

分类号_____

学校代码 10487

学号 D200977660

密级_____

华中科技大学

博士学位论文

射频板条 CO₂ 激光器的 光束特性及其热稳定性研究

学位申请人：王 度

学 科 专 业：物理电子学

指 导 教 师：唐霞辉 教授

答 辩 日 期：2013.01.18

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

**Beam Characteristic and its Thermal Stability of the
Radio Frequency-excited Slab CO₂ Laser**

Candidate : Wang Du

Major : Physical Electronics

Supervisor : Prof. Tang Xiahui

Huazhong University of Science & Technology

Wuhan 430074, P. R. China

Jan., 2013

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。

保密 ☐， 在 _____ 年解密后适用本授权书。

本论文属于 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

光束特性及其热稳定性是高功率射频板条 CO_2 激光器中的重要理论问题和关键工程问题。本文研究了射频板条 CO_2 激光器的输出光束特性和腔内模式与损耗特性, 射频板条电极的温度场与热变形问题、窗口镜的热畸变问题, 热稳定性对光束特性的影响, 并对射频板条选支 CO_2 激光器这一新的应用分支进行了探讨。主要研究内容如下:

(1) 在一维非稳腔与一维波导腔的理论基础上, 针对百瓦级射频板条 CO_2 激光器设计了正支非稳-波导混合腔, 采用分离变量法分析了光束在波导与非稳两个方向的输出模式及传输特性。实验测量了输出光束近场远场分布及激光谐振腔的功率失调特性。研究表明输出光束在非稳方向呈近似的准直输出, 硬边衍射效应对光场分布有着明显影响; 波导方向为近似的基模输出, 发散角为 12mrad 。

(2) 从非稳腔的模式交叉特性入手, 结合 Collins 公式与光学 ABCD 矩阵方法, 将特征向量法的应用推广到非稳腔, 计算过程中没有对腔镜的横向尺寸进行任何近似。采用该扩展的特征向量法分别对非对称和非共焦这两种不规则结构的非稳腔进行了数值模拟, 可以准确的获得腔内各阶本征模和损耗。通过改变非稳腔的各种几何参数获得各阶模式损耗的变化曲线, 为非稳腔的结构设计和深入理解提供了便捷的方法。

(3) 针对 2kW 射频板条 CO_2 激光器, 进行了板条电极热稳定性的研究。探讨了影响对流换热问题的关键参数——对流换热系数的取值。在不同的对流换热系数取值条件下进行了稳态热分析, 结果表明当水流量超过一定值后, 电极冷却效果增加不明显。然后在激光器满功率运行的条件下, 分析了从开机到达到稳定状态的动态过程, 结果表明更高的对流换热系数下板条电极达到稳态的时间更短, $h=2000\text{W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时达到稳态过程约为五分钟。

(4) 对板条电极和窗口镜的热应力和变形进行了有限元分析。设计了三种不同的电极安装结构并分别进行了热应力与变形的分析, 证明采用绝缘陶瓷定位方案和

自由无约束方案均适用，各有优劣。针对非稳-波导腔特殊的输出光束特性，研究了其对窗口镜的热影响。采用多项式拟合的方法构造了一个用于有限元分析的激光功率分布函数，精确模拟了窗口镜在条形光斑作用下的温度场分布和热应变情况，并讨论了高功率激光器窗口镜的热透镜效应。

(5) 从选支调谐 CO_2 激光器的技术路线、研究进展和基本原理出发，对工作介质、能级结构、光栅选支方法等技术理论进行了分析，并讨论了选支调谐射频板条 CO_2 激光器的发展情况和关键技术问题。针对大功率射频板条选支 CO_2 激光器，设计了一种特殊的光栅-波导-折叠腔，该谐振腔在横向上表现为一个等效的稳定腔，而在垂直电极方向为波导腔。对这种大功率光栅腔的模式特征进行了分析，计算了在不同 Littrow 入射角、以及偏离 Littrow 波长时的腔内本征横模的光场分布和损耗特性。

关键词： 射频板条 CO_2 激光器 非稳-波导混合腔 电极热效应 热透镜效应
光栅-波导-折叠腔

Abstract

Beam characteristic and its thermal stability of the radio frequency-excited waveguide CO₂ laser are important both in theoretical researches and engineering design. The intra-cavity and output beam characteristics of the RF-excited slab CO₂ laser which determined by the slab structure have been studied in this thesis. The temperature distribution and the hot distortion of the slab electrodes and the output window are analysed by the finite element method, to find out the impact of the thermal stability on the laser. The wavelength selected RF-excited waveguide CO₂ lasers is summarized and introduced as a branch application, and a large power grating-waveguide-folded resonator is designed for this laser. The main contents are classified as follows.

(1) A positive-branch unstable-waveguide hybrid resonator is designed for the hundred watts level RF-excited slab CO₂ lasers based on the theory of one-dimensional unstable resonator and waveguide resonator. The output beam modes in these two directions are analyzed with the method of separating variables. The optical field distributions in the near field and the far field and the characteristics of power misalignment are measured experimentally. It is demonstrated that the beam is approximately collimated in the unstable dimension, yet strongly affected by the hard-edge diffraction. Simultaneously, the beam mode is a similar fundamental mode in the waveguide dimension with a big divergence angle.

(2) The eigenvector method is extended for unstable resonators combined with the Collins formula and the ABCD ray matrix. In the process of this method there is not any approximation on the aperture sizes of both mirrors. The mode behavior in a resonator with arbitrary irregular structures can be studied exactly and conveniently. An asymmetrical practical unstable resonator and a non-confocal practical unstable resonator are numerically simulated under varying structure parameters, and some new characteristics are found. The loss curves of some lower order modes versus different geometric parameters are obtained.

(3) Experiments for the stabilities are taken on a 2kW RF-excited slab CO₂ laser, to investigate how the thermal stability affects the beam characteristics. The steady state

temperature distribution on the slab electrodes are simulated with thermodynamics FEM method. The value of the convective heat transfer coefficient, which is a key parameter in the heat convection, is discussed, and several values are tried in the simulations. A transient heat analysis of the slab electrode is taken. The dynamic thermodynamics process from start to stability of some points on the electrode is simulated. It is shown that when the convective heat transfer coefficient is given a higher value, this process will be fast, and when $h=2000W/(m^2 \cdot ^\circ C)$ the time is about 5min.

(4) The heat stress and heat distortion of the slab electrodes and the output window are analyzed with FEM. Three different fixing structures of the electrodes are designed and analyzed. It is proven that the insulating ceramics fixing method and the free fixing method without restriction are both suitable, and the later method is more advanced for the electrodes with large area. The impact of the output beam of the unstable-waveguide hybrid resonator on the output window is researched. A distribution function of the laser power is composed with polynomial fitting in the FEM simulation. And then, the thermal lens effect of the output window under a high laser beam is studied.

(5) Some technologies of the wavelength selected CO₂ laser are summarized, such as the actuating medium, the level structures, the tuning method with grating and so on. The development and the key technologies of the tunable RF-excited slab CO₂ laser are discussed. A special grating-waveguide-folded resonator is designed for the high power tunable slab CO₂ laser, and mode behaviors are researched. For a grating resonator, the mode and misaligned characteristics under different Liitrow angle are studied systematically.

Key words: Radio frequency-excited CO₂ laser Unstable-waveguide hybrid resonator
Thermal effect of electrodes Thermal lens effect
Grating-waveguide-folded resonator

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
1 绪论	
1.1 高功率射频板条 CO ₂ 激光器的关键技术.....	(1)
1.2 射频激励板条 CO ₂ 激光器的研究进展.....	(8)
1.3 本论文研究目的和意义	(15)
2 射频板条 CO₂ 激光器的输出光束特性	
2.1 非稳-波导混合腔分析	(18)
2.2 正支非稳波导混合腔的设计与实验研究	(24)
2.3 本章小结.....	(31)
3 非稳腔参数设计与腔内光场模式研究	
3.1 非稳腔的腔内模式特性	(32)
3.2 一维非稳腔的特征向量法	(34)
3.3 典型不规则非稳腔的模式分析	(37)
3.4 本章小结.....	(45)
4 射频板条电极的温度场分析	
4.1 射频板条 CO ₂ 激光器的稳定性实验及热问题的提出.....	(47)
4.2 板条电极热分析理论模型	(50)
4.3 电极稳态温度场分析	(55)
4.4 满功率下电极瞬态温度场分析	(63)
4.5 本章小结.....	(69)

5 射频板条电极与镜片的热应力与热变形分析	
5.1 板条电极与镜片热应力分析理论基础	(70)
5.2 射频板条电极热变形分析	(73)
5.3 非稳波导腔的高功率激光窗口镜热分析	(80)
5.4 本章小结.....	(91)
6 大功率选支调谐射频板条 CO₂ 激光器设计	
6.1 选支调谐 CO ₂ 激光器介绍	(93)
6.2 大功率选支调谐射频板条 CO ₂ 激光器的设计	(97)
6.4 本章小结.....	(106)
7 全文总结与展望	(108)
致 谢	(110)
参考文献	(112)
附录 1 攻读博士学位期间发表论文目录	(122)
附录 2 攻读博士学位期间参与的科研活动	(123)

1 绪论

射频激励扩散冷却板条 CO_2 激光器是上个世纪 90 年代开始发展的新型高功率 CO_2 气体激光器。它采用扩散冷却技术替代了传统的对流冷却，不需要气体热交换器，没有气体流动，气体消耗很低，同时谐振腔光学器件不会污染，具有维护周期长，光束质量好，结构紧凑等优点。其光束质量品质因数 M^2 因子可达 1.2，是目前所有类型千瓦级以上激光器均无法比拟的，在中厚板切割和焊接应用领域具有重要的应用，代表了目前 CO_2 激光器的最新发展方向^[1,2]。

1.1 高功率射频板条 CO_2 激光器的关键技术

高功率射频板条 CO_2 激光器是将传统的波导 CO_2 激光技术和射频放电相结合，并在横向采用非稳腔实现大面积功率提取而形成的新产品，其激光头内部主要结构示意图如图 1.1 所示。射频功率通过有效的射频传输线设计从上下电极馈入到放电区域中，上下电极在 1-3mm 的间隙内实现大面积均匀射频放电。然后在电极两端安装非稳-波导混合腔，在横向方向采用非稳腔设计，充分利用了增益区间的横向宽度，并且可得到接近衍射极限的准直激光输出。于是，传统的横流与轴快流 CO_2 激光器依靠增加腔长以提高激光功率的“线增比”手段，转变成了这种新式的“面增比”技术，而使用高速风机实现工作气体对流冷却的散热方式也转变成了平板电极的扩散冷却，大大减小了激光器的体积，提高了输出激光的光束质量。

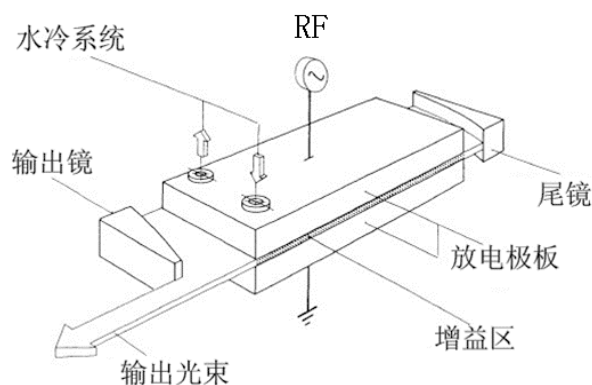


图 1.1 射频板条 CO_2 激光器的结构原理示意图

以 2kW 射频板条 CO₂ 激光器整机系统为例,该系统主要由真空箱体及水气系统、平板电极、非稳波导混合腔、射频电源、匹配网络、整机集成控制等部分组成。图 1.2 给出了整机系统组成与关键技术框图。

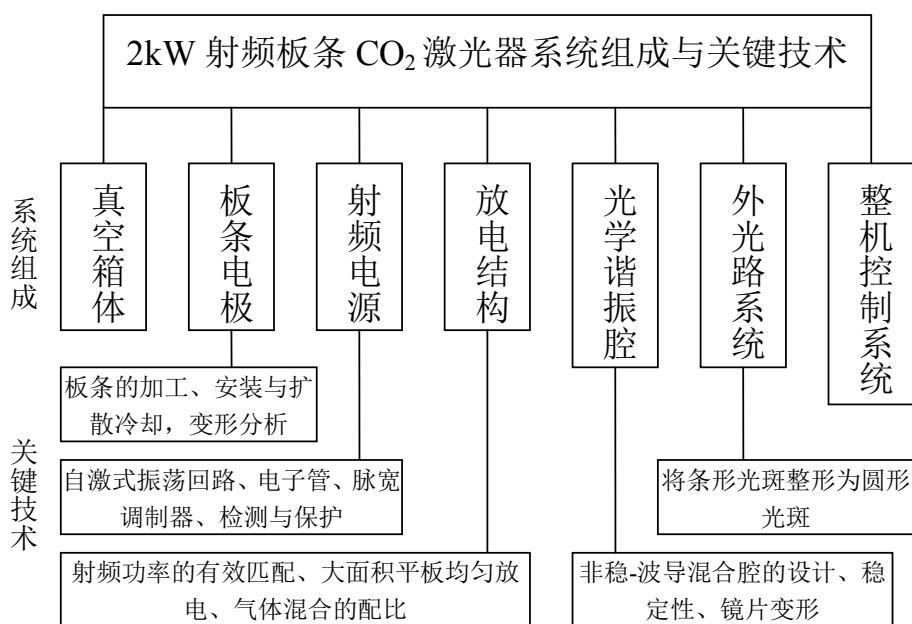


图 1.2 2kW 射频板条 CO₂ 激光器系统组成与关键技术

1.1.1 高功率射频电源

CO₂ 激光器的激励方式从直流激励发展到目前业界普遍关注的射频激励和微波激励,采用射频激励的气体激光器在电调制性能、结构的紧凑程度、电光转换效率、气体消耗及器件寿命等许多方面,都较直流激励方式优越。

对于输出功率为 2kW 量级的 CO₂ 激光器,为了保证足够的泵浦能量,要求射频电源的输出功率在 30kW 以上;而电源输出频率需满足气体的射频放电,本课题组研制的实验样机的频率为 81.36MHz。依据激光加工应用的不同要求,电源设计有连续和脉冲两种调制方式。为便于线缆的电能传输,输出的特征阻抗要求设计为 50Ω。按照使用的核心元器件的不同,射频电源又可分为全固态晶体管射频电源和电子管射频电源,由于本文实验样机功率较大,采用电子管作为功放器件。

除了核心的射频振荡电路,电源设计还包括射频电源调制器、调制器放大电路和栅流检测电路。其中射频电源调制器通过输出 PWM 波控制激光器在维持、连续

和脉冲三种方式下工作；射频电源的调制放大电路将调制器输出的 5V 的 PWM 放大成 -200V，加载到电子管的栅极上从而驱动电子管工作；栅流检测电路的设计是为防止电子管过流烧毁，保护电子管射频电源稳定工作，其电路包含栅极取样、比较电路、逻辑电路和掉电保护四个部分。

1.1.2 大面积射频气体放电

实现高功率射频板条 CO_2 激光输出的关键技术之一在于通过射频电源、匹配网络和放电结构的设计来实现射频能量的有效传输和稳定均匀的大面积放电。达到这一目标必须合理选择激励源的激励频率以及注入功率，设计稳定可靠的射频传输匹配网络，同时实现大面积平板电极的扩散冷却。

(1) 射频频率与电极间距

射频激励的频率关系着气体放电过程中各种粒子的运动状态，当频率改变时，激光器的光功率和放电特性都会随之改变，同时最佳激励频率也和电极间距有一定的关系。本课题组的彭浩博士研究了击穿功率和最佳电极间距与射频频率的关系^[3]，分别入图 1.3 和图 1.4 所示。

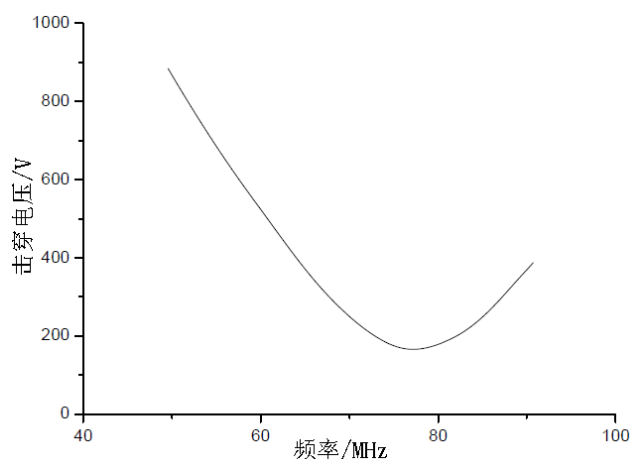


图 1.3 击穿功率随电源频率的变化曲线

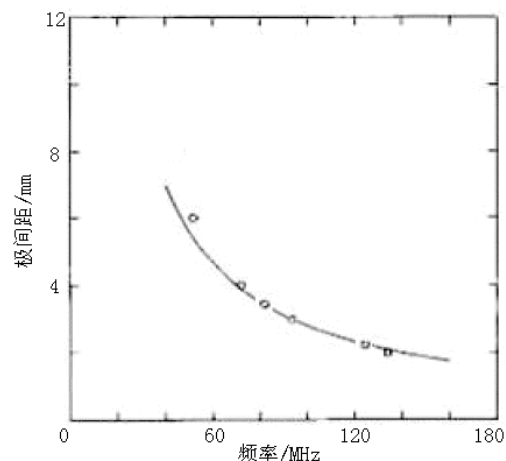


图 1.4 最佳极间距与激励频率的关系

由图 1.3 可知，在一定的气体成分、气压、极间距等条件下，击穿功率对应射频频率的曲线存在最低点，这个最低点即对应着相应的最佳击穿频率。图 1.4 为注入功率相同、气体配比为 $\text{CO}_2:\text{He}:\text{N}_2=1:1:3$ 并含 5%Xe 的情况下，最佳极间距与放电频率的关系。

（2）匹配网络

匹配网络的设计是影响射频能量有效传输的关键。当输入阻抗和输出阻抗不相等时，会产生射频波反射，反射系数的高低由阻抗不匹配度决定。射频传输效率的降低会导致输出光功率的衰减，甚至造成气体放电无法进行。一般射频电源的输出阻抗都设计成标准的 50Ω 纯阻，可便于与检测传输设备与器件匹配，射频气体放电的等效负载值通常在几欧姆至几十欧姆之间。为了将射频功率有效馈入进工作气体，需要在传输线中设计匹配阻抗电路，使放电气体负载与传输线的阻抗匹配，避免射频波的反射。

实现射频传输的阻抗匹配一般有集总参数匹配网络和分布参数匹配网络两种，后者一般在频率高、波长短的场所应用较多，如微波段。匹配网络的接入可在射频电源端也可在负载端。从电感与电容组合的拓扑结构来看，一般又分为 L 型、T 型及 Π 型等三种拓扑结构的匹配网络。本文研究的实验样机采用负载端接入方式和 Π 型拓扑结构的匹配网络设计。

（3）大面积射频放电

以上关于射频频率、匹配网络等的设计的目的都是为了使射频能量有效的注入到放电气体中。实现这一步后，就需要考虑如何实现大面积均匀稳定的射频放电。因此，首先必须确定适当的工作气体成份、配比和工作压强，其次还需合理设计电极结构和冷却结构，并实现沿电极方向放电电压的均匀分布。

工作气体的成分配比和工作气压的选择主要是考虑一个最佳 E/P 值，当然这个值会随着配比与压强的改变而不同。一般取 $\text{He:N}_2:\text{CO}_2=3:1:1+5\%\text{Xe}$ 的固定气体配比进行实验，气压一般在 8kPa 至 15kPa 之间。气体方面影响激光器稳定工作的主要因素在于长时间运转时，气体会由于放电而不断的离解。其中最主要的反应是分解生成 CO。关于 CO_2 离解对输出功率稳定性的影响，在高功率连续 CO_2 激光器中已经有不少实验研究工作^[2]，目前的解决方法通常是在一定的运行时间后进行换气。

CO_2 激光器的光电转换效率一般在 10%-20%之间。大多数的电功率将由于自由电子与气体离子之间的碰撞而转换为热量，导致气体温度升高，若这部分热量不能及时从放电区中带走，则会严重影响激光的产生。其主要机理在于温度升高会造成

CO₂ 分子跃迁谱线的加宽，而激光受激截面变小，同时反转粒子束密度减小，使得小信号增益系数减小，导致输出激光功率降低。图 1.5 给出了 CO₂ 分子各能级的相对粒子数分布随温度的变化情况。可以看到当工作气体的温度低于 680K 时，激光上下能级间的相对粒子数随着温度升高而减少；当温度达到 680K 或以上时，上下能级间的反数粒子数为零，导致无激光输出。因此合理设计扩散冷却结构对于激光功率的稳定输出有着重要意义，本论文将在第 4、5 章对此进行详细研究。

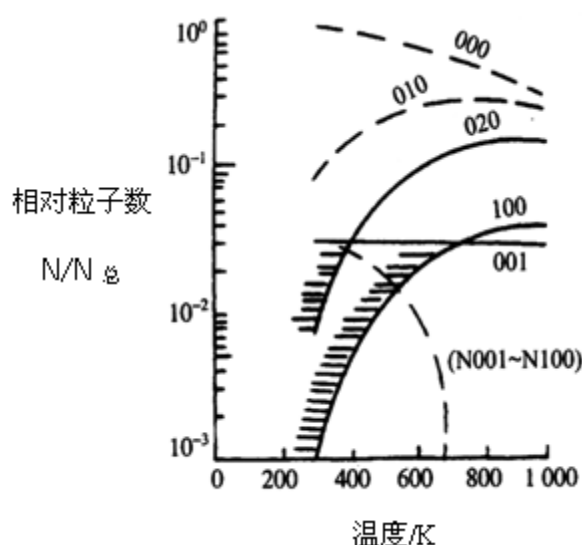
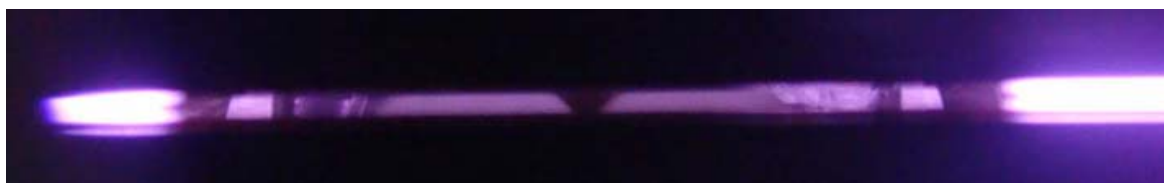


图 1.5 CO₂ 分子各能级的相对粒子数分布随温度的变化

大面积射频放电中的另一个关键技术是均压技术。当基于“面增比”技术增大放电电极的面积从而期望获得更高的输出激光功率时，沿极板方向电压分布的不均匀性也开始逐渐显现，并对严重影响气体放电的均匀性。2kW 射频板条的平板电极尺寸为 1000mm×270mm，属于大面积平板放电，其放电均匀性与稳定性是影响射频注入功率提高的关键因素。图 1.6 为实验拍摄的不均匀放电与均匀放电时的照片，可以看到图 1.6 (a)、图 1.6 (b)中均出现了不同程度的放电不均匀，而图 1.6 (c)中则是理想的均匀射频放电状态^[4]。

解决大面积板条电极电压分布不均匀的方法一般是在电极两侧安装均压电感。本课题组的柳娟博士模拟了均压前后的电压分布情况对比^[4]。从数值计算与实验结果可以看出，在设计合理的均压电感值与分布位置时，该方案可以起到很好的均压效果。



(a)不均匀放电



(b)不均匀放电



(c)均匀放电

图 1.6 不均匀放电与均匀放电照片

1.1.3 非稳-波导混合腔

高功率 CO_2 激光器要求通过光学谐振腔的合理设计来实现增益的有效提取和高质量的光束输出。非稳腔技术在高功率、大模体积激光器中有着广泛应用，具有很好的输出光束质量。但对于射频板条 CO_2 激光器，传统的非稳腔难以有效的从工作介质中提取激光辐射能量，这是因为大放大率腔的往返几何损耗太高，通常难以达到振荡阈值。一般对于短增益长度的连续 CO_2 激光器其最佳能量耦合输出不超过 15%^[4]，非稳-波导混合谐振腔是解决上述问题一个有效办法。

为减小箱体变形对激光谐振腔的影响，将镜座连同腔镜安装于三根光桥上，如图 1.7 所示。光桥采用热变形系数很小的殷钢材料，尽可能减小温度升高造成腔镜失调。谐振腔镜片采用紫铜加工，内部通水冷却。尽管光桥结构将真空箱体受气压、振动及热变形造成的谐振腔失调可能降到最小，但腔镜本身在激光辐照下的热应力与变形仍不可避免。本课题组的张焱^[5]硕士采用 ANSYS 有限元软件分析了腔镜在激光辐照下的热变形状况，并初步数值模拟了热变形及热补偿时光场模式的变化。本文将在第 2、3 章对谐振腔结构设计与失调模式进行进一步分析。

