式所示

$$\nabla T = n_0 \frac{\partial T}{\partial n} = i \frac{\partial T}{\partial x} + j \frac{\partial T}{\partial y} + k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4.2)$$

式中， n_0 为沿等温面法线指向温度升高方向的单位矢量。

热流密度是指单位时间内通过单位面积的热量，可表示为：

$$q = \frac{1}{S} \frac{dQ}{dt} \quad (4.3)$$

根据傅里叶定律，热流密度与温度梯度成正比关系，方向相反，如式(4.4)所示^[25]：

$$q = -\lambda \nabla T = -n_0 \lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad (4.4)$$

上式中， λ 为物体的导热系数，它是表示材料导热性能的物理参数。不同的材料其导热系数数值不同，同一种材料在不同的条件下导热系数也会发生变化。射频板条 CO₂ 激光器的平板电极由导热性能优良的紫铜加工而成，其导热系数较大。电极在气体放电过程中，内部通由循环流动的冷却水，因此整体温度变化并不大，分析过程中可将其作为常量。

4.1.2 电极的热量传递过程

热量传递方式可以分为三种，包括热传导、热对流和热辐射^[74]。平板电极工作过程中，由于热辐射相对于热传导和热对流，其比例只占总交换热量的很小一部分，因此对电极进行热量传递过程分析时只考虑热传导和热对流，而忽略热辐射的作用。

(1) 热传导

平板电极是由导热良好的紫铜材料加工而成，通过自由电子之间的相互碰撞，热量可以快速的由高温处向低温处传递，形成宏观上的热传导。电极内部的热传导规律可以总结为如式(4.4)所示的傅里叶定律。

(2) 热对流

热对流是依靠流体自身流动而实现的传热过程。热对流是由于流体中的分子进行的不规则热运动引起的，仅能发生在流体中，所以热对流必然伴随着热量传递过程。

对流换热是指当流体流过物体表面时发生的热量传递过程，当放电过程中平板电极内冷却水循环进行热交换的时候就属于对流换热。电极吸收气体放电形成的热量，平板电极内部冷却水在流道循环流动时，由冷却水将电极上热量的带走。

对流换热的基本计算公式是牛顿冷却定律，如下式所示：

$$q = h(T_w - T_f) \quad (4.5)$$

式中， q 为热流密度， h 为物质的对流换热系数， T_w 为电极表面温度， T_f 为流体温度。将两者之间的温度差值记为 ΔT ，并取正值，则牛顿冷却定律可表示为：

$$q = h\Delta T \quad (4.6)$$

$$Q = Ah\Delta T \quad (4.7)$$

其中， Q 为传热功率，即单位时间内传热总量， A 为传热面积。

各种相关因素的对流换热系数 h 的大小都有影响。传热过程不仅取决于流体的物理特性和传热表面大小及形状，也与流体的温度和速度密切相关。由引起流体粒子相对运动的原因，对流换热可分为自然对流和强迫对流。自然对流是由不同密度的流体引起的流动（如散热器旁边的热空气向上流动）；强制对流是由外力引起的流体流动（如压力的影响）。按流体在传热过程中有无相态变化，对流传热又可分无相变对流传热和有相变对流传热。无相变对流传热过程中流体在换热过程中不发生凝结、蒸发等相的变化，如水的加热或冷却等。平板电极与内部冷却水的对流换热属于强制、无相变的对流换热。

以上分析了平板电极在气体放电过程中热量传递的方式，平板电极的热稳定过程是热传导和对流换热的共同作用的结果。

4.1.3 热量传递微分方程

平板电极的温度场分布对直接放电气体的冷却具有绝对性作用，分析平板电极

的温度场情况是通过对电极热传递微分方程的求解来实现的^[75]。

电极的温度分布与电极吸收的放电气体热量和冷却水带走的热量相关，热量传递过程直接引起电极温度分布的变化^[76]。热量平衡满足能量守恒定律，因此电极热传递的过程也必须满足能量守恒关系。

取电极上某个微分单元 $dV = dxdydz$ ，分析单位体积 dV 在单位时间 dt 内热量传递过程形成的热平衡状况。由于电极加热的热量只由放电气体提供，因此放电气体传递给电极的热量 dQ_1 等于电极温度上升所需的热量 dQ_2 ，即

$$dQ_1 = dQ_2 \quad (4.8)$$

由此可以推导出电极热量传递的微分方程：

$$c_{Cu} \rho_{Cu} \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{Cu} \nabla^2 T \quad (4.9)$$

进一步可以写成：

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A \nabla^2 T \quad (4.10)$$

其中， $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ， $A = \frac{\lambda_{Cu}}{c_{Cu} \rho_{Cu}}$ 为热扩散系数或导温系数， λ_{Cu} 为电极

的导热系数， c_{Cu} 为电极的质量定压热容， ρ_{Cu} 为电极的密度。由于构成电极的紫铜属于均匀、连续、各向同性的材料，因此公式中的关于材料的参数可看作常量。

4.1.4 电极温度场的边值条件

平板电极的热传递微分方程是热量对时间和空间变化过程的描述，为了求得整个电极在气体放电过程中的温度场函数 $T(x, y, z, t)$ ，需要确定时间边界条件（即初始条件）和空间边界条件（即边界条件）^[77]。

时间边界条件是指电极温度在设定初始时刻的分布，即

$$T|_{t=t_0} = T_0(p), \quad [p \in (V, s)] \quad (4.11)$$

式中， $p = p(x, y, z)$ 为电极空间坐标参量。

空间边界条件由于不同情况可分为如下三类：

第一类边界条件： s_1 边界上某一瞬时的温度分布，即

$$T|_s = T_b(p, t), \quad [p \in s_1, t > t_0] \quad (4.12)$$

第二类边界条件： s_2 边界上某一瞬时的热流密度，即

$$\begin{aligned} q_n|_s &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}|_s \\ &= q_b(p, t), \quad [p \in s_2, t > t_0] \end{aligned} \quad (4.13)$$

式中， n 表示外法线方向，即向外的热流密度。若某面上的 $q_n = 0$ ，即为热流对称面，在此面上无热流经过。

第三类边界条件： s_3 边界上存在的对流热交换。因为电极水冷流道通有循环流动的冷却水，由对流换热定律可以得到：

$$\begin{aligned} q_n|_s &= -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}|_s \\ &= h(T - T_a), \quad [p \in s_3, t > t_0] \end{aligned} \quad (4.14)$$

式中， T_a 是冷却水的温度， h 是电极与冷却水的对流热交换系数。

第一类边界条件将 T 的边界值直接给出；第二类边界条件通过计算可以得到边界上 T 的导数值 $\frac{\partial T}{\partial t}$ ；第三类边界条件中， T 和 $\frac{\partial T}{\partial t}$ 均为未知量，但是给出了 T 和 $\frac{\partial T}{\partial t}$ 之间的函数关系。电极间高温气体对电极的加热作用属于第二类边界条件，电极内部冷却水与电极间的对流换热属于第三类边界条件，因此平板电极在冷却放电气体的工程过程中，主要应该考虑第二类边界条件和第三类边界条件，

将已知的第二类边界条件和第三类边界条件代入热传递微分方程进行求解即可得到平板电极的温度场分布函数 $T(x, y, z, t)$ 。

4.2 电极热交换机理

4.2.1 放电气体温升的影响

高功率射频板条 CO_2 激光器的电光转换效率一般在 12%~20% 的范围之内，也就意味着绝大部分注入电功率都要通过各种形式转换为热量。由于放电过程中电子从电场获得能量，电子与气体粒子的碰撞又使得气体的温度升高，即电场的电能会转化为气体的热能。放电气体温度的上升会对激光器的光电转换效率即激光输出的功

率有很大的影响，一方面气体温度上升会导致 CO_2 分子的跃迁谱线加宽，激光受激辐射的碰撞截面减小；另一方面，过高的气体温度会导致上能级的碰撞激发截面减小，下能级的粒子弛豫速率增加，从而使产生激光所需反转粒子数大大减少，放电区域增益系数减小，进而引起输出激光功率的下降^[78]。

图 4.1 为在温度变化时 CO_2 分子激发态能级粒子数分布变化的情况。在放电气体温度低于 660K 的条件下，气体温度的升高会导致激光受激辐射上下能级之间的能形成激光输出。实验过程中，当气体温度达到 580K 时，激光器的电光转换效率就会明显下降，为了保证激光器能得到稳定的激光输出，放电过程中气体温度需要控制在 400-500K 的范围以内，因此对于射频板条激光器需要设计很好的冷却方式，能很快的将放电过程中产生热量带走，从而保证工作气体温度的稳定。

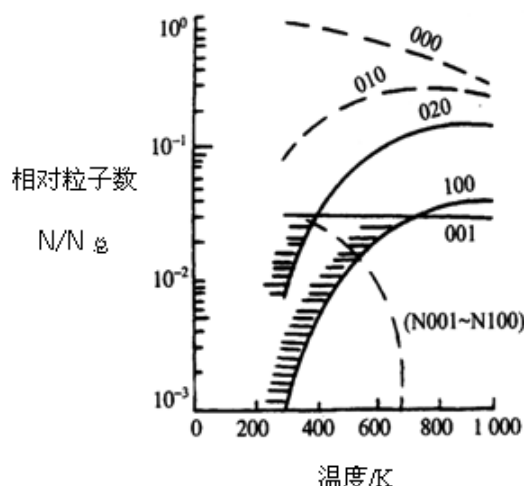


图 4.1 CO_2 分子能级的相对粒子数分布随温度变化曲线

4.2.2 电极的热传递过程分析

射频板条激光在连续运行的过程中，绝大部分电功率会通过对气体分子的热运动转变成工作气体的热量，只有一小部分会转换成激光输出功率和谐振腔镜片热量。气体由于微观粒子的热运动扩散到上、下电极表面，再由电极内部循环冷却水带走。一小部分热量会由腔体内水冷管道中的冷却水带走，还有很小一部分由箱体本身散发到周围环境中。循环冷却水由专门定制的制冷设备水冷机组提供，冷却水对电极冷却效果的好坏可以由冷却水入口和出口的温度差异进行简单判断。

放电区间没有风机促进气体流动，放电时主要由气体扩散至电极表面进行冷却，

其热量传递过程主要包括气体放电释放的热量传递给电极，电极内部的冷却水将电极吸收的热量带走。图 4.2 为平板电极对放电气体进行冷却过程的示意图。

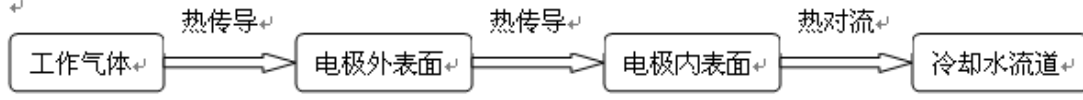


图 4.2 电极冷却过程示意图

在射频气体放电过程中，加热平板电极的能量主要是放电区域气体的产生的热量，根据能量守恒原理，在热平衡状态单位时间内气体的发热功率 P 、电极从放电气体吸收的热量 Q 、冷却水从电极板内带走的热量 Q' ，三者应该相等，如下所示：

$$P \approx P_0 / \eta \quad (4.15)$$

$$Q = -\lambda_{Cu} \cdot A \cdot \frac{dT}{dx} \quad (4.16)$$

$$Q' = \beta \cdot S \cdot (T_{El} - T_{H_2O}) = c_{H_2O} \cdot q_F \cdot (T_{out} - T_{in}) = c_{H_2O} \cdot q_F \cdot \Delta T \quad (4.17)$$

$$P = Q_{Up} + Q_{Down} = Q'_{Up} + Q'_{Down} \quad (4.18)$$

其中 P_0 为激光器的激光输出功率， η 为其的光电转换效率， λ_{Cu} 为平板电极的导热系数， A 为某一块平板电极的换热面积， q_F 为单位时间内水的流量， β 为电极与冷却水的对流传热系数， S 为电极流道内表面积， c_{H_2O} 为水的比热容。设定 T_{in} 、 T_{out} 分别对应流道入口和出口的水温，则 $\Delta T = T_{out} - T_{in}$ 为电极流道内冷却的温升。

式(4.15)至(4.18)即为整个放电区域电极与放电气体的热传递平衡方程式组。

确定激光器的射频输入功率和光电转换效率后，便可以由式(4.18)计算出气体发热功率 P ，即冷却水从电极带走的热量。

单位时间内冷却水的流量 q_F 数值上等于其质量流量 q_m ，其单位为 kg/s ，水的质量流量可由下式求得：

$$q_m = v \cdot S_{Ch} \cdot \rho_{H_2O} \quad (4.19)$$

式中， q_m 为冷却水的体积流量， v 为冷却水的流速， S_{Ch} 为流道的横截面积， ρ_{H_2O} 为水的密度。

通过手册可以得到其对应的参数为：密度 $\rho_{H_2O} = 1 \times 10^3 kg/m^3$ ，比热容

$c_{H_2O} = 4.2 \times 10^3 J/kg \cdot K$ ，水的导热系数 λ_{H_2O} 约为 $0.6 W/mK$ ，粘连度 $\mu = 8.6 \times 10^{-4} kg/ms$ 。对于某种流道设计的 S_{Ch} ，通过式(4.19)可以计算出平板电极流道内冷却水的流速 v 。

由于射频板条 CO_2 激光器的放电过程中需要由电极内部流动的冷却水去带走全部热量，只有当冷却水在流道内的流动处于紊流状态，其流速才能满足电极的热交换要求。由流体动力学可知，表征流道内流动状态的量为雷诺数 R_{ed} ，如下式所示：

$$R_{ed} = v \cdot D \cdot \rho_{H_2O} / \mu \quad (4.20)$$

其中， D 为冷却水流道的当量内径。当 $R_{ed} > 10^4$ 时，流道内水流处于紊流换热状态。其对流传热系数可以由下式表示：

$$\beta = 0.023(R_{ed})^{0.8} \cdot (P_r)^{0.4} \cdot \frac{\lambda_{H_2O}}{D} c_l c_l c_R \quad (4.21)$$

式中， P_r 为普朗特常数，表示流体内动量和热量扩散的相对数值，用于将流体的速度场与温度场联系起来，其值为 $P_r = \mu \cdot c_{H_2O} / \lambda_{H_2O} = 5.85$ 。 c_l 、 c_l 、 c_R 分别为考虑流道长度、层流内温度分布、流道弯曲对对流传热系数影响时的修正系数。在平板电极的热传递过程分析中，可以忽略以上系数的影响，即 c_l 、 c_l 、 c_R 都等于 1，通过式(4.21)可以计算得出电极与冷却水之间的换热系数 β 。对流换热系数 β 的大小反应了平板电极与冷却水之间的热交换能力。

4.3 电极流道设计及仿真

进行射频放电的上下平板电极的水冷方式可以采用串联型和并联型两种结构。串联型水冷结构如图 4.3 所示，平板电极的上电极和下电极分别对应冷却水的入口和出口，两个电极之间采用金属波纹管 and 陶瓷绝缘管连接，冷却水从入水口流入，通过上电极、绝缘管、串联波纹管和下电极，由出水口流出。串联型水冷结构的好处是减少了冷却水管与放电真空腔体的接口，也就减少了腔体漏气的来源。但由于冷却水从上电极进入到下电极时，水温会有所升高，因此可能带来上、下电极温度分布不一致，相对形变量不同，引起电极间距均匀性发生改变。并联型水冷结构如图 4.4 所示，在上电极和下电极均有一对冷却水的入口和出口，由于上、下电极内部的

水道结构相同，在冷却水压力相同的情况下，两块电极的冷却水流量和温度分布完全一致。因此在注入射频功率较高、气体发热量较大时，应该采用并联水冷结构，以得到更好的冷却效果。

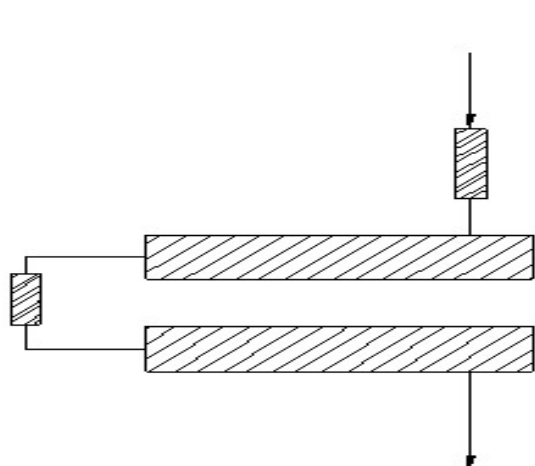


图 4.3 串联型水冷结构示意图

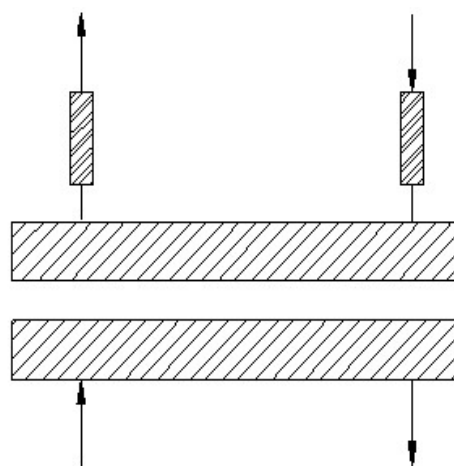


图 4.4 并联型水冷结构示意图

平板电极在水冷过程中，流道内的水柱与放电电阻并联，电极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 $M\Omega$ 量级，故水柱的功率损耗可忽略不计。

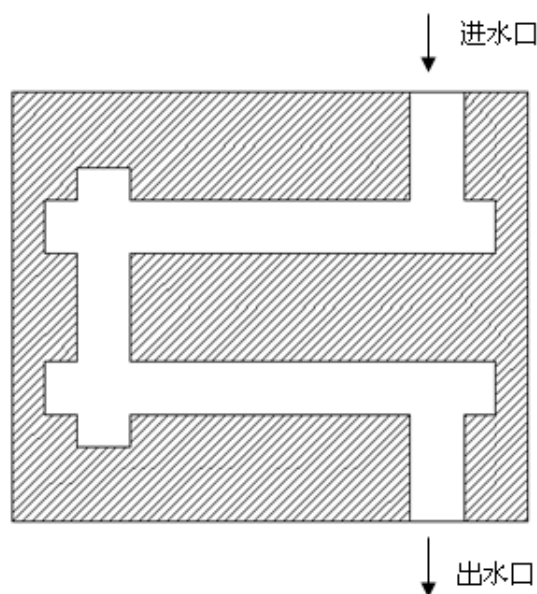


图 4.5 U 型冷却水流通道结构示意图

平板电极内的水道结构剖面图如图 4.5 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。

由 U 型水道结构变化而来，可得到其它形式的结构，如图 4.6 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。