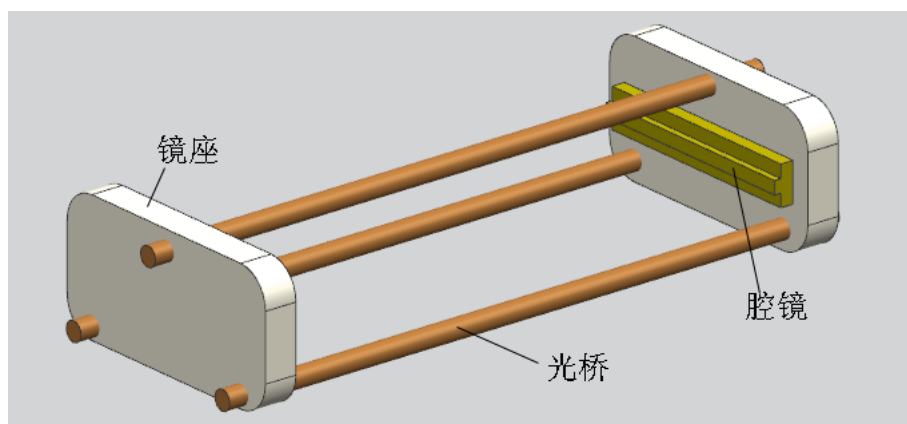


图 1.7 光桥与腔镜的安装示意图

1.1.4 外光路整形

由于射频板条激光器采用这种非稳-波导混合腔，使得激光器近场输出光斑在平行于电极平面的方向近似为多峰状分布。而在远场，光束在垂直于电极平面的方向将发散很大，远场光斑成长条形状。这样的光束难以聚焦成极细的光点用来激光切割材料，因而就产生了将其变换成圆形光束的问题。

图1.8为光腔与整形系统示意图^[6]。侧边输出光束经90°转折后透过箱体壁上的金刚石窗口，再转折射到一个球面尾镜进行第一次会聚。经球面尾镜聚焦后，光束穿过一个空间滤波器，将影响光束质量的旁瓣过滤掉，然后投射到柱面镜进行第二次会聚，最后由一片球面镜反射输出。在球面镜背后安装有功率传感器，通过检测投射过球面镜的极少部分的激光功率来获得输出激光功率的确切数值。图1.9为整形后的圆形光斑图样。

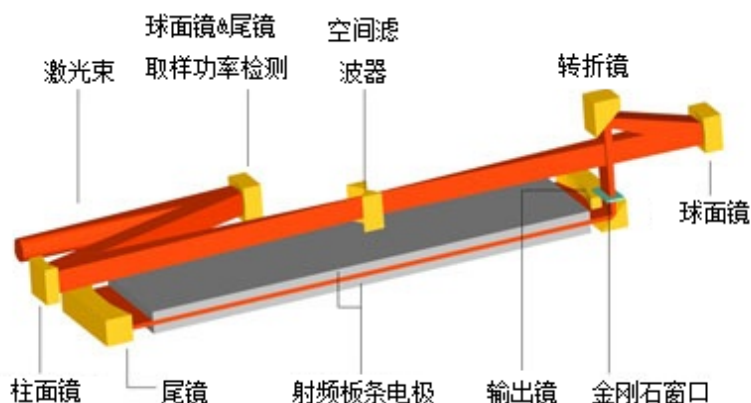


图 1.8 非稳-波导混合腔与外光路整形系统

1.1.5 真空系统

真空系统主要由真空泵、连接管道与电磁阀、真空度测量装置及真空箱体组成，激光头的平板电极与光腔安装在真空箱体内。CO₂ 激光器属于分子激光器，对真空度的要求比原子气体激光器要低，一般情况抽至 10^{-3} 至 10^{-4} torr 左右即可。

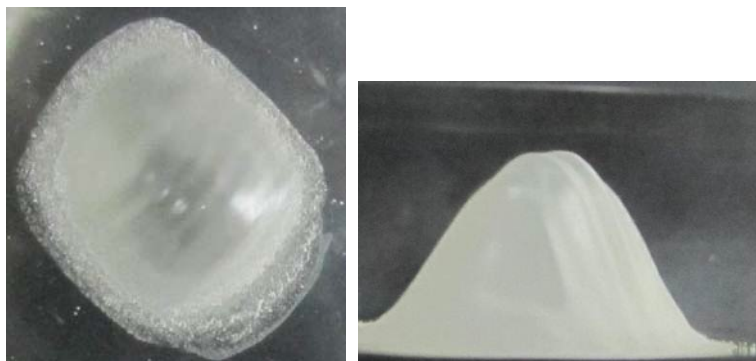


图 1.9 整形后光斑

激光器的核心组件光腔与电极都安装在真空箱体内。箱体要求真空密封性好，并具有一定的刚性而不易变形。本课题组研制的真空箱体分为上箱盖和下箱体两部分，中间用 O 型密封圈密封。下箱体为光桥光腔与放电电极的安装平台，要求形变小，关键支承面平面度误差小于 $5\mu\text{m}$ 。

管道的设计应尽量粗短，减少拐弯，避免降低真空箱体的有效抽速。真空泵与箱体的连接可采用真空橡皮管或塑料管，避免使用普通橡胶管和和乳胶管等。

真空泵一般可直接使用机械泵，机械泵是从大气获得低真空（ 10^{-3} 至 10^{-4} torr）最常用的抽气泵；也可将机械泵作为前级，然后使用扩散泵或分子泵将箱体抽至高真空，以满足实验研究的要求。由于真空系统中的管道有限流的效应，使得用机械泵得到的实际抽速比标定值略低。使用扩散泵或分子泵时需要用到热稳定性好、不易挥发氧化和水解的油作为工作液体。

真空度检测装置一般使用 U 型压力计和热偶真空计、和热阴极电离真空计。它们的精度依次升高，热阴极电离真空计可以测量 10^{-4} ~ 10^{-8} torr 的高真空。

1.2 射频激励板条 CO₂ 激光器的研究进展

下面分别从非稳-波导混合腔技术、面增比技术、波导结构和提高输出功率至千

瓦级几个方面对高功率射频板条 CO₂ 激光器的研究进展进行讨论。

1.2.1 非稳波导-混合腔与面增比技术

从波导 CO₂ 激光器的研制以及采用横向射频（Radio Frequency, RF）激励放电技术以来^[7-10]，针对射频激励扩散冷却板条 CO₂ 激光器的各类特性研究开始逐渐展开，包括工作气体^[11-14]、射频放电功率注入^[15-20]、增益特性^[21]、波导电极结构^[22-27]等。这种结构抛弃了传统的罗茨风机，无需气体流动冷却，使得全封离、结构紧凑型气体激光器的发展成为可能。其间，英国 D.R.Hall 的研究组获得了 30W 的功率输出^[28]，最高转换效率为 13%，电极长度为 37cm。加拿大的 R. L. Sinclair 和 J. Tulip 在 10%的效率下获得 21W 的输出^[29]。

1989 年，D.R. Hall 的研究组报道了两项重要技术，极大的推进了射频激励板条 CO₂ 激光器的发展。首先是采用侧边耦合输出形式的非稳-波导腔作为激光器的谐振腔^[30]。由于其良好的模式鉴别能力，非稳腔适合用于高功率、大增益、大菲涅尔数与大模体积的激光器。图 1.10 为文献[30]描述的非稳-波导混合腔示意图，在横向大尺寸增益区间采用非对称正支非稳腔设计，在侧边获得接近衍射极限的准直激光输出，而在两极板间的窄间隙方向（2.25mm）为波导腔设计，实现了腔内增益介质体积与波导腔的最低阶模的良好匹配，从而获得高效率、高光束质量的激光振荡。结构参数 $R_1 = 5m$ ， $R_2 = -4.22m$ ，放大率 $M = 1.185$ ，气体配比为 3He:1N₂:1CO₂+5%Xe，实验获得 240W 激光输出，转换效率为 12%，单位增益面积提取功率为 1.4W/cm²。

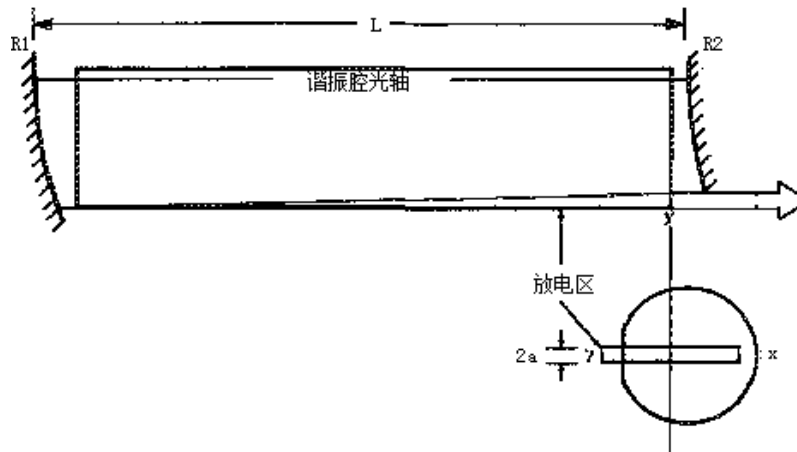


图 1.10 非稳-波导混合腔

另一重要成果是面增比技术 (Area Scaling) 的提出^[31]。高功率激光输出的实现一直以来采用的技术途径是增加器件的增益长度^[31, 32], 即“线增比”, 使用折叠腔或者平面光路折叠的手段都属于这一类型。北京理工大学的辛建国与英国的 D.R.Hall 提出过一种三维折叠技术^[27, 33], 用四片光学镜可以实现任意光路数量的折叠。但该技术结构仍显复杂, 没有得到进一步发展。面增比技术采用大面积放电, 使得激光器输出功率不仅取决于增益区长度而且利用了放电区的宽度, 即取决于放电区面积, 通过增加增益面积而获得更大的激光输出功率。文献[31]在一定的极板间距(2.25mm)下, 逐步增加放电区宽度, 输出功率呈线性增加, 单位增益面积提取功率为 $2\text{W}/\text{cm}^2$ 。面增比技术与非稳-波导混合腔相结合的技术路线, 使得大功率、高光束质量、结构紧凑型工业射频板条 CO_2 激光器正式具备了进入市场应用的潜力。

1.2.2 千瓦级射频板条 CO_2 激光器的进展

此后的 90 年代, 射频板条 CO_2 激光器进入了快速发展时期, 朝着高功率工业应用方向迈进。1990 年, 德国的 Nowark 等人在实验室获得了 500W 的功率输出, 并论证了实现千瓦级射频板条 CO_2 激光器的可能性^[34]。1992 年, D.R.Hall 首次获得了千瓦级的连续功率输出^[35], 其使用非稳-波导混合腔输出功率为 1.06kW, 放电区间为 $770 \times 95 \times 2\text{cm}^3$, 效率为 12%。为了增大放电面积, 提高激光功率, 研究者们发明了各种极板阵列技术。1991 年 E.F.Yeldon 等人^[36]在加拿大提出一种圆筒状径向多通道扩散冷却板条 CO_2 激光器, 采用 8 个放电通道, 获得 200W 的稳定功率输出。1995 年 W. D. Bilida 和 H. J. J. Seguin 将 8 通道扩展为 24 通道, 并在随后获得了千瓦级功率输出^[37-39]。其结构图如图 1.11(a)所示, 将梯形电极研圆周等间距阵列, 相邻电极间组成平板放电通道, 将射频功率独立的耦合到每个放电通道形成均匀稳定的辉光放电, 如图 1.11(b)所示。同轴放电结构的大功率 CO_2 激光器也有一定发展, 德国夫琅禾费激光技术研究所以及 DLR 技术物理研究所的 Ehrlichmann、Nowark 等人利用同轴放电分别获得了千瓦级以上的激光输出^[40, 41]。俄罗斯的 A.I.Dutov^[42-44]试图尝试各种不同的波导结构以获得高功率、高光束质量的激光输出, 2005 年, 他们采用纵向弯曲的板条波导结构实现了 2.5kW 的功率输出, 光束质量因子 $M^2 < 1.2$ 。

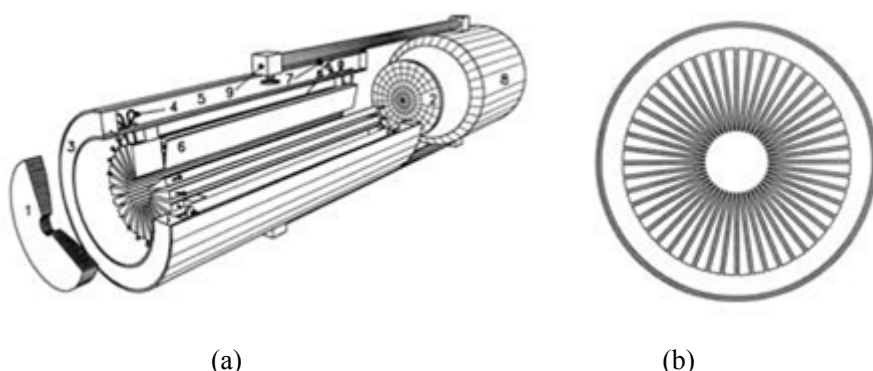


图 1.11 圆筒状径向采用多通道扩散冷却板条结构

目前，德国的 Rofin 公司已经研制出一批功率从 1kW 到 8kW 的一系列射频板条 CO₂ 激光器商业产品应用于激光切割系统，在千瓦级射频板条 CO₂ 激光器市场处于垄断地位。其产品稳定性较好，光束质量因子 $K=0.95$ ，有连续和脉冲两种工作方式，其中 4.5kW 功率及以下的型号，脉冲重复频率可在 2Hz-5000Hz 范围内可调，5kW 及以上型号的脉冲重复频率在 2Hz-100Hz 范围可调。图 1.12 为 Rofin DC 系列射频板条 CO₂ 激光器照片。

国内的许多研究机构在射频激励板条 CO₂ 激光器的各项单元技术中，进行很多的研究工作^[45, 46]，包括阻抗匹配网络、功率控制电路、混合波导腔等方面。北京理工大学的辛建国在 $178\text{mm} \times 2\text{mm} \times 500\text{mm}$ 的增益区间下，采用一氧化碳为工作气体，获得了 1020W 的激光功率输出^[47]，转换效率为 25%。本课题组近几年通过对射频激励放电^[3,4]、非稳-波导混合腔^[48,49]、板条电极扩散冷却^[5]等关键技术的研究，实现了 2kW 的激光输出。



图 1.12 Rofin 公司 DC 系列射频板条 CO₂ 激光器

1.2.3 板条波导结构的研究进展

射频电极在波导-非稳混合腔中起到金属波导的作用，因此关于电极的波导结构的研究一直都是研究的热点。波导电极的结构创新集中在横向截面的波导阵列和长度方向的曲面波导两个方面。

1984 年美国的 D. Youmans 等人首先提出波导阵列技术^[22]。1986 年，美国 UTRC 的 L.A. Newman 等人采用空心波导阵列技术，在 37cm 长的三单元列阵中，获得了 95W 的部分相位锁定输出^[23]。1987 年，J.G. Xin 和 D.R. Hall 采用同轴放电的环形结构，在 35cm 的放电长度下获得了 65W 的基模输出^[50]。

1991 年 K. M. Abramski 等人采用斜截面 5 通道波导阵列结构获得 125W 的相位锁定光束输出^[24]，如图 1.13 所示。次年年他们又利用 Talbot 效应实现了 155W 的耦合输出^[25]，其结构中在波导端口与谐振腔镜片间放置一个一维格栅，如图 1.14 所示，并使得激光器谐振腔长度满足 Talbot 自再现条件，输出光束远场强度分布为双峰值分布。随后同一研究组的 A. M. Hornby 提出了将波导阵列与普通板条波导链接在一起的耦合技术以提高输出功率^[26]。1996 年 K. M. Abramski 采用 3×13 阵列通道获得了 750W 的功率输出，图 1.15(a)为波导阵列结构示意，图 1.15 (b)、图 1.15 (c)分别为输出光束近场与远场的光斑图样。

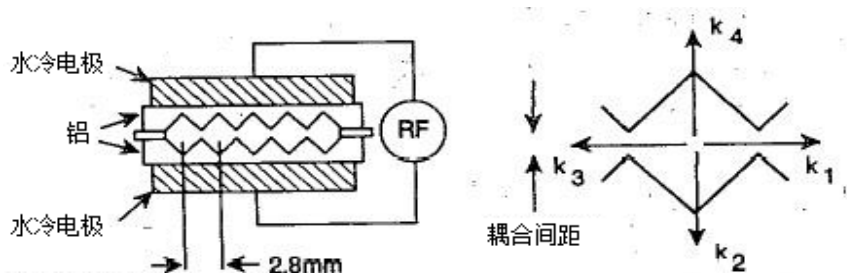


图 1.13 斜截面 1×5 通道波导阵列

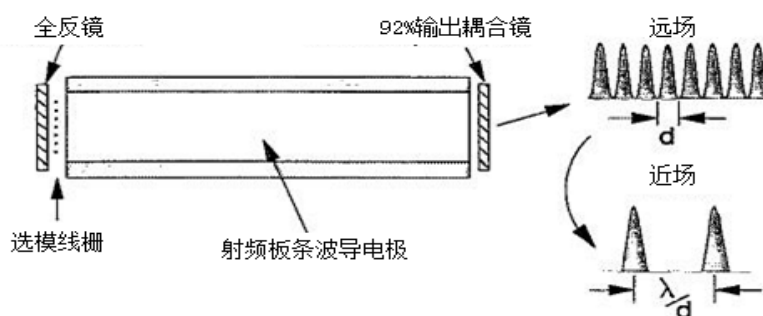


图 1.14 加入格栅的波导阵列结构与输出光场分布

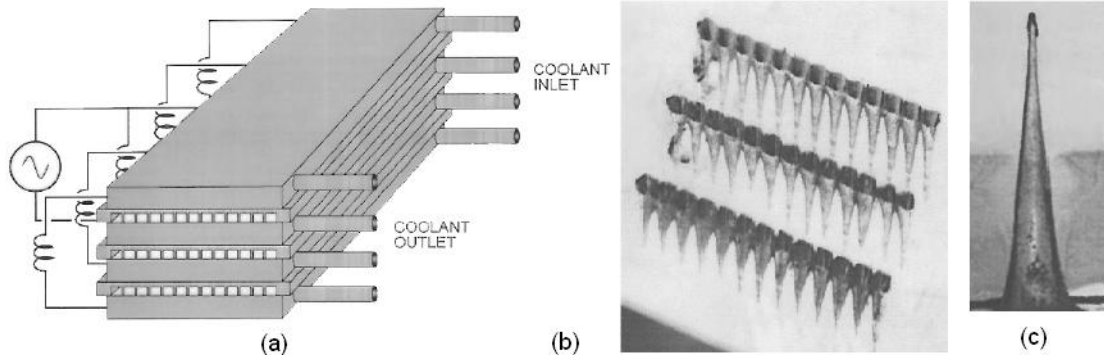


图 1.15 3×13 通道波导阵列与输出光束近场远场分布

为了在窄波导方向上获得单模振荡, A. I. Dutov 等人在图 1.16(a)的传统板条波导结构基础上提出了一种新的板条结构^[43], 如图 1.16(b)所示, 该结构提高了波导损耗从而抑制了高阶模的震荡, 通过优化此电极的几何结构参数, 可实现单模振荡。另外一种实现单模振荡的方法如图 1.16(c)所示^[44], 该设计中让电极的曲率与波导模的波前曲率一致从而减小了能量的损耗。

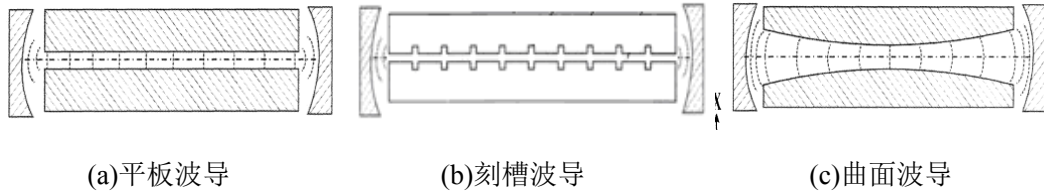


图 1.16 不同结构的电极

除了波导几何结构, 平板电极表面状态对射频板条 CO₂ 激光器的特性也起着重要作用。波长为 10.6 μm 的 CO₂ 激光在平行平板波导中的传输特性很早就受到研究者的关注。日本的 H. Nishihara^[51]等人报道了 CO₂ 激光在平行平板中的低损耗传输特性。电磁波在波导中传输的衰减常数可以由微扰方程近似的求出, 相应的 TE_{*n*} 和 TM_{*n*} 模由下式给出:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{n^2 \lambda^2}{16d^3} \operatorname{Re} \frac{1}{(v^2 - 1)^{1/2}}, \text{ for TE}_n (n=1, 2, \dots) \\ &= \frac{n^2 \lambda^2}{16d^3} \operatorname{Re} \frac{v^2}{(v^2 - 1)^{1/2}}, \text{ for TM}_n (n=1, 2, \dots)\end{aligned}\quad (1-1)$$

其中 n 为模的阶数, v 为复折射率, 定义为 $v^2 = \varepsilon_e / \varepsilon_0$, 其大小与同材料、光波

长、温度、表面光洁度等因素有关。由(1-1)可见衰减常数的大小与电极间距 d 成反比例关系。 $10.6\mu\text{m}$ 激光束 TE_n 和 TM_n 模的衰减常数在三种不同材料波导——铜、铝和玻璃中的值有着显著差异。昆明理工大学的凌东雄实验测试了高度为 3.2mm ，长度 70mm 的金属铜平板波导对 $10.6\mu\text{m}$ 光波的波导模损耗^[52]，理论与实验结果显示金属平板波导队 TM_0 模损耗非常大，所以金属波导腔中光波的偏振方向应与波导平面平行。

在早期的高功率板条激光器中多采用铝电极^[35]，铝电极表面对波长为 $10.6\mu\text{m}$ 光波的反射率不够理想，不利于提高激光输出功率。在俄罗斯的 A. I. Dutov 的报道中，电极多采用铜表面镀光学介质膜的材料，如氧化铈(CeO)和二氧化硅(SiO_2)^[53, 54]。其对 $10.6\mu\text{m}$ 波长光波的反射率达 99.2%以上。

仅考虑反射率的影响是不够的，射频板条 CO_2 激光器中电极的工作环境还需考虑高温、气体、射频等条件对膜层的特殊要求。近年来，氧化铝(Al_2O_3)膜层光纤波导领域的研究发展迅速。氧化铝由于其耐高温、热稳定性好、强度高、化学性质稳定、易清洁等诸多优点，有潜力成为板条 CO_2 激光器金属波导膜层的选择。Rebecca L. Kozodoy 和 James A. Harrington 详细研究了氧化铝薄膜对 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 激光的波导特性，分析了不同温度、膜层厚度与波长条件下的表现，认为氧化铝薄膜完全适用于 CO_2 激光的波导传输^[55]。此后在光纤传输领域，通过掺杂实现氧化铝薄膜波导的报道非常多^[56]。在国内，发布应用于 CO_2 激光传输的氧化铝波导薄膜制备研究报告的只有武汉理工大学的赵修建教授及其课题组^[57]。另外，氧化铝作为催化剂载体可以实现 CO 到 CO_2 的转换^[58]，这对射频激励 CO_2 激光器的气体特性是否有一定影响仍有待研究。

放电特性虽非本课题主要研究内容，但在考虑电极的波导特性而做出的任何结构设计时，必须考虑到对射频放电及功率注入的影响，二者密不可分。另外，实现均匀稳定放电还需合理设计电极结构和冷却结构，并实现沿电极方向放电电压的均匀分布，冷却水流道散热是确保激光器长期稳定运行的重要环节，平板电极的温度过高会导致激光的输出功率下降，效率降低。因此通过求出采用不同冷却水流道的电极在高温工作气体和冷却水作用下的温度场分布，得到电极冷却水流道设计的最

佳方案有着重要意义。

1.3 本论文研究目的和意义

1.3.1 课题来源

本课题系国家“十一五”支撑计划项目（2007BAF11B01）和武汉市国际合作项目（200870834409）的一部分内容。

课题目的旨在分析射频板条 CO_2 激光器光腔、板条电极的结构设计以及板条电极和镜片热效应对激光功率提取、输出光束特性以及整机稳定性能的影响。建立非稳-波导混合腔的理论计算模型，考虑腔镜与电极的具体结构与实际安装定位的外力约束边界条件，通过数值模拟、有限元分析仿真和实验的方法对影响射频板条 CO_2 激光器稳定性的因素进行研究，以指导激光头结构设计，获得稳定的高 CO_2 功率激光输出。

1.3.2 课题意义

高功率射频板条 CO_2 激光器的输出光束特性包括光束质量、传输聚焦特性和光功率稳定性等，这些参数都是工业应用中最关注的技术指标，一直以来也是重要的研究课题。尽管关于射频板条 CO_2 激光器非稳-波导混合腔的输出光束特性已有较为系统的理论和实验研究，但在实际激光器的工程设计与研发的过程中，输出光束特性受许多因素的影响。激光器工作时，电极上产生的大量多余热量需要由电极内部的冷却水流带走，流道设计与冷却效果会影响工作气体的激光跃迁效率与极板受热变形状态。同时，镜片的受热变形也是高功率气体激光器无法避免的问题，一般光场在镜面上的分布是非均匀的，必然导致腔镜产生受热畸变，对于窗口镜则表现为热透镜效应。因此，对射频板条 CO_2 激光器的非稳-波导腔结构进行合理设计，并开展激光器热效应对光束稳定性影响的研究具有十分重要的意义。

1.3.3 论文结构和内容安排

本论文围绕射频板条 CO_2 激光器的光束特性及其热稳定性展开，研究内容结构安排如下：

首先, 依据正支非稳-波导混合腔理论设计百瓦级射频板条激光器谐振腔, 建立非稳-波导混合腔腔内光场模式理论模型, 对光腔在波导及非稳方向的输出模式及传输特性进行数值模拟与实验研究, 对输出光束近场远场分布及激光腔的功率失调特性进行实验研究, 并与理论分析结果相对照, 研究结果将作为之后结构设计的基础。然后, 结合 Collins 公式和 ABCD 矩阵的方法, 将激光谐振腔本征模计算的特征向量法推广应用到非稳腔, 对非稳腔内的模式交叉特性进行深入分析。以非共焦腔和非轴对称腔为例, 对不同结构参数下的非稳腔模式变化特点进行数值模拟, 为非稳腔的几何结构参数设计提供理论依据。

接下来, 在之前对非稳-波导混合腔光束特性研究的基础上, 探讨激光器热稳定性对光束特性的影响。首先进行激光器的输出功率随开机时间、水冷温度变化的实验, 分析实验结论, 提出激光器板条电极热稳定性的问题。然后结合热力学基本理论, 对射频板条 CO_2 激光器的平板电极进行三维实体建模。探讨影响平板电极对流换热冷却效率的因素, 计算合适的对流换热系数的取值, 建立有限元仿真模型, 计算电极正常稳定工作时的温度场分布。之后继续分析电极的瞬态热问题, 以了解激光器从开机到稳定运行至建立热平衡状态这一动态过程。温度场分析之后, 本文将提出几种常用的板条电极安装固定方式, 确定每种设计下的外力约束边界条件, 分别建立有限元模型进行仿真计算, 以求获得最优化的设计方案, 进一步研究射频板条 CO_2 激光器平板电极的应力场分布与变形。另一方面, 本文将在输出光场分布的基础上, 采用拟合的方法获得激光束功率空间分布的函数, 对非稳-波导混合腔的窗口镜进行热力学分析, 进而探讨输出镜热透镜效应对光束质量的影响问题。

最后, 作为射频板条 CO_2 激光器的一个最新发展和分支应用, 本文对选支调谐射频板条 CO_2 激光器的技术发展进行总结和介绍, 并结合本文的主题特点, 设计一种适用于大功率射频板条选支 CO_2 激光器的光栅-波导腔, 并分析其光学特性。

论文结构框图如图 1.17 所示。

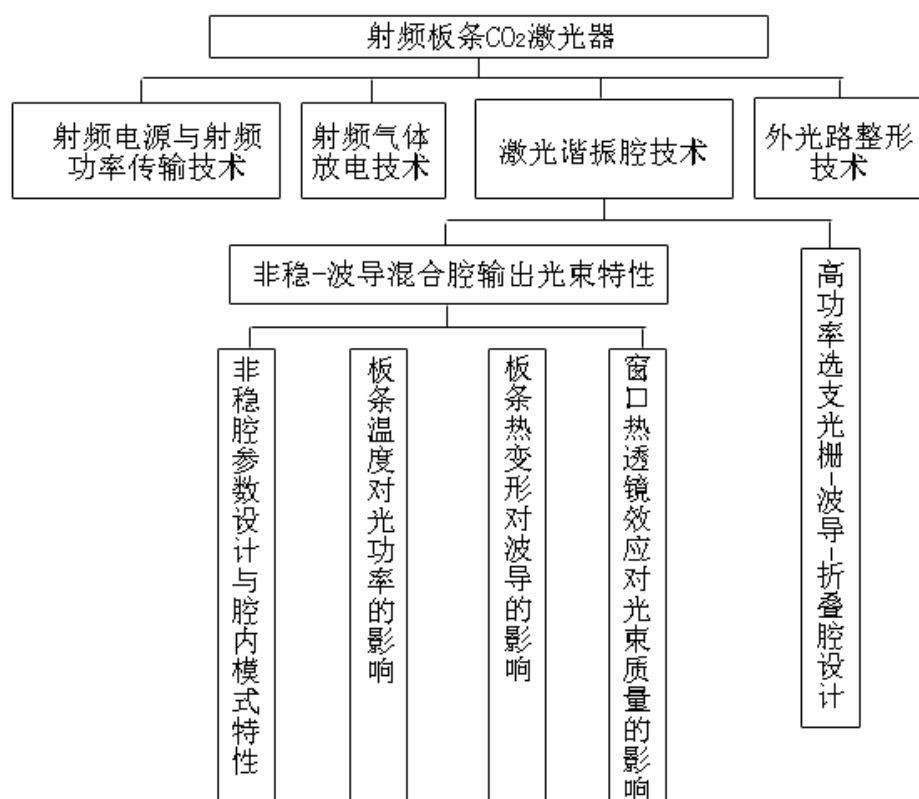


图 1.17 论文研究内容结构框图

2 射频板条 CO₂ 激光器的输出光束特性

射频激励板条 CO₂ 激光器一般采用非稳-波导混合腔的设计结构，具有高光束质量、高冷却效率、良好的调制特性及易于实现大平板放电等优点^[27,31,59,60]。非稳-波导混合腔在大菲涅耳数的横向方向表现出非稳腔的特性，具有非常好的横模鉴别能力；而在波导的纵向方向表现出波导腔的特性。这种独特的激光谐振腔设计使得射频板条 CO₂ 激光器的输出光束具有较为独特的象散性质，因此了解其输出特性对于整形光路设计及非稳-波导腔的应用具有重要的意义。本章将分别在传统非稳腔与波导腔的理论基础上，对这种混合腔的光场模式进行数值模拟与实验研究。

2.1 非稳-波导混合腔分析

由于非稳-波导混合腔在非稳与波导两个方向上的二维结构尺寸上的差异，对于混合谐振腔的分析方法一般采用分离变量法^[59]：波导方向的光束特性可等价于波导腔的输出光束的一维特性；而在非稳方向，则采用一维共焦非稳腔的分析方法。设腔内任一点的光场分布为 $E(x, y)$ ，在直角坐标系下对 $E(x, y)$ 分离变量：

$$E(x, y) = u(x)v(y) \quad (2-1)$$

其中， $u(x)$ 为在非稳方向的光场分布函数， $v(y)$ 是波导方向的光场分布函数。波导方向的传输特性在文献[61]中得到分析，由于极间距 d 较小，所以波导方向为低阶模传输，具体的光场分布，波导口衍射损耗以及远场发散角的大小则与 d 的取值密切相关。射频板条扩散冷却 CO₂ 激光器混合腔示意图如图 2.1(a)所示，该谐振腔由输出镜 M1、反射镜 M2 以及放电平板波导构成。其中 M1、M2 即可为柱面镜也可为球面镜，对应着不同的波导损耗。极间距 d 的取值一般在 1.5~2mm 之间。一维非稳腔分为虚共焦非稳腔（正支）与实共焦非稳腔（负支）两种常用结构，分别如图 2.1(b)、图 2.1(c)所示。虚线框中为增益区间，对应着射频板条的放电区域。板条激光器采用侧边输出，非稳方向设计为几何不对称，这与传统的二维环形非稳腔输出有着较大的区别。

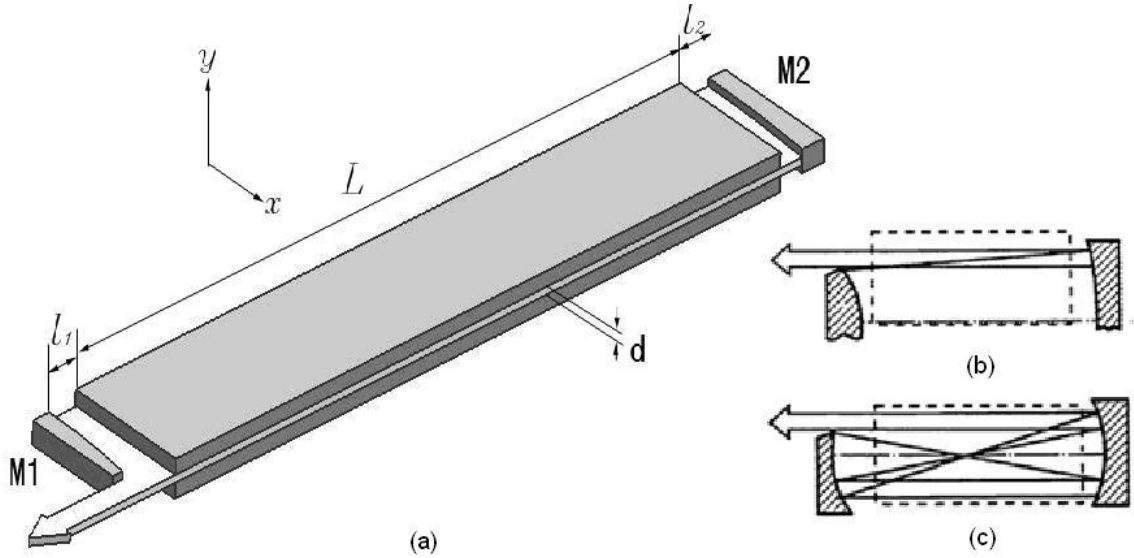


图 2.1 非稳-波导混合腔示意图。

(a)非稳-波导混合腔；(b)正支非稳腔；(c)负支非稳腔

2.1.1 一维非稳腔

在激光光学中，如果用一个 $ABCD$ 矩阵描述腔内光线的往返几何传输时，用参数 m 表示 $ABCD$ 矩阵迹的 $1/2$ ，即 $m=(A+D)/2$ ，则当 $|m|>1$ 时该激光谐振腔为几何非稳腔。此时可定义非稳腔的往返几何放大率 M 为：

$$M \equiv \begin{cases} m + \sqrt{m^2 - 1} \\ -m - \sqrt{m^2 - 1} \end{cases} \quad (2-2)$$

其中(2-2)的第一式代表正支非稳腔，此时 $m>1$ ；第二式代表负支非稳腔， $m<-1$ 。

对于正支腔，由于虚焦点在腔外，使得腔内的光强分布相对均匀，无光功率密度过于集中的区域。这种腔对输出光束质量影响最严重的失调来自于非稳腔平面内的转动，或者垂直于光轴的平移^[62]。当激光器在高功率运行的情况下，镜面上过高的激光功率密度不均匀分布极易导致反射镜的热畸变，这种畸变带来的影响相当于上述的两种失调，因此正支腔较差的抗失调性一直是阻碍其应用到高功率激光器的重要因素。负支非稳腔的抗失调性要优于正支腔^[63]，在相同失调情况下，负支腔镜面上的相位畸变明显少于正支腔。这种腔由于腔内的聚焦特性，会使得腔内焦点处的功率密度较大，因此这种结构的腔被广泛应用在低增益介质的其他激光器上^[64, 65]。

一些学者在50~200W级的板条CO₂激光器的共焦非稳腔的理论与实验研究中就分别采用了这两种结构^[66, 67]。

对于非稳腔的光场模式分析目前还没有统一的解析表达，一般采用数值模拟的方法。常用的如Fox-Li迭代法、快速傅里叶变化法、虚源法^[68]等。这些方法均基于菲涅尔-基尔霍夫衍射积分公式：

$$\tilde{u}_2(x_2) = \sqrt{\frac{j}{B\lambda_0}} \int_{-a}^a \tilde{\rho}(x_0) \tilde{u}_0(x_0) \exp\left[-j \frac{\pi}{B\lambda_0} (Ax_0^2 - 2x_2x_0 + Dx_2^2)\right] dx_0 \quad (2-3)$$

其中 $\tilde{u}_0(x_0)$ 和 $\tilde{u}_2(x_2)$ 分别代表初始面和衍射面的光场， $\tilde{\rho}(x_0)$ 为传递函数， λ_0 为波长。式(2-3)是结合了ABCD矩阵的衍射积分形式，有些文献中也称之为Collins公式。A.E.Siegman在此基础上首先提出一种所谓的非稳腔方程的正规形式^[69]，即对初始场和衍射场函数 $\tilde{u}_0(x_0)$ 和 $\tilde{u}_2(x_2)$ 分别做如下数学变换：

$$\tilde{u}_0(x_0) \equiv \tilde{v}_0(x_0) \times \exp\left[+j \frac{\pi(A-M)x_0^2}{B\lambda_0}\right] \quad (2-4)$$

和

$$\tilde{u}_2(x_2) \equiv \tilde{v}_2(x_2) \times \exp\left[-j \frac{\pi(D-1/M)x_2^2}{B\lambda_0}\right] \quad (2-5)$$

这样将方程(2-3)写为用 $\tilde{v}_0(x_0)$ 和 $\tilde{v}_2(x_2)$ 表示的形式，则ABCD矩阵的形式可写为：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} M & B \\ 0 & 1/M \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} 1 & MB \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M & 0 \\ 0 & 1/M \end{bmatrix} \quad (2-6)$$

其意义在于，对于一个含有任意数量可用ABCD矩阵表示的傍轴光学元件的非稳腔，如环形腔、多折腔等，均可转换为一种标准形式，即在一个腔内往返等效透镜序列周期内，可将光传输过程看做先经过一个放大率为 M 的理想薄透镜放大，然后在 $2Ma$ 的宽度范围内自由传输距离 MB 的过程。由此可得到非稳腔内的发散球面波和会聚球面波两种传输形式。

同时，Siegman也指出^[70]，这种分析仅仅是对单纯无边界约束的非稳腔本征模解的结合探讨，而没有考虑硬边衍射的问题。事实上，非稳腔是从腔镜的侧边实现输出耦合的，因此镜片边缘的硬边衍射对腔内和输出光场模式具有非常重要的影响，

不可忽略。尽管这种基于衍射积分的正规分析得到的发散球面波在一定程度上描述了非稳腔大体上的光场特性，而会聚球面波仅是一个不稳定的解，但考虑到如图2.2所示的硬边衍射时，这种会聚球面波也对模式起作用。图2.2中，腔内光场经一次往返振荡形成发散球面波到达镜片边缘时，会产生类似点光源的硬边衍射，衍射光的一部分正好耦合到会聚球面波的解中，经振荡放大而在非稳腔轴线附近形成一个能量集中区域。而由于会聚球面波解是不稳定的，经过衍射这些光能量最终分散耦合到发散球面波中，这一过程达到稳定后即造成对发散球面波模式的影响。

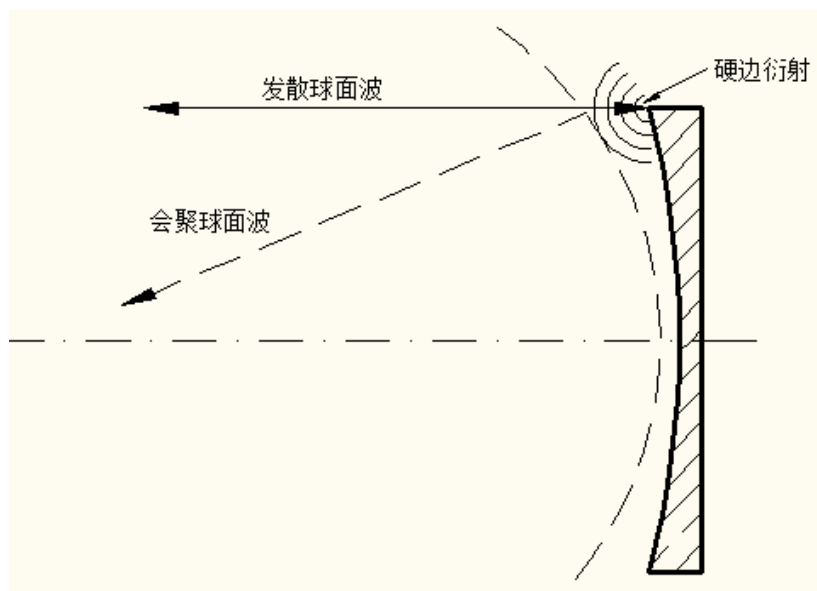


图 2.2 硬边衍射与发散和会聚球面波解

基于渐进方法而发展出的虚源法^[68]则从物理上更为直接的认为输出镜的硬边衍射是形成非稳腔模式的直接因素，并以此为基础建立了一套非稳腔模式快速计算的数值方法。该方法中，将光场在腔内每振荡一个来回看作是经过了一个由输出镜的像点组成的一个等效透镜序列周期。给定一个初始平面波，则该平面波每经过一个透镜周期时就加入镜片的边缘衍射波。这样最终的光场分布即为初始平面波与一系列边缘衍射波的叠加。2000年时又有学者提出所谓的非稳腔自相似分型解的本征模特性，认为非稳腔的本征模呈分型几何学结构，该理论还有待更深入的物理和数学解释^[73]。

文献[71]数值计算了放大率 $M=1.25$ 和 $M=1.14$ 的两个正支非稳腔，计算结果与实

验测量的光斑较为一致。图2.3(a)、(b)分别为 $M=1.25$ 的非稳腔光场模式的计算与实验结果，图2.3(c)、(d)分别为 $M=1.14$ 非稳腔光场模式的计算与实验结果。可以看出，由于硬边衍射效应的存在，非稳腔内本征模的光强分布呈现锯齿状分布。腔的菲涅尔数越大，这一特性越显著。尽管共焦非稳腔基本以等相位面输出，但不同的几何结构设计会导致不同的“锯齿”分布形状，则输出口处的强度分布会有较大的差异，如图2.3(b)、(d)中输出口处的光强分布分别为三个峰值和单个峰值。

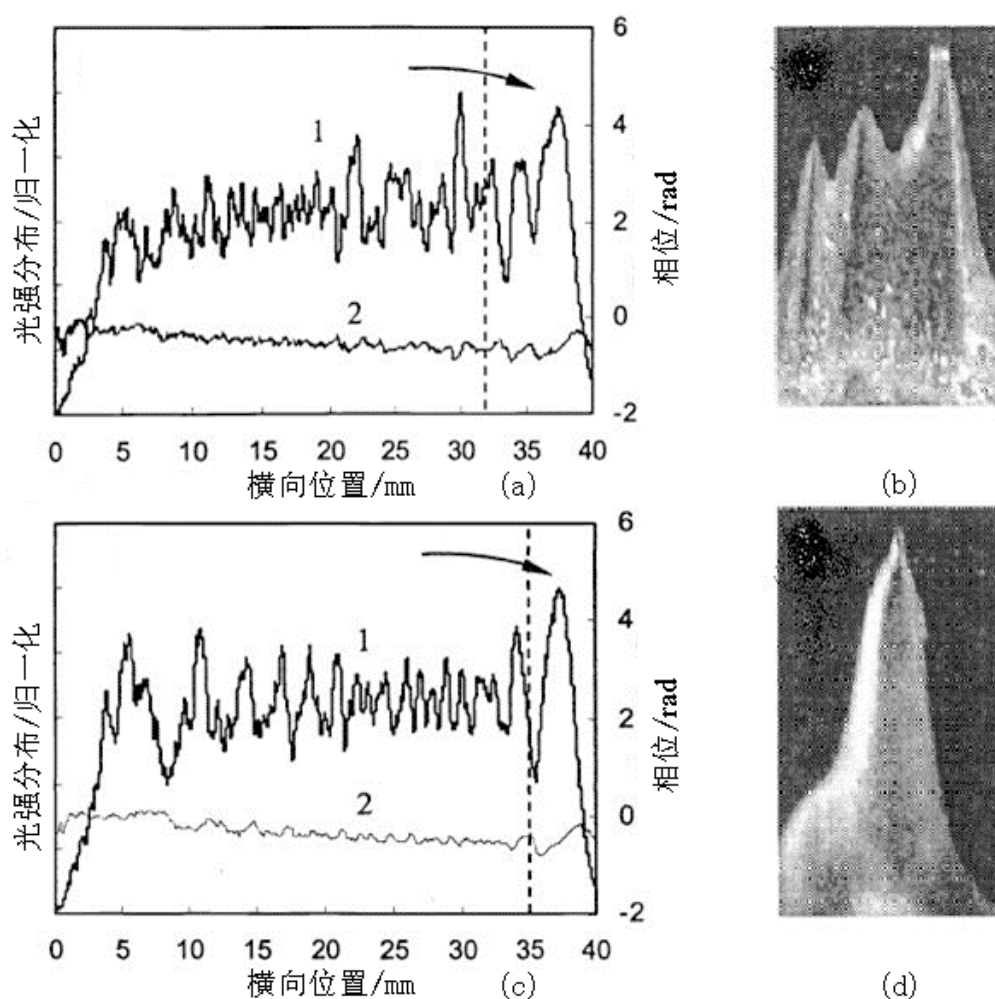


图 2.3 两个非稳腔光场模式的数值模拟与实验结果对照（来自文献[71]）

2.1.2 一维波导腔

一维平板波导腔的理论与处理方法则相较于非稳方向要简单得多。文献[72]对矩形波导 CO_2 激光器的横向与纵向模式特性进行了详细研究，该论文报道的矩形金属

波导腔在两个方向的尺寸相差较大，其中窄间隙方向与本文的情形十分类似。对于一般矩形波导，腔内只存在 EH_{mn} 混合模，其光场分布由下式给出：

$$A_{mn}(x, y) = A_0 \left\{ \begin{array}{l} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \\ \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \\ \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \end{array} \right\} e^{j(\gamma_{nm}z - \omega t)} \quad (2-7)$$

其中 m 、 n 为偶数时式中取正弦函数，为奇数时用余弦函数， a 、 b 分别为 x 和 y 方向上的波导宽度， γ_{nm} 为矩形波导的传播常数：

$$\gamma_{nm} = \beta_{nm} + i\alpha_{nm} \quad (2-8)$$

α_{nm} 在传播常数中反应了一个衰减的过程， β_{nm} 表示了光波传播中的相位移动。对于电场沿 x 和 y 方向振动的 EH_{mn} 模， α_{nm} 的表达式分别为：

$$\alpha_{nm}^x = \frac{m^2}{16} \cdot \frac{\lambda_0^2}{a^3} \text{Re}\left(\frac{\eta^2}{\sqrt{\eta^2 - 1}}\right) + \frac{n^2}{16} \cdot \frac{\lambda_0^2}{b^3} \text{Re}\left(\frac{1}{\sqrt{\eta^2 - 1}}\right) \quad (2-9)$$

$$\alpha_{nm}^y = \frac{m^2}{16} \cdot \frac{\lambda_0^2}{a^3} \text{Re}\left(\frac{1}{\sqrt{\eta^2 - 1}}\right) + \frac{n^2}{16} \cdot \frac{\lambda_0^2}{b^3} \text{Re}\left(\frac{\eta^2}{\sqrt{\eta^2 - 1}}\right) \quad (2-10)$$

其中 $\eta = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$ 为波导壁介质的相对折射率。一维平板波导可以看做是这种矩形波导的一个方向上的尺寸趋于无穷大时的简化情形，在本文的非稳-波导混合腔中即 $a \rightarrow \infty$ ，这样式(2-9)与式(2-10)中的第一项均为 0。因此 α_{nm}^y 的值将远大于 α_{nm}^x ，即沿 y 方向振动的电场分量拥有较大的损耗。这表示平板波导有着很强的偏振选择特性，输出光束接近于线偏振光，偏振方向平行于电极平面。

增加损耗可以抑制高阶波导模的振荡，主要在于两个方面：波导损耗和耦合损耗。波导损耗取决于平面波导的光学性能，及波导材料和表面加工质量。对于铝电极，表面加工质量为理想的条件下，波导间距为 1.5mm 时由式(2-9)得到的波导损耗小于 0.12%，此时 $n=1,2,3$ 阶模均可振荡。不过铝材料的实际加工质量一般会在此理论值上增大损耗。图 2.4 为 C.J. Shackleton 等人^[72]实验测量的间距为 2mm 、 1.75mm 和 1.5mm 时的远场波导模式。忽略其 x 方向的 m 阶模，只观察 y 方向的模式分布可

以看到，当波导间距为 1.5mm 时将只有最低阶模起振，这也是本文在之后的设计中将采用的极间距。

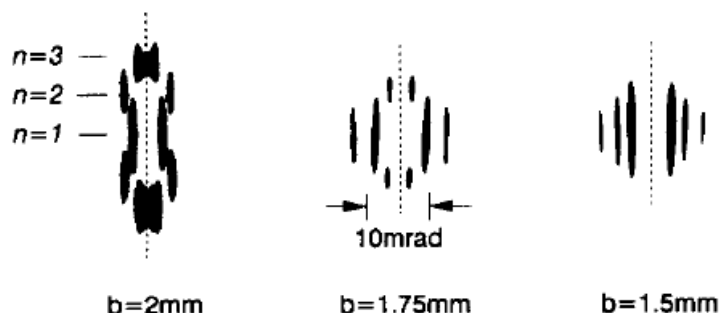


图 2.4 不同波导间距下的远场模式（来自文献[72]）

2.2 正支非稳波导混合腔的设计与实验研究

2.2.1 实验装置与结构设计

实验平台采用百瓦级射频板条 CO_2 激光器，激光器设备如图 2.5 所示，其中图 2.5(a) 为射频激光头外观照片，(b) 为内部板条电极与光腔实物图。采用 10kW 、 81.36MHz 射频电源，通过 Π 型匹配网络实现功率注入。图 2.6 分别为射频电源和匹配箱实物图，上下铜电极与光腔铜镜通水冷却。光学输出窗口由 GaAs 制成，对 $10.6\mu\text{m}$ 光有 99% 的透过率。工作气体为 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{Xe}=1:1:3:0.26$ ，工作气压 166mbar 。