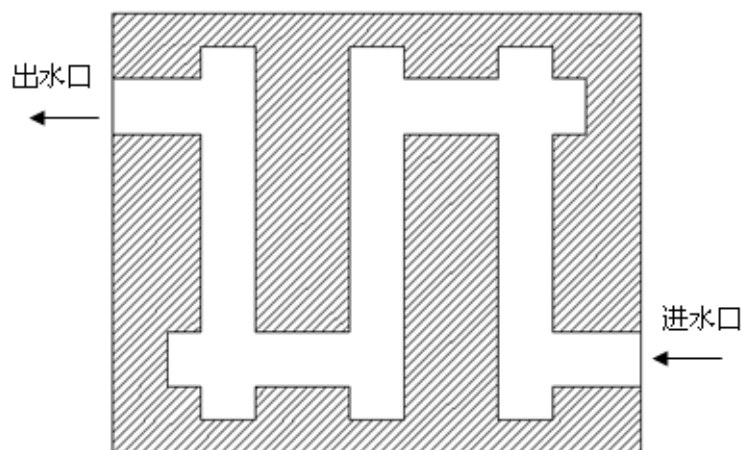


图 4.6 S 型冷却水流道结构示意图

由传热学理论可知，流管的压降为

$$\Delta p = f \frac{l}{D} \frac{\rho v_m^2}{2} \quad (4.22)$$

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

$$f = 0.316 \text{Red}^{-\frac{1}{4}} \quad \text{Red} \leq 2 \times 10^4 \quad (4.23)$$

由上一节的热交换计算取 Red 为 2.22×10^4 ，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 (4.22) 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 4.7 所示，为一种蛇形水流动道结构。

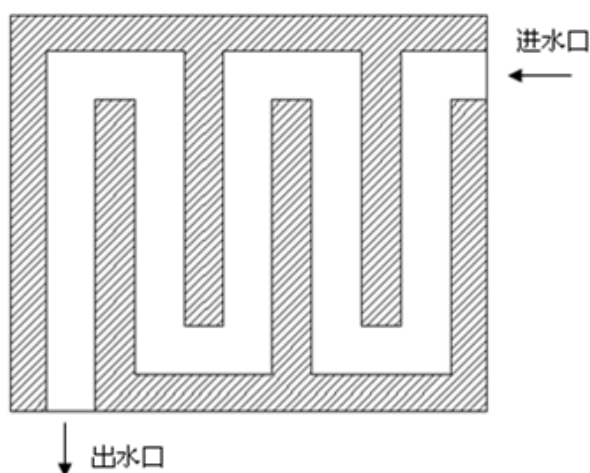


图 4.7 蛇形水流动道结构

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。

4.3.1 温度场的有限元分析

有限元软件支持两种不同类型的热分析：稳态热分析和瞬态热分析。稳态热分析是在确定的稳态条件下，物体温度场分布和其他热特性。其中，对稳态条件下热量随时间发生的变化可以忽略，属于一个恒定值；瞬态热分析计算热量随时间变化的情况下，分析的对象是温度场瞬间热特性。由于电极板在工作时，温度分布是近似的稳定常数，所以平板电极的温度场分析属于稳态热分析。

稳态热分析的参数包括温度、热流密度、热通量、温度梯度等这些可以由于稳

定的热载荷计算出来的参量。

电极任一节点的温度在平板电极的热分析过程中不随时间变化，其热传递过程的平衡方程为：

$$[K]\{T\} = \{Q\} \quad (4.24)$$

该方程是基于矩阵表示的形式。式中， $\{Q\}$ 为节点热流率向量； $[K]$ 为电极的热传导矩阵，由电极的形状系数、电极的导热系数和对流换热系数决定； $\{T\}$ 为节点温度向量。有限元软件利用电极的热性能参数、电极模型的几何参数以及边界条件的约束，生成 $\{Q\}$ 、 $[K]$ 和 $\{T\}$ 的矩阵。

考虑到电极换热过程的强制性，电极初始温度分布对电极最后的稳态温度场影响不大，所以不用考虑初始条件下的温度场，只需要考虑温度场的热边界条件。电极温度场的计算实际上是求解偏微分方程边值的过程。

通过前处理器可以生成有限元软件所需实体模型，需要定义材料属性常数、选择单元类型以及定义约束耦合方程。

由有限元分析进行实体建模的流程如图 4.8 所示。

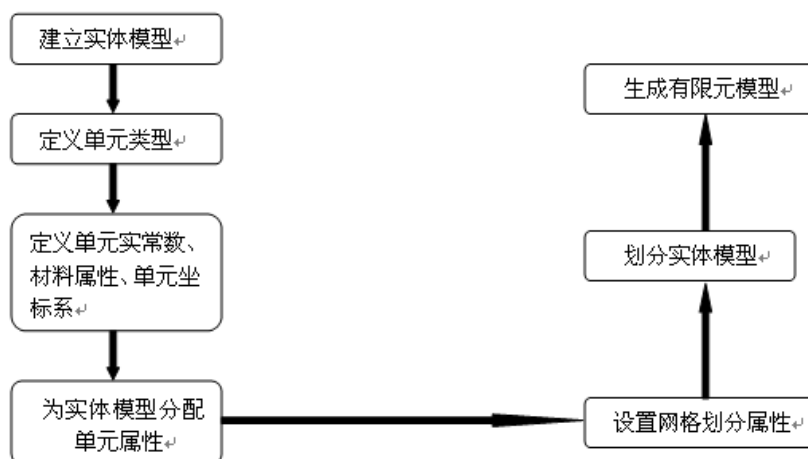


图 4.8 有限元分析实体建模流程

4.3.2 电极温度场仿真分析

有限元软件在求解过程中将分析结果写入结果文件，每一个步骤的结果分别进行数据集存储，通过求解阶段设置选项来控制每个数据集可用的数据量和类型。为分析每一荷载步，用户可以指定每个步骤、最后的步骤、或最终步骤和中间步骤组

和写入数据集，用户还可以选择写什么范围的数据集，如位移、应力和反应力。有限元软件提供了通用后处理器post1和时间历程后处理器post26这两种处理器来访问这些数据集

根据前面的分析，高功率射频板条 CO₂ 激光器的平板电极流道可以采用 U 形、S 形和蛇形等设计方案。考虑到平板电极大面积换热过程的需要，对电极的冷却水流动道设计首先采用了蛇形水道方案，如图 4.9 所示。

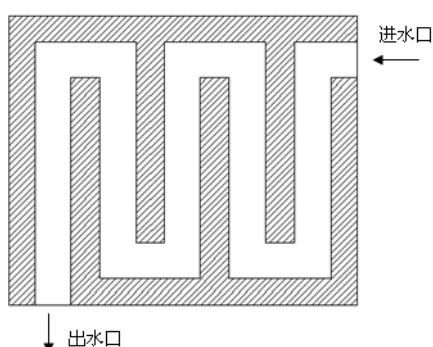
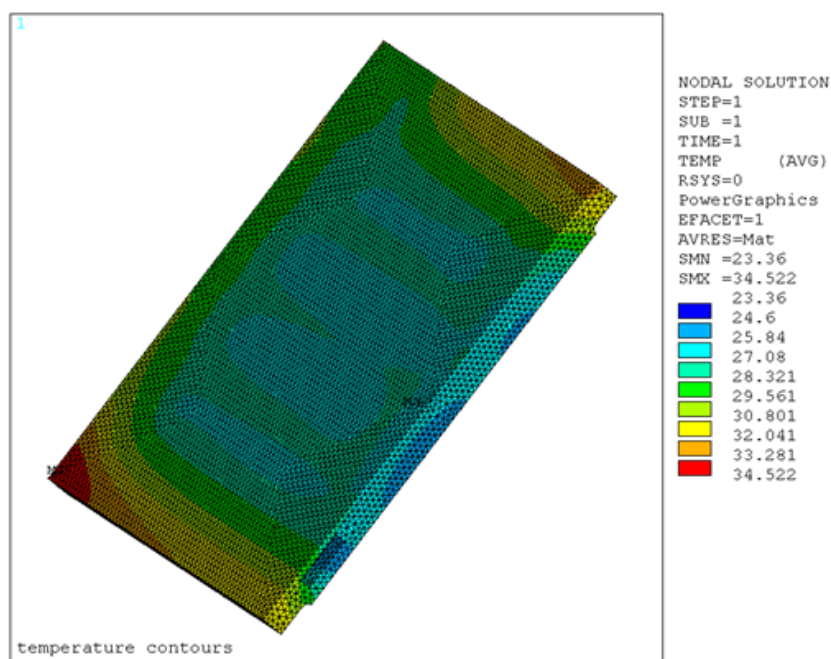
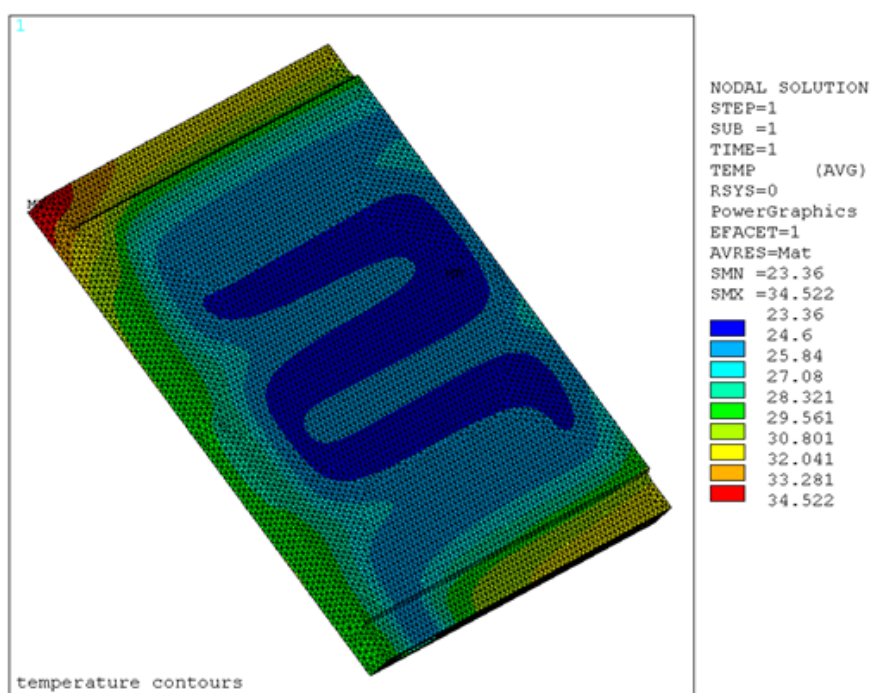


图 4.9 电极蛇形水冷流道

根据前述的电极换热过程和有限元分析方法，对平板电极模拟气体放电过程中的温度场进行仿真分析，得到的电极正、反两面温度场分布云图如图 4.10 所示。



(a) 电极正面温度场分布图



(b) 电极反面温度场分布图

图 4.10 蛇形水道电极温度场分布云图

如图 4.10 所示的温度场分布可以看出，整个电极温度分布的最高温度值分布电极边缘部分，最低温度值处在电极中央对应冷却水水道的部分。整个电极的温度分布最高点处于电极边缘部位，温度分布最低点处于电极对应水冷流道的区域。电极的最低温度为 23.36°C ，最高温度为 34.522°C ，温度高点和低点温差约为 11°C ，而整个电极的平均温度大致在 30°C 左右。

蛇形水道的仿真结果表明其存在着电极边缘温度较高、高点和低点温差较大和电极平均温度较高的问题。通过采用延长两条冷却水流道的方式对其流道进行改进，以使电极整体和局部得到更好的冷却效果。于是得到蛇形水道的优化方案，即改进的蛇形水道方案，其流道设计如图 4.11 所示。

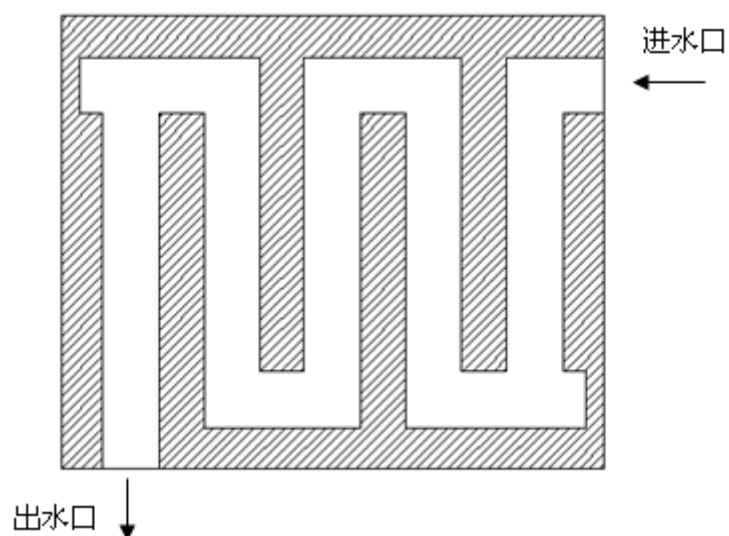
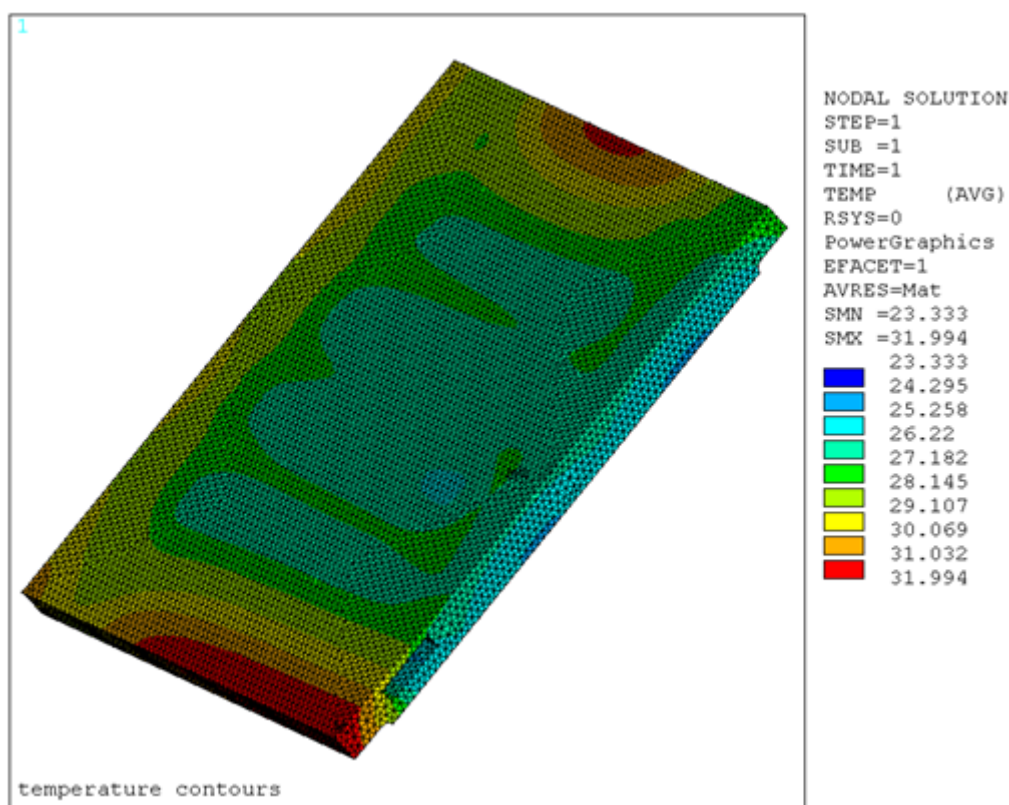
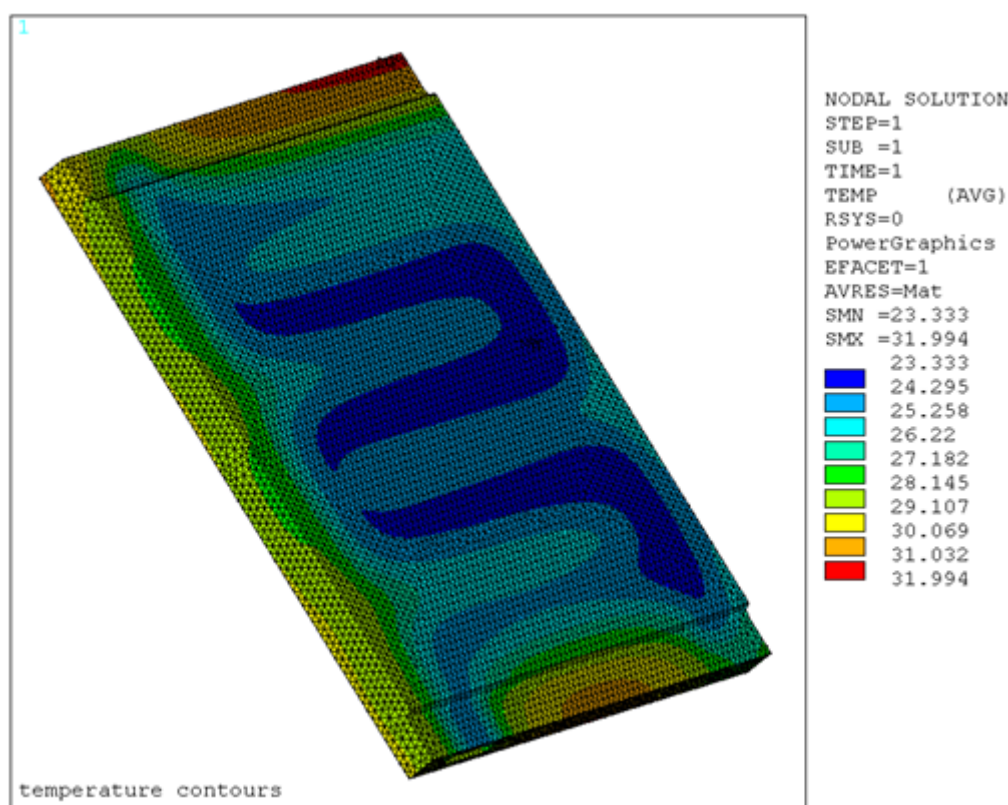


图 4.11 改进的蛇形水冷流道

在改进的蛇形水冷流道设计方案下再次对平板电极进行温度场仿真分析，得到的电极温度场分布云图如图 4.12 所示。



(a) 电极正面温度场分布图



(b) 电极反面温度场分布图

图 4.12 改进蛇形水道电极温度场分布云图

分析如图 4.12 所示的温度场分布云图，整个电极的温度最高点仍然处于电极边缘部位，最低温度值还是处在电极中央对应冷却水水道的部分。但是整个电极的最低温度为 23.333℃，最高温度为 31.994℃，电极的最大温差约为 8℃，整个电极的平均温度为 28℃左右。蛇形水道和改进蛇形水道电极温度分布的最低温度几乎相等，但比较最高温度的差异，改进的蛇形水道降低了近 3℃，因而电极的温度差异也更小，电极的平均温度也更低。由此可以看出改进的蛇形水道是冷却效果更好、更为理想的流道设计方案。

4.4 射频板条电极冷却效果实验

针对上述设计的板条电极水冷结构，一方面我们可以通过模拟仿真结果判断电极整体冷却的效果，另一方面我们还需要通过一些实验来验证实际射频放电过程中，特别是在注入的射频功率较高时，电极是否能对放电气体进行足够的冷却，从而达