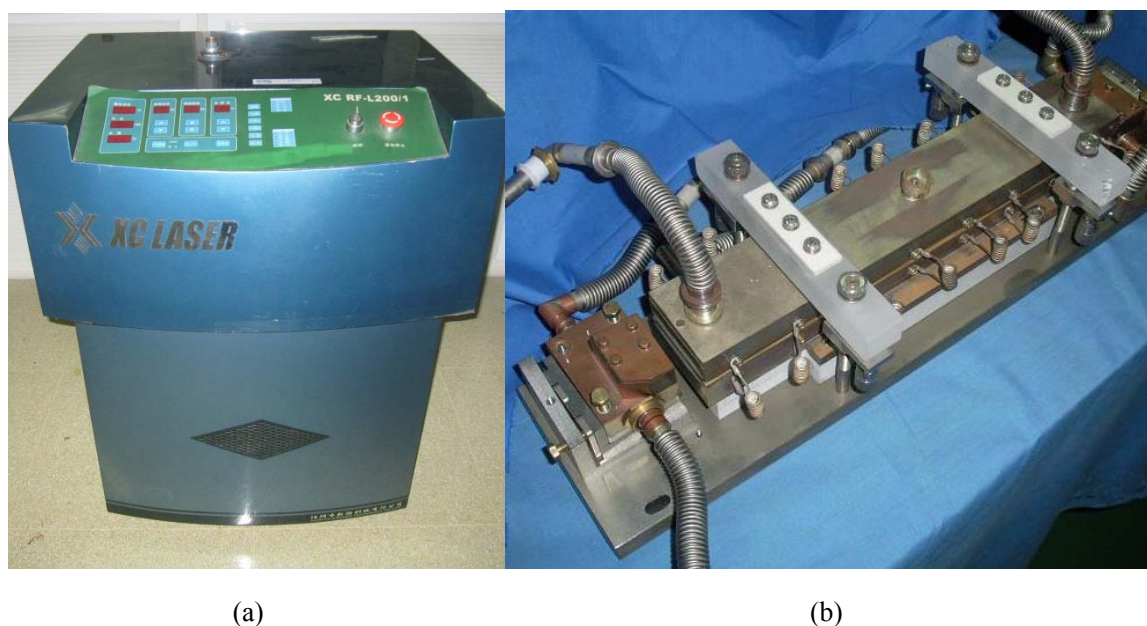


图 2.5 激光器实物图

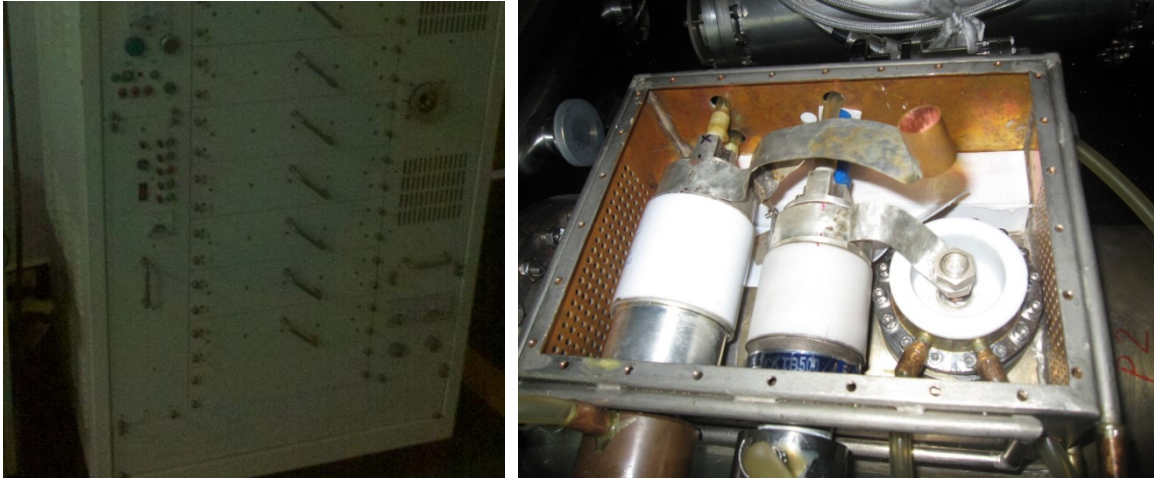


图2.6 射频电源与匹配箱

本文设计的正支非稳-波导混合腔的各几何参数如下：腔长 $L=464\text{mm}$ ，平板电极的几何尺寸为 $l \times w=440\text{mm} \times 81\text{mm}$ ，电极间距 $d=1.5\text{mm}$ ，平板与两反射镜 M1、M2 的距离分别为 l_1 、 l_2 ，输出镜 M1 的曲率半径 $R_1=-6014.26\text{mm}$ ，反射镜 M2 的曲率半径 $R_2=6942.26\text{mm}$ ，正值表示凹面镜，负值表示凸面镜。各参数指代如图 2.7 所示。横向宽度 $a=69\text{mm}$ ， $c=83\text{mm}$ ，非稳方向放大率 $M=1.15$ ，等效菲涅耳数 $N_{eq}=19.77$ ，其计算由下式给出：

$$N_{eq} = \frac{M-1}{2} \frac{a^2}{L\lambda} \quad (2-11)$$

考虑到正支腔对腔镜失调的敏感性，光轴位于镜片侧边靠内 2mm 处，即 $b=2\text{mm}$ 。M1 与 M2 在 x 方向上构成一维正支共焦非稳腔；在 y 方向构成一维波导腔，激光束从反射镜 M1 侧边边缘输出。

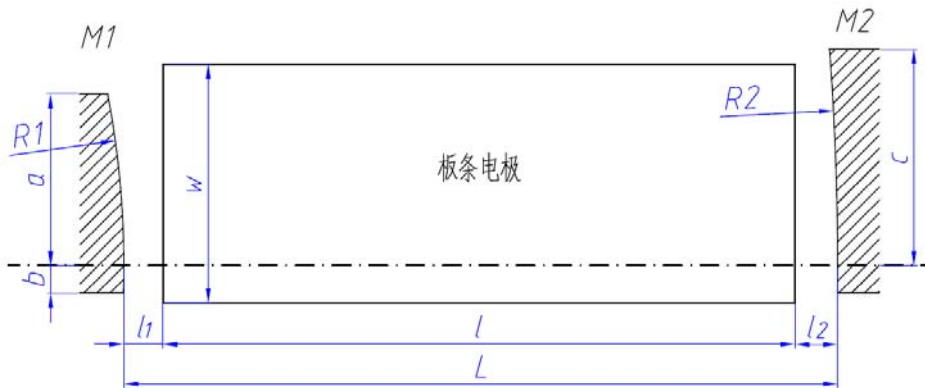


图 2.7 正支非稳腔几何示意图

2.2.2 分离变量模式分析

根据文献[71]的分析,矩形波导内的二维光场分布在两个方向上是相互独立的。因此,可以将其推广到一维情况,得到式(2-1)中波导方向的光场分布函数:

$$v_n(y) = \begin{cases} A \sin(\frac{n\pi y}{d}), & n \text{ 为偶数} \\ A \cos(\frac{n\pi y}{d}), & n \text{ 为奇数} \end{cases} \quad (2-12)$$

式中, A 为归一化常数; n 为光场本征模式的阶数。利用 Collins 公式对一维情况进行求解,反射到波导口平面的光场复振幅分布为:

$$\begin{cases} \xi_n(y_1) = \exp(\frac{-2\pi i}{\lambda R_i} y_1^2) v_n(y_1), & l_i = 0 \\ \xi_n(y_1) = i \exp(\frac{2\pi i}{\lambda R_i} y_1^2) v_n(-y_1), & l_i = R_i \\ \xi_n(y_1) = \sqrt{\frac{i}{2l_i(1-\frac{l_i}{R_i})\lambda}} \int_{-1}^1 v_n(y_0) \exp\{-i \frac{\pi}{2l_i(1-\frac{l_i}{R_i})\lambda} [(1-\frac{2l_i}{R_i})(y_0^2 + y_1^2) + 2y_0 y_1]\} dy_0, & l_i \neq 0, R_i \end{cases} \quad (2-13)$$

式(2-13)中, y_1 、 y_0 分别为波导口出射光场和由反射镜反射耦合光场的坐标, l_i ($i=1,2$) 为波导口到反射镜之间的距离。由于波导的本征模式 $v_n(y)$ 是相互正交的,因此某一模式耦合进波导的耦合系数为:

$$\chi_n = \left| \int_{-1}^1 \xi(y_1)^* v_n(y_1) dy_1 \right|^2 \quad (2-14)$$

一维耦合系数与 l_i 的值有关。要使耦合系数最大, l_i 应该取在 0 或者 R_i 处。考虑到腔体结构上的紧凑,反射镜 M1、M2 应该安装在离极板较近的位置,且与极板越近耦合系数越大,但由于放电时极板温度远高于反射镜温度且放电时会产生闪弧,反射镜不宜紧贴极板,应取 $l_i \geq 10\text{mm}$ 。本文取 $l_1 = l_2 = 12\text{mm}$, 计算 $n=1,2,3,4$ 阶本征模在波导口两端的耦合系数如表 2-1。可见,最低阶模的耦合系数最高,即耦合损耗最小。

表 2.1 波导口两端的耦合系数

	n=1	n=2	n=3	n=4
χ_{nR1}	0.9942	0.9410	0.7627	0.4540
χ_{nR2}	0.9944	0.9421	0.7648	0.6453
Γ_n	0.0114	0.1134	0.4167	0.7071

表中 χ_{nR1} 、 χ_{nR2} 分别是波导模经过镜 M1、M2 反射后的耦合系数， $\Gamma_n = 1 - \chi_{nR1} \times \chi_{nR2}$ 是波导模的全程耦合损耗。从表 2-1 的数据可以看出最低阶模的耦合损耗最小——约为 2 阶模的十分之一，而 3 阶、4 阶模的损耗更大。由此可见，在波导方向上光束以 1 阶波导模的振荡为主。而这种波导模传输到自由空间后其光场分布相当于 TEM₀₀ 模的一维分布，即实现基模输出。

非稳腔的模式结构及本征值主要由非稳腔的放大率 M 和等效菲涅耳数 N_{eq} 决定^[74]。对于腔内光场分布的数值模拟通常采用 Fox-Li 迭代法，文献[75]针对非稳腔的结构特性结合 Collins 公式给出了求解非稳腔腔内往返一周的积分迭代方程。但在实际的非稳腔设计里，尾镜边缘的硬边衍射对决定腔内模式有着重要的影响。将两镜分别等效成光阑与理想薄透镜的组合，这样，原有的本征积分方程转化为两个迭代积分方程。以镜 M1 的等效光阑为起始平面，设该平面上的横向光场分布为 $u_1(x_1)$ ；光束通过 M1 的等效透镜后在自由空间中传输到镜 M2 的光阑，其传输矩阵为：

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{2L}{R_1} & L \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{pmatrix}$$

根据 Collins 公式，可得出在 M2 镜前光阑平面上的横向光场分布 $u_2(x_2)$ 为：

$$u_2(x_2) = \sqrt{\frac{j}{L\lambda}} \int_{-b}^a u_1(x_1) \exp\left\{\frac{-j\pi}{L\lambda} \left[\left(1 - \frac{2L}{R_1}\right)x_1^2 - 2x_1x_2 + x_2^2\right]\right\} dx \quad (2-15)$$

同理， $u_2(x_2)$ 在经过等效透镜 M2 的变换和距离为 L 的自由空间传输后到达镜 M1，光场分布 $u_1'(x_1)$ 为：

$$u_1'(x_1) = \sqrt{\frac{j}{L\lambda}} \int_{-b}^c u_2(x_2) \exp\left\{\frac{-j\pi}{L\lambda} \left[\left(1 - \frac{2L}{R_2}\right)x_2^2 - 2x_1x_2 + x_1^2\right]\right\} dx \quad (2-16)$$

根据谐振腔的自在现条件可知： $u_1'(x_2) = \gamma u_1(x_1)$ 。

初始光场设为均匀场，对式(2-15)、(2-16)进行数值迭代，可求得镜 M1，M2 平面上的光场分布。计算得到的 M1 平面上的光场振幅分布和相位分布分别如图 2.8 所示，其中图 2.8(a)为振幅分布；图 2.8(b)为相位分布。对于大、高功率激光器而言，镜面上的激光的功率密度过大会造成镜面受热畸变，反过来影响激光的输出，尤其是受热不均造成的局部畸变会使得光束的输出模式非常差。因此在实际的设计中，希望镜面的场强分布能够尽量均匀，从图 2.8(a)看出，上述参数所得到的本征模式能较好的满足均匀性的要求。而光束的输出发散角主要是由 M1 镜平面处的相位决定。显然，输出镜硬边衍射不可避免的造成输出光场的相位剧变，影响了输出光束的能量集中度。

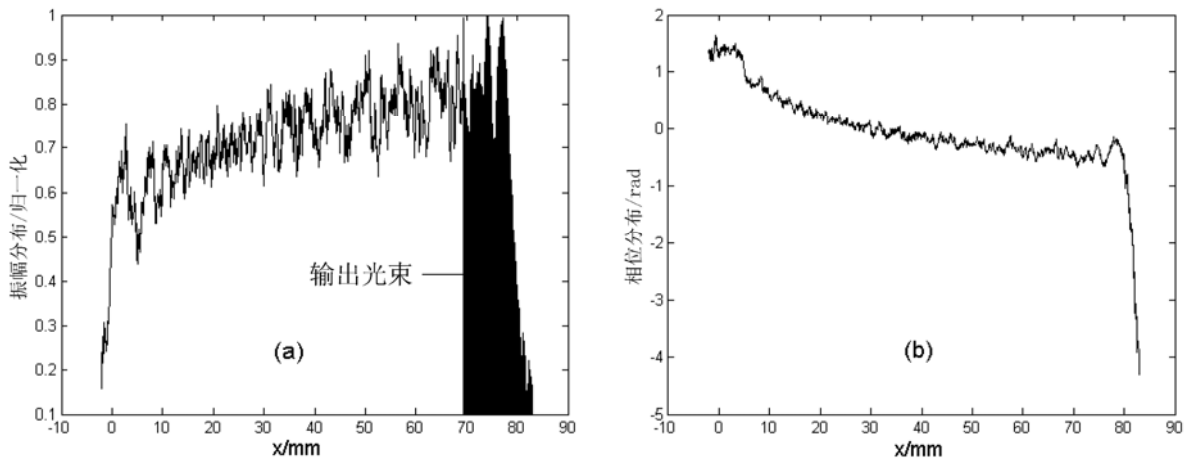


图 2.8 镜 M1 上的振幅与相位分布

(a) M1 平面上的振幅分布；(b) M1 平面上的相位分布

图 2.9 给出了输出光束的场强分布，其中图 2.9 (a)、图 2.9 (b)为输出光束在 M1 平面（近场）的振幅和相位分布，图 2.9 (c)为光束传输 500mm 后的振幅分布，图 2.9 (d)为光束传输 1500mm 后的振幅分布，图 2.9 (e)为光束传输 2500mm 后的振幅分布。由于共焦非稳腔的等相位面输出特性，使得光束随自由空间传输后边缘轮廓逐渐光滑，从图中可以看出，光束传输距离在 500mm 以内时波形锯齿较多，主要有三至四个波峰，随着传输距离增加，到 1000mm 时波形相对平滑，波峰变为两个，到 2500mm 时只有一个波峰，伴随一些旁瓣，但由于硬边衍射的缘故，旁瓣不会随着传输距离

的增加而消失，使用时可以通过空间滤波器将其过滤，获得近似的基模光斑。

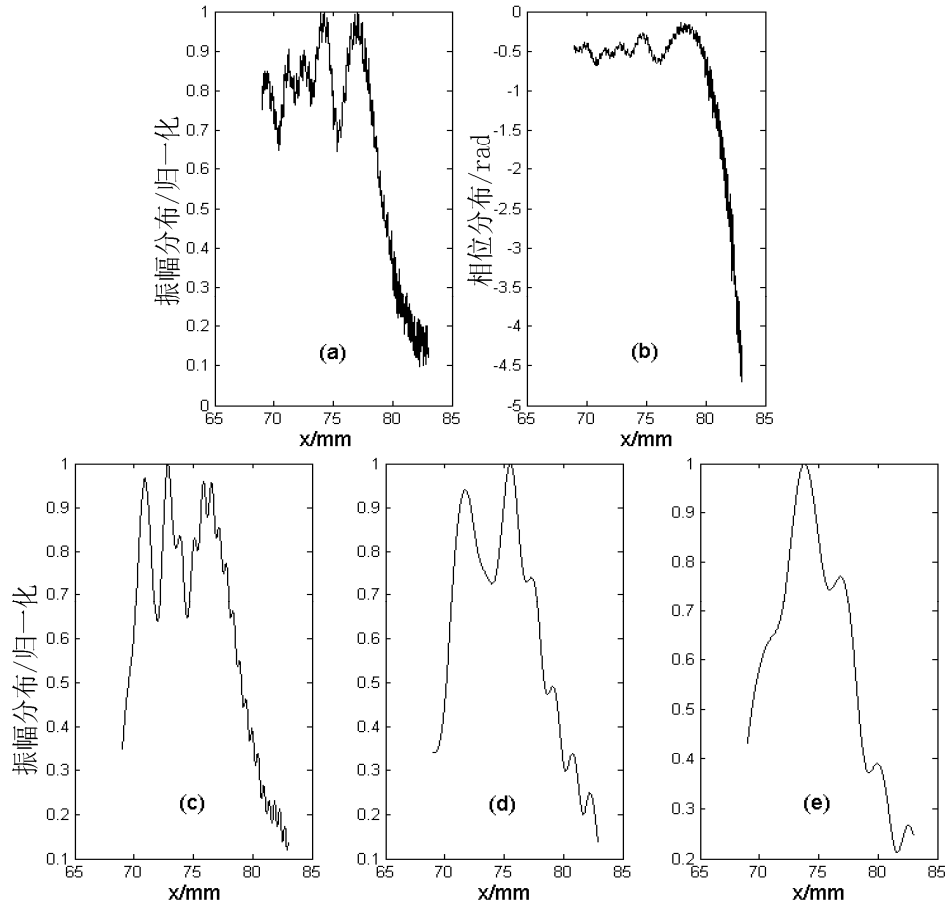


图 2.9 输出光束在不同传输距离下的光场分布

(a)输出平面处的振幅分布；(b)输出平面处的相位分布；(c)传输距离 $0.5m$ ；(d)传输距离 $1.5m$ ；
(e)传输距离 $2.5m$

2.2.3 实验结果

图2.10为200W输出光束在有机玻璃板上烧蚀的光斑图样在波导方向的投影，传输距离分别为 $200mm$ 、 $1000mm$ 、 $2500mm$ 。可以看出，非稳-波导混合腔的输出光束在波导方向为近似基模输出，且随着传输距离的增加，在波导的一维方向光束直径不断增大，发散角约为 $12mrad$ 。

图2.11为输出光束在非稳方向的光斑图样，其中图2.11(a)位于输出平面，图2.11(b)、(c)、(d)传输距离分别为 $500mm$ 、 $1500mm$ 、 $2500mm$ 。从图中可看出，在非稳方向，光束在传输中逐渐由多个波峰变为单个波峰，而光束直径基本不变。这与

图2.9的数值模拟结果近似相同。

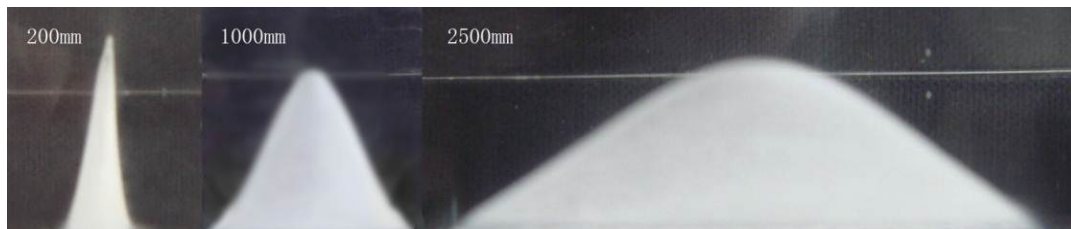


图 2.10 波导方向的光斑图样

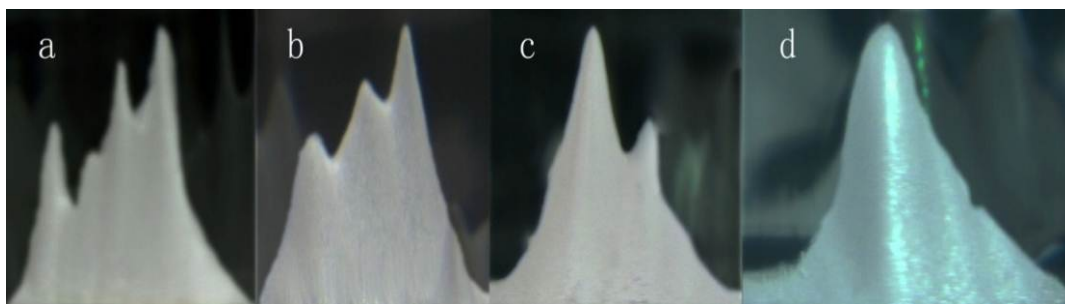


图2.11 非稳方向的光斑图样

图2.12给出了两个方向上的光束直径随传输距离的变化,可以直观的看出非稳方向在2.5m内发散角极小,而波导方向则大得多。

针对非稳腔的失调特性已有不少理论分析,主要集中于对光束质量的研究,文献[72]分析了腔镜失调对输出功率的影响。通过调节图2.5(b)中的尾镜调节螺钉,可以实验测得尾镜失调角度与输出功率的关系,如图2.13示。横坐标为尾镜M2的偏转角度(逆时针为正),纵坐标轴为输出功率。可以看到当尾镜失调角为 1.5mrad 左右时,功率下降至50%;当失调角达到 3mrad 时,输出功率接近为0。

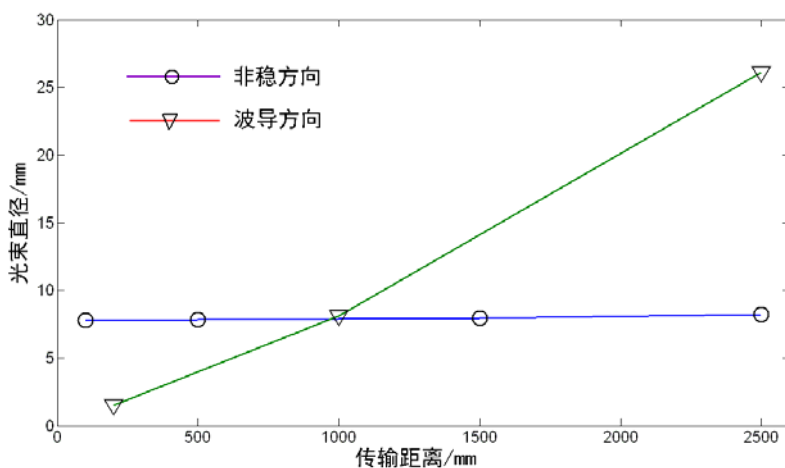


图2.12 光束直径在两个方向上随传输距离的变化

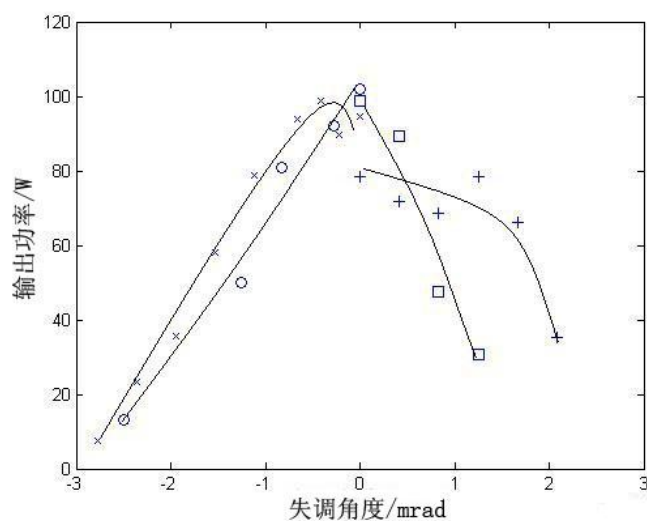


图 2.13 输出功率的失调特性（四种符号代表四组实验数据）

2.3 本章小结

本章在一维非稳腔与一维波导腔的理论基础上，针对百瓦级射频板条 CO_2 激光器设计了正支非稳-波导混合腔，采用分离变量法分析了光束在波导与非稳两个方向的输出模式及传输特性：在稳定波导方向可等价于波导腔的输出光束的一维分析方法，在非稳方向则采用一维共焦非稳腔的分析方法；实验测量了输出光束近场远场分布及激光腔的功率失调特性。研究表明输出光束在非稳方向呈近近似的准直输出，硬边衍射效应对光场分布有着明显影响；波导方向为近似的基模输出，发散角较大。

3 非稳腔参数设计与腔内光场模式研究

研究者们对于求解非稳腔内本征模式的努力从未停止^[73-75]。到目前为止，仍然没有公认的标准解析解。在分析或设计某种具体结构的非稳腔时，往往采用数值模拟或者实验的方法^[47,76-78]。实际设计中，采用经典的 Fox-Li 迭代法可以较为简便的模拟输出光束特性，而其模拟结果往往可以较好的与实验保持一致^[47,78]。为了提高迭代计算的效率，又进一步发展了快速傅里叶变换法（FFT）。之后，Southwell 提出了一种名为虚源法的理论方法^[68]，这种方法最大的优势在于数学上的便捷，使得在计算大菲涅尔数的激光谐振腔时具有很高的效率。因此这种方法在研究非稳腔的分型模式以及量子超噪声时具有十分广泛的应用^[73-75]。

上一章针对百瓦级射频板条 CO₂ 激光器设计了一个正支非稳腔，并进行了数值模拟和实验研究。不过该正支腔的几何参数是否为最优设计，并没有一套行之有效的鉴定方案，更多的是依靠经验和单一的数值模拟计算。非稳腔内的模式特征具有不同于稳定腔的一些特性，如模式交叉、非正交性等。本文希望建立一套理论方法，可以深入了解非稳腔的模式特性随其几何参数变化的情况。本章将采用激光谐振腔本征模式的特征向量法，将其推广到非稳腔范围，以求对上述问题作出一定的解答。

3.1 非稳腔的腔内模式特性

由上一章的分析可知，通过求解谐振腔的积分方程可以获得硬边非稳腔的本征模式以及相应的本征值，这一过程通常采用 Fox-Li 迭代法或其他数值方法来完成。由于精确的解析求解过于复杂，且通常只需对非稳腔的特性进行定性的分析和了解后就可以应用与实际设计中，因此数值方法仍是研究非稳腔的主要途径。一维非稳腔是最基本的形式，其衍射积分或傅里叶变换的数学处理较为简单，且二维圆形或矩形非稳腔可以近似看作是两个方向的一维场的乘积，因此本章将以一维非稳腔的设计为例进行研究。

Fox 和 Li 最早用 g 参数 ($g=1-L/R$) 来研究非稳腔模式的本征值及损耗的变化情

况。当 g 的取值在 $-1 \leq g \leq 1$ 的范围内时，谐振腔为几何稳定腔。对于镜片横向尺寸为 a 的一维谐振腔，定义菲涅尔数 $N=a^2/L\lambda$ ，在稳定腔的区域内损耗随 N 的增大线性减小。而当 $g>1$ 时，腔内单程损耗随菲涅尔数 N 的取值情况发生了显著的变化，如图 3.1 所示^[70]。此时损耗随菲涅尔数的增大而呈一定的变化周期波动，并逐渐趋于一个固定值。

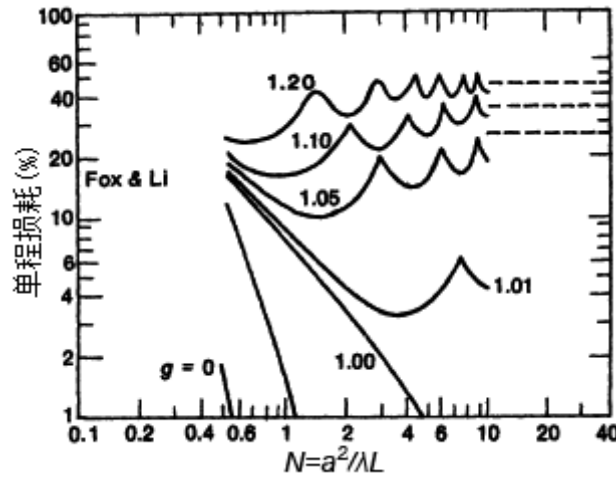


图 3.1 腔内单程损耗随菲涅尔数的变化（来自文献[70]）

为了进一步研究非稳腔模式本征值，即单程损耗的变化规律，Siegman 定义了有效菲涅尔数 N_{eq} ：

$$N_{eq} = \frac{M^2 - 1}{2M^2} \frac{a^2}{B\lambda} \quad (3-1)$$

其中 B 为腔内往返 ABCD 矩阵中的元素， a 为腔镜等效光阑半径， M 为非稳腔的放大率， λ 为波长。得到单程损耗随 N_{eq} 的变化规律如图 3.2 所示。可以看到，相对于 N ，单程损耗随 N_{eq} 变化的周期更为规律。图中虚线代表几何损耗，对于一维非稳腔其值为 $\delta_{geo}=1-1/M$ ，腔内模式的实际损耗在几何损耗附近周期波动。

在图 3.2 中，腔内损耗曲线有着一系列分立的模式交叉点。当谐振腔的几何参数所对应的 N_{eq} 值取这些点时，腔内的多个模式会有着相同的损耗。这些模式随着 N_{eq} 的变化，损耗值曲线上下交替波动，因此当非稳腔的放大率给定时，最低阶模并不是固定的。这一模式交叉特性有时也称之为模式简并。在模式交叉点，不同横模的相位分布并不相同。事实上，每个本征模式对应的本征值为一个复值，它们在复平

面上并不会产生相交或简并。非稳腔的这一模式交叉特性使得我们定义模式的阶数时与稳定腔有所区别，当 N_{eq} 变化时，相应的 0 阶、1 阶模式也会随之改变，因此下面的讨论中将在每次给定 N_{eq} 的条件下再提最低阶模。

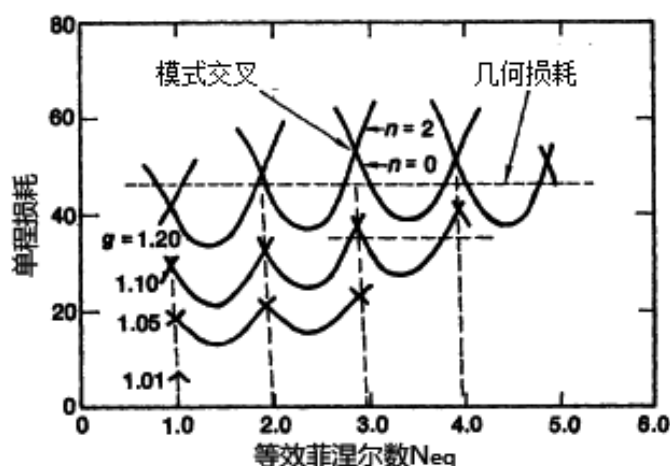


图 3.2 腔内单程损耗随有限菲涅尔数的变化（来自文献[70]）

3.2 一维非稳腔的特征向量法

3.2.1 特征向量法概述

华中科技大学的程愿应教授在有限元方法的基础上提出了一种谐振腔模拟的特征向量法（EM）^[79]。特征向量法可以看做是 Fox-Li 迭代法的一个有效的补充与拓展。它无需几百次甚至几千次的迭代计算，所有的本征模式以及对应的本征值可以通过一次计算得到。同时，这一方法对初始场的选取没有做任何要求^[79,80]。使用特征向量法进行模拟时，用户只需建立一个谐振腔的传输矩阵并对其进行求解，原理上十分简单易懂。事实上，这一思想在谐振腔本征模的理论发展中早已被提出^[70]，但之所以一直未能发展成为一种专门的数值方法，是由于其计算过程对计算机的要求很高（为确保计算精度，有限元网格往往数量庞大，导致传输矩阵阶数很高），从而限制了其发展。现如今，计算机技术已经有了长足的进步，而 EM 程序可以轻易的在个人电脑上运行。因此，EM 在分析、设计特定结构的谐振腔时，已经有了越来越多的应用^[80-82]。

使用特征向量法对图 3.3 所示的具有两面镜片的谐振腔进行模拟时，将镜 1 上的

场分布 $U_1(x,y)$ 离散为 $u_1[1]$ 、 $u_1[2]$ 、 $u_1[3]$... $u_1[S]$ 。同样的，对镜 2 上的场分布 $U_2(x,y)$ 进行离散。则从镜 1 到镜 2 的光束传输方程可以简单的表示为 $U_2=A_{12}U_1$ ，其中，传输矩阵 A_{12} 的具体形式为：

$$\begin{bmatrix} A_{12}[1,1] & A_{12}[1,2] & \cdots & A_{12}[1,S] \\ A_{12}[2,1] & A_{12}[2,2] & \cdots & A_{12}[2,S] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{12}[S,1] & A_{12}[S,2] & \cdots & A_{12}[S,S] \end{bmatrix}$$

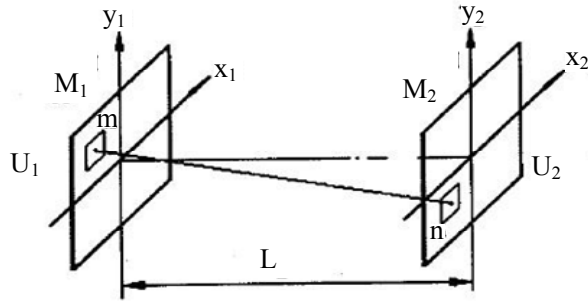


图 3.3 一般两镜谐振腔

矩阵中的每个单元 $A_{12}[m,n]$ ($m,n=1,2,\cdots,S$) 代表镜 1 中的某一元素 $u_1[m]$ 对镜 2 中的某一单元 $u_2[n]$ 的作用，其具体形式可以通过菲涅尔-基尔霍夫衍射积分方程得到。那么，等价的，由镜 2 传输返回镜 1 的场分布可表示为

$$U_1' = A_{21}U_2 = A_{21}A_{12}U_1 = A_{total} \cdot U_1 \quad (3-2)$$

其中 A_{total} 表示总的光线传输矩阵。考虑自再现条件

$$U_1' = \gamma U_1 \quad (3-3)$$

则有

$$A_{total} \cdot U_1 = \gamma U_1 \quad (3-4)$$

至此，求解激光谐振腔内稳定的本征模式这一问题，转换为求解传输矩阵 A_{total} 的复特征向量以及相应的特征值 γ 的数学问题。其中，每一个求解获得的特征向量（即 U_1 的每一个列向量）都表示一个谐振腔的本征模式。而特征值 γ 则对应着这一本征模式的往返衍射损耗 $\delta=1-|\gamma|^2$ 。

当设计或模拟一个新结构的非稳腔时，设计者往往倾向于使用 Fox-Li 迭代（或

FFT) 来对腔内光场特性及输出光束特性进行分析^[14-17]。因为 Fox-Li 迭代法适用于几乎所有结构类型的谐振腔, 而虚源法则不具有这一特性。在虚源法的最初报道中, 作者的研究对象为轴对称、共焦腔, 这种腔在实际应用中有很大的限制。如果光腔结构变为非共焦、不对称、失调甚至包含一些复光学元件 (如高斯反射镜), 那么虚源法的数学过程将变得十分复杂。与以上这些方法相比, 特征向量法不仅具有 Fox-Li 迭代法的绝大多数优点, 而且更为方便易用。因此本文将推广到非稳腔领域, 针对多种不同结构类型的非稳腔, 得到一些新的结论。

3.2.2 用于非稳腔的数值方法

传输矩阵 A_{total} 的形式可直接由菲涅尔-基尔霍夫衍射积分方程推导。另一方面, 也可以结合 ABCD 矩阵法由 Collins 公式给出。本文采用后一种方法。对于一个任意的 ABCD 系统, 从 z_1 到 z_2 平面的一维的 Collins 公式可以写为^[26]:

$$\tilde{u}_2(x_2) = e^{-jkL_0} \int \sqrt{\frac{j}{B\lambda}} \exp \left[-j \frac{\pi}{B\lambda} (Ax_1^2 - 2x_1x_2 + Dx_2^2) \right] \tilde{u}_1(x_1) dx_1 \quad (3-5)$$

其中, k 为自由空间传输因子 $k=2\pi/\lambda$, λ 为波长。 $\tilde{u}_1(x_1)$ 和 $\tilde{u}_2(x_2)$ 分别为 z_1 、 z_2 平面的场分布 (x 方向)。将方程(3-5)的积分核提出, 可组成衍射传输矩阵:

$$A_{12}[m,n] = e^{-jkL_0} \int \sqrt{\frac{j}{B\lambda}} \exp \left[-j \frac{\pi}{B\lambda} (Ax_m^2 - 2x_mx_n + Dx_n^2) \right] dx_m, (m,n=1,2,\dots,S) \quad (3-6)$$

为了方便处理, 本文将 $S \times S$ 阶矩阵 X_1 和 X_2 按如下方式构造: X_1 的每一行均为 $[x_1(1), x_1(2), \dots, x_1(s)]$, 而 X_2 的每一列为 $[x_2(1), x_2(2), \dots, x_2(s)]$, 式(3-6)可以简写为:

$$A_{12} = \Delta x e^{-jkL_0} \sqrt{\frac{j}{B\lambda}} \exp \left[-j \frac{\pi}{B\lambda} (AX_1 * X_1 - 2X_1 * X_2 + DX_2 * X_2) \right] \quad (3-7)$$

这里数学符号“ $*$ ”代表矩阵的“Hadamard 乘积” (并非矩阵乘积), 而因子 Δx 代表初始场每个单元的长度 (当有限元数量 S 很大时, 这一处理是有效的)。方程(3-7)可以在 MATLAB 程序中十分容易的计算。同样的, A_{21} 也可以用这种方法得到。而求解传输矩阵的过程仅仅为调用软件的内置函数即可。

3.3 典型不规则非稳腔的模式分析

3.3.1 非轴对称腔

本文首先选用第 2 章中自行设计的正支不对称非稳腔作为第一个计算实例，所有的光学参数与上面所述相同。其光腔结构及等效透镜组如图 3.4 所示。 M_1 与 M_3 分别为输出镜与反射镜的传输矩阵， M_2 为自由空间的传输矩阵。

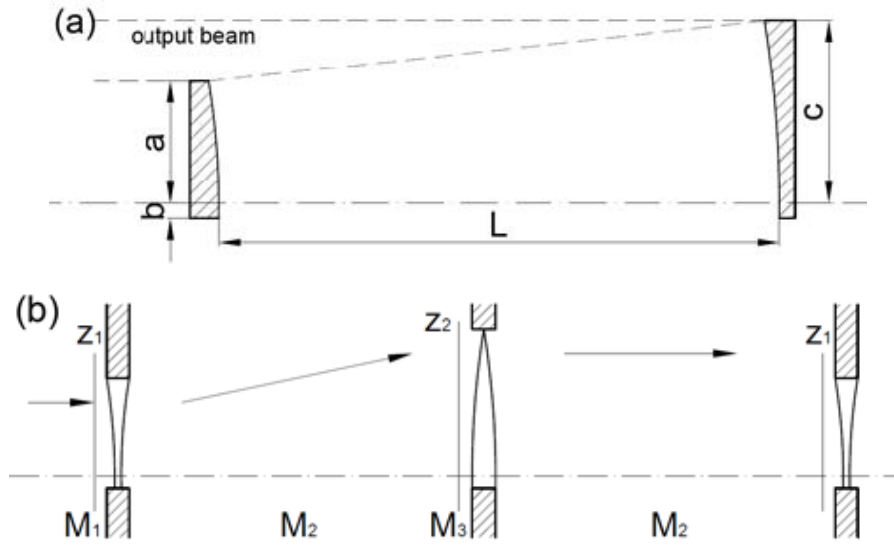


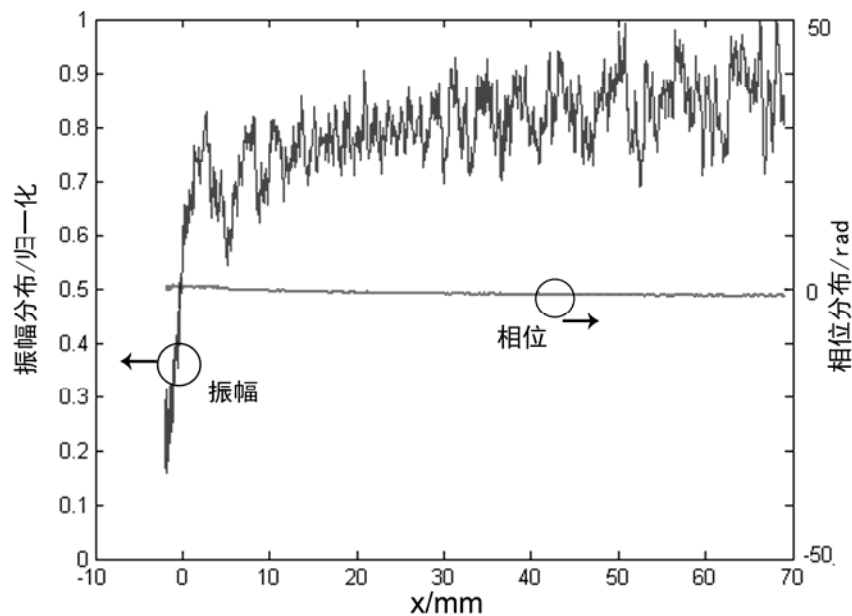
图 3.4 不对称正支非稳腔示意图

(a) 谐振腔结构；(b) 等效透镜组

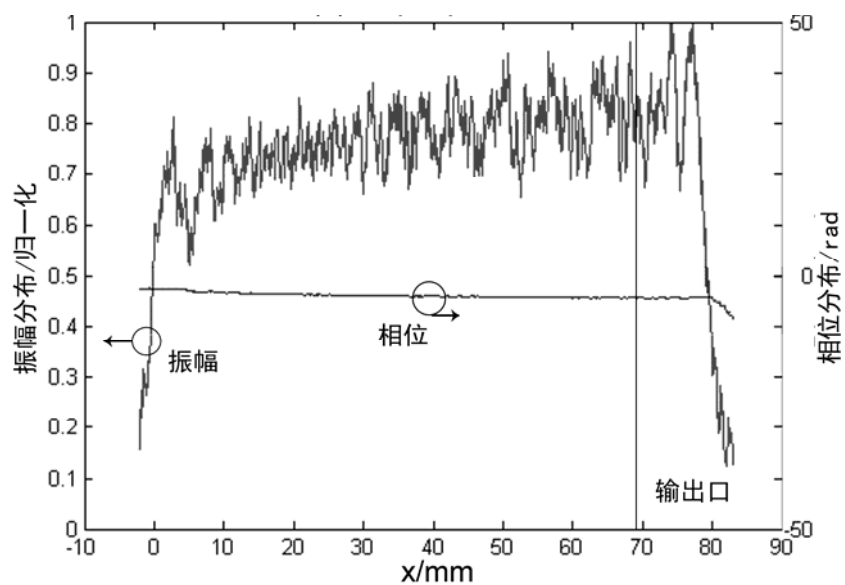
这里需注意，如果在 Collins 公式中使用全程往返矩阵计算衍射过程，即 $M_{total} = M_2 M_3 M_2 M_1$ ，则尾镜的等效光阑被视为无穷大。之前的绝大多数研究都默认采用这一近似，如虚点源法。那么，尾镜边缘的衍射损耗在计算中将被忽略。尽管这一损耗在很多情况下非常小，确实可以在计算中略去，但对于类似这种不对称的不规则结构腔，尾镜的硬边衍射依然会对腔内场分布造成影响，同时也增加了腔的损耗，对计算出的特征值具有明显的影响。

数值计算结果如图 3.5 所示，其中图 3.5(a)为输出镜平面最低接模的振幅与相位分布，特征值的模为 $|\gamma|=0.9207$ ，图 3.5(b)为增加侧面耦合输出时的场分布。可以看出，使用特征向量法计算出的这一最低阶模与前面 Fox-Li 迭代法计算的结果以及实验结果十分吻合。图 3.6(a)、(b)、(c)依次为二、三、四阶模的振幅与相位分布，其对应

的特征值分别为 0.9164、0.9037 与 0.9020。



(a) 无侧面耦合输出时的最低阶模光场分布



(b) 有侧面耦合输出时的最低阶模光场分布

图 3.5 使用 EM 计算的不对称非稳腔的最低阶模

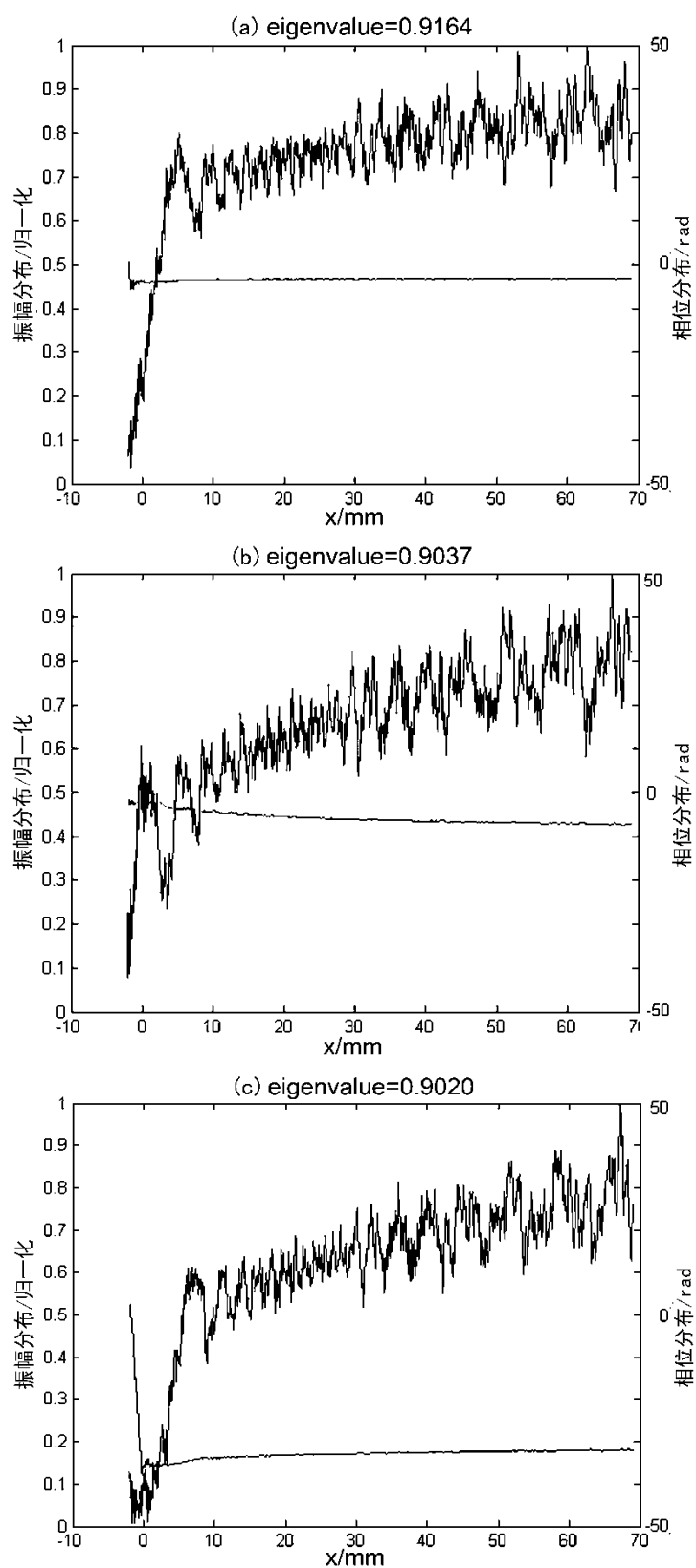


图 3.6 使用 EM 计算的不对称非稳腔的高阶模

为考察非轴对称腔中等效光阑大小对模式特性的影响,本文选取一系列 b 的值(图 3.4 中)进行计算。图 3.7 为单程衍射损耗 δ 相对与不同 b 的变化。其中, $b=0$ 表示腔镜的边缘位于光轴处,且腔镜尺寸(菲涅尔数)随 b 增加。图 3.7 中给出了前三阶模的损耗变化。从第四阶模起,特征值减小十分迅速,损耗很大,因此没有画出。最低阶损耗模用粗实线表示,虚线表示几何损耗 $1-1/M$ 。可以看到,当只有对称共焦腔的半侧时,不对称共焦非稳腔随着菲涅尔数的增加,其表现出来的模式特性在一定程度上类似一个稳定腔——即低阶模特征值的模非常接近,而且他们的模式图样十分相似(例如图 3.6)。直到 b 超过 3mm 时,衍射损耗才低于几何损耗。且这时,非稳腔的模式交叉特性随着 b 的增加开始表现明显。

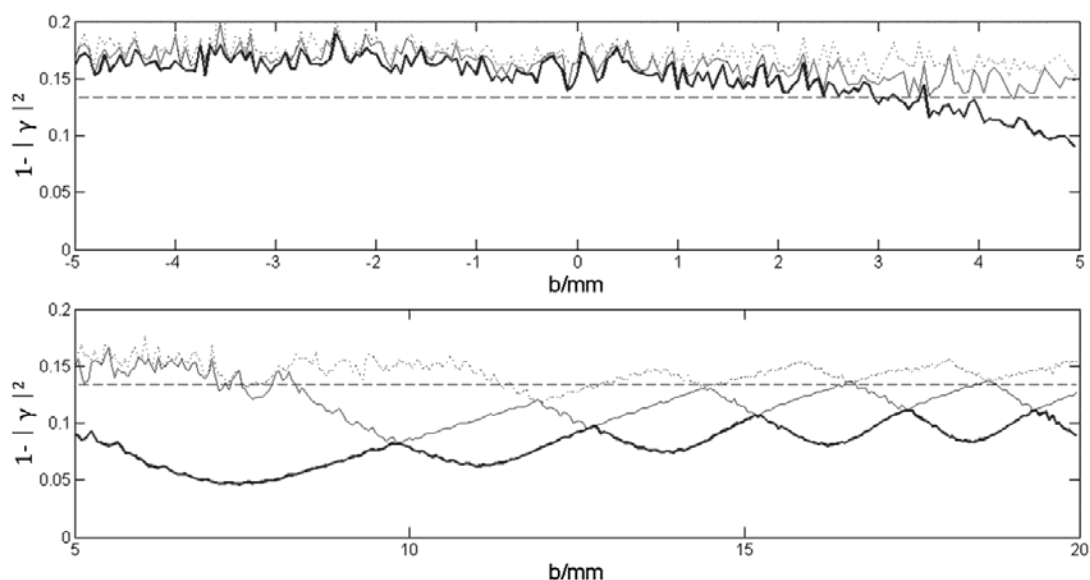
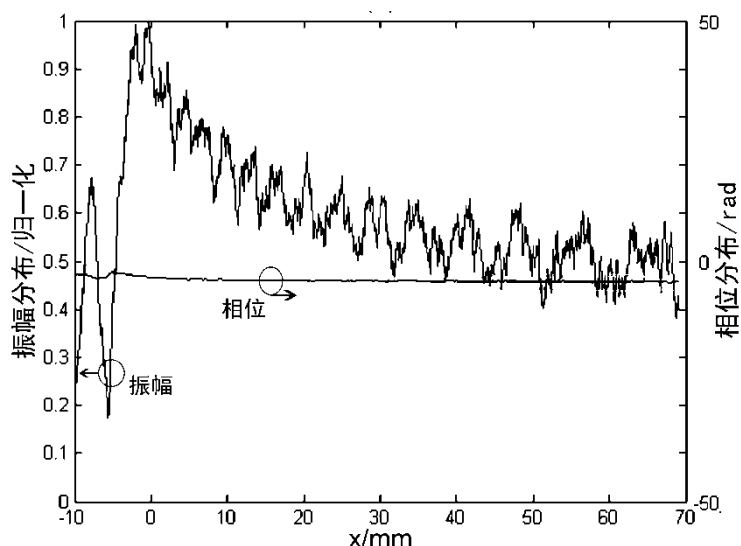