到气体温度没有明显上升以及激光功率没有明显饱和现象。

电极的冷却效果最终要通过实际放电过程中气体的冷却效果好坏来判定。由于不同流道设计的电极其对放电气体的冷却效果不同，而气体的温度直接决定了放电区域增益大小的分布情况，因此我们通过对不同流道设计的电极进行放电出光实验，得到最终设计的电极是否能满足不同占空比条件下都能得到最佳的激光输出功率。

采用第 3 章设计的射频电源和匹配网络，通过设定激光器占空比从 10%到 100%变化，测得的激光功率变化情况如表 4.1 所示。

表 4.1 蛇形水道电极放电实验数据

占空比	激光功率(kW)	屏压(kV)	屏流(A)	腔压(hPa)	冷却水温度(℃)
10%	0.35	10.07	0.51	159.9	18.1
20%	0.67	9.96	0.78	160.1	18.3
30%	0.94	9.90	1.01	160.4	18.8
40%	1.22	9.82	1.25	160.8	18.5
50%	1.44	9.76	1.48	161.3	18.5
60%	1.63	9.67	1.70	161.9	18.6
70%	1.84	9.65	1.91	162.2	18.8
80%	1.99	9.59	2.12	162.6	18.7
90%	2.02	9.53	2.32	163.3	18.9
100%	2.05	9.47	2.47	164.1	19.5

表 4.2 改进蛇形水道电极放电实验数据

占空比	激光功率(kW)	屏压(kV)	屏流(A)	腔压(hPa)	冷却水温度(℃)
10%	0.34	10.31	0.52	160.0	18.2
20%	0.66	10.20	0.79	160.2	18.3
30%	0.92	10.11	1.03	160.4	18.5
40%	1.22	10.07	1.27	160.5	18.5
50%	1.45	10.02	1.51	160.9	18.8
60%	1.62	9.98	1.74	161.1	18.8
70%	1.84	9.92	1.94	161.4	18.7
80%	1.99	9.88	2.17	161.6	18.8
90%	2.12	9.82	2.36	162.2	18.9
100%	2.24	9.77	2.49	162.6	19.0

比较两种不同流道设计的电极在放电出光实验的数据可以看出,对于蛇形水道电极,在射频注入功率较小(占空比小于 50%)的条件下,由于放电气体的发热量还在水冷电极的冷却范围内,激光输出功率随着占空比的增加还能保证近似线性的增长;当射频注入功率较大(占空比大于 50%)时,由于电极带走的热量不足以完全冷却放电气体,随着气体温度的上升,放电区域的增益减小,从而使激光输出功率不能得到足够的增长,出现所谓激光功率增益饱和现象。而对于改进蛇形水道电极,可以看到,随着占空比的增加,激光输出功率基本保持了线性增长,特别是在高占空比时,激光功率增益饱和的现象没有出现,因此可以认为该流道设计满足了在最大射频注入功率时冷却气体温度的要求。

4.5 本章小结

(1) 针对射频激励扩散冷却 CO_2 激光器电极的冷却要求,研究了电极与放电气体的热交换情况,进行了热量平衡过程分析计算,并论述了有限元法分析电极温度场的原理。

(2) 设计了蛇形和改进的蛇形两种冷却水流道方案,比较仿真得到的电极温度场分布,得知采用改进的蛇形方案的冷却水流道时,整个电极的平均温度约为 28°C ,最大温差约为 8°C 。

(3) 通过对不同流道设计的电极进行放电出光实验,改进蛇形水道电极随着占空比的增加,激光输出功率基本保持了线性增长,特别是在高占空比时,激光功率增益饱和的现象没有出现,因此可以认为该流道设计满足了在最大射频注入功率时冷却气体温度的要求。

5 射频板条CO₂激光器功率控制技术研究

射频板条 CO₂ 激光器是一种复杂的光机电一体化设备，在运行过程中，为了保证激光功率的稳定输出，需要在功率参数给定、取样检测和反馈控制等多个方面进行设计和研究。本章针对射频板条 CO₂ 激光器采取了 PWM（脉冲宽度调节）控制射频功率的方式，设计了稳定性高、抗干扰性强的 PWM 脉冲发生模块以及激光功率取样和检测单元，通过闭环反馈控制，提高了射频板条 CO₂ 激光器激光功率的稳定性。

5.1 功率取样环节和检测电路设计

5.1.1 激光功率取样镜

射频板条 CO₂ 激光器由于其特殊的放电方式，放电增益区通常呈现为高度小、面积大的形式，因此所采用的谐振腔也与其它类型 CO₂ 激光器有所不同^[80]。典型的射频板条激光器谐振腔为非稳波导混合腔^[81]，激光能量聚集在谐振腔镜中心狭长的区域内，功率密度非常高，必须采用导热性好的铜作为谐振腔镜的基体材料。所以激光功率的取样与检测只能在谐振腔外部光束整形环节完成。如图 5.1 所示。

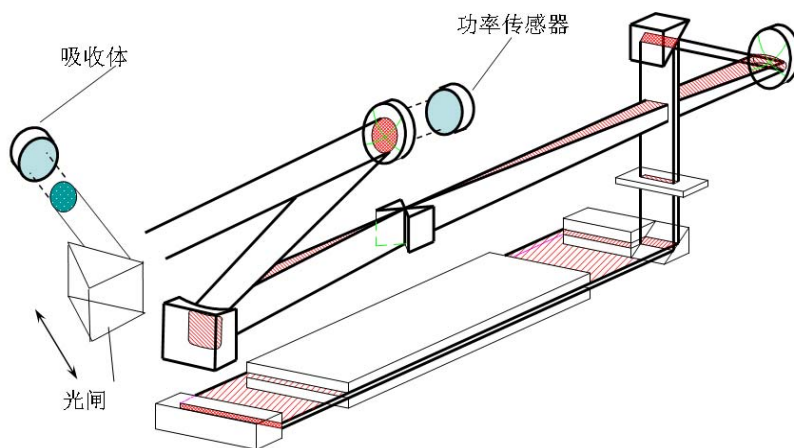


图 5.1 激光功率取样示意图

谐振腔输出的长条型光束经过球面镜、柱面镜的传输变换后，最终变为圆形的基模或 D 模向外传输，给加工机使用。为了不影响光束变换的过程，激光功率取样镜选取为光束整形环节最后的球面镜。取样镜的设计必须满足功率检测系统高线性

度的要求，其透过率必须保持稳定，并且不随激光功率的大小变化发生明显的形变。因此，对于基片材料，要求其具有低吸收率、低热膨胀系数和高热传导率；而对于薄膜材料，要求其吸收率低。

激光功率取样镜采用球面反射镜设计而成，如图 5.2 所示。由图可知，取样镜的厚度为 5mm，根据几何光学原理，可以把取样镜看作薄透镜。取样镜由砷化镓(GaAs)加工而成，入射光为 $10.6\ \mu\text{m}$ 时，折射率为 $n=3.2743$ 。根据射频板条 CO_2 激光器外光路整形系统的需要，取样镜的曲率为 $R_1=-4200\text{mm}$ ，经过取样镜后光束聚焦到 160mm 处，即 $f=160\text{mm}$ 。将这些参数代入下式

$$f = \frac{nR_1R_2}{(n-1)[n(R_2 - R_1) + (n-1)d]} \quad (5.1)$$

可得， $R_2=-335\text{mm}$ 。

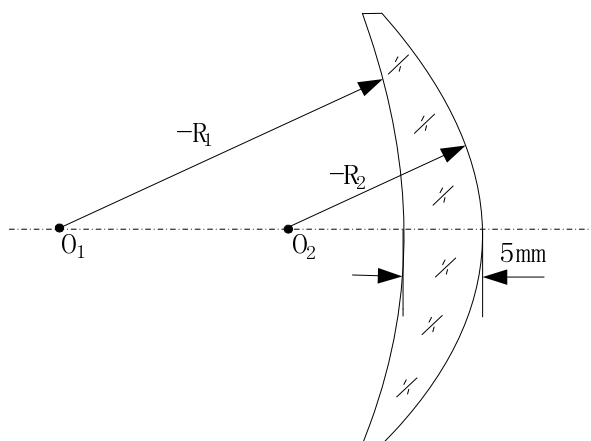


图 5.2 取样镜曲率示意图

5.1.2 热电探测器的特性分析

由于 CO_2 激光器的输出波长为 $10.6\ \mu\text{m}$ ，波长属于远红外波段，对于最高响应波长为一千多纳米的光电传感器已无法适用，因此通常利用具有热电效应的传感器来对 CO_2 激光功率进行检测^[82-83]。功率检测传感器经过光到热、热到电的转换过程。在光到热的阶段，采样器件在吸收了激光功率后导致温度上升，随着不同的激光功率，相对温升发生变化；在热到电的阶段，利用传感器的温差热电效应将热信号转换为电信号。在 CO_2 激光功率检测中，通常采用热电偶作为传感器，为了提高传感器的灵敏度和线性度，采用将多个热电偶串联构成热电堆来检测激光功率，如图 5.3

所示。热电偶的工作原理基于温差电效应即塞贝克效应（Seebeck Effect）^[84]。

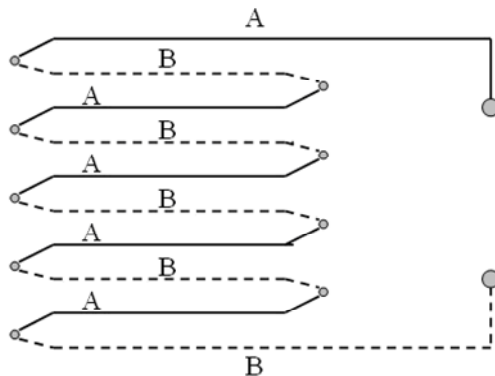


图 5.3 热电偶堆示意图

对于特定的热电偶材料,当两种材料结合处的温度 T 与其自由端的温度 T_0 不同时,会在两种材料自由端产生电势差,总电势 E 随温差变化的关系可以用式(5.2)来表示。

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\alpha}{T_0} \quad (5.2)$$

式中, α 为塞贝克系数,与温度 T_0 及构成热电偶的两种材料有关。则在两种材料自由端产生的电势差为:

$$E(T, T_0) = \alpha \times \Delta T \quad (5.3)$$

由于单对热电偶的电势差很小,通常需要将多个热电偶串联起来组成热电偶堆,总电势差为每对热电偶的电势差之和,即:

$$E = \sum_{i=1}^n E(T, T_0) = n\alpha \times \Delta T \quad (5.4)$$



图 5.4 热电探测器实物图

5.1.3 信号放大和转换电路

激光功率信号经过取样镜和热电偶传感器进行按比例取样后，信号通常只有毫伏级的信号，并不能进行较长距离的传输，因此，首先要对该信号进行滤波和放大，并且转换成抗干扰能力更好的电流传输方式。

采用的前级滤波电路示如图 5.5 所示。

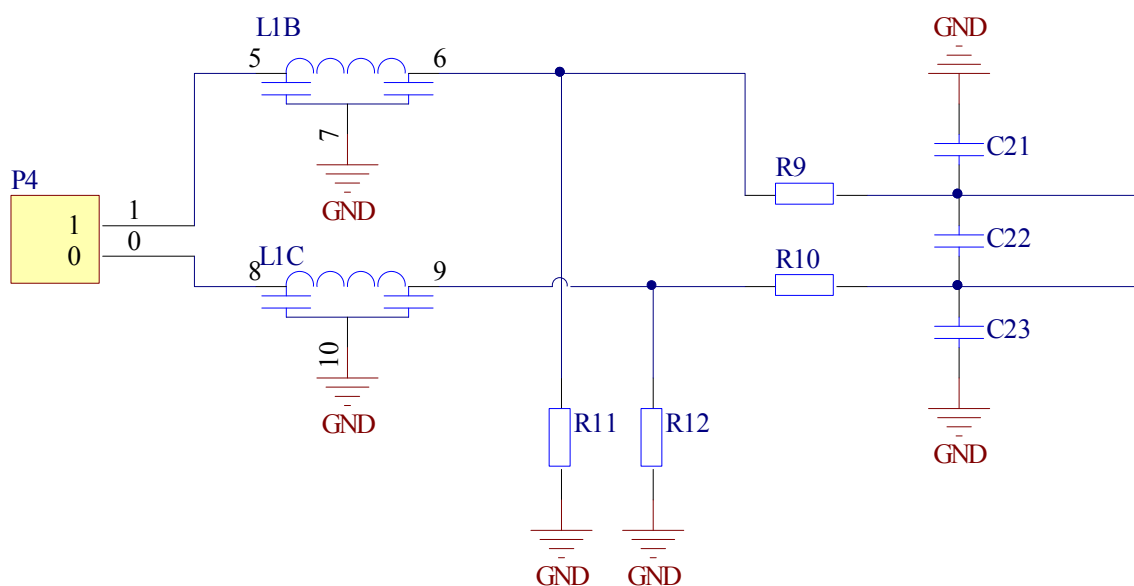


图 5.5 前级滤波电路

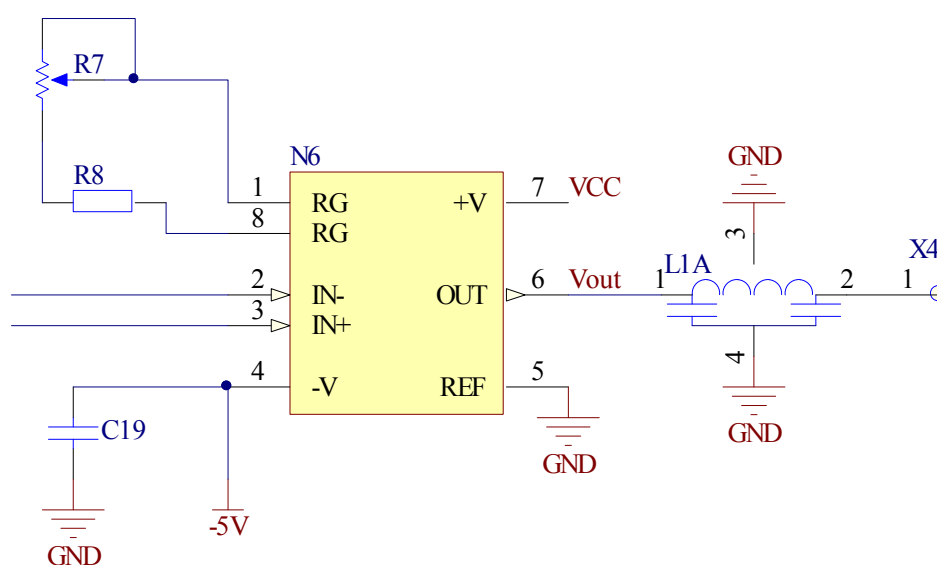


图 5.6 比例调整电路

采样信号经过接插件引脚输入，首先通过两个 Π 型滤波器件 L1B 和 L1C 抑制传输线上感应的射频干扰信号，其对频率为 81MHz 的射频干扰信号作用尤为明显。对于频率较低的干扰信号还需通过 RC 滤波电路来进行抑制。因此图 5.5 中的 Π 型滤波和 RC 滤波构成的滤波电路具有很强的抑制差模和共模干扰信号的能力。由接地电阻 R11、R12 提供比例调整电路中放大器需要的偏置电流。

热电偶探测器的输出只有毫伏级，不能长距离传输，也不便于模数转换，因此需要先进行放大。电路见图 5.6，N6 为低温漂、高精度的运算放大器，具有很高的共模抑制比，与滤波电路共同作用，对共模射频干扰信号具有极强的抑制能力。调节电路图上的 R7 就可以调整放大电路的放大倍数。

激光功率信号经过取样和放大环节后，还要进行传输。首先需要给功率反馈控制系统，进行实时的功率信号反馈，以得到更好的功率稳定性；其次还需要给到 PLC 的模拟量输入模块，对功率数值进行转换和显示。对于模拟信号的传输可以使用电压信号或电流信号。采用电压信号是比较通常的方式，其具有电路设计简单、通用性强及易于转换等特点，但同时电压信号的抗干扰性较差，特别是在射频环境下会存在一定的射频干扰信号，因此，可以采用电流传输的方法减小射频功率信号的噪声干扰，提高精度^[85]。实际应用中，我们选取 BB 公司地精密电压电流转换器 XTR11KP，对应于 0~2500W 的激光功率，输出 4~20mA 的电流，其具有如下特性：

- (1) 两种可选的电压输入范围：0~5V 输入，0~10V 输入；
- (2) 多种可选的电流输出范围；
- (3) 非线性度最大为 0.01%；
- (4) 4mA 偏置电流最大初始偏差为 0.4%，20mA 偏置电流最大初始偏差为 0.6%；
- (5) 温度变化、电源波动对输出电流的影响低；
- (6) 具有一个高精度电压基准源输出。

电流输出的转换电路如图 5.7 所示。XTR110KP 的电压参考源与 2N3904 组成给芯片正电源端供电电路，XTR110KP 与 PMOS 管 2SJ537 组成 4~20mA 输出电路，电流经过倒 L 型滤波电路后由 DB9 输出。



5.2.1 基于PWM方式的射频功率控制

Figure 1 illustrates the waveform of a frequency-modulated signal. It consists of three vertically stacked waveforms:

- 射频信号 (RF signal):** A continuous, high-frequency sine wave.
- 调制信号 (Modulation signal):** A square wave that alternates between high and low states.
- 射频输出信号 (RF output signal):** A frequency-modulated wave. Its frequency is higher when the modulation signal is high and lower when the modulation signal is low, following the envelope of the modulation signal.