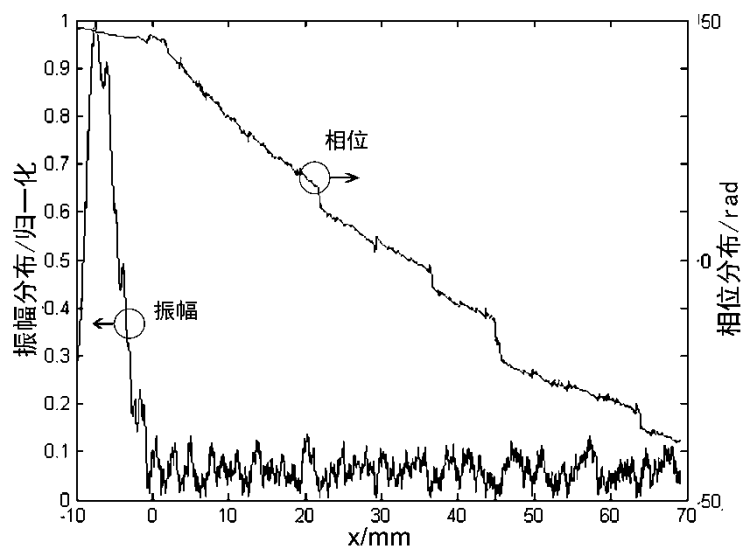
图 3.7 不对称非稳腔的衍射损耗随着 b 取值的变化。(一阶、二阶、三阶模的损耗分别由粗实线、细实线和点线表示,虚线表示腔的几何损耗)

非稳腔的本征模在模式交叉点的特性一直是一个感兴趣的研究课题。在交叉点处使用 Fox-Li 迭代法计算时,迭代结果并不会收敛到一个单一的模式。这时,采用特征向量法进行模拟可以获得理想的结果。本课题组的李根博士^[83]采用这一方法计算了非稳腔在模式交叉点的量子超噪声。作为例子,本文选取图 3.7 下方的第一个交叉点进行分析。光腔的其他参数都不变,仅取 $b=9.85\text{mm}$ 。图 3.8 给出了这一情况下的两个最低阶模,它们的特征值几乎相同(分别为 0.9577 与 0.9571),然而模式图样

完全不同（特征值的精确计算值与有限元划分数有关，因此我们可以认为在误差允许范围内，它们具有相同的特征值大小）。



(a) 特征值=0.9577



(b) 特征值=0.9571

图 3.8 不对称非稳腔在模式交叉点的模式图样

特征向量法也可以用于光腔失调情况下的计算。图 3.9 给出了这一不对称非稳腔尾镜失调角在 $-250\mu\text{rad}$ 到 $250\mu\text{rad}$ 时的模式特性。本文规定，尾镜顺时针旋转时为正，逆时针旋转时为负。失调角为正时，模式损耗随着失调角的变大而增加，其低阶模的值较为接近，同时表现为模式图样的相似。失调角度为 $100\mu\text{rad}$ 与 $200\mu\text{rad}$ 时最低阶模的场分布如图 3.10(a)所示。相反，当失调角为负时，在一定范围内损耗减小，

这是模式分离与交叉特性开始出现。失调角为 $-100\mu\text{rad}$ 时的两个低阶模如图 3.10(b) 所示。

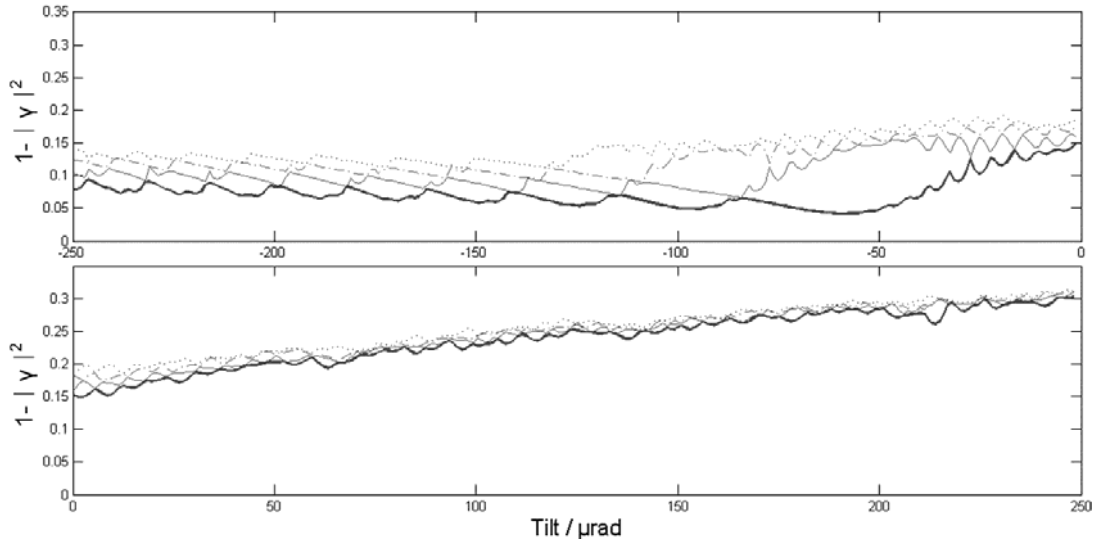


图 3.9 不对称非稳腔的模式损耗与尾镜失调角的关系。损耗最低四个模式依次用粗实线、细实线、点划线与点线表示

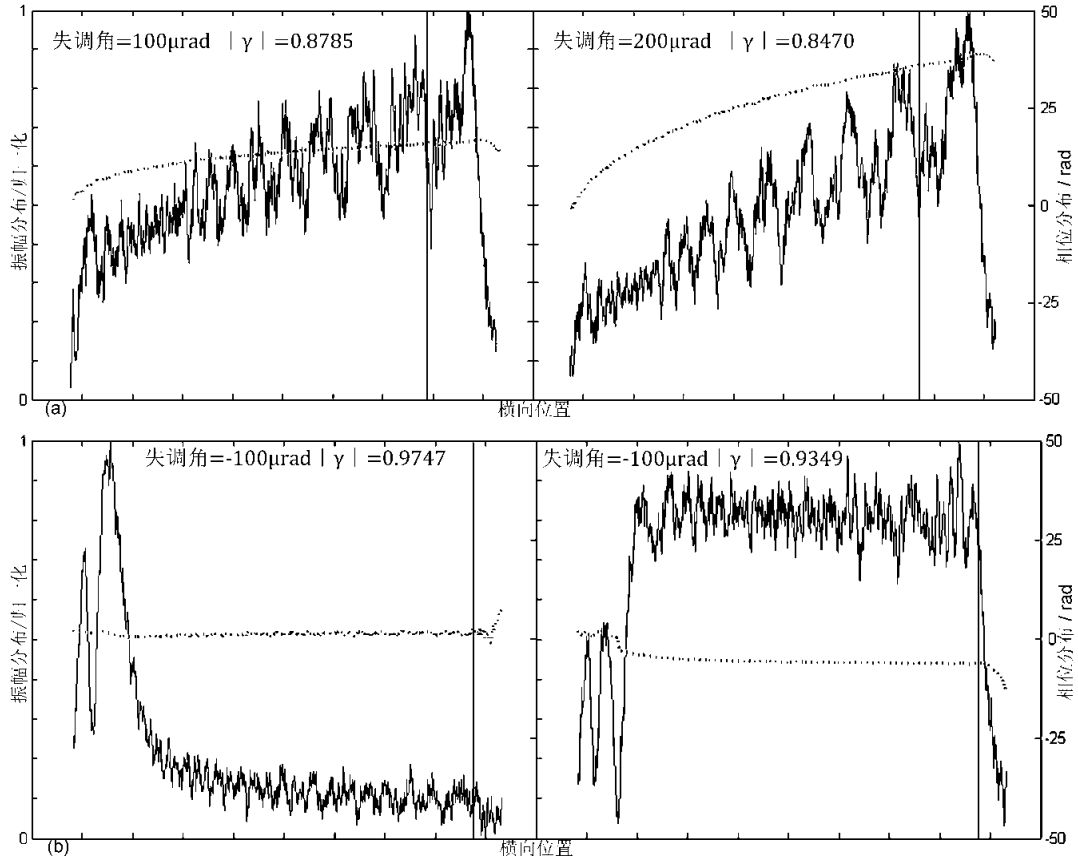


图 3.10 不对称非稳腔在不同的尾镜失调角下的模式图样

3.3.2 非共焦腔

本文研究的另一个实例为 A.Lapucci 报道的非共焦腔^[103]。其光腔参数为： $R1=-1000mm$ （凸面镜）， $R2=1250mm$ （凹面镜）， $a=8mm$ ， $b=0mm$ ， $c=10mm$ ，腔长 $L=225mm$ ，放大率为 1.25，各参数意义见图 3.4。最低阶模的场分布如图 3.11 所示，图中实线表示振幅分布，虚线表示相位分布。这一结果与 Lapucci 报道的完全一致。该低阶模的特征值为 0.9398。同时，第二至第四阶模的分布如图 3.12 所示，他们的特征值大小分别为 0.9353、0.9353、0.9318。有两个相等的值，表示二阶与三阶模之间发生了一次模式交叉。因为这种腔的衍射损耗相对较低，因此这四个低阶模的特征值大小非常接近，且模式图样较为相似。因此，可以推断，这一非共焦腔的输出光束应为混合模。由于这些模式的近场与远场分布十分相似，因此这一现象非常容易被忽视。

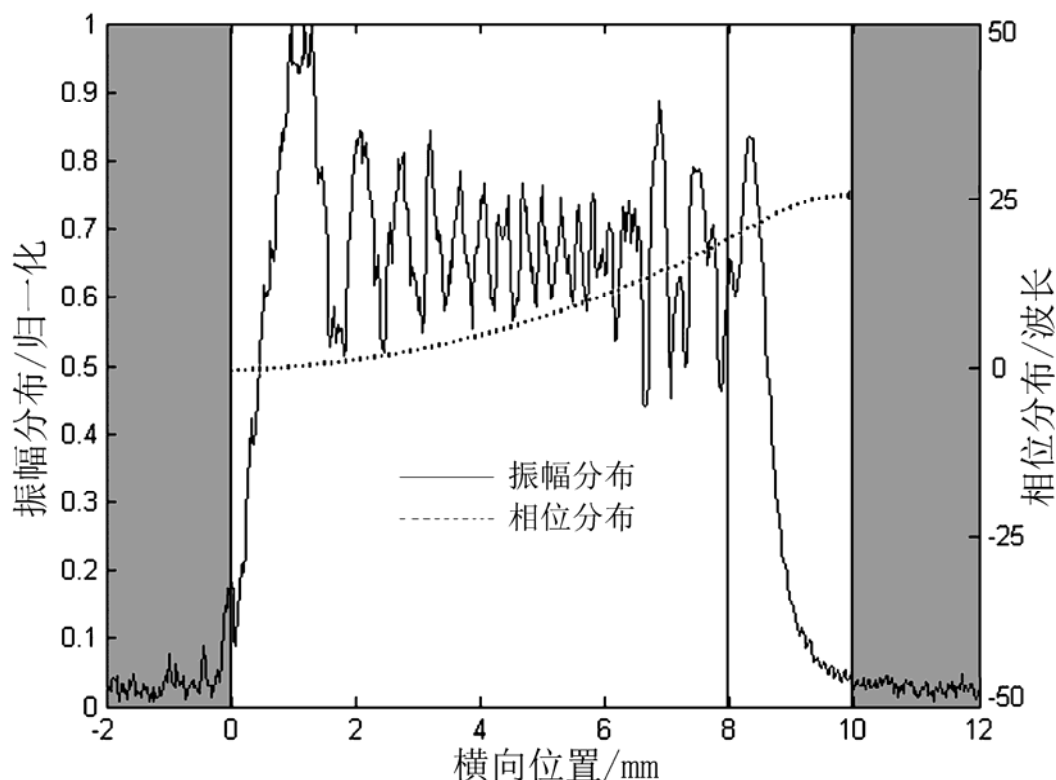


图 3.11 Lapucci 非共焦腔最低阶模

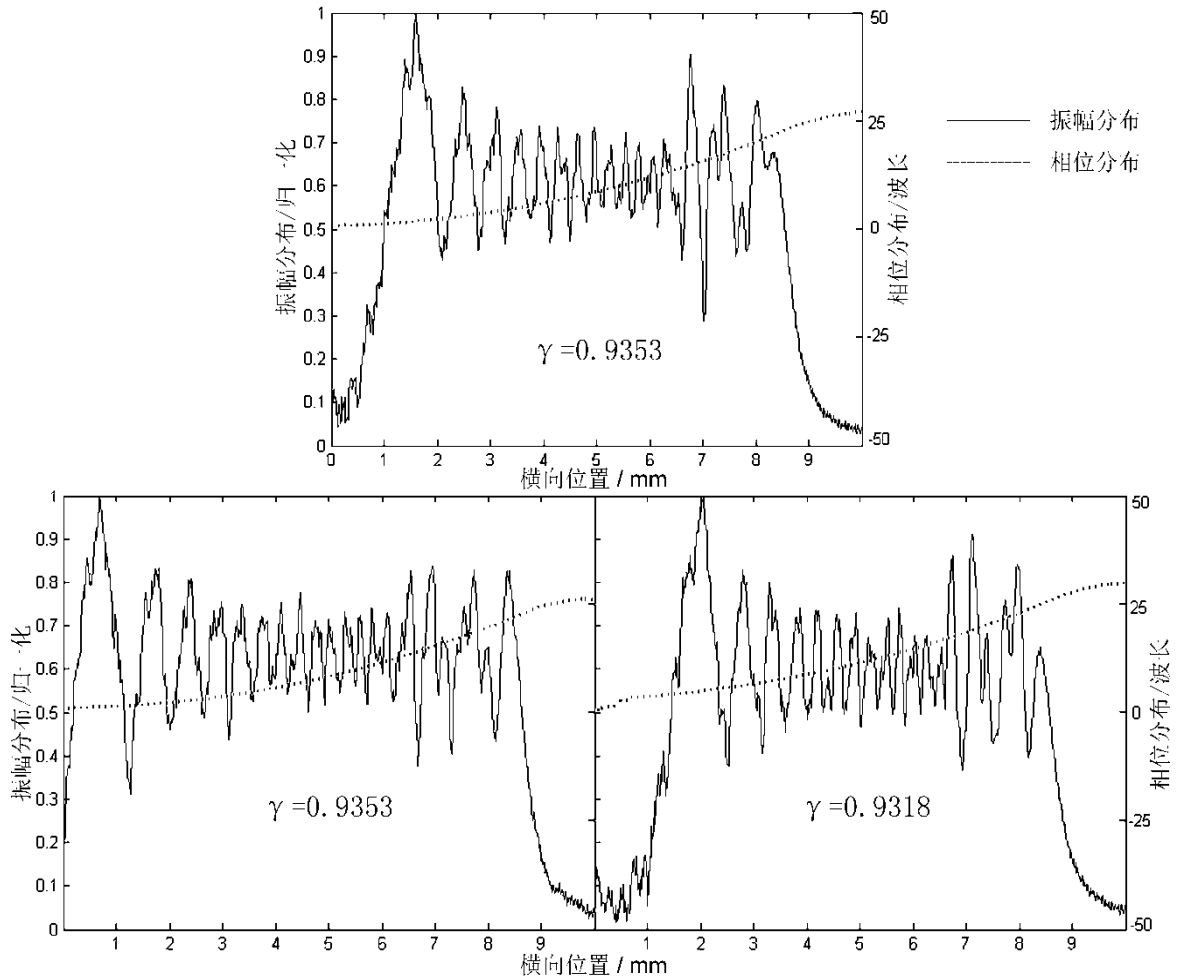


图 3.12 Lapucci 非共焦腔的高阶模

最后, 本文研究了这一非共焦非稳腔的衍射损耗随着腔长 L 变化的规律。如图 3.13 所示, 0 到 3 阶模分别用粗实线、细实线、点划线与点线表示, 虚线在非稳腔范围内表示几何损耗, 当腔长在 $125\text{mm} < L < 225\text{mm}$ 的范围内增加时, 这一非共焦非稳腔朝着稳定腔的方向变化。尽管菲涅尔数在减小, 其几何损耗与实际的衍射损耗都随着 L 增加而减小, 直到 $L=250\text{mm}$ 时趋于无穷小。在非稳区域内, 低阶模的衍射损耗随着 L 的变化呈周期波动, 并总体下降。模式交叉与分离的概念在图 3.13 中并不适用, 因为对应于不同腔长 L , 其几何放大率都不同。当 $L > 250\text{mm}$ 时, 变成一个稳定腔, 这时, 随着腔长继续增加, 菲涅尔数减小, 模式的衍射损耗逐渐增加。这些结论都与激光谐振腔理论相符, 证明了这一数值方法的有效性。

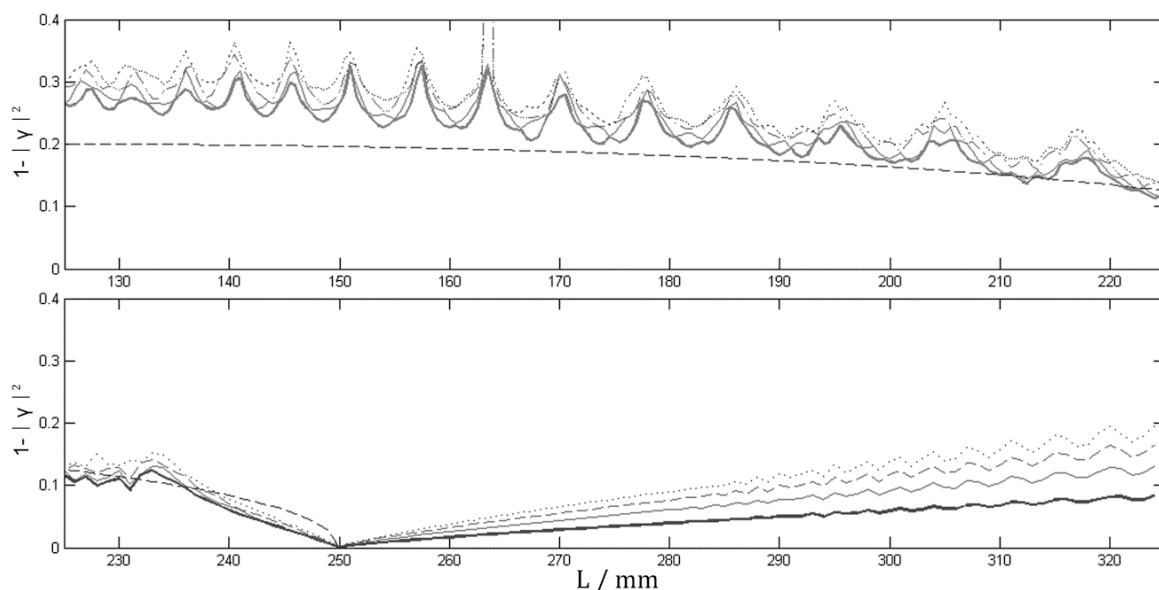


图 3.13 非共焦非稳腔的衍射损耗相对于腔长的变化。损耗最低四个模式依次用粗实线、细实线、点划线与点线表示

3.4 本章小结

尽管对于非稳腔的模式理论研究中均采用轴对称、共焦腔这种标准结构，但在实际应用中，类似非对称、非共焦这种不规则的几何结构更为常用。采用规则结构的对称共焦非稳腔进行模式理论研究时，腔内模式与输出耦合特性首先取决于腔的放大率，其次才是菲涅尔数。因此研究者们对于非稳腔的结构不规则性对模式特性造成的影响少有关注。针对这一问题，本章从非稳腔的模式交叉特性入手，将特征向量法的应用推广到非稳腔，计算过程中没有对腔镜的横向尺寸进行任何近似，因此该方法适用于任意结构与几何参数的谐振腔模拟。

从非对称和非共焦腔以及考虑失调情况下的计算结果可以看出，无论谐振腔结构采用何种不规则设计，都存在一个共性特征即当腔的衍射损耗处于一个较高水平时，腔内几个最低阶模式所对应的特征值的模或往返损耗值十分接近，在损耗图上表现为几条互相接近纠缠的曲线；而它们的模式图样也十分近似。通常情况下可以认为当实际衍射损耗高于非稳腔的几何损耗时，即为较高水平，例如非轴对称腔的腔镜只取光轴一侧时，或尾镜正向旋转时。这一结论意味着，在非稳腔的几何设计时并不一定需要考虑低阶模之间最大的模式鉴别。即使谐振腔工作于模式交叉点，

或由于损耗接近而同时存在多个低阶模同时起振时，其远场光束也并不一定会发生显著的畸变而导致光束质量降低。

采用本章的扩展的特征向量法进行各类不规则非稳腔模式计算时，如果腔内加入了其他复杂的近轴光学元器件，仅需将它们的传输矩阵加入 A_{total} 中，数学过程十分便捷。当然，Collins 公式并非 EM 方法所必须的，也可采用其他的衍射方程进行计算，只要确保得到的 A_{total} 准确可靠。因此这一数值方法仍有很大的扩展空间，如考虑非傍轴、增益介质或二维场等多种情况。

4 射频板条电极的温度场分析

大面积平板电极的扩散冷却是高功率射频板条 CO_2 激光器关键技术之一。高功率 CO_2 激光器的电光转换效率一般在 20% 左右，大部分能量转变成多余的热量，需要有效的散除。本章首先针对 2kW 射频板条 CO_2 激光器进行稳定性实验，提出板条电极热稳定性这一重要问题，然后在热力学基本理论的基础上，对射频板条 CO_2 激光器的平板电极进行三维建模，研究电极正常稳定工作时的温度场分布。另一方面，在相同的注入功率条件下， CO_2 气体激光器启动时通常会有较高的激光输出功率，之后在较短的时间内功率会下降，并达到稳定。在这一过程中，电极温度场的瞬态热过程有着关键的影响。因此本章将继续对电极瞬态热问题进行分析，以了解激光器从开机到稳定运行这一动态过程。

4.1 射频板条 CO_2 激光器的稳定性实验及热问题的提出

平板电极在射频板条激光器中既作为放电电极，又作为非稳-波导混合腔的平面波导结构，同时还通过扩散冷却的方式对电极间的工作气体进行冷却。因此，板条电极工作时的温度场、应力场分布的研究十分重要，其热稳定性直接影响到激光器的输出光束质量和激光功率的稳定性。

然而，高功率激光器稳定性实验中，影响输出功率的因素很多，包括射频电源、射频功率传输与馈入、均匀稳定放电、光腔失调、水冷散热等等，因此单独对电极的热问题进行研究较为困难。本文先给出整机的稳定性实验结果，之后再提出热稳定性问题进行分析 and 探讨。

实验样机为 2kW 射频板条 CO_2 激光器，如图 4.1 所示，激光器上半部为激光头及射频匹配箱，下半部主要安装了射频电源部分和真空泵等设备，操作台和水冷机在箱体外单独安置。开机前打开水冷机和空压机，保证冷却系统的正常工作。将激光头内空气抽至低真空，然后充入 155mbar 的 $\text{CO}_2+\text{N}_2+\text{He}$ 的混合气体。开机后打开光闸，采用 Coherent PM3K 型功率计进行激光功率测量。



图 4.1 2kW 射频板条 CO₂ 激光器

将占空比设定为 50%和 40%固定，分别进行实验，记录的激光功率、屏级电压与电流随开机时间的变化数据由表 4.1 和表 4.2 给出。

表 4.1 占空比 50%时激光功率随时间的稳定性实验

时间/min	电压/kV	电流/A	功率/W	时间/min	电压/kV	电流/A	功率/W
0	10.04	1.53	1440	20	10.09	1.66	1410
5	10.25	1.72	1430	25	10.21	1.51	1410
10	10.27	1.45	1420	30	10.07	1.55	1410
15	10.15	1.52	1430	35	10.08	1.61	1410

表 4.2 占空比 40%时激光功率随时间的稳定性实验

时间/min	电压/kV	电流/A	功率/W	时间/min	电压/kV	电流/A	功率/W
0	10.04	1.26	970	35	10.10	1.26	960
10	9.98	1.25	960	45	10.02	1.25	940
20	9.95	1.25	940	55	10.00	1.25	930
23	9.90	1.24	910	62	9.98	1.25	900
30	9.90	1.25	930	65	9.99	1.25	890

在保证激光谐振腔、真空系统和射频放电稳定的条件下，可以认为注入电功率和板条热效应是影响输出功率稳定性的两个主要因素。而板条热效应即温度场和热变形场难以进行实时测量，为此本文将激光功率和注入电功率的时间变化曲线绘制在同一张图中，如图 4.2 所示，从而间接分析热效应的影响。其中，图 4.2(a)为占空比 50%时的情况，图 4.2(b)为占空比 40%。为了剔除其它不必要的干扰本文将激光功率和电功率都进行了归一化。