根据激光加工不同的要求,激光器需要工作在如连续、脉冲和功率爬坡等各种模式下,因此对产生的 PWM 波提出了进一步的要求。连续工作模式是指激光器连

续输出，激光功率有不同的占空比进行控制，考虑到射频匹配过程中可能存在的射频反射功率，最大占空比不能超过 80%。脉冲工作模式是指激光器根据内部或外部给定的频率范围为 0~5kHz 的脉冲，在脉冲信号高电平期间输出激光，在脉冲信号低电平期间只发出维持脉冲，没有激光输出。在脉冲信号高电平期间，调制信号为连续工作脉冲，占空比越大，输出的激光功率越大。工作波形如图 5.9 所示

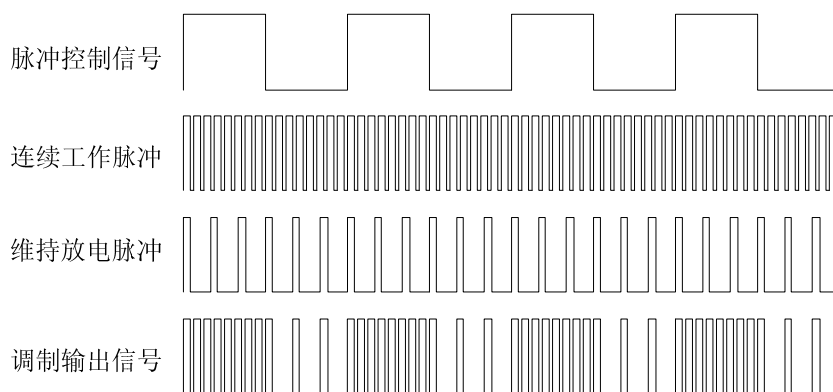


图 5.9 脉冲工作模式调制信号示意图

在不同厚度材料焊接或厚板切割等激光加工过程中，要求激光功率在开始阶段缓慢上升，中间阶段保持稳定的激光输出，结束阶段功率缓慢下降，从而达到更好的激光加工效果，因此需要斜坡发生器来产生如图 5.10 所示的控制信号包络。

在功率上升段，调制信号占空比逐渐增加，增加的快慢与激光功率上升的速度成正比；在功率稳定段，调制信号占空比保持不变；在功率下降段，调制信号占空比逐渐降低，降低的快慢与激光功率下降的速度成正比。

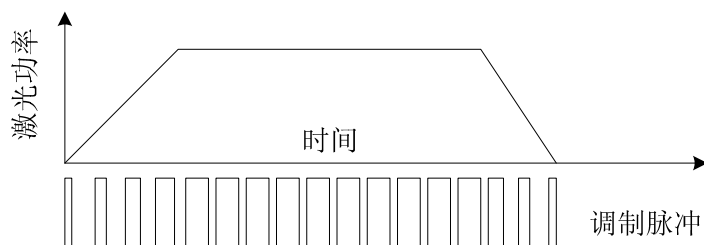


图 5.10 斜坡发生器调制信号示意图

5.2.2 功率控制与反馈系统构成

功率反馈与控制环节分为上位机和下位机^[87]。上位机采用西门子 S7-200 系列 PLC 进行激光器的整体控制，通过人机界面触摸屏操作，给定所需的激光功率数值，

也可以由面板上的模拟电位器给定 0-10V 的电压，PLC 的模拟模块转换后变为数字量。同时人机界面也将所选定的激光功率大小和模式显示在触摸屏上。不同的给定方式对应于不同的应用场合，提高了激光器使用的灵活性。特别是对于连接数控机床后，多种功率控制方式成为了实现激光加工所必需的功能。

下位机的主要职能是产生稳定的 PWM 波形，用来控制激射频功率输出，从而控制激光功率的大小和模式。为了实现这个功能，下位机必须采用稳定性好，抗干扰性强的器件，如 CPLD（复杂可编程逻辑器）和 DSP（数字信号处理器）等。本文采用的是 CPLD 方案，其具有编程简便，可靠性高，抗干扰性强等特点。系统包括如下几个部分：作为 PWM 信号源的 CPLD，数字信号输入与输出，模拟信号输入与输出。为了实现与上位机 PLC 的通讯，单独设计 RS232 接口的单片机通道模块。系统框图如图 5.11 所示。

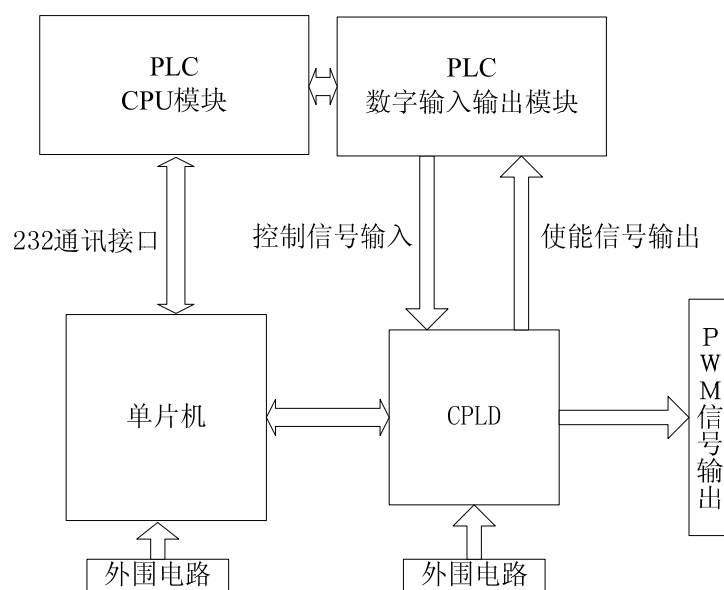


图 5.11 功率反馈与控制系统框图

采用 CPLD 的 PWM 发生器原理框图如图 5.12 所示，主要有内部信号发生单元和外部控制接口组成。由于射频板条激光器工作模式的多样性，需要由 CPLD 产生多种 PWM 波形。设计两个 PWM 信号发生模块 PWM1 和 PWM2，分别对应维持脉冲的 8kHz 和出光脉冲的 60kHz，再由控制方波信号对不同工作模式将两种 PWM 波形进行切换和合成。

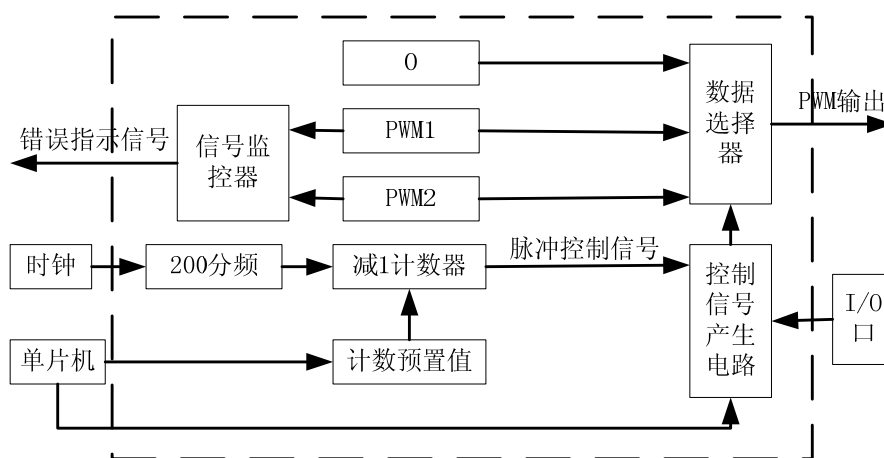


图 5.12 PWM 发生器原理框图

PWM1 模块和 PWM2 模块的工作原理完全相同。当 CPLD 的晶振频率为 40MHz 时，每个指令周期减 1 计数器当前值减 1，直到当前值为零时置入新的预置值，重新开始计数。该计数器决定的是两个 PWM 模块方波的周期值。另外用一个占空比寄存器，通过其预置值的大小即可以控制每次循环过程中高电平的持续时间，从而得到所需的占空比波形。

脉冲控制信号是 CPLD 内置的脉冲模式控制单元。脉冲控制信号对 40MHz 的时钟经过两百分之一分频后为 200kHz，此 200k 时钟脉冲信号作为控制方波信号发生器的减 1 计数器的时钟信号。减 1 计数器的当前值为 0 时，脉冲控制信号电平跳转，同时，减 1 计数器装入计数预置值。减 1 计数器位数为 16 位，因此，脉冲控制信号的频率可以从最低 2Hz 到 3kHz 以上。通过改变计数预置值就可以改变脉冲控制信号的频率。

信号监控器主要用于监控信号发生模块 PWM1 和 PWM2 的占空比，任何一个模块输出信号的占空比超过 95% 时，错误指示信号有效，使激光器停止工作。计数预置值与占空比寄存器中的值的差值为减法器的输出，其大小与子模块输出信号的低电平时间成正比，而占空比寄存器中的值与子模块输出信号的高电平时间成正比。因此，减法器的输出乘以一个系数(乘数寄存器中的值)后与占空比寄存器中的值进行比较后就可得到错误指示信号。

通过示波器监测，连续工作模式下 CPLD 输出的 PWM 信号如图 5.13 所示，工作频率为 60kHz，占空比为 30%。

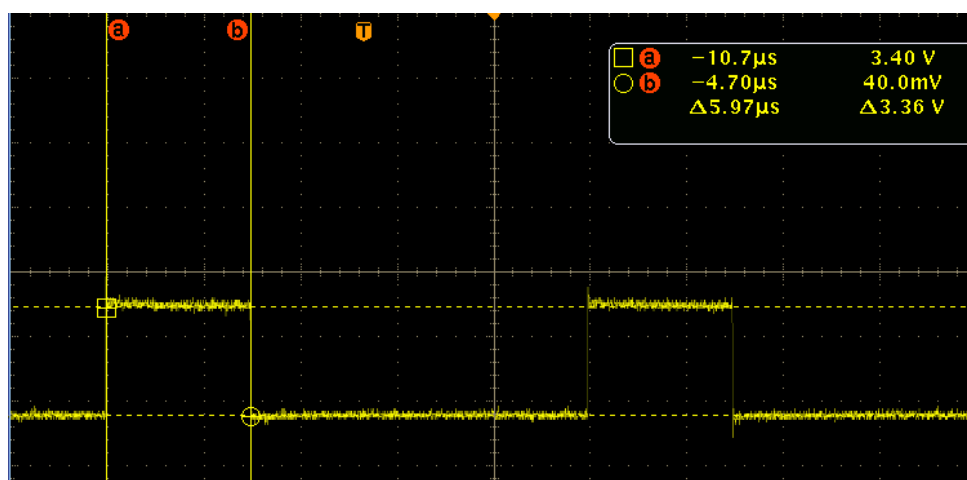


图 5.13 连续工作模式 PWM 信号

脉冲工作模式下 CPLD 输出的 PWM 信号如图 5.14 所示，脉冲控制方波频率为 1kHz；工作脉冲频率为 60kHz，占空比为 30%；维持脉冲频率为 8kHz，占空比为 1%。

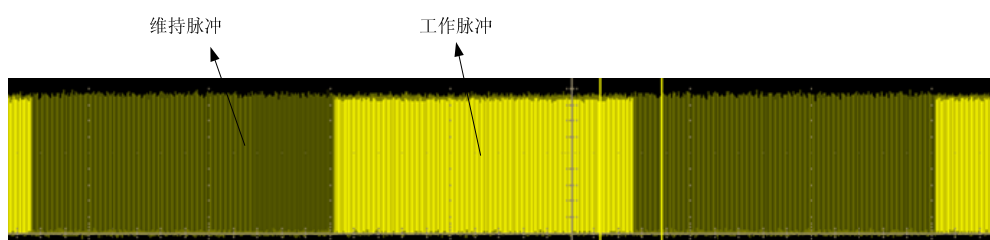


图 5.14 脉冲工作模式 PWM 信号

5.2.3 软件设计

射频功率检测与反馈控制的设计主要包括信号采集数学滤波，工作模式模式选择、反馈控制和通讯协议等几个部分。为了保证在连续工作模式下的功率稳定性，引入了 Fuzzy-PID 反馈控制^[88]，比普通 PID 控制更为精确，保证了激光功率的稳定输出。串口通讯实现了 PLC 和 CPLD 之间稳定、可靠地传输数据，并由专门的单片机来负责，从而简化了程序的流程，提高了程序运行效率。

(1) Fuzzy-PID 反馈控制

激光功率受腔压、射频功率、气体温度、气体成分等多种因素的影响，具有非线性、时变和时滞等特性，因此很难用精确的数学模型来表述。采用 Fuzzy-PID 控制方式可以对所需要的对象进行模糊推理，从而得到 PID 环节的控制参数，适合对无精确数学模型的时变系统进行控制。

Fuzzy-PID 控制原理如图 5.15 所示，图中 R 为预设量，在本文中为设定激光功率， F 为实测功率反馈值， e 为预设值 R 与实际值 F 的偏差， ec 为偏差 e 相对于时间的变化率。为了实现 PLC 计算和处理，需要将偏差 e 和偏差变化率转换为离散值，在经过模糊规则进行模糊决策，得到控制参数 K_P 、 K_I 和 K_D ，经过 PID 运算后，通过输出控制量 U 由执行机构实现对不确定时变系统的精确控制。由于在 PID 环节引入了模糊决策根据偏差和偏差变化率对参数进行实时调整，因此可以实现比普通 PID 更精确的控制，从而保证激光功率的稳定输出。

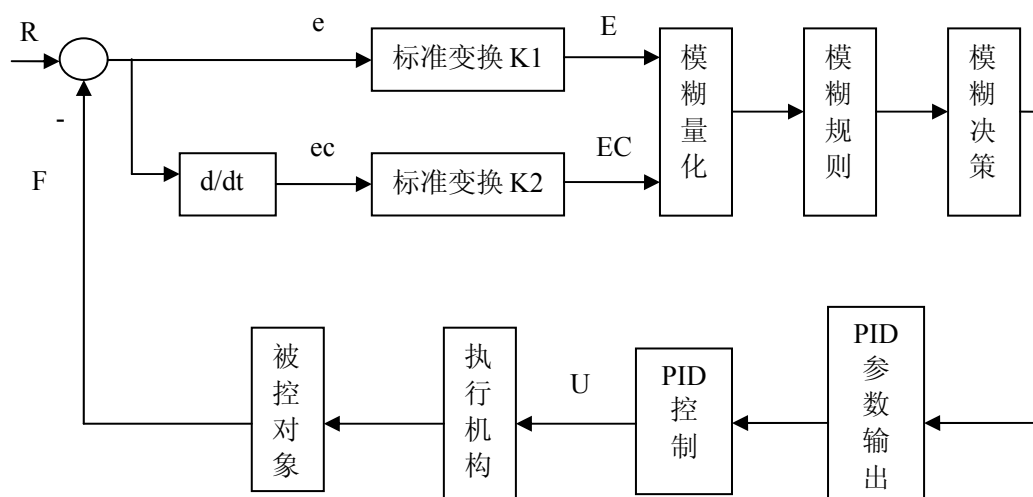


图 5.15 Fuzzy-PID 控制原理图

本文中的 Fuzzy-PID 控制通过 PLC 和 CPLD 共同完成，原理框图如图 5.16 所示。设定功率由人机界面或外部加工机模拟量给定，反馈功率由功率取样环节采用并通过 PLC 的模拟模块进行采集，通过计算设定功率和反馈功率的偏差和偏差变化率，并将其离散化，然后查询存储在 PLC 中的模糊控制参数表，得到对应的 PID 调节参数，再以新的 PID 参数进行运算，通过串口通信实现对 CPLD 的脉冲占空比进行调节，从而控制激光器输出功率的稳定。

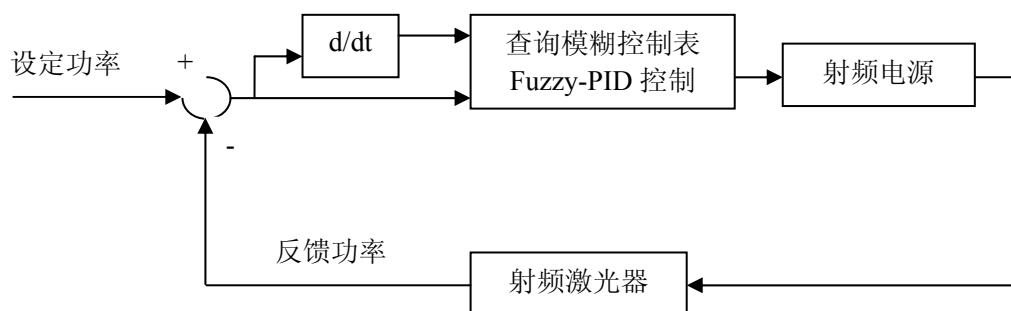


图 5.16 Fuzzy-PID 控制原理图

$$P(t) = K_p \left[e(t) + K_I \int_0^t e(t) dt + K_D \frac{de(t)}{dt} \right] \quad (5.5)$$

其中， K_p 是比例系数， K_I 是积分常数， K_D 是微分常数。将式进行离散化后可以得到：

$$P(n) = K_p e(n) + K_I \sum_{i=0}^n e(i) + K_D [e(n) - e(n-1)] + P_0 \quad (5.6)$$

其中， P_0 为初值，为了简化算法设计，将其写作增量的形式：

$$\Delta P(n) = K_p [e(n) - e(n-1)] + K_I e(n) + K_D [e(n) - 2e(n-1) + e(n-2)] \quad (5.7)$$

进一步变化得到：

$$\begin{cases} \Delta P(n) = A \times e(n) - B \times e(n-1) + C \times e(n-2) \\ P(n) = P(n-1) + \Delta P(n) \end{cases} \quad (5.8)$$

式中 $A = K_p + K_I + K_D$ ， $B = K_p - 2K_D$ ， $C = K_D$

根据方程得到的模糊 PID 算法的流程图如图 5.17 所示

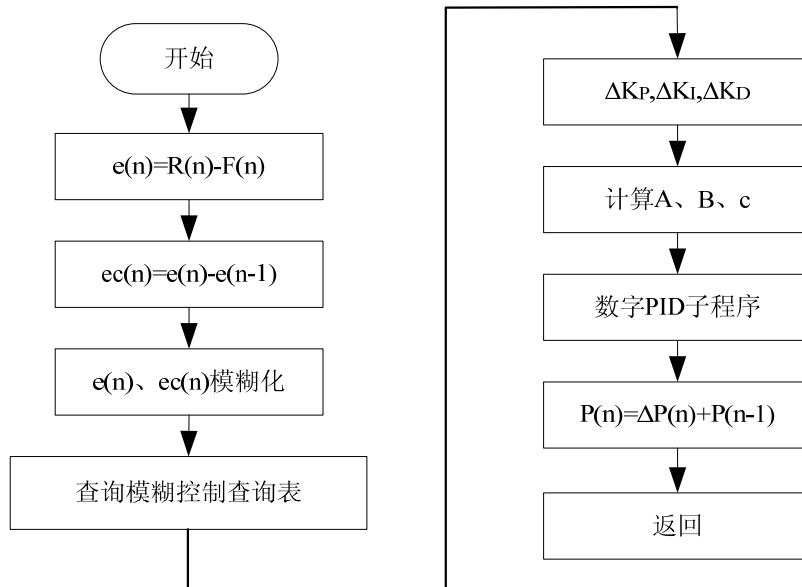


图 5.17 模糊 PID 子程序流程图

(2) 串口通信程序设计

功率反馈控制中涉及到给定功率、反馈功率、执行机构等多个环节，并且分为上位机 PLC 和下位机 CPLD，因此必须保证各个环节的数据传输及时、可靠。

为了不影响 CPLD 的运行，采用单片机通过串口方式负责 PLC 和 CPLD 之间的通讯。

单片机选用 STC89C52，工作方式为 10 位异步通讯收发器。每一帧数据由 8 位数据位、1 位起始位和 1 位停止位组成。在接收完一帧数据后，单片机运行串口中断通讯程序。首先对中断标志位清零并保存缓存器中的原值，对标志变量 Flag 进行判断，当 Flag 为 1 时，表示为开始字节，可以接收其它参数；当 Flag 为 7 时，表示已成功接收到 7 个字节的数据。每个字节的数据分别对应给定功率大小、工作模式、控制方式、连续占空比、脉冲频率、脉冲占空比，由工作模式寄存器判断执行哪一种工作方式，再由对应的寄存器赋值使 CPLD 产生相应的 PWM 波形。若通讯出现异常，则置参数接收错误标志位，单片机主程序根据错误标志位的值分支跳转程序。程序流程图如图 5.18 所示。