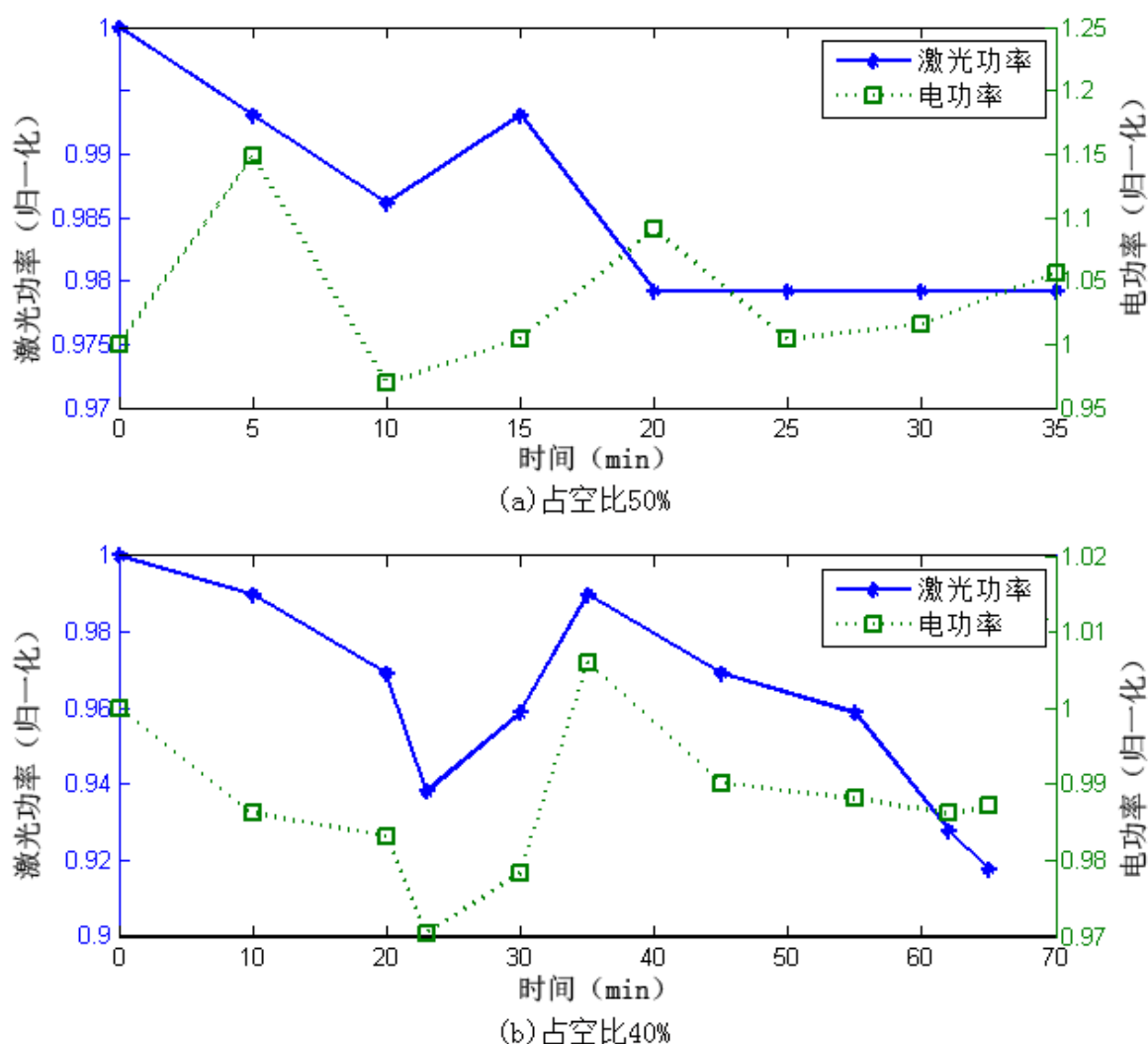


图 4.2 输出激光功率与注入射频电功率随时间稳定性曲线

由图 4.2 可以看出，开机后激光功率总体呈波动下降的趋势，而且其上下波动并非完全由注入电功率决定。占空比 50%的情形下更明显，尽管激光功率和电功率都随着开机时间总体降低，但二者相关性很低。40%占空比下二者相关性更强一些。这

是由于当激光器在低注入功率下运行时，热效应减少，激光功率受注入电功率的影响更显著，而增加注入电功率后，热效应对激光功率的影响比重加大。对于 2kW 及以上功率等级的射频板条 CO₂ 激光器而言，板条热效应成为功率波动的主要因素。图 4.2(a)和图 4.2.(b)都反映出在开机的前十到二十分钟内，激光功率都会显著降低，这一现象的一个重要原因是由于开机后板条电极温度逐渐增加，造成对工作气体的冷却效果下降，最终稳定到一个恒温值。对于该现象本文将在下面的小节进行仿真模拟。

调节水冷机的出水温度，同时观察输出激光功率的变化，是研究电极热效应对功率稳定性影响的又一手段。出于激光器安全考虑，本文仅在冷却水温 19.4℃至 20.6℃的范围内进行实验，结果如图 4.3 所示。将冷却水温从 19.4℃升高至 20.6℃，之后再降低到 19.6℃，可以明显观察到激光功率也随之波动一个周期。水温升高，功率降低，反之亦然。必须注意到，对于本实验进行的 1kW 级射频板条 CO₂ 激光功率，冷却水温 1℃的波动即造成了约 40W 的功率波动，而水温转化为板条电极的温度乃至工作气体温度后可能造成的实际温差更小，可见激光功率对于扩散冷却效果是十分敏感的。因此设计合理的水冷结构并对分析板条电极的温度场变化有着重要的实用价值。

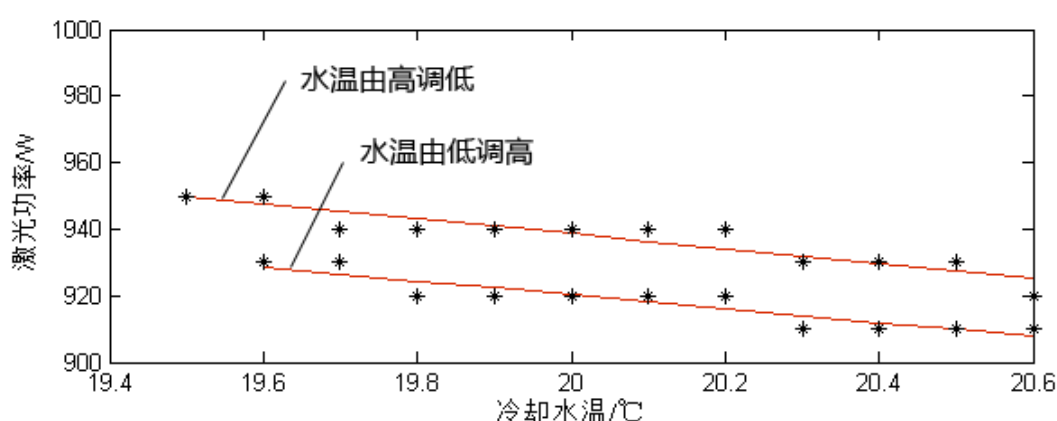


图 4.3 激光功率随冷却水温变化的实验结果

4.2 板条电极热分析理论模型

射频板条 CO₂ 激光器是基于面增比技术从而实现数千瓦的激光功率输出，平板

电极的整体放电覆盖区域长度一般在 $1m$ 以上，宽度也大于 $200mm$ ，总面积设计取决于激光功率。大面积的板条电极难以使用整块铜板加工成型，因此采用分段电极的方法，如图 4.4 所示的平板电极模型示意图中采用的是两块电极，拼接间距小于 $5mm$ ，过大的间隙可能引起放电不均匀，且波导损耗较高。单块平板电极内部加工有蛇形水冷流道，通去离子水进行扩散冷却，板条外部水流采用铜管链接。上下电极结构相同，每单块电极铜板的结构及水冷流道也相同，因此为减少计算量，本文选取单块电极进行建模分析。

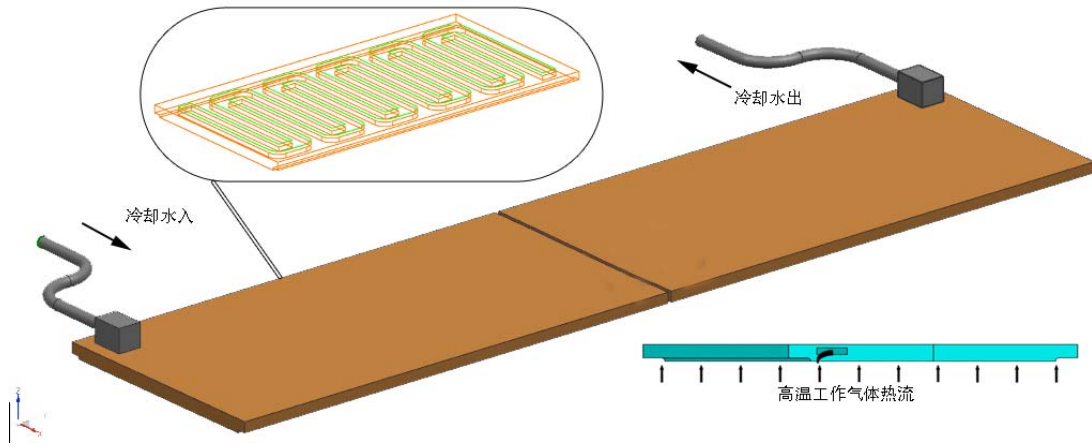


图 4.4 大面积平板电极扩散冷却示意图

4.2.1 电极对流换热问题分析

对于平板电极扩散冷却对流换热问题，这里取蛇形流道的矩形横截面进行分析，如图 4.5 所示。图中 u 为冷却水流速， t_1 为冷却水的温度， t_2 为电极与水流接触面 A 的温度。当水流与电极表面存在温差时，将发生对流换热。依据牛顿冷却公式(4-1)，电极局部表面 dA_x 与冷却水流的对流换热量为：

$$q_x = h_x(t_2 - t_1)_x \quad (4-1)$$

q_x 称为对流换热密度， h_x 为局部对流换热系数，单位为 $W/(m^2 \cdot ^\circ C)$ 。在实际情况中， q 、 h 以及温度 t 的取值都是位置的函数，因此用下标 x 表示。在换热表面上对局部对流换热密度表达式(4-1)积分就可以得到总换热量 Q ：

$$Q = \int_A q_x dA_x = \int_A h_x(t_2 - t_1)_x dA_x \quad (4-2)$$

定义平均对流换热系数 \bar{h} 为:

$$\bar{h} = \frac{1}{A} \int_A h_x dA_x \quad (4-3)$$

则总热量可以写为:

$$Q = \bar{h}A(t_2 - t_1) \quad (4-4)$$

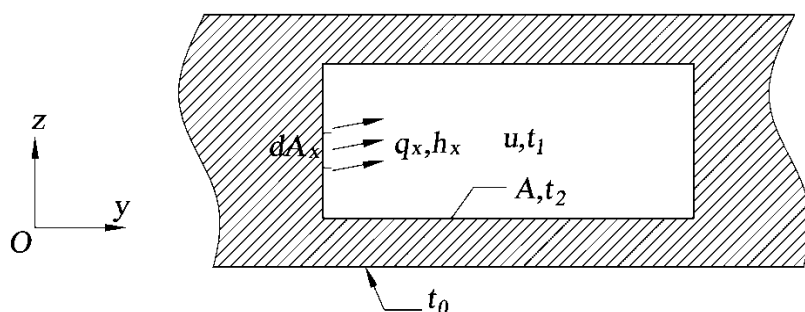


图 4.5 局部对流换热示意图

工程应用中的所谓对流换热（convective heat transfer）是两种热作用机制同时起作用的结果，即热传导和热对流，对流换热问题必然伴随有热传导的问题。工作气体内部、工作气体与电极表面、冷却水与铜电极接触面以及铜板内部各个点之间均存在温度差，从而形成热传导。由于上下平板电极间的窄间隙构成平板波导，波导腔内有激光振荡，因此实际热平衡过程中还存在热辐射的分量。但考虑到振荡光束在波导腔内为傍轴传输，与电极表面形成掠入射，反射率很高，腔内激光场的能量对波导电极表面的热辐射分量非常小，相对于工作气体温度传导至电极表面的热流密度相差了几个量级，所以在本文热模型中不考虑热辐射。

4.2.2 对流换热系数的计算

依照引起流体流动机制的不同，对流换热可分为强迫对流（forced convection）和自然对流（natural convection）两种，其中强迫对流是指流体运动是受到外界驱动力的作用而发生，板条电极内部的水冷流道扩散冷却就属于强迫对流，其水流驱动力来自于冷水机泵；而自然对流形成的机理是由于流体内部温度场分布的不均匀，导致各点密度的不同而引起流动，射频板条 CO₂ 激光器中没有安装风机，工作气体内部的热过程属于自然对流。

流体力学中将流体流动又分为湍流和层流,用雷诺数 Re 来区分流体的流动状态。处于中间状态的叫做过渡流,一般湍流的换热效果好于层流。雷诺数 Re 是一个取决于流场的平均速度 u 、流道管径 d 和运动粘度 ν 的无量纲参数,表达式为:

$$Re = \frac{ud}{\nu} \quad (4-5)$$

雷诺数通常是惯性力与粘性力相对大小的一种度量,较小的雷诺数意味着流场内以粘性力为主,流体各点沿平行于管壁的方向规则运动,流体的流动状态接近于层流;相反雷诺数远大于 1 时,则流场内以惯性力为主,流动状态呈湍流。一般 $Re < 2300$ 时,流动状态为层流, $Re > 4000$ 时为湍流, $2300 < Re < 4000$ 时为过渡状态。

依据式(4-4)的牛顿换热公式,板条电极与冷却水的总换热量等于对流换热系数、温度差和总换热面积三者的乘积。将蛇形流道分为 i 段,则在水冷流道的横截面形状一定的情况下,总换热量 Q 可以写为:

$$Q = 4 \sum_{i=1}^N h_i (aL_i + bL_i + ab) \Delta T \quad (4-6)$$

式中, h_i 表示蛇形流道第 i 段的对流换热系数, L_i 为第 i 段流道的长度, a 、 b 分别为流道矩形横截面的长和宽, ΔT 为板条电极流道壁面与冷却水的温差。本文在稳态分析中假定流道中每处的对流换热系数为恒定,因此去掉角标 i , 换热系数 h 可由下式给出:

$$h = \frac{Nu\lambda}{d_e} \quad (4-7)$$

式中, λ 为流体的热导率, Nu 为努塞尔数 (Nusselt number), d_e 为流道的当量直径。当雷诺数 $Re < 2300$ 即流体为层流状态时,努塞尔数由式(4-15)给出:

$$Nu = 1.86 \left(Re Pr \frac{d_e}{L} \right)_f^{1/3} \left(\frac{\mu_f}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (4-8)$$

式中, f 表示温度取平均值, w 为壁面温度, μ 为动力粘度, Pr 为普朗特数,当 $Re > 2300$ 即流体为过渡状态或湍流状态时, Nu 的取值需在式(4-8)所得值上乘以系数 ξ , 其值可查表获得。

对于横截面为矩形的水冷流道，当量直径 d_e 由下式给出：

$$d_e = \frac{2ab}{a+b} \quad (4-9)$$

雷诺数 Re 的值由式(4-10)求得：

$$Re = \frac{ud_e}{\nu} \quad (4-10)$$

式中， ν 是流体的动力粘度， u 为流体流速，通过下式计算：

$$u = \frac{U}{nab} \quad (4-11)$$

n 为流道数，本文研究为单流道设计， U 为总流量，取决于冷水机组的功率。

4.2.3 影响板条电极对流换热的因素

研究板条电极扩散冷却的流体换热问题的主要目的是为了获得电极的温度场分布以了解放电气体的冷却情况，进而掌握激光器的工作状况；另一方面，还可以帮助我们对板条电极内部的水冷流道进行优化设计，以达到最好的换热冷却效果，使激光器在更良好的状态下运行。因此，在数值计算具体的温度场分布之前，有必要对影响对流换热效果的各种因素进行归纳分析，主要因素一般有以下几方面。

(1) 流体的流动状态及引起流动的原因

一般强迫对流的对流换热系数高于自然对流，湍流的对流换热系数高于层流，因此，对于板条电极的扩散冷却，增加冷却水的注入压力，提高流速，有助于增大换热系数，起到更好的水冷效果。

(2) 流体的热物理性质

流体的热物理性质主要包括密度、比热容、导热系数、粘度等参数，这些参数对对流换热的影响很大。如密度与比热容的乘积成为体积比热容，反映了单位体积流体传递热量的能力大小。由于对流换热中存在热传导的过程，因此导热系数的大小也会直接影响流体内部的热量传递过程和温度分布状态。而粘度高的流体难以形成湍流，因而对流换热系数较小。射频板条 CO_2 激光器采用去离子水作为冷却液，表 4.3 给出了水在 20°C 时的热物理性质参数。

表 4.3 水在 20℃时的热物理性质参数

物理性质	密度	热导率	运动粘度	比热容	动力粘度	普朗特数
代号	ρ	λ	ν	c	μ	Pr
单位	kg/m^3	$W/(m^2 \cdot ^\circ C)$	m^2/s	$J/(kg \cdot ^\circ C)$	$kg/(m^2 \cdot ^\circ C)$	
值	998.2	0.599	1.06×10^{-6}	4182.6	1004.2×10^{-6}	7.02

(3) 换热表面的几何参数和表面边界条件

对流换热表面的几何参数也对对流换热系数有较大影响。首先要区分问题的所属类型，是内部流场还是外部流场；其次同一类型的几何流场它们的表面形状、粗糙度、尺寸以及空间方位等因素对换热强度的都具有一定的影响。本课题设计的板条水冷流道为矩形截面，蛇形路径。采用铜板的铣削加工配合焊接工艺，流道内壁的表面粗糙度为 $6.3\mu m$ 。里边界条件主要指换热的具体形式及变化规律，如热流加载方式等。

4.3 电极稳态温度场分析

当一个给定系统中，流入热量加上自身发热量等于流出热量时，即为稳态热问题，此时系统的温度场分布不随时间变化，工程中的许多问题都属于稳态热问题。热问题的研究方法主要有理论解析法、实验法、类比法、数值解法等。理论解析法虽然严格，但这种方法一般用来了解热问题的理论过程或非常简单的模型，很少用来研究实际问题。类比法是求解工程对流换热问题的有效方法之一，而实验法更是验证理论方法可靠性的不可或缺的手段。数值解法是近年来随着计算机技术的日益普及而越来越重要的一种方法，它使用计算机的高速运算能力直接求解热模型的微分方程组，目前已经可以较好的处理各类复杂多变的热分析模型，是传统方法的有力补充。有限元分析法属于数值解法的一种，其基本原理是将实际分析对象离散化，分解成有限个单元网格组成的模型，然后对离散模型求数值解。

4.3.1 有限元分析在激光器稳定性设计中的应用

由于激光头箱体的高密封性要求、高压大电流及强射频辐射等各种因素的限制，

要实验测量板条电极工作时的温度场分布是十分困难的。因此采用有限元数值模拟的方法对电极热问题进行仿真计算成为解决该问题的有效手段。在各类工程应用中常可见到采用有限元方法对结构组件的温度场、应力场、流场及对流换热、热力耦合场等进行仿真分析,以求获得稳定的最优化设计。有限元分析法在激光器的设计中也十分普及,在各种激光器热力学问题中发挥了重要的作用,如固体激光器的介质热效应分析^[84-98]、气体与液体激光器的流场分析^[99-101]、高功率镜片热变形与水冷分析、激光加工材料热效应分析等各个方面。

气体激光器中,常常需要用到有限元分析法对流体场进行仿真和设计,另外镜片的安装结构、热应力变形和水冷设计也是一个重要的应用。如王鹏飞等^[99]用 ANSYS 仿真了流体液体激光器的热流场分布对输出光束的影响。韩有镇等^[100]使用 ANSYS 仿真软件模拟了横流 CO₂ 激光器的气体流场温度分布。本课题组的程龙^[101]对横流 CO₂ 激光器的箱体和光桥光腔整体结构进行了有限元建模仿真,对激光器的整机结构稳定性作了研究。曾元等^[102]建立了光桥端板的有限元模型,分析了不同材料、不同形状的光桥端板的变形量,并以此为依据进行了可调谐 TEA CO₂ 激光器光腔结构的优化设计和稳定性研究。国防科技大学的李斌等^[103,104]利用有限元方法展开了射流式水冷镜的研究,设计了新型的射流式水冷结构。华中科技大学的余亮英等^[105]采用 ANSYS 有限元软件分析了强激光作用下水冷硅镜的沟槽结构对镜面温升和变形峰谷值的影响,并对水冷镜微沟槽的结构进行了优化设计。以上研究都表明,有限元分析法已经越来越成为激光器设计中必不可少的手段。

4.3.2 平板电极温度场的有限元求解

有限元求解过程依次为实体建模、网格划分、加载求解等几步。

1) 平板电极的实体建模

平板电极的粗加工实物图如图 4.6 所示,取下水冷接口波纹管后可以看到冷却水的进出口,电极内部加工有蛇形水冷流道。波纹管接口与平板电极采用焊接的方式连接,之后再行平面与四周安装孔的精加工。在有限元分析中,为提高计算效率,通常略去对结果影响较小的细节结构特征,如螺纹孔、销钉孔、边倒角、小圆角等。



图 4.6 平板电极实物图

三维实体建模可以采用 ANSYS 软件自身的建模命令，也可使用第三方 CAD 软件完成，然后导入进行分析。本文采用 SiemensPLM 的 Unigraphics NX 7.5 进行三维实体建模。UG NX 是一款应用十分广泛的专业 CAD/CAM 软件，其功能涵盖产品设计、工程和制造全范围的开发过程。图 4.7 为 UG NX 中简化后的板条电极模型。

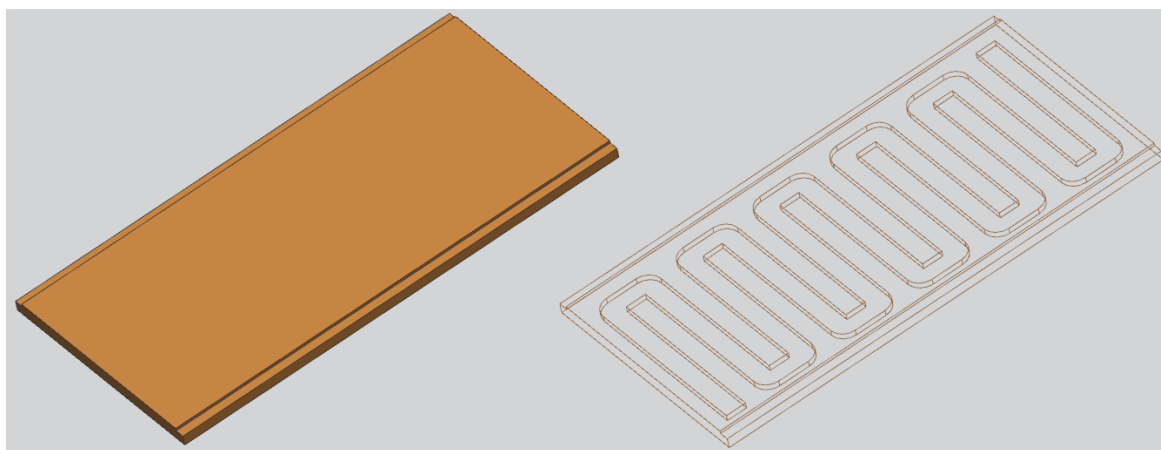


图 4.7 简化后的板条电极实体模型

采用图 4.7 的模型进行热模拟分析时，在几何上进行了如下简化：忽略电极安装孔、进水孔和出水孔、电极边缘倒斜角；忽略波纹管与电极的焊接处接口结构；将电极主板与焊接铜盖板视为整体。

2) 定义单元类型、材料属性与有限元网格划分

ANSYS 软件中用于热分析的三维实体单元有 SOLID70、SOLID87 和 SOLID90 三种,其中 SOLID70 为六面体 8 节点单元,SOLID87 为四面体 10 节点单元,SOLID90 为六面体 20 节点单元。SOLID87 一般适用于不规则几何形状的网格划分,而 SOLID90 多适用于模拟曲面边界。本文研究的平板电极虽然内部加工有较为复杂的蛇形水冷流道,但整体结构可以看做为长方体或者由长方体组合而成,不存在复杂的曲面形状,因此可选用 SOLID70 单元获得更高的计算效率。

早期的小功率射频板条 CO₂ 激光器采用的是铝电极,随着激光功率越来越高,考虑到导电导热特性、材料强度、热变形特性等因素,开始逐渐使用铜电极。由于纯铜长期使用易氧化,导致表面质量下降,因此常常在电极表面镀一层氧化物作为保护层,如 Al₂O₃、SiO₂ 等。由于镀膜层厚度在微米量级,对热效应与热应变的影响非常小,因此在有限元建模中当作纯铜处理。本文采用牌号为 T2 的紫铜作为电极材料,其结构与热力学参数由表 4.4 给出。

表 4.4 紫铜 T2 的力学与热物理特性

物理性质	弹性模量	泊松比	质量密度	抗剪模量	张力强度
单位	N/m^2	/	kg/m^3	N/m^2	N/m^2
值	1.37E+11	0.310	8.93E+03	5.20E+10	7.15E+08
物理性质	屈服强度	热扩张系数	比热	热导率	
单位	N/m^2	/Kelven	$J/(kg.K)$	$W/(m.k)$	
值	4.20E+08	1.73E-05	385	401.00	