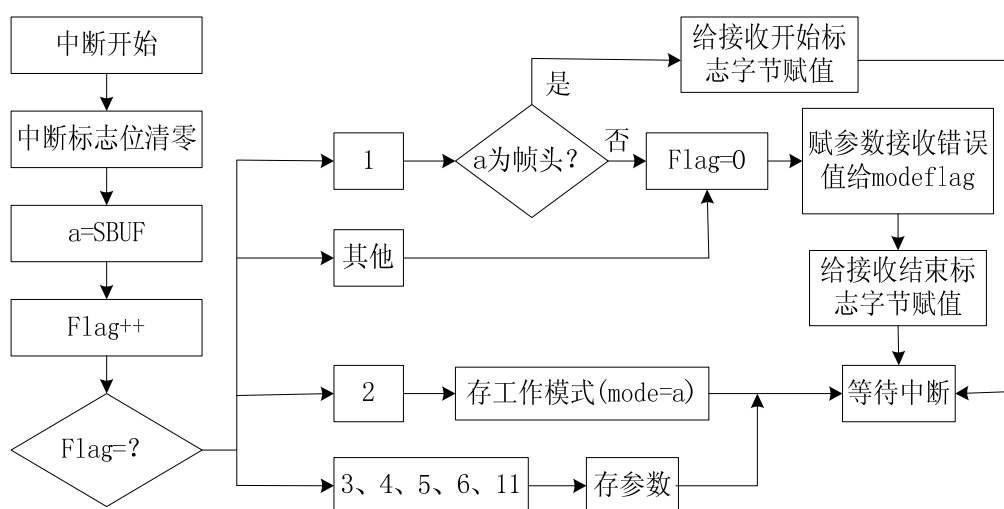


图 5.18 串口中断通讯程序流程图

5.3 实验研究

根据前文所述，首先对功率检测系统进行了性能测试，将相干公司的 5kW 吸收式激光功率计作为基准功率计，在 3kW 量程功率计分辨率为 10W。表 5.1 为功率检测系统实测的功率值与基准功率值之间的对应关系表。由此表可以看出，功率检测系统测得的功率值与基准功率值的最大偏差为 9W，表明功率检测系统的具有很好的精度。

表 5.1 检测功率值与基准功率值对应关系及偏差

基准功率值(W)	检测功率值(W)	偏差(W)
0	0	0
180	173	7
280	272	8
410	405	5
510	505	5
620	616	4
740	731	9
850	845	5
960	957	3
1080	1074	6
1170	1173	-3
1260	1263	-3
1350	1355	-5
1420	1425	-5
1480	1484	-4
1500	1502	-2

为了直观观察功率检测系统的线性度是否符合要求，把功率检测系统测得的功率值与基准激光功率计测得的功率值对应关系用图形表示出来，如图 5.19 所示。可以看出，功率检测系统具有很高的线性度，保证了功率检测的高精确度。

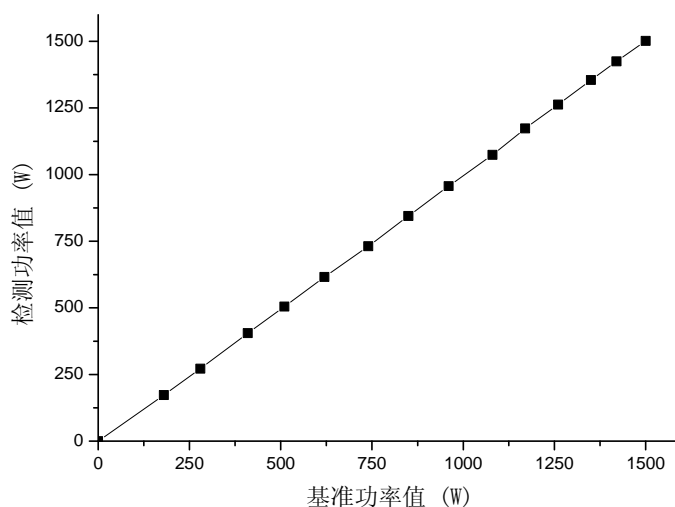


图 5.19 检测系统的功率值与基准功率计的功率值的关系

分别对不加反馈控制和加入模糊PID控制对激光功率进行测量，进行了连续8小时的拷机，每隔一个小时记录一次激光功率值，得到激光功率随时间的变化曲线如图5.20所示。从测试数据看出，激光器由于在运行过程中存在气体分解、水温变化等因素，如果不加功率反馈控制，激光功率不能保证长时间的稳定，加入反馈控制后，激光功率波动 $<\pm 1.5\%$ 。结果表明，采用功率取样系统结合模糊PID控制的功率稳定系统可以显著地提高激光功率的稳定性。

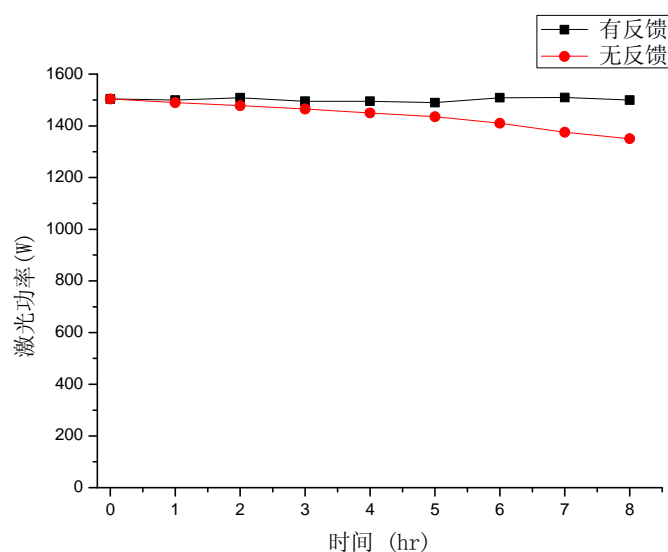


图 5.20 激光功率稳定度曲线

5.4 本章小结

本章通过对射频板条 CO_2 激光器的功率控制方式的研究，设计了基于透过率 0.5% 的球面取样镜和热电偶堆的功率取样单元，并对取样的小信号进行了滤波、放大和转换，得到了稳定性和精确度都很高的激光功率采样值。针对固定匹配参数的射频馈入方式，采用改变脉冲宽度对注入的射频功率进行调节，考虑到产生 PWM 波的稳定性和实时反馈的要求，设计了专用的功率控制电路板，通过上位机 PLC 和下位机 CPLD 的通讯，完成了优化的激光功率反馈控制，提高了激光功率的稳定性，功率波动 $<\pm 1.5\%$ 。

6 射频板条CO₂激光器抗电磁干扰研究

射频板条 CO₂ 激光器在工作时，其大功率射频电源除了作为射频放电所需的激励源，还会有一部分射频功率通过各种途径进行传播，带来一定程度射频电磁辐射污染。本章重点探讨了射频干扰的两个主要途径：空间辐射的射频电磁波以及线路上传导的射频电磁波，采用定向检测和示波器分析等手段，定位了射频板条 CO₂ 激光器容易产生射频泄露的区域，再通过进行良好的屏蔽、电源隔离和射频滤波器等措施，解决了射频板条 CO₂ 激光器电磁干扰的问题。

6.1 激光射频电源的电磁辐射干扰分析

射频板条激光器的高功率射频电源是气体放电的必要条件，但同时在其运行过程中射频辐射和泄露也成为设备运行和安全一个潜在的问题。射频能量会引起人体的热效应，射频电磁辐射的电磁场强度超过一定限度时，能对人体健康产生不良影响，发生危害作用。电磁场强度越强，分子运行过程中将场能转化为热能的量值越大，身体热作用就越明显，即射频电磁场对人体作用程度与场强成正比。

另一方面，在有限的频谱资源下，随着各种电气和电子设备的增多，空间电磁环境的恶化日益严重。随着电子设备密集度的增加，引发设备之间形成干扰的可能性越来越大，即 EMI（Electro Magnetic Interference）电磁干扰（射频干扰(RFI)是一类特别的电磁干扰）问题越来越严重，使电磁波辐射产生源满足 EMC（Electro Magnetic Compatibility）电磁兼容性标准变得越来越重要^[89]。EMI 分辐射干扰和传导干扰两种^[90]。辐射干扰是指电子设备产生的干扰信号通过空间耦合把干扰信号传给另一个电网络或电子设备^[91]；传导干扰主要是电子设备产生的干扰信号通过导电介质或公共电源线互相产生干扰^[92]。对于辐射型干扰和传导型干扰分别有不同的抑制方法，辐射干扰则利用金属壳体或箱体进行屏蔽，即电磁屏蔽，传导干扰主要采用滤波技术^[93]。

射频板条 CO₂ 激光器的激励源是射频电磁波发生器，频率为 81MHz 的射频电磁波可以通过其发生电路的感性元件和容性元件被发射到空气中，也可以在其发生电

路中传播，射频电磁波的发射和传导是射频电源产生电磁辐射干扰产生的主要原因。

6.1.1 射频电磁辐射干扰来源

大功率射频板条采用的自激式射频电源，其振荡回路中有电感和电容等感性元件和容性元件，同时在射频功率产生和传输过程中也会有寄生电感和寄生电容，因此在激光器工作过程中，一方面射频电源激励气体放电，产生激光输出；另一方面随着注入射频功率的增加，会由一部分射频功率通过射频电源的振荡放大电路和射频放电电极等这些射频传输线路上的某些环节，向空间传播形成空间电磁辐射，即造成射频电磁波的辐射泄漏，严重时会对激光器中的弱电信号甚至开关电源产生很强的干扰。

除了射频电磁波的空间辐射外，射频干扰信号还可以通过连接线进行传输。如射频电磁波通过导线以及寄生电感和寄生电容的耦合作用直接对控制信号产生干扰。如前所述，基于电子管的自激式射频电源需要屏极、栅极和阴极的三个电路提供相应的工作条件，因此在与电子管相连接的电路中，射频电磁波会形成传导干扰。在三个电路在为电子管提供工作电压、工作电流和控制信号的同时，射频电源产生的射频电磁波会反过来通过电源线或者信号线对信号地、外部工作电路等产生干扰，影响其它器件的正常工作。另一方面，屏极直流高压电源线、阴极灯丝供电电源线也会存在干扰噪声或瞬时过压、过流这些情况，如果进入到射频振荡回路，会影响射频电源的正常工作。干扰是双向的，因此必须设计合适的射频低通滤波器抑制这种干扰的产生。

6.1.2 射频电磁波空间辐射分析

就大功率射频板条激光器而言，射频电源主要功能是激励气体放电产生激光输出，但在射频电源工作的同时，由于射频功率在电源箱体振荡放大过程、匹配网络传输过程和板条电极放电过程都会有一部分射频电磁波通过各种途径向空间传播，因此不可避免的带来了射频电场辐射的泄露。

对于气体放电及产生激光输出的激光头，其整个箱体由上下两部分组成，并在其对应板条放电的区域有三个观察窗口，如图 6.1 所示。通过这些观察窗口可以检查电极放电是否均匀，有没有放电异常等情况。但是由于观察窗口的材料是透明的有

机玻璃板，不能对泄露的射频电磁波进行屏蔽，因此检测其周围的电磁辐射强度并采取相应的措施是非常有必要的。

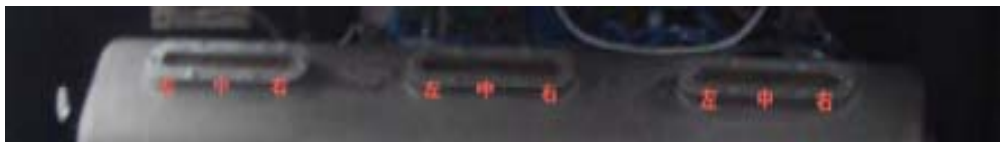


图 6.1 激光头观察窗口

高功率射频激光器所需的射频电源振荡放大电路由于其在工作时会向空间辐射高能量的射频电磁波，在设计射频电源时通常会采用屏蔽效果良好的铜板制作电源箱体。由于电子管工作时需要 10kV 的直流高压，封闭的电源箱体还能起到隔离高压的作用，考虑到射频电源内部元件的安装和维修需要，在射频电源箱的一侧必须采用封盖的形式，因此在封盖和壳体的接触处会存在缝隙，如图 6.2、图 6.3 所示。虽然从缝隙泄露的射频功率相比射频电源输出功率所占比例很小，但由于射频峰值功率可以达到 30kW，特别在激光器处于高占空比工作时，还是可能会有较强的射频功率从封盖四周的缝隙中泄露出来。正是由于缝隙的电磁辐射泄露的缘故，所以需要检测该处的电磁辐射强度以便查看密封性能是否良好，进一步确定改善射频屏蔽的方法。



图 6.2 射频电源封盖左侧



图 6.3 射频电源封盖右侧

6.2 射频电磁辐射检测及屏蔽

射频电磁波可以通过射频功率传输路径的各个单元泄露到空气中形成射频电磁

辐射。本节重点分析高功率射频板条 CO₂ 激光器电磁辐射的检测方法，详细研究了激光器不同位置的射频电磁辐射强弱分布。

6.2.1 射频辐射的检测方法

检测射频板条 CO₂ 激光器电磁辐射的目的是为了提高大功率射频电源和激光器的整机性能，保护研究人员和操作人员免受过量电磁波的潜在危害。在保证激光器可靠运行的基础上，还需要参考已有的电磁辐射检测的相关规范，选择合适的检测仪器和检测方法。国家颁布的《环境电磁波卫生标准——环境电磁波检测规范》^[94] 中详细地表述了关于射频电磁辐射测量方式、测量位置、测量仪器的规定和要求：测量方式可根据实际的不同需求于目的，进行“点测”、“面测”或者“简易点测”；测量仪器，在辐射源周围的测量，应选用灵敏度 $\leq 1\text{V/m}$ ，或 $\leq 1\mu\text{W/cm}^2$ ，精度 $\leq |2\text{dB}|$ 的场强仪。

对于激光器的电磁辐射检测，由于其有较大的分布空间、辐射泄漏点相对固定，因此可以采用手持式电磁辐射测试计，通过点、面结合的方式来进行测量。满足要求的测量仪器有很多种，这里我们选用泰世电子公司生产的 TES-92 电磁辐射检测仪，如图 6.4 所示，其具体特点和规格：测试频率范围 50MHz 至 3.5GHz，等方向性电磁场测量，无方向性测量使用 3 轴测量感应棒，高动态范围使用 3 通道数位处理；显示 LCD4 位数，反应时间约一秒钟，显示解析度 0.1mV/m、0.1 $\mu\text{A/m}$ 、0.01 $\mu\text{W/m}^2$ ，测量单位 mV/m、V/m、 $\mu\text{A/m}$ 、mA/m、 $\mu\text{W/m}^2$ 、mW/m²、W/m²。



图 6.4 TES-92 电磁辐射检测仪

根据 TES-92 电磁辐射检测仪的特点和规格可知，它满足检测大功率射频电源空间电磁辐射的实际要求：50MHz~3.5 GHz 频率范围适合激光器的射频激励频率

81MHz, 精度 $\pm 1.0\text{dB}$ 满足精度 $\leq |2\text{dB}|$ 要求, 能够实现 XYZ 三轴等方性测量, 反应时间迅速, 可以测量电场强度、磁场强度、电磁场强度, 测量数值量程自动转换, 并且依据不同需求测量电磁场的最大值、最大平均值、平均值和瞬时值。

6.2.2 电磁辐射的测量

根据激光器运行的需要, 进行电磁辐射检测的位置除了前面提到的观察窗口和射频电源箱封盖以外, 其它的位置也必须考虑在内。首先是在保证射频电源工作的如灯丝加热、栅极控制和栅流检测等电路板周围的电磁场强度, 其次是了解激光器周围分布空间电磁辐射的强度, 确切的知道在什么位置或多远的距离是安全的。这些位置的检测采用的是“简易点测”法, 即选取距离辐射源一定距离的垂直平面, 通过测量该平面上等距分布的一些点的电磁场强度, 得到反应不同位置射频辐射分布的数据表格。测量的顺序为从左至右、从上至下, 测量数据选取电磁辐射检测仪的最大值。

6.2.3 激光器电磁辐射检测

由于不同占空比条件下, 射频电源的输出功率不同, 射频泄露的强度也会有很大差别, 这里选取 70%占空比这一典型的激光器工作状态来检测射频辐射强度, 腔体气压 160.0hPa, 屏极高压 9.86kV, 屏极电流 1.98A, 激光输出功率 1.72kW。。

(1) 观察窗口场强检测

对如图 6.1 所示的观察窗口从左至右等距离选取三个点进行检测, 取其平均值, 测试结果如表 6.1 所示, MAX 值、单位: W/m^2 。

表 6.1 激光头观察窗口的辐射强度分布

	左	中	右
第一个窗口	>99.99	>99.99	>99.99
第二个窗口	>99.99	>99.99	89.99
第三个窗口	>99.99	>99.99	70.76

可见, 观察窗口的电磁波泄露十分严重, 几乎每个窗口的电磁辐射强度都超出了电磁辐射检测仪的量程。

（2）电路板周围场强检测

射频板条激光器的灯丝加热电路板、栅极控制电路板和栅流检测电路板根据需要都安装在靠近射频电源的一侧，由于这些电路板能否不受干扰的正常工作直接影响到整个激光器的稳定运行，因此需要测量电路板附近的电磁辐射强度。

采取与前面相同的检测条件，检测电路板周围空间并列排布 2×4 共 8 个点的最大值，测试结果如表 6.2 所示，MAX 值、单位： W/m^2 。

表 6.2 电路板周围空间的辐射强度分布

距离电路板 0m 面			
>99.99	>99.99	0.522	0.733
>99.99	>99.99	0.102	1.133
距离电路板 0.10m 面			
>99.99	>99.99	>99.99	2.193
2.008	>99.99	1.002	3.115

可见，电路板周围空间的电磁辐射强度很大，当更高占空比工作时，激光器的检测和控制电路板会受到更强射频电磁辐射干扰，严重时会产生报警，激光器无法正常工作。

（3）射频电源箱封盖两侧场强检测

检测条件：腔体气压 160.0hPa，占空比 70%。激光器的工作情况，屏极高压 9.83kV，屏极电流 1.92A，激光输出功率 1.71kW。从上至下，每隔 20cm 测量一个点，检测结果如表 6.3 所示，MAX 值、单位： W/m^2 。

表 6.3 射频电源箱封盖两侧缝隙辐射强度分布

距离（自上而下）	左侧	右侧
0m	4.623	0.395
0.20m	2.825	1.228
0.40m	>99.99	>99.99

可以看到，射频电源箱封盖两侧的缝隙会产生较大的电磁辐射泄漏，特别是两侧底部的位置尤其突出。如果不采取更好的屏蔽措施，在射频电源箱附近的辐射强度已经远远超过了国家标准。

(4) 激光器周围空间电磁辐射检测

激光器周围空间电磁辐射的检测分别为对应射频电源箱和激光头的两面。均采用前文所述的简易点测法，激光器的工作条件不变。检测结果如表 6.4 至表 6.7 所示，MAX 值、单位：W/m²。

表 6.4 距离射频电源 40cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0 m	2.701	0.704	1.067	0.185	0.439
0.40 m	1.087	>99.99	4.055	1.029	2.298
0.80 m	0.377	1.506	0.749	2.422	0.360
1.00 m	0.114	0.380	0.375	0.619	0.362

表 6.5 距离射频电源 80cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0 m	2.216	2.253	0.742	2.853	2.333
0.40 m	1.385	1.217	2.199	2.164	2.246
0.80 m	2.739	2.085	2.225	1.892	2.394
1.00 m	0.968	1.535	2.028	2.394	1.548

表 6.6 距离激光头面 30cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0 m	1.854	1.399	1.783	1.270	1.491
0.40 m	0.655	2.017	2.393	1.153	1.700
0.80 m	0.298	1.383	0.628	0.827	0.133

表 6.7 距离激光头面 120cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0 m	1.812	1.892	0.658	0.045	0.021
0.40 m	1.434	1.953	0.410	0.244	0.357
0.80 m	1.276	2.111	0.923	0.277	0.058

从前面的数据表格可以看出，激光器周围某一个距离平面内的电磁波场强分布

不具有规律性，但总体上看离辐射源的距离越远电磁辐射的强度就会越小。电磁波的频率是 81MHz，对应的波长长度是 3.59m，由于激光器所在实验室的空间有限，所以我们只测得了距离辐射源 80cm 内近场范围的电磁辐射场强空间分布。虽然只是近场范围内的数据，但是它们已经提供了足够的信息，射频电源近场范围内的电磁辐射强度大约在 2W/m^2 ，射频电源附近的射频电磁辐射强度是最高的，在激光器处于高占空比工作状态时，操作人员应尽量远离射频电源一侧。与射频电源侧相比较，激光头一侧的射频辐射强度要小一些，一方面是因为激光头一侧的数据是距离较远一些测得的，另一方面激光头相对于射频电源的电磁辐射泄漏会小一些。

6.2.4 射频电磁辐射的屏蔽

电磁辐射强度检测的结果表明，射频板条激光器在运行过程中泄漏的电磁辐射已经远远超过电磁辐射标准允许的限值，并且会对激光器电气设备造成强烈的干扰，必须采取更好的屏蔽措施加以解决。下面通过分析屏蔽电磁辐射的原理，详述如何使用各种金属壳体和金属屏蔽网，达到所需的屏蔽效果，使激光器能够安全、稳定的运行。

射频板条激光器射频激励频率达到 81MHz，电磁波主要通过射频电源箱壳体的小孔、缝隙和接地泄露，因此需要选择屏蔽性能良好壳体材料并使其良好接地。

屏蔽材料的屏蔽效能的定义是入射电磁波经屏蔽后反射或透射电磁波与在同一地点未经屏蔽的入射电磁波比值，即屏蔽材料对电磁信号的衰减值，单位为 dB。电磁波传播到屏蔽材料的表面时，其衰减机理有三种：进入屏蔽体内部被波材料的吸收衰减，用 A 表示，在屏蔽体内部的因多次折射造成的衰减，用 B 表示，入射表面的反射衰减用 R 表示，如图 6.5 所示。材料对电磁波的总屏蔽效能 $=A+B+R$ ，不同屏蔽方式的屏蔽效能计算如表 6.8 所示。

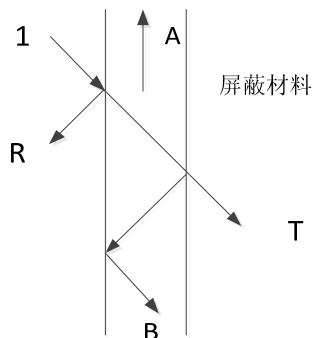


图 6.5 屏蔽材料对电磁波衰减示意图

表 6.8 屏蔽效能计算公式

损耗类别	计算公式
吸收损耗/dB	$A = 0.131t\sqrt{f \cdot \mu_r \cdot \sigma_r}$
内部多重折射损耗/dB	$B = 20\lg \left[1 - \left(\frac{Z_m - Z_n}{Z_m + Z_n} \right)^2 \times 10^{0.1A} (\cos 0.23A - j \sin 0.23A) \right]$
反射损耗/dB	$R = 168 - 10\lg \left(\frac{f \cdot \mu}{\sigma_r} \right)$

注： t 屏蔽材料厚度 (m)； f 频率 (Hz)； μ_r -屏蔽材料的磁导率相对于真空磁导率的比值； σ_r -屏蔽材料相对于理想铜材料的电导率； Z_m -屏蔽金属的电磁波阻抗 (Ω)； Z_n -空气的电磁波阻抗 (Ω)。

1) 观察窗口的电磁屏蔽

根据前面电磁辐射的检测结果，激光头观察窗口的电磁辐射泄露非常严重，必须采取相应的屏蔽措施。屏蔽材料必须满足两个条件，一是放置屏蔽后，不影响通过观察窗口查看腔内电极放电的情况；二是要能够有效地屏蔽电磁波。这里采用铜网对观察窗口裸露的部位进行屏蔽，并通过实验检测进行验证。检测条件没有改变，从左至右等距离选取透视窗口的三个点进行检测，检测结果如表 6.9 所示，MAX 值、单位： mW/m^2 。

表 6.9 观察窗口的辐射场强

	左	中	右
第一个窗口	3.087	2.692	3.180
第二个窗口	5.671	5.965	8.157
第三个窗口	8.815	10.390	10.45

使用铜丝网进行屏蔽之后，观察窗口的电磁辐射降低了约 90%~97%。为了进一步减小辐射强度，还可以采用减小观察窗口的尺寸、使用具有屏蔽效果的透明屏材料替换等其它方法。

2) 电路板的屏蔽防护

由于电路板受到射频电源泄露电磁辐射的强烈干扰，必须将电路板与外界隔离起来。采用厚度为 2.8mm 的铝板制成箱体将电路板屏蔽起来，达到足够好的屏蔽效果。

电路板防屏蔽铝壳体的屏蔽效能，由式 6.1 和式 6.2 求解可得到吸收损耗 A 和反射损耗 R。

$$A = 0.131t\sqrt{f_{MHz} \cdot \mu_r \cdot \delta_r} = 0.131 \times 3.8 \times \sqrt{81.36 \times 1 \times 0.61} \approx 2.58dB \quad (6.1)$$

$$R = 168 - 10\lg\left(\frac{f \cdot \mu_r}{\delta_r}\right) = 168 - 10\lg\left(\frac{81.36 \times 10^6 \times 1}{0.61}\right) \approx 86.7 \quad (6.2)$$

所以铝板屏蔽壳体的屏蔽效能等于 $A + R = 2.58dB + 86.7dB = 89.28dB$ 。考虑到实际的铝壳体有一个侧盖，所以实际的屏蔽效能不能达到理想的 86.28dB，但是因为只是将外部空间的射频电磁辐射屏蔽在铝壳体的外部，因此足够保证电路板免受电磁辐射的干扰。

3) 射频电源箱封盖的屏蔽防护

射频电源箱体和封盖都由导电性能良好铜板制作而成，但封盖与箱体的结合部位会存在缝隙，采用弹性好、高导电率的铍铜弹片嵌进封盖缝隙，使射频电源箱体变成一个金属密封箱体，从而可以有效的防止射频电磁波的泄漏。由于箱体和封盖表面会刷上一层不导电的防锈漆，因此还需注意对铍铜与箱体的接触部位去掉防锈漆，以保证良好的屏蔽效果。

再次对缝隙周围空间进行射频电磁辐射检测，检测条件：激光头内腔压 160.1hPa，占空比 70%。激光器的工作情况，屏极电压 9.83kV，屏极电流 1.96A，输出激光功率 1.69kW。检测结果如表 6.10 所示，MAX 值、单位：W/m²。

表 6.10 射频电源两侧电磁屏蔽辐射情况

距离（自上而下）	左侧	右侧
0	150.46	140.06
0.20m	190.88	149.44
0.40m	264.32	150.76

很明显，经过屏蔽处理之后，电磁辐射泄露明显减少，电磁辐射的强度较之前降低了 95%左右。可能的原因主要是未考虑到防锈漆绝缘层会影响铍铜接触部位的屏蔽效果，结果导致电磁辐射泄露严重。根据电磁辐射检测结果，分析原因，将屏蔽壳体边缘防锈漆去除后，电磁辐射泄露明显降低。

4) 空间电磁场屏蔽

射频电源使用铜壳体屏蔽，空间电磁辐射强度降低到 $100\text{mW/m}^2 \sim 200\text{ mW/m}^2$ 的量级，已经满足《电磁辐射防护规定》在 $30\text{MHz} \sim 3\text{GHz}$ 之间的公众导出限值 0.4W/m^2 。但是这是在占空比只有 70% 的时候测得的数据，在更高占空比的状态辐射强度还是有可能超过标准，因此需要对整机进行屏蔽。屏蔽方案主要是采用钢板对激光器采取封闭设计，激光器的整体和门都用导线与大地相连，形成对电磁辐射泄漏的有效屏蔽。在采取以上屏蔽措施后，对激光器周围空间再次进行辐射场强检测。

(1) 射频电源侧的空间电磁辐射场强空分布

取垂直距离的单位长度为 40cm，面的单位长度为 $40\text{cm} \times 40\text{cm}$ 。检测条件：激光头内气压 160.2hPa ，占空比 70%，激光器工作情况，屏极电压 9.83kV ，屏极电流 1.95A ，输出激光功率 1.70kW 。检测结果如表 6.11 至表 6.12 所示，MAX 值、单位： mW/m^2 。

表 6.11 垂直距离 40cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0m	45	121	161	45	15
0.40m	37	73	298	133	42
0.80m	12	38	82	58	43

表 6.12 垂直距离 80cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0m	24.11	52.15	69.11	71.32	55.23
0.40m	7.416	11.20	84.12	118.1	39.90
0.80m	37.94	106.1	178.0	64.44	71.05

(2) 激光头侧射频辐射场强空间分布

检测条件没有改变。取垂直距离单位长度为 40cm，面内单位长度为 $40\text{cm} \times 40\text{cm}$ 。检测结果如表 6.13 至 6.14 所示，MAX 值、单位： mW/m^2 。

表 6.13 垂直距离 0cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0m	0.060	0.127	0.062	0.186	0.067
0.40m	0.035	0.155	0.101	0.080	0.027
0.80m	0.840	0.395	0.198	0.315	0.179

表 6.14 垂直距离 90cm 面内电磁波场强分布

水平距离 垂直距离	0 m	0.40 m	0.80 m	1.20 m	1.60 m
0m	0.027	0.014	0.097	0.168	0.143
0.40m	0.013	0.030	0.085	0.112	0.042
0.80m	0.043	0.140	0.103	0.080	0.036

可见，使用钢板之后，射频辐射屏蔽强度下降到 $100\mu\text{W}/\text{m}^2$ 的量级，用钢板外壳将整个激光器屏蔽起来，可以有效地减少电磁辐射的泄露，并且使得电磁辐射强度远远低于人体的安全值。

6.3 射频滤波器的设计

为了抑制射频电源对控制电路和供电电网的干扰，需要设计合适衰减抑制比和截止频率的射频滤波器，并通过实验验证滤波器抗干扰效果和所选器件的实际性能。

6.3.1 滤波原理

滤波是抑制传导方式的电磁骚扰的最为有效的措施。滤波实际上是频域处理技术，即在线路中插入一种网络，该网络的转移阻抗是频率的函数，它使有用的频谱分量（如信号和有功功率）能够顺利通过，而限制无用的频谱分量（如噪声、信号的谐波及边带）的通过^[95]。

构成滤波器的元件可以是单独的电容或电感，也可以是由电容、电感和电阻组成的滤波网络。从拓扑结论上来讲可以有 C 型、L 型、T 型、 Π 型或者更为复杂的多级滤波电路形式。对于射频激光器的射频电源来说，应尽量采用结构简单、器件单一的滤波器，由此可以避免由于多级滤波器存在多个零点和多个点带来的如振荡等不稳定性因素。

L 型滤波器是通常采用一种滤波器形式，如图 6.12 所示。滤波器由电感和电容构成，实际使用中，还会采用穿心电容来得到更好的滤波效果。将穿心电容安装在接地的金属壳壁，电感安装在金属壳体内部，这是一种最佳的抑制干扰的方法。

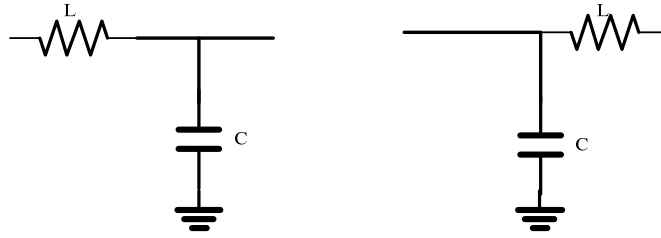


图 6.6 L 型滤波器

6.3.2 屏极滤波设计

供给射频电源电子管工作的屏极电压是 10kV 的直流高压，由于该直流高压是通过高压电缆连接到电子管屏极，因此直流高压上会叠加一部分 81MHz 的射频分量。为了保证射频功率不通过高压电缆传导出，形成新的干扰源，这里采用两级级联的低通滤波器来完全抑制干扰信号，如图 6.7 所示。

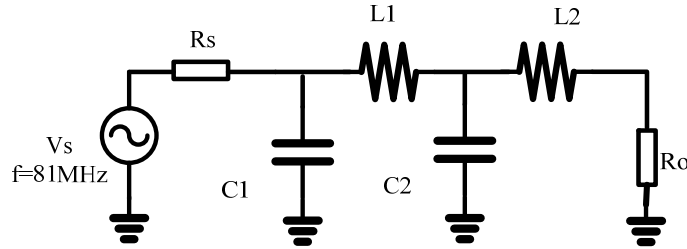


图 6.7 屏极直流高压两级低通滤波器

屏极直流高压两级级联低通滤波器的参数计算可以采用归一法来得到^[96]。设第一级滤波器截止频率 f_{3dB} 为 50MHz，在频率为 81MHz 的时有 15dB 衰减，首先根据式 6.3 求解归一化频率 A_{s1} 。

$$A_{s1} = f_{65dB} / f_{3dB} = 81.36MHz / 50MHz \approx 2 \quad (6.3)$$

由归一化频率的衰减图可知在归一化频率等于 2 时 $N=2$ 可以达到 15dB 的要求，根据巴特沃思滤波器元件参数表可知 $g_1 = g_2 = 1.4142$ ，求解实际电容值 C_1 和电感值 L_1 如式 6.4 和式 6.5 所示。

$$C_1 = g_1 / [2\pi f_{3dB} R_L] = 1.4142 / [2 \times 3.14 \times (50MHz) \times (50\Omega)] \approx 0.1nF \quad (6.4)$$

$$L_1 = (R_L \times g_2) / 2\pi f_{3dB} = [(50\Omega) \times (1.4142)] / [2 \times 3.14 \times (50MHz)] \approx 0.2\mu H \quad (6.5)$$

第二级 f_{3dB} 设为 4MHz，在频率为 50MHz 的时有 40dB 衰减，根据式 6.6 求解归一化频率 A_{s2} 。

$$A_{s2} = f_{65dB} / f_{3dB} = 50MHz / 4MHz \approx 13 \quad (6.6)$$

根据归一化频率的衰减图可知在归一化频率等于 13 时 $N=2$ 可以达到 40dB 的要求，根据巴特沃思滤波器元件参数表可知 $g_1 = g_2 = 1.4142$ ，然后根据式 6.7 和 6.8 求解实际的电容值 C_2 和电感值 L_2 。

$$C_2 = g_1 / [2\pi f_{3dB} R_L] = 1.4142 / [2 \times 3.14 \times (4MHz) \times (50\Omega)] \approx 1.0nF \quad (6.7)$$

$$L_2 = (R_L \times g_2) / 2\pi f_{3dB} = [(50\Omega) \times (1.4142)] / [2 \times 3.14 \times (4MHz)] \approx 3.0\mu H \quad (6.8)$$

根据计算出的电容和电感值，在实际选择时还需考虑如工作电压、工作电流以及工作频率等相关因素。特别是对于射频场合低通滤波器电容的选择，通常会选用自身电感小的穿心电容，以提高电容的谐振频率，到达更好的滤波效果。

屏极直流高压供电滤波电路的第一级和第二级穿心电容分别选择了 FD-20AU 和 DB050180 这两种型号，如图 6.9 所示，参数如表 6.15 所示。两种电容的耐压值均选取 20kV，是因为屏极直流高压的额定值是 10kV，而电容耐受的电压还需要考虑射频电磁波的叠加。



图 6.8 FD-20AU 穿心电容



图 6.9 DB 050180 穿心电容

表 6.15 屏极两级低通滤波器穿心电容参数

	电容值 pF	耐压值 kV _P	耐功率值 kVAr	耐电流值 A _{RMS}
FD-20AU	1000±10%	20	60	30
DB 050180	1000±20%	20	70	50

屏极滤波器的电感采用单回路线圈的空心电感，由于其无磁芯，电感值较小。不会产生损耗与失真，而磁性电感由于磁滞和涡流的存在会产生比较大的损耗和失真。单回路线圈电感还具有制作简单方便、结构多变的特点，可根据实际具体要求进行合理的设计。空芯线圈电感示意图如图 6.10 所示，其电感量按式 6.9 计算。

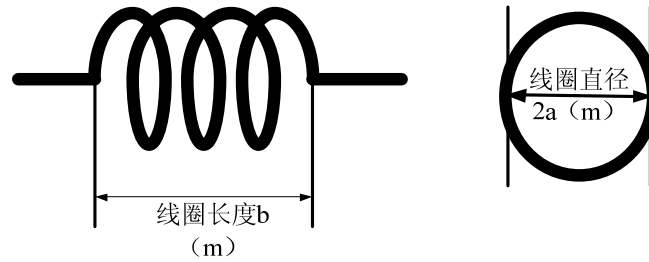


图 6.10 空芯线圈电感示意图

$$L = \frac{\mu_0 \cdot n^2 \cdot \pi \cdot a^2}{b} K_N \quad (6.9)$$

根据线圈长度和线圈直径的不同，具体的计算公式会需要进行修正。

(1) 当 $2a \leq b$ 时：

$$L = \frac{\pi \mu_0 n^2 a^2}{b} \left[\frac{1 + 0.338 \left(\frac{4a^2}{b^2} \right) + 0.017 \left(\frac{4a^2}{b^2} \right)^2}{1 + 0.259 \left(\frac{4a}{b^2} \right)} - \frac{8a}{3\pi b} \right] \quad (6.10)$$

(2) $2a > b$ 时：

$$L = \mu_0 n^2 a \left\{ \left[\ln \left(\frac{8a}{b} \right) - 0.5 \right] \times \frac{1 + 0.338 \left(\frac{b^2}{4a^2} \right) + 0.017 \left(\frac{b^2}{4a^2} \right)^2}{1 + 0.259 \left(\frac{4a}{b^2} \right)} + 0.094 \left(\frac{b^2}{4a^2} \right) + 0.001 \left(\frac{b^2}{4a^2} \right)^2 \right\} \quad (6.11)$$

$$K_N = \frac{\left(\frac{b\sqrt{4.0a^2 - b^2}}{a^2} \right) [F(k) - E(k)] + \left(\frac{4.0\sqrt{4.0a^2 - b^2}}{b} \right) E(k) - \frac{8.0a}{b}}{3.0\pi} \quad (6.12)$$

其中， $k = 2.0a / \sqrt{4.0a^2 - b^2}$

式中， $F(k)$ 为第一类完全椭圆积分； $E(k)$ 为第二类完全椭圆积分； b 为线圈长度； $2a$ 为线圈直径； N 为线圈匝数； μ_0 为真空导磁率。 K_N 为长冈系数。实际设计空芯线圈时，采用式 6.10 和式 6.11 中所给出的公式可直接得到的电感量。但实际应用中，这个公式过于复杂，需要进行简化。式 6.9 的简化公式为：

$$L = \frac{0.01 \times 2a \times N^2}{b/2a + 0.44} \quad (6.13)$$

其中：电感量 L 单位，微亨；线圈直径 $2a$ 单位，cm；线圈长度 b 单位，cm；线圈匝数 N 单位，匝。

考虑线圈电感安装的空间大小等其它因素后，设计的屏极滤波线圈电感参数如表 6.16 所示。

表 6.16 屏极滤波线圈电感的尺寸

线圈电感	线圈直径	线圈长度	导线直径
屏极初级线圈电感 L_1	18mm	8mm	2mm
屏极次级线圈电感 L_2	460mm	780mm	4mm

根据式 6.13 可以依次计算每个线圈电感的匝数：

$$N_1 = \sqrt{\frac{b/2a + 0.44}{0.01 \times 2a}} L_1 = \sqrt{\frac{1.0/1.8 + 0.44}{0.01 \times 1.8}} \times 0.22 \approx 3.4 \quad (6.14)$$

$$N_2 = \sqrt{\frac{b/2a + 0.44}{0.01 \times 2a}} L_2 = \sqrt{\frac{7.8/4.6 + 0.44}{0.01 \times 4.6}} \times 3.0 \approx 12 \quad (6.15)$$

最终所设计的屏极滤波初级线圈和次级线圈电感分别如图 6.12 和图 6.13 所示。



图 6.11 屏极初级滤波线圈电感



图 6.12 屏极次级滤波线圈电感

6.3.3 灯丝加热滤波设计

电子管阴极灯丝加热电路采用的是 380V 转 7.2V 降压电路，所以滤波器不需要像屏极滤波电路设计的那么复杂，只用一级低通滤波器抑制射频噪声就足够了，如图 6.13 所示。

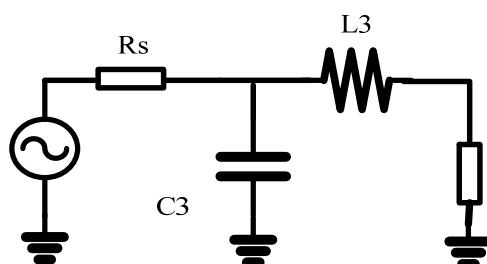


图 6.13 灯丝加热电路低通滤波器

灯丝加热电路低通滤波器的 f_{3dB} 设为 20.0MHz, 在频率为 81MHz 有 30dB 衰减, 根据式 6.12 求得归一化频率 A_{s4} 。

$$A_{s3} = f_{65dB} / f_{3dB} = 81MHz / 20MHz \approx 4.0 \quad (6.16)$$

根据巴特沃思滤波器元件参数表可知 $g_1 = g_2 = 1.4142$, 由式 6.17 和 6.18 可得到实际的电容值和电感值。

$$C_3 = g_1 / [2\pi f_{3dB} R_L] = 1.4142 / [2 \times 3.14 \times (20MHz) \times (50\Omega)] \approx 0.23nF \quad (6.17)$$

$$L_3 = (R_L \times g_2) / 2\pi f_{3dB} = [(50\Omega) \times 1.4142] / [2 \times 3.14 \times (20MHz)] \approx 0.56\mu H \quad (6.18)$$

灯丝滤波电容选择的是 HR30 系列的 R6000 型号的穿心电容, 如图 6.14 所示, 其基本参数为电容值 1000pF (-20+50%), 耐压值 2.8kVp。这种穿心电容中心圆孔的直径达到 12mm, 因此可以穿过粗导线, 用来通过灯丝加热所需的大电流, 其非常适用于具有大电流通流能力同时需要滤掉高频噪声的场合。



图 6.14 灯丝滤波 R6000 穿心电容

根据屏极滤波电感线圈的设计方法, 可以得到灯丝滤波电感线圈的设计尺寸, 如表 6.17 所示。

表 6.17 灯丝线圈电感的尺寸

线圈电感	线圈直径	线圈长度	导线直径
灯丝线圈电感 L_3	350mm	370mm	6mm

由式 6.13 可以计算出灯丝电感线圈的匝数：

$$N_3 = \sqrt{\frac{b/2a + 0.4}{0.01 \times 2a}} L_3 = \sqrt{\frac{3.7/3.5 + 0.44}{0.01 \times 3.5}} \times 0.56 \approx 5 \quad (6.19)$$

最终所设计的阴极灯丝线圈电感如图 6.15 所示



图 6.15 灯丝滤波线圈电感

6.3.4 栅极驱动滤波器设计与实验

栅极控制电路的脉冲调制信号频率最高为 60kHz，而滤波器需要滤掉 81MHz 的射频电磁波，因此栅极电路的滤波器应选用带阻滤波器。实际上由于射频干扰信号频率 81MHz 远大于栅极工作信号频率 60kHz，所以栅极滤波器仍然可以用一个低通滤波器来替代，如图 6.16 所示。

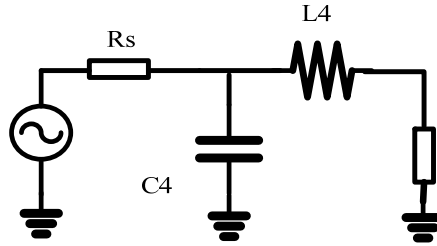


图 6.16 栅极驱动电路低通滤波器

栅极电路低通滤波器的 f_{3dB} 设为 7.0MHz，在频率为 81MHz 的时有 40dB 衰减，由式 6.20 可求解归一化频率 A_{s3} 。

$$A_{s4} = f_{65dB} / f_{3dB} = 81MHz / 7MHz \approx 11.6 \quad (6.20)$$

根据巴特沃思滤波器元件参数表可知 $g_1 = g_2 = 1.4142$ ，然后由式 6.21 和 6.22 求得滤波电路实际的电容值 C_3 和电感值 L_3 。

$$C_4 = g_1 / [2\pi f_{3dB} R_L] = 1.4142 / [2 \times 3.14 \times (7MHz) \times (50\Omega)] \approx 0.6nF \quad (6.21)$$

$$L_4 = (R_L \times g_2) / 2\pi f_{3dB} = [(50\Omega) \times 1.4142] / [2 \times 3.14 \times (7MHz)] \approx 1.6\mu H \quad (6.22)$$

根据式 6.21 计算的电感值，选择型号为 VISHAY-DB016060 的穿心电容，如图 6.17 所示，其参数如表 6.18 所示。栅极调制驱动电路的直流偏置电压是-218V，该电容 3kV 的耐压值远远大于这个值，可以满足实际应用要求。



图 6.17 DB 016060 穿心电容

表 6.18 VISHAY -DB016060 参数表

	电容值 pF	耐压值 kV _P	耐功率值 kVA _r	耐电流值 A _{RMS}
DB 016060	1000±20%	3	7.5	5

栅极调制驱动电路的滤波电感值达到 $1.6\mu H$ ，如果再采用空心线圈的方式，其线圈直径和匝数会使得电感的安装无法满足射频电源箱的设计要求，因此需要采用具有良好高频特性的铁氧体磁芯电感。选用的是 Philips 公司生产的 4C65 材料的 Ni-Zn 铁氧体磁环，尺寸 36mm×23mm×14mm，分别对应外径、内径、高度，居里温度为 350℃。将其放在实际电路中时，考虑到加大散热面积，在保持电感量不变的前提下尽可能地减少绕线匝数，所以将两个磁环同轴叠加粘合在一起使用，绕上 5 匝线圈，如图 6.18 所示。将绕有 5 匝线圈的 TN36/23/15-4C65 铁氧体磁环放置在滤波电路中，开启板条激光器，观察栅极电路的波形。



图 6.18 TN36/23/15-Ni-Zn 铁氧体线绕电感

通过设定激光器工作的不同占空比，用示波器观察栅极电流大小，图 6.19 是不同占空比时对应的栅极电流波形。

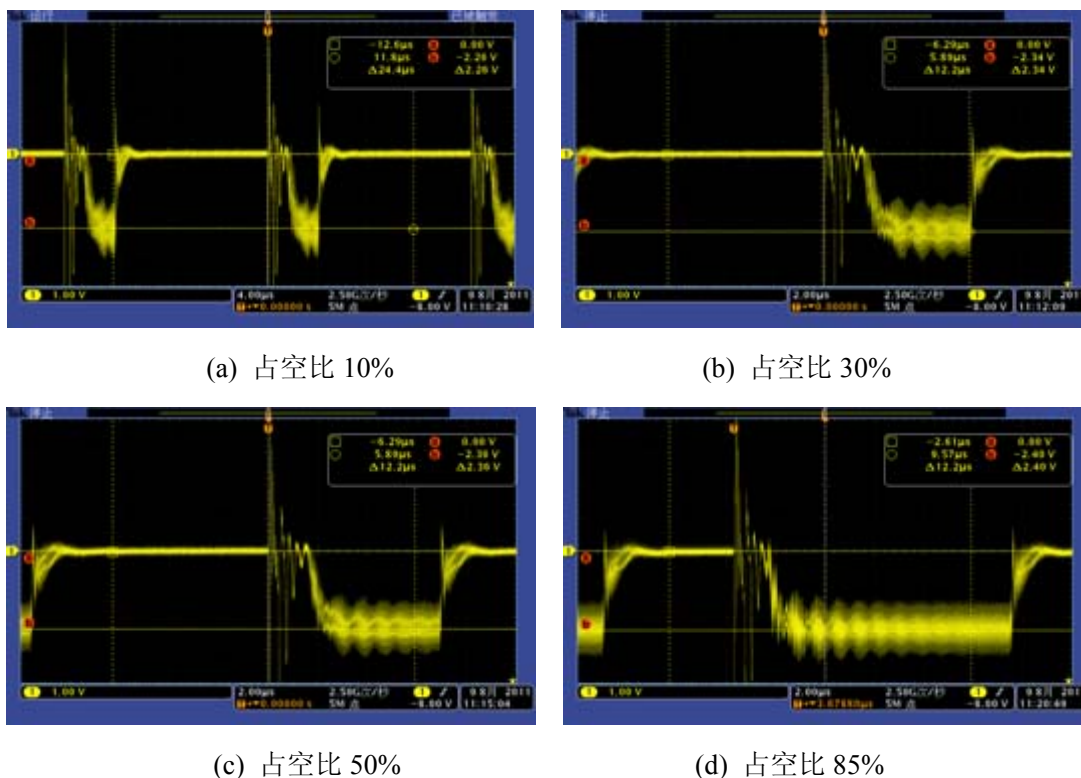


图 6.19 测试 TN36/23/15-4C65 不同占空比栅极电流波形

由栅极电流波形可知，不论是低占空比还是高占空比，5 匝线圈的 TN36/23/15-4C65 铁氧体磁环滤波效果都非常理想。不仅有效地滤掉了射频噪声干扰信号，而且让频率为 60kHz 的 PWM 信号无衰减的通过。

栅极 PWM 调制驱动电路中的磁芯电感，除了需要考虑耐电流值、耐电压值，还必须考虑温度、损耗、PWM 信号不失真等。铁氧体的温度不能超过材料的居里温度；滤波效果包含两个方面，消耗射频电磁波的同时不失真地通过频率为 60kHz 的 PWM 调制信号；损耗的大小直接关系到温度的高低，在电阻率一定的情况下，损耗受频率的大小和直流偏置电流的大小影响。所以，测试铁氧体在电路中的温度和滤波特性至关重要。

保持栅极调制信号的占空比在 80%，板条激光器工作连续工作一个小时之后，关闭激光器及时取下磁芯电感，测量磁芯的表面温度，大约在 60℃。对

TN36/23/15-4C65 的滤波特性和温度特性的实验结果说明 TN36/23/15-4C65 铁氧体磁环在栅极电路中良好工作，温度特性良好，滤波特性良好。

6.4 本章小结

(1) 通过分析高功率射频板条 CO₂ 激光器和射频电源的基本结构和工作原理，探讨了空间射频辐射和传导干扰的来源。选择 TES-92 电磁辐射检测仪，采用“简易点测法”对激光器进行电磁辐射检测。检测位置包括观察窗口、封盖缝隙、激光器周围空间。检测结果：近场空间的电磁辐射强度在 2W/m^2 左右，观察窗口和局部缝隙处则超过了 99.99W/m^2 。

(2) 抑制电磁辐射最为有效的方法是屏蔽和接地。激光头观察窗口采用铜网进行屏蔽，屏蔽后的电磁辐射强度下降到 5W/m^2 左右；使用铍铜对射频电源箱体和封盖缝隙进行屏蔽，电磁辐射强度下降到 0.15W/m^2 ；激光器工作电路板受到射频辐射的强烈干扰，使用厚度为 2.8mm 的铝壳体进行防护；射频板条激光器整机使用厚度达 5mm 的钢板进行屏蔽，最终电磁辐射值为 0.04W/m^2 。

(3) 抑制传导干扰的最佳方法是设计合适的滤波器。传导干扰路径包括屏极高压供电电路、灯丝加热供电电路、栅极脉冲调制信号驱动电路。根据三个电路的具体参数，分别设计了衰减抑制比达 55dB、40dB、30dB 的 LC 低通滤波器，滤波器件则采用穿心电容、Ni-Zn 铁氧体、空心线圈电感。

7 总结与展望

高功率射频板条 CO₂ 激光器是工业应用 CO₂ 激光器非常重要的一种类型，已经成为激光焊接和切割的主力光源和重要发展方向。本文针对高功率板条 CO₂ 激光器的射频放电特性，系统分析并实验研究了射频激励气体放电特性、大功率射频电源及传输匹配、大面积射频放电的平板电极、激光器功率控制及抗干扰措施。论文主要包括以下几个方面：

(1) 根据射频放电气体理论模型，指出射频激励板条激光器需工作在 α 放电模式，给出了一维射频放电模型。通过实验分析激励频率对放电特性的影响，主要包括频率对击穿电压的影响、频率对射频辉光放电区结构的影响，在此基础上总结了一些选择放电频率的规律。在大量实验数据的基础上给出了气体配比和气压选择的方法。

(2) 针对高功率射频板条 CO₂ 激光器的射频功率源的要求，设计了基于电子管的大功率自激式射频电源，包括直流高压回路、灯丝加热电路、栅极调制电路以及产生射频功率的振荡放大电路。在振荡和功放电路部分，计算了电子管的工作模型和元件参数。确定了射频电源和放电负载直流的阻抗匹配方案，并给出了计算匹配参数的方法。提出了纵向采用并联谐振电感的均压方式，当电极纵向和横向分别为中间馈入和侧面馈入方式时，在电极侧面电感不对称分布条件下通过计算，得到了整个电极的二维均压模型，并通过实验进行了验证。

(3) 针对扩散冷却平板电极的结构和热环境，设计了蛇形和改进的蛇形等电极的冷却水流道方案，通过仿真得到电极的温度场分布并进行比较，得知最理想的流道方案为改进的蛇形方案。通过对不同流道设计的电极进行放电出光实验，改进蛇形水道电极在高占空比时，激光功率增益饱和的现象没有出现，可以认为该流道设计满足了在最大占空比条件下冷却气体温度的要求。

(4) 通过对激光器功率控制方式的研究，设计了基于透过率 0.5% 的球面取样镜和热电偶堆的功率取样单元，采用改变脉冲宽度对注入的射频功率进行调节，考虑到产生 PWM 波的稳定性和实时反馈的要求，设计了专用的功率控制电路板，通过

上位机 PLC 和下位机 CPLD 的通讯，完成了优化的激光功率反馈控制，提高了激光功率的稳定性，功率波动 $<\pm 1.5\%$ 。

(5) 采用“简易点测法”对板条激光器进行电磁辐射强度检测，通过屏蔽及接地措施将整机电磁辐射值降为 0.04 W/m^2 。根据屏极高压供电电路、灯丝大电流供电电路、栅极脉冲调制信号驱动电路三个电路的传导干扰路径，分别设计了衰减抑制比达 55dB、40dB、30dB 的 LC 低通滤波器，解决了射频传导干扰。

由于理论知识和实验条件的限制，本文所作的研究工作还可以在以下方面进一步进行深入和完善：

(1) 在大功率射频激励条件下，气体放电的理论模型需要进一步通过实验进行完善。对于更高功率的射频板条 CO_2 激光器，在自激式射频电源、阻抗匹配和电极均压等方面还需要进行进一步的研究。

(2) 对激光器功率控制和稳定性方面，还需要通过更好的检测仪器和测量方法来保证激光器长期、稳定的工作。

致 谢

论文研究工作是在导师王又青教授和唐霞辉教授的精心指导和帮助下完成的。

王又青教授扎实的理论功底和严谨的治学作风都令我受益匪浅，对我的专业理论知识学习、课题开展和论文写作等方面给予了悉心指导。在此谨向王老师表示衷心的感谢。

唐霞辉教授在我的课题研究方向、实验平台搭建、论文写作和发表等多方面给予了精心的指导，在生活中给予了极大的关心与照顾。唐老师严谨细致的治学态度、孜孜不倦的科研精神和精益求精的工作作风深深影响着我，使我终生受益。在此谨向唐老师致以深深的谢意！

感谢激光加工国家工程中心朱晓教授，在学习、工作等各方面朱老师都给予了我们青年教师极大的关怀，帮助我们一步步成长。在此谨向朱老师表示诚挚的谢意。在工作和读博期间，刘善琨老师也给予我很多关心和帮助，在此向他深表谢意。

感谢我的硕士导师王汉生老师，是他给予我以科研上的启蒙，并且一直关注和支持我的博士研究工作。

感谢同课题组的朱国富老师提供的各种指导和帮助，感谢方汉生老师、何建平老师、彭战非老师、陈红霞老师给予的大力协助。

感谢同窗好友柳娟老师、秦应雄老师、邓前松老师、钟如涛博士、李波老师、王晓东老师等给予的诸多的支持和帮助，和他们在一起使我受益匪浅。

感谢课题组师弟王度、李根、肖喻、李林、刘继舒、张焱、杨丑刚、黎庆光、张本等给予的大力的合作和帮助，祝愿他们学习、工作和生活中都能一帆风顺。

感谢光电学院所有的领导和老师在我学习和工作中给予的关心和帮助。

深深感谢我的妻子和家人，正是他们不懈的支持和鼓励，承担照顾家庭、抚养小孩的重担，才使得我能完成攻读博士期间的学习和科研工作。

最后，再次向所有关心和帮助过我的人致以衷心的感谢与祝福。

彭浩

2012 年 05 月于华工园

参考文献

- [1] 唐霞辉. 高功率横流 CO₂ 激光器及其应用. 华中科技大学出版社, 2008: 23-26
- [2] 王吉, 林辉. CO₂ 气体激光器的激励技术及其发展趋势. 中国仪器仪表, 2005(8): 42-45
- [3] K. M. Abramski, H. J. Baker, A. D. Colley, et al. Single-Mode Selection Using Coherent Imaging within a Slab Waveguide CO₂ Laser. *Applied physics letters*, 1992, 60(20): 2469-2471
- [4] D. A. Wojacek, E. F. Plinski, J. S. Witkowski. Thermodynamic and Optical Parameters of the Rf Pulse Excited Slab-Waveguide Co₂ Laser. *Optica Applicata*, 2005, 35(2): 215
- [5] G. N. Pearson, D. R. Hall. Carbon Monoxide Laser Excited by Radio-Frequency Discharge. *Applied physics letters*, 1987, 50(18): 1222-1224
- [6] J. D Strohschein, W. D. Bilida, H. Seguin, et al. Enhancing Discharge Uniformity in a Multi-Kilowatt Radio Frequency Excited CO₂ Slab Laser Array. *Applied physics letters*, 1996, 68(8): 1043-1045
- [7] P. P. Vitruk, H. J. Baker, D. R. Hall. Similarity and Scaling in Diffusion-Cooled Rf-Excited Carbon Dioxide Lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 1994, 30(7): 1623-1634
- [8] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, V. N. Sokolov. Slab waveguide RF-excited CO₂ laser for material processing. *Proc. SPJE*, 1995, 2713: 51-57
- [9] 王建银, 周鼎富, 陈建国. 脉宽可控的腔倒空射频波导 CO₂ 激光器. *激光技术*, 2007, 31(1): 25-28
- [10] B. I. Ilukhin, Y. B. Udalov, I. V. Kochetov, et al. Witteman. Theoretical and experimental investigation of a waveguide CO₂ laser with radio-frequency excitation. *Appl. Phys. B*, 1996, 62: 113-127
- [11] P. P. Vitruk, H. J. Baker, D. R. Hall. The Characteristics and Stability of High Power Transverse Radio Frequency Discharges for Waveguide CO₂ Slab Laser Excitation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1992, 25: 1767-1776

- [12] 朱钧, 杨风雷, 范希智等. 环射频激励 CO_2 波导激光器的放电技术. 真空科学与技术, 2000, 20(4): 290-292
- [13] R. Nowack, H. Opower, U. Schaefer, et al. High Power CO_2 Waveguide Laser of the 1 kW Category. SPIE, 1990, 1276: 18-28
- [14] A. D. Colley, H. J. Baker, D. R. Hall. Planar waveguide, 1 kW cw, carbon dioxide laser excited by a single transverse rf discharge. Appl. Phys. Lett., 1992, 61(2): 136-138
- [15] D. Efrlichmann, U. Habich U, H. D. Plum, et al. High power CO_2 laser with coaxial waveguide and diffufision cooling. IEEE J. Quant. Electron., 1993, 29(7): 2211-2219
- [16] S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta, et al. Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions. Opt Quantum Electron, 2001, 33: 359-371
- [17] D. Efrlichmann, U. Habich, H. D. Plum, et al. Azimuthal mode discrim ination of annular resonators, 1993, 32(33): 6582-6586
- [18] P. E. Jackson, H. J. Baker, D. R. Hall. CO_2 large-area discharge laser using an unstable-waveguide hybrid resonator. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(20): 1950-1952
- [19] S. Kobayashi., K. Terai. 1kW slab CO_2 Laser excited by a Self-excited RF Generator. GCL/HPL'96, Edinburgh U. K, August, 1996: 25-30
- [20] D. R. Hall, H. J. Baker, F. Villarreal. High power RF excited planar waveguide carbon dioxide lasers for microprocessing applications. Proceedings of SPIE, 2003, 5120: 23-29
- [21] W. D. Bilida, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack. Resonant cavity excitation system for radial array slab CO_2 lasers. J. Appl. Phys., 1995, 78(7): 4319-4322
- [22] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, S. A. Motovilov, et al. High-power high optical quality RF-excited slab CO_2 lasers. Proc. SPIE, 2000, 4351: 104-109
- [23] R. Abram, D. R. Hall. 2-Didimensional Waveguide CO_2 laser Arrays and Beam Reforming. GCL/HPL'96, Edinburgh U. K, August, 1996: 25-30
- [24] A. I. Dutov, I. Yu. Evstratov, V. N. Ivanova, et al. Experimental investigation and numerical simulation of slab waveguide CO_2 laser with if pumping. Quantum Electronics, 1996, 26(6): 484-488

- [25] E. F. Yelden, H. J. Seguin, C. E. Capjack, et al. Phase-locking phenomena in a radial multislot CO₂ laser array. *J. Opt. Soc. Am(B)*, 1993, 10(8): 1475-1482
- [26] A. Iapucci, G. Cangioli. Phase-locked operation of a compact three-slab-sections radiofrequency discharge CO₂ laser. *IEEE. J. Quant Electron*, 1993, QE-29(12): 2962-2971
- [27] D. Ehrlichmann, U. Habich, H. D. Plum, et al. Annular resonators for diffusion cooled CO₂ lasers. *CLEO'94 Amsterdam, Netherlands, August, 1994*: 400-401
- [28] R. Nowack, H. Bochum. High Power Coaxial CO₂ waveguide laser. *GCL/HPL'96, Edinburgh U. K, August, 1996*: 25-30
- [29] 饶恒锐. 高功率板条波导 CO₂ 激光器电极结构分析与设计: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2008
- [30] 苏红新, 高允贵. 射频板条 CO₂ 激光器波导耦合损耗的理论研究. *量子电子学报*, 2000, 17(3): 226-230
- [31] 李贵安, 宋建平, 张相臣等. 射频激励平板 CO₂ 激光器放电机理的理论研究. *激光杂志*, 2002, 23(6): 16-17
- [32] V. N. Ochkin, W. J. Witteman, B. I. Ilukhin, et al. Influence of the electric field frequency on the performance of a RF excited CO₂ waveguide laser. *Applied Physics B*, 1996, 63: 575-583
- [33] R. L. Sinclair, J. Tulip. Parameters Affecting the Performance of a RF excited CO₂ Waveguide Laser. *App l. Phys.*, 1984, 56(9): 2498-2501
- [34] 刘玉华, 唐令西, 阮双琛. 影响 RF 激励 CO₂ 波导激光器高效运转的因素. *激光与红外*, 1999, 29(3): 157-160
- [35] Peter P. Vitruk, H. J. Baker, D. R. Hall. Similarity and Scaling in Diffusion-Cooled RF-Excited Carbon Dioxide Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 7(30): 1623-1634
- [36] E. F. Plinski, J. S. Witkowski, K. M. Abramski. Algorithm of RF-excited slab-waveguide laser design. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2000, 33: 1823-1826
- [37] A. Szameit, T. Pertsch, F. Dreisow, et al. Light Evolution in Arbitrary Two-Dimensional Waveguide Arrays. *Physical Review A*, 2007, 75(5): 5381
- [38] E. F. Plinski, D. A. Wojaczek, J. S. Witkowski, et al. Spectral and thermodynamic

- effects in pulsed RF excited CO₂ slab-waveguide laser. Proc. SPIE, 2005, 5777: 479-484
- [39] S. F. Helefert, R. Pregla. A finite difference beam propagation algorithm based on generalized transmission line equations. Opt. Quantum Electron., 2000, 32(6): 681-690
- [40] J. S. Witkowski, E. F. Pliński, B. W. Majewski, et al. Spectral aspects of a CO₂ slab waveguide laser design. Proc. SPIE, 2003, 5120: 202-205
- [41] S. J. Polychronopoulos, G. B. Athanasoulas, N. K. Uzunoglu. Advanced mode solver using an integral equation technique and entire domain plane wave basis functions. Opt Quantum Electron, 1997, 29: 127-137
- [42] A. B. Manenkov, A. G. Rozhnev. Optical dielectric waveguide analysis based on the modified finite element and integral equation methods. Opt Quantum Electron, 1998, 30: 31-70
- [43] H. Bochum. Near- and Far-field Properties of Annular CO₂ Waveguide Lasers. Appl. Opt., 1997, 36 (15): 3349-3356
- [44] H. Zhao, H. J. Baker, D. R. Hall. Area Scaling in Slab rf-Excited Carbon Monoxide Lasers. Appl. Phys. Lett., 1991, 59(11): 1281-1283
- [45] 逮贵祯. 射频电路的分析与设计(第一版). 北京: 北京广播学院出版社, 2003: 112-121
- [46] W. Marshall Leach, Jr. Spice Models for Vacuum-Tube Amplifiers J. Audio Eng. Soc., 1995, 43(3): 488-489
- [47] M. B. Heeman, Yu. B. Udalov, W. J. Witteman. New trend in the technology of cw RF-excited sealed CO₂ waveguide lasers. 230 I SPIE, 2118: 104-108
- [48] B. Abdul Ghani, M. Hammadi. Mathematical modeling of hybrid CO₂ laser. Optics and Laser Technology, 2001(33): 243-247
- [49] Alexander, S. Smirnov, Lev. D. Tsandin. The space-time-averaging procedure and modeling of the RF discharge. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, 1989, 19(2): 128-139
- [50] D. He, D. R. Hall. Frequency dependence in RF discharge excited waveguide CO₂ lasers. IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, QE-20(5): 32-39
- [51] P. P. Vitrucek, H. J. Baker, D. R. Hall. The characteristics and stability of high power

- transverse radio frequency discharges for waveguide CO₂ slab lasers excitation. J. Phys. D: Appl. Phys., 25(1992) 1767-1776
- [52] P. L. Sinclair, J. Tulip. Parameters affecting the performance of a rf excited CO₂ waveguide laser. J. Appl. Phys., 56(9): 1459-1467
- [53] D. He, C. J. Baker, D. H. Hall. Discharge striations in rf excited waveguide lasers. J. Appl. Phys., 55(11): 1035-1046
- [54] 肖喻. 高功率射频 CO₂ 激光器气体放电研究: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2008
- [55] 丘军林. 气体电子学. 武汉: 华中科技大学出版社, 1999: 133-159
- [56] J. G. Xin, P. Yan, G. H. Wei. Rf-Excited All-Metal Waveguide CO₂ Laser. Applied physics letters, 1991, 59(26): 3363-3365
- [57] H. Zhao, H. J Baker, D. R. Hall. Area scaling in slab rf-excited carbon monoxide lasers. Appl. Phys. Lett. 1996, 59(11), 12-15
- [58] Z. Tian, Z. Sun, S. Qu. Tunable Pulse-Width, Electro-Optically Cavity-Dumped, Rf-Excited Z-Fold Waveguide CO₂ Laser. Review of scientific instruments, 2005, 76(8): 83110
- [59] 王新兵. 室温工作的射频放电激励板条 CO 激光器. 华中科技大学学报: 自然科学版, 2006, 34(1): 87-89
- [60] H. Zhao, H. J. Baker, D. R. Hall. Area Scaling in Slab Rf-Excited Carbon Monoxide Lasers. Applied physics letters, 1991, 59(11): 1281-1283
- [61] 谭明磊. 高功率 CO₂ 激光器射频电源分析和设计: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2008
- [62] J. D. Strohschein, W. D. Bilida, H. J. J. Seguin, et al. Enhancing discharge uniformity in a multi-kilowatt radio frequency excited CO₂ slab array. Appl. Phys. Lett., 1996, 68(8): 1043-1045
- [63] D. He, D. R. Hall. Longitudinal Voltage Distribution in Transverse Rf Discharge Waveguide Lasers. Journal of applied physics, 1983, 54(8): 4367-4373
- [64] 王又青, 安承武, 李再光. RF 激励 CO₂ 激光器中的阻抗匹配分析. 中国激光, 1997, 24(3): 202-208

- [65] A. D. Colley, K. M. Abramski, H. J. Baker, et al. Discharge-Induced Frequency Modulation of Rf Excited CO₂ Waveguide Lasers. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 1991, 27(7): 1939-194
- [66] 柳娟. 大功率射频 CO₂ 激光器激励特性研究. [博士学位论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2009
- [67] 王又良, 吴恒莱等. 射频激励 CO₂ 激光器综述. 激光与红外, 2001, 31(1): 10-12
- [68] J. D. Strohschein, W. D. Bailida, H. J. J. Seguin, et al. Computational Model of Longitudinal Discharge Uniformity in RF-Excited CO₂ Slab Lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1996, 32(8): 1289-1298
- [69] 王又青, 吴龟灵, 安承武等. 高频气体激光器功率传输的匹配. 激光杂志, 1998, 19(3): 11-16
- [70] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker, D. R. Hall. Power scaling of large-area transverse radio frequency discharge CO₂ lasers. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(19): 1833~1835
- [71] 王润富, 陈国荣. 温度场和温度应力. 北京: 科学出版社, 2005: 1-5
- [72] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger. Conduct of Heat in Solids. Cacendon Press Oxford, 1986: 388-397
- [73] 张炎. 射频激励 CO₂ 激光器的流道设计与反射镜变形分析: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学图书馆, 2009
- [74] F. P. Incropera, D. P. Witt. Introduction to Heat Transfer. John Willey & Sons, 2001: 134-136
- [75] Gu, Bei, Phelan, E. Patrick. Thermal Peeling Stress Analysis of Thin-film High-temperature Superconductors Using FEA. American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division, 1996: 103-109
- [76] F. H. William, J. A. Brighton, Schanm. Outline of theory and problems of fluid dynamics. McGraw-Hill Companies, Inc, 1999: 452-467
- [77] 陆培华, 王润文. 高功率 CO₂ 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
- [78] D. He, C. J. Baker, D. H. Hall. Discharge Striations in rf Excited Waveguide Lasers. J. Appl. Phys., 1997, 55(11): 1035-1046

- [79] 胡红军, 杨明波, 张丁非. ANSYS10.0 材料工程有限元分析实例教程. 电子工业出版社, 2008: 20-21
- [80] J. D. Strohschein, W D Bilida, H Seguin, et al. Enhancing Discharge Uniformity in a Multi-Kilowatt Radio Frequency Excited CO₂ Slab Laser Array. *Applied physics letters*, 1996, 68(8): 1043-1045
- [81] W. S. Mefferd. Rf Excited Co. Sub. 2 Slab Waveguide Laser. Google Patents, 1992
- [82] 彭登峰, 王又青, 李波. 高功率激光实时检测与控制系统的研究. *激光技术*, 2006, 30(5): 483-485
- [83] A. W. Van Herwaarden, P. M. Sarro. Thermal sensors based on the seebeck effect. *Sensors and Actuators*, 1986(10): 321-346
- [84] S. Franco. Design with operational amplifiers and analog integrated circuits. (Third Edition). New York: McGraw-Hill, 2002, 15(4): 211-244
- [85] 王惠林, 齐华, 纪明. 基于 SPRITE 探测器的低噪声前置放大器的设计. *西安工业学院学报*, 2001, 21(4): 288-291
- [86] A. M. Wu, Xiao Jinwen, D. Markovic, et al. Digital PWM control: application in voltage regulation modules. *IEEE PESC' 99*, 1999(1): 77-83
- [87] 叶向阳, 汪盛烈, 何云贵. 射频激励 CO₂ 激光器功率控制及其控制器设计. *光电子. 激光*, 2001, 12(2): 151-153
- [88] A. W. Van Herwaarden, P. M. Sarro. Thermal sensors based on the seebeck effect. *Sensors and Actuators*, 1986(10): 321-346
- [89] Laakmann, Katherine D. Waveguide gas laser with high frequency transverse discharge excitation. *U. S. Pat*, 1979(4): 169, 251
- [90] R. Ludwig, P. Bretchko. RF Circuit Design: Theory and Applications. (First Edition). 北京: 电子工业出版社, 2011: 59-60
- [91] American Radio Relay League. RF Radiation and Electromagnetic Field Safety. *ARRL HandBook for Radio Amateurs*, 1997
- [92] 姚耿东, 姜槐. 关于电磁辐射危害的研究现状与展望. *环境与健康杂志*, 2000, 17(5): 259-260
- [93] 李贵山, 杨建平等. 电磁干扰(EMID)和射频干扰(RFID)及其抑制措施研究. *电力系统及其自动化学报*, 2002, 14(4): 36-44

- [94] 杨继深. EMC 教室. 安全与电磁兼容, 2002: 41-42
- [95] R. A. Stevenson. Isolated Ground Ceramic Feed-through Capacitor-EMI Filter. 18th Capacitor and Resistor Technology Symposium, 1998: 101-107
- [96] B. Christopher. RF Circuit Design. (Second Edition). Newnes, 2007: 35-40

附录 1 攻读博士学位期间发表论文目录

- [1] **Peng Hao**, Tang Xiahui, Liu Juan, et al. Characteristics of CW/pulse Discharge for High Power Transverse Flow CO₂ Laser and its Application. Proc. SPIE, 2007, 682511: 1-6
- [2] **Peng Hao**, Wang Du, Tang Xiahui, et al. Experimental Studies of a Plane-cone Resonator for High-power Transverse-flow CO₂ Laser. Optical Engineering, 2012, 51(4): 044204 1-5
- [3] **彭浩**, 邓前松, 秦应雄, 柳娟. 自动化金刚石钻头激光焊接成套系统及焊接工艺研究. 应用激光, 2011, 31(5): 60-64
- [4] Liu Juan, Tang Xiahui, Zhang Yang, **Peng Hao**, et al. Integrated control system of transverse flow CO₂ laser and its application. Proc. SPIE, 2007, 682518: 1-8
- [5] Liu Juan, Tang Xiahui, Qin Yingxiong, **Peng Hao**, et al. Study on Pulse Width Modulation of RF Excited CO₂ Laser. Proc. SPIE, 2009, 75150N1: 1-9
- [6] 柳娟, **彭浩**, 李家镭. 高功率横流 CO₂ 激光器集散控制系统的研究. 激光杂志, 2006, 27(6): 32-33
- [7] 柳娟, 唐霞辉, **彭浩**, 秦应雄. 高功率连续 CO₂ 激光器脉冲调制特性研究及特殊熔覆应用. 中国激光, 2009, 36(6): 1575-1580
- [8] 杨锐, 唐霞辉, 钟如涛, **彭浩**, 柳娟, 秦应雄. 金刚石钻头激光焊接系统的自动控制研究. 中国机械工程, 2007, 8(15):1783-1786
- [9] 秦应雄, 唐霞辉, 柳娟, **彭浩**, 邓前松, 钟如涛, 李正佳. 汽车安全气囊气体发生器激光焊接系统与工艺. 中国机械工程, 2008, 19(18): 2245-2248
- [10] 邓前松, 唐霞辉, 秦应雄, **彭浩**, 柳娟. 中厚钢板小圆孔的高功率 CO₂ 激光切割工艺研究. 激光技术, 2008, 32(5): 554-557

华中科技大学博士学位论文

附录 2 攻读博士学位期间参与的科研项目

- [1] 参与完成湖北省国际科技合作重点计划项目《激光加工金刚石钻头自动焊接系统的关键技术研究及应用》（第一完成人）
- [2] 参与完成国家科技支撑计划项目《高功率、高光束质量 CO₂ 气体激光器研究开发》（编号：2007BAF11B01）
- [3] 参与完成湖北省科技攻关计划项目《2kW 灯泵浦 ND:YAG 固体激光器及加工系统》
- [4] 参与完成国家青年自然科学基金《一类新型激光谐振腔的研究》