3) 加载与求解

求解板条电极温度场分布的关键问题之一是对流换热系数 h 的确定,其大小代表了水冷系统的冷却能力,直接关系到工作气体的温度、电光转换效率和输出激光功率的大小。对流换热系数的大小与冷却剂的热物性、流质比、雷诺数、普朗特数及冷却结构的几何形状等多种参量有关,确定其精确值十分困难,目前还没有统一的数学模型描述^[106],不同的模型之间不一致性较大,如 Tawfek 模型^[107]、Petukhow-Popov 模型^[108]、Sieder-Tate 模型^[108]等,王明哲等基于实验数据提出了一种评估固体激光器表面对流换热系数的方法^[91]。结合板条电极的具体结构参数,利用

4.2.2 节介绍的计算方法可大致得到 h 的值相对于冷水机组水流量 U 的关系如图 4.8 所示。二者并非线性关系，随着水流量的增加， h 的增大将逐渐趋于平缓。

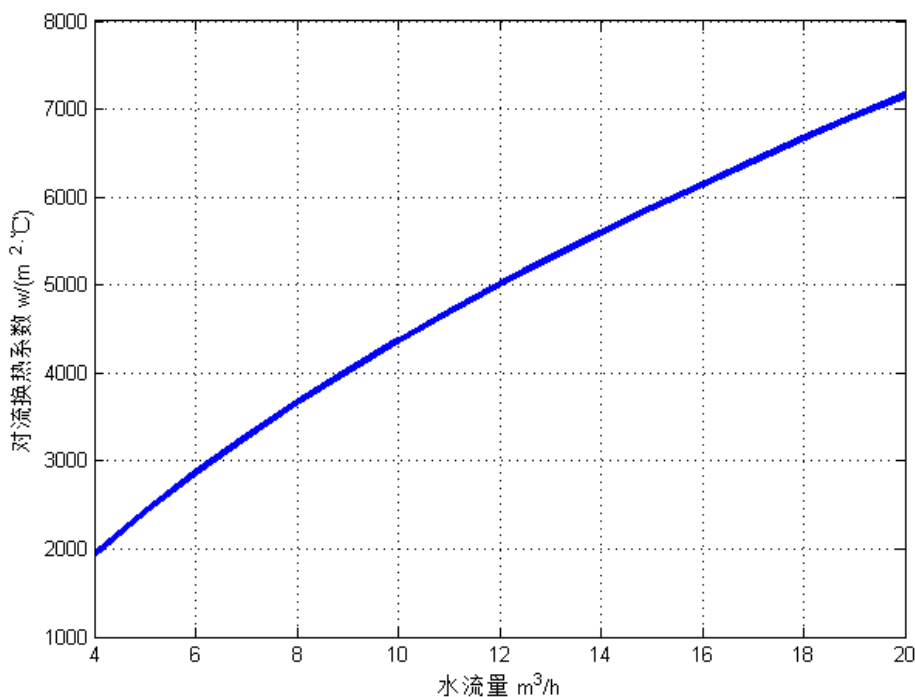


图 4.8 对流换热系数随冷水机组流量变化的取值

本文对简化的平板电极模型进行热载荷施加时，作如下假定：

(1) 平板受热全部来源于与放电气体接触的表面，其余外表面均视为绝热。由于放电区气体温度梯度变化很大，放电区外的气体温度很低，与环境温度相差不大，因此这一简化是合理的。

(2) 紫铜材料的电导率很高，电极本身的电阻发热量相对于气体放电区的传导热量很小，因此在计算中不考虑。

(3) 冷却水在流动中会被电极加热，导致出口水温高于入口水温，因此对流换热系数在流道中并非均匀取值，而是随着水流前进而略有降低。实验测得入口水温与出口水温的温差不超过 $2^\circ C$ ，因此模拟中近似认为对流换热系数为均匀分布。

4.3.3 温度场仿真结果分析

综合考虑图 4.8 的计算结果及类似文献中的实验和模拟数值，取对流换热系数为

2000 W/(m²·℃)和 5000 W/(m²·℃)分别进行温度场仿真计算，得到射频板条电极工作时的稳态温度场分布云图分别为图 4.9 和图 4.10。图 4.9(a)和图 4.10(a)为电极外表面斜视图（非放电表面），图 4.9(b)和图 4.10(b)为放电表面正视图。两种情况下对应的冷水机组总流量分别为 4.2m³/h 和 12m³/h。

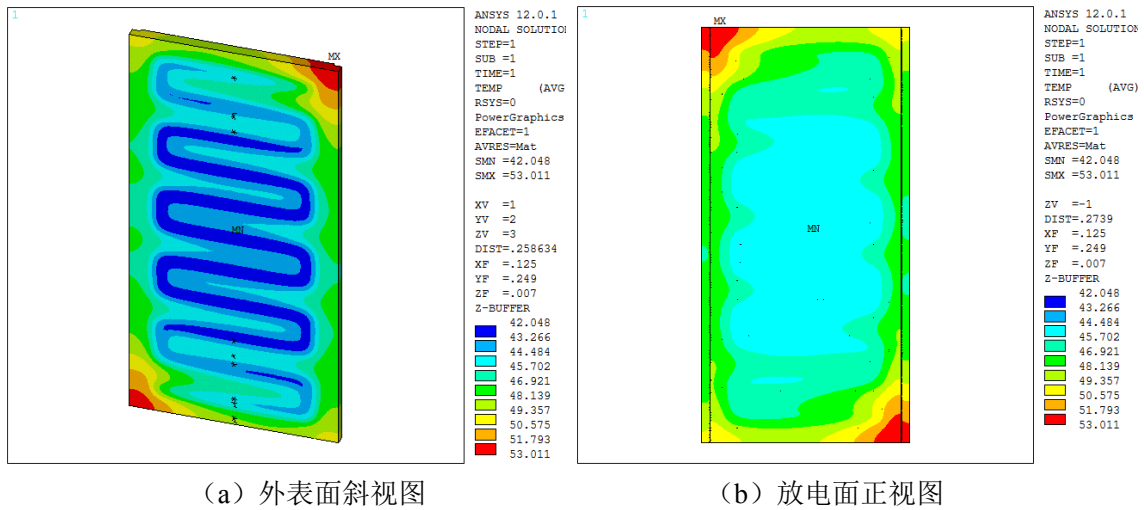


图 4.9 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时电极稳态温度场云图

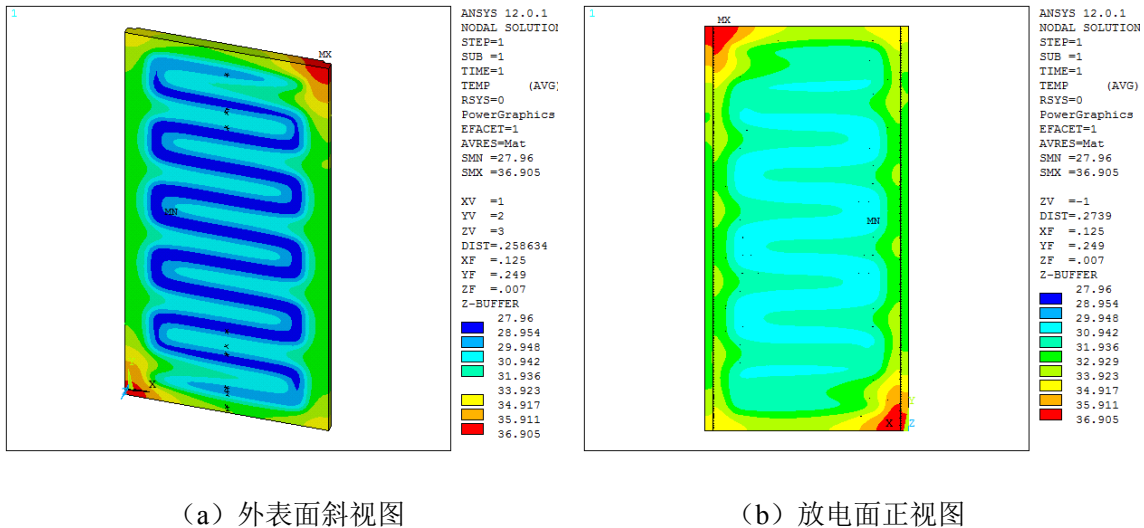


图 4.10 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时电极稳态温度场云图

观察图 4.9 和图 4.10 的稳态温度场云图可以看出，板条电极的整体温度分布呈四周高中间低、放电面温度高外表面（非放电面）温度低的总体趋势，且中间部分内部加工有水冷流道的部位温度明显低于周围，因此在温度场云图中可以清

晰的看到水冷流道的构型。这些仿真结果与实际工作条件和模型设计的预想十分吻合。当 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时, 电极的最高温度为 53.011°C , 最高温度点位于进出水口所在的两个顶角; 最低温度为 42.048°C , 最低温度点位于电极非放电外表面中央的水冷流道处, 最大温差为 9.037°C ; 放电表面最低温度为 44.707°C , 最高温度为 52.089°C , 平均温度为 46.565°C 。当 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时, 电极的最高温度为 36.905°C , 最低温度为 27.96°C , 最高与最低温度点位置与 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时相同, 最大温差为 8.945°C ; 放电表面最低温度为 30.429°C , 最高温度为 36.186°C , 平均温度为 31.725°C 。表 4.5 给出了 h 值从 2000 至 8000 时的电极温度场模拟结果, 其中 t_{max} 、 t_{min} 分别表示电极最高与最低温度, t_{smax} 、 t_{smin} 分别表示放电表面上的最高与最低温度, t_{ava} 表示放电表面的平均温度。由表 4.5 可以看出, 对流换热系数取值较小时, 电极平均温度随 h 增加下降较快; 当 h 超过 $5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时, 电极平均温度的下降速度明显放缓。再考虑到图 4.8 中水流量与 h 的关系, 可知当冷水机组的水流量达到一定值后, 继续提高水流量对平板电极的扩散冷却效果影响很小。于此同时, 当水流量较大时, 蛇形管道中的水阻将显著增加, 导致实际冷却效果进一步降低。

表 4.5 不同对流换热系数下的电极温度模拟结果

h	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000
t_{max}	53.011	44.205	39.683	36.905	35.014	33.637	32.585
t_{min}	42.048	34.188	30.281	27.960	26.428	25.343	24.537
t_{smax}	52.089	44.205	39.683	36.186	35.014	33.637	32.585
t_{smin}	44.707	36.777	32.812	30.429	28.828	27.677	26.809
t_{ava}	46.565	38.339	34.211	31.725	30.061	28.868	27.968

图 4.11 为 $h=8000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时的温度分布云图, 与 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时相比冷却效果提高并不显著, 但所需的水流量增加了一倍以上。在设计时需综合考虑, 选择合适的冷水机水流量。

为了更好的观察电极放电表面的温度分布, 在模型上定义 L1、L2、L3 三条路径, 如图 4.12 所示。L1 和 L2 分别为侧边和端部边缘, L3 定义为电极放电表面的中心线。

图 4.13 给出了 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时这三条路径的温度变化曲线。

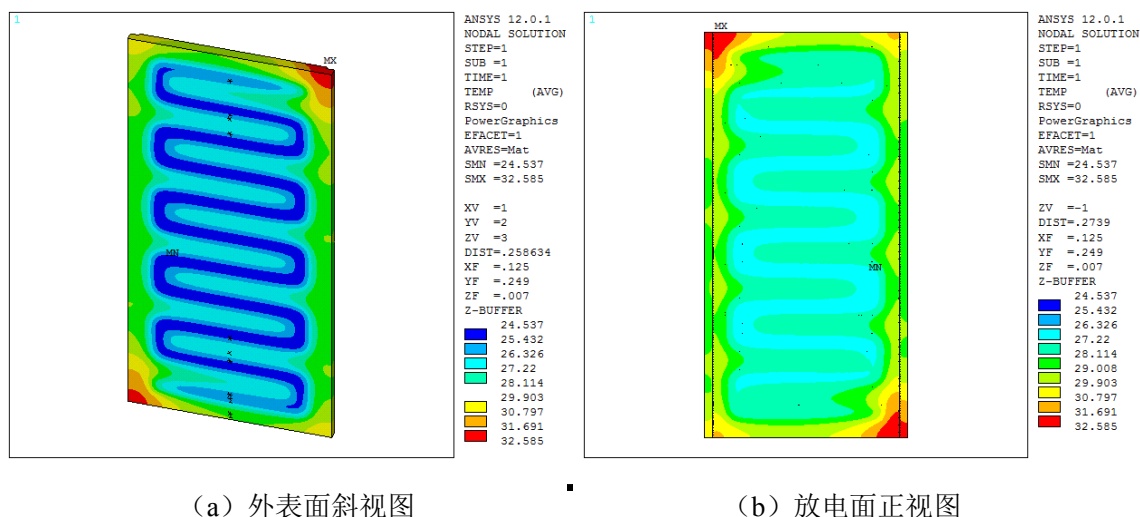


图 4.11 $h=8000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时电极稳态温度场云图

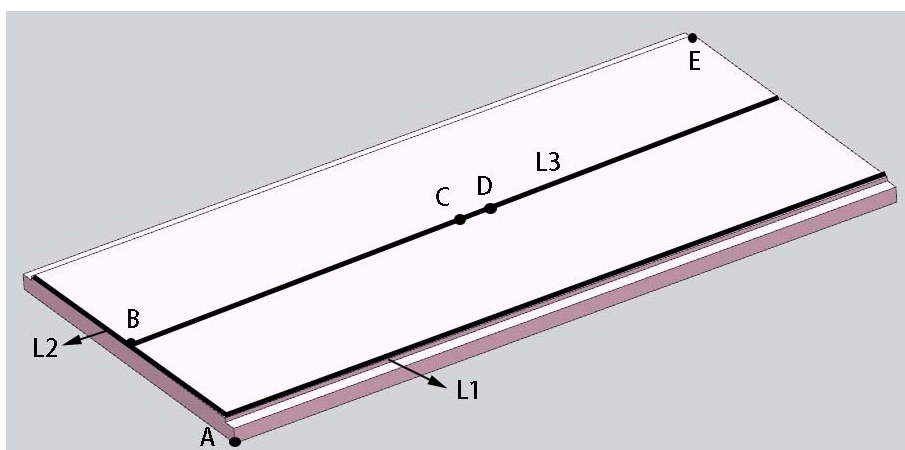
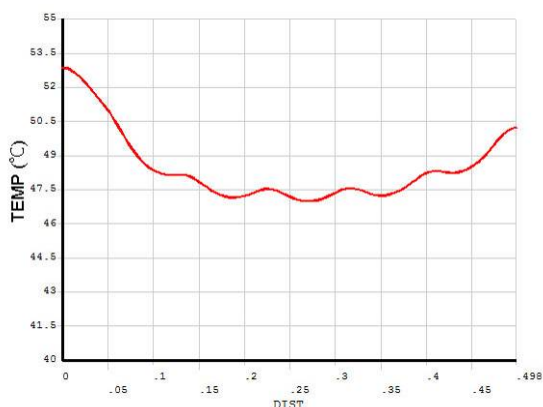


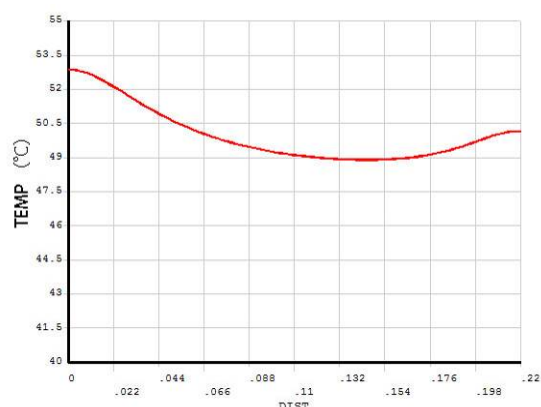
图 4.12 模型后处理路径与特征点定义

由图 4.13 可以更清楚的看出，在电极放电平面上，边缘的温度高于中间温度，越靠近四个顶角处温度越高。由于水冷流道为蛇形分布，因此研长度方向的 L1 和 L3 上温度有起伏波动，水冷流道处温度较低，流道两边温度升高，中间的温度波动较边缘大。

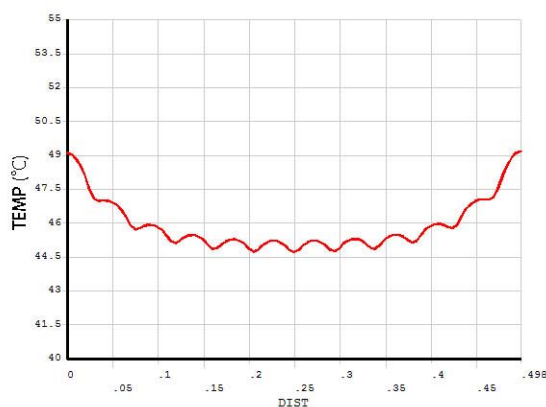
从以上稳态温度场有限元模拟可以看出，整体上板条电极的温度分布较为均匀，最高与最低温差较小，扩散冷却效果理想。



(a) L1 上的温度分布曲线



(b) L2 上的温度分布曲线



(c) L3 上的温度分布曲线

图 4.13 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时放电平面 L1、L2、L3 三条路径上的温度分布曲线

4.4 满功率下电极瞬态温度场分析

当模型节点温度随时间的变化率 $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ 时，即为瞬态热力学问题，此时模型各点的温度既是位置的函数，也是时间的函数。射频板条激光器在开机后的一段时间内，平板电极与工作气体的温度逐渐升高，之后达到稳定状态。这一过程是一个瞬态热力学过程，激光器的许多参数都处于变化直至稳定。下面在前一节有限元稳态热分析的基础上，进行瞬态热分析，并与稳态分析的结果进行对照，以了解射频板条 CO_2 激光器开机至稳定工作这段时间内的电极温度场变化。

4.4.1 电极瞬态热问题有限元方法概述

瞬态热分析的基本步骤与稳态分析较为相近，不过其载荷是随时间变化的。稳

态分析中一般忽略了热能储存效应，而瞬态分析中需要考虑。将稳态热传导微分方程写成矩阵形式，并计入热存储项，得到如下的有限元瞬态热分析控制方程：

$$[C]\{\dot{T}\} + [K]\{T\} = \{Q\} \quad (4-12)$$

式中， $[C]$ 表示比热容矩阵， $[K]$ 为热传导矩阵、 $\{T\}$ 为节点温度列向量、 $\{\dot{T}\}$ 为温度变化率列向量、 $\{Q\}$ 为温度载荷列向量，其中 $[C]\{\dot{T}\}$ 为热存储项。

在瞬态分析中，当载荷为时间的函数时，上式写为：

$$[C]\{\dot{T}\} + [K]\{T\} = \{Q(t)\} \quad (4-13)$$

为表示载荷与时间的关系，需要把载荷-时间曲线转换为载荷步。线性热系统温度变化在常数与常数之间连续变化。使用时间积分在离散的时间点上计算系统方程，求解之间的时间的变化称为时间积分步（ITS），时间步长的设置对非线性求解精度和求解效率的影响非常大，ITS 越小，则计算结果越精确，但求解时间更长。可以使用 Biot 数和 Fourier 数对初始时间步长进行预估。其中 Biot 数是不考虑尺寸的热阻对流和传导比例因子：

$$Bi = \frac{h\Delta x}{K} \quad (4-14)$$

式中， Δx 为名义单元宽度， h 和 K 分别为平均对流换热系数和平均热传导系数。

Fourier 数是不考虑尺寸的时间（ $\Delta t/t$ ）：

$$Fo = \frac{K\Delta t}{\rho c(\Delta x)^2} \quad (4-15)$$

式中 ρ 和 c 分别为平均密度和平均比热。

若 $Bi < 1$ ，则可将 Fourier 数设为常数并求解 Δt 从而预测时间步长：

$$\Delta t = \beta \frac{\rho c(\Delta x)^2}{K} = \beta \frac{(\Delta x)^2}{\alpha} \quad (4-16)$$

其中 $\alpha = K/\rho c$ 表示热耗散，比较大的 α 值表示材料容易导热而不容易存储热能，且 $0.1 < \beta < 0.5$ 。

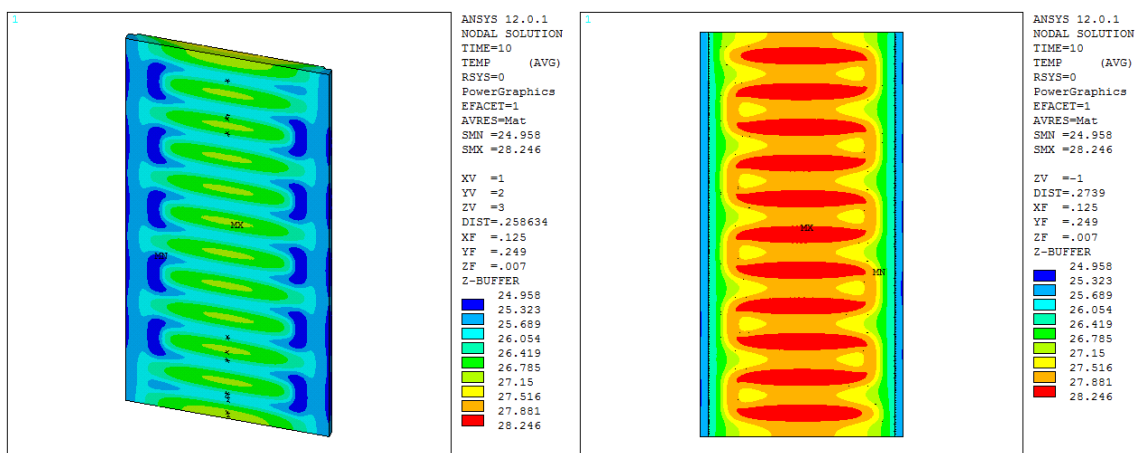
若 $Bi > 1$ ，则时间步长可用 Biot 数和 Fourier 数的乘积来进行预测：

$$Fo \cdot Bi = \left(\frac{K \Delta t}{\rho c (\Delta x)^2} \right) \left(\frac{h \Delta x}{K} \right) = \left(\frac{h \Delta t}{\rho c \Delta x} \right) = \beta \quad (4-17)$$

其中 $0.1 \leq \beta \leq 0.5$ 。

4.4.2 瞬态温度场仿真结果

模拟计算时，平板电极模型与稳态分析相同，热载荷及边界条件均不变，计算开机 300s 内的电极温度变化过程。有限单元仍选择 SOLID70。采用自动时间步长，最大步长不超过 6s。取对流换热系数 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ ，初始温度为 20°C 。图 4.14 至图 4.16 分别为开机满功率工作 10s、60s、300s 时的瞬态温度场分布云图。其中图 4.14(a)、图 4.15(a)和图 4.16(a)为电极外表面斜视图（非放电表面），图 4.14(b)、图 4.15(b)和图 4.16(b)为放电表面正视图。



(a) 外表面斜视图

(b) 放电面正视图

图 4.14 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 开机工作 10s 时的电极瞬态温度场云图

图 4.14 中，开机满功率工作时间仅为 10s，可以看出电极温度还较低，最低 24.958°C ，最高 28.246°C ，高温主要分布在放电表面，且水冷流道处温度反而较高，这是由于开机瞬间电极中的热过程主要是铜材料的内部热传导，水冷对流换热过程起作用较慢。

图 4.15 为开机 60s 后温度分布云图，可以看出此时温升已经较高，最低温度为 38.061°C ，最高 45.368°C ，高温分布在电极顶角处，对流扩散冷却效果已经开始显现。

至 300s 时，如图 4.16 所示，对比图 4.9 的稳态分析结果可以发现，此时电极温度场分布已经几乎完全趋于稳定。

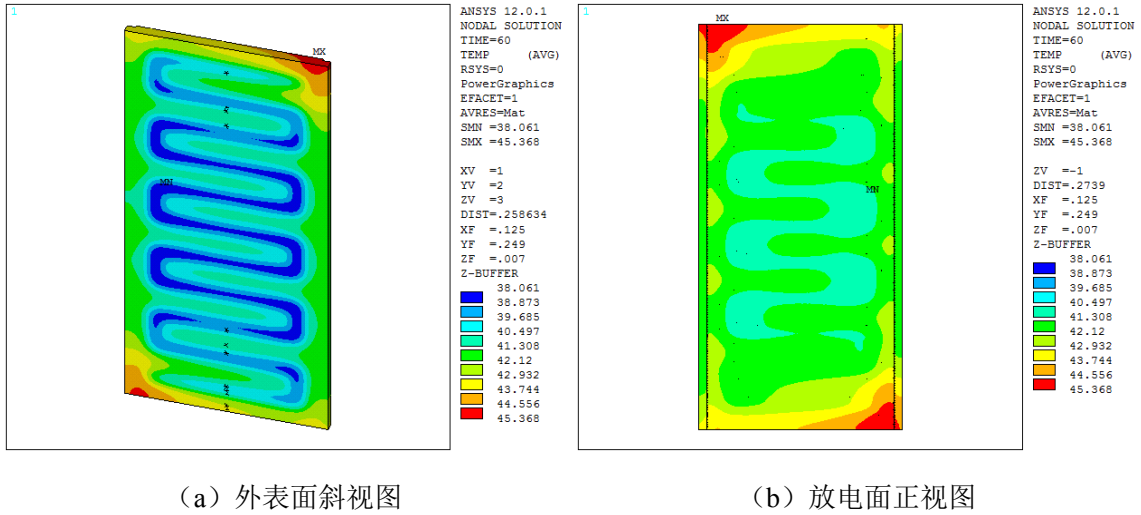


图 4.15 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 开机工作 60s 时的电极瞬态温度场云图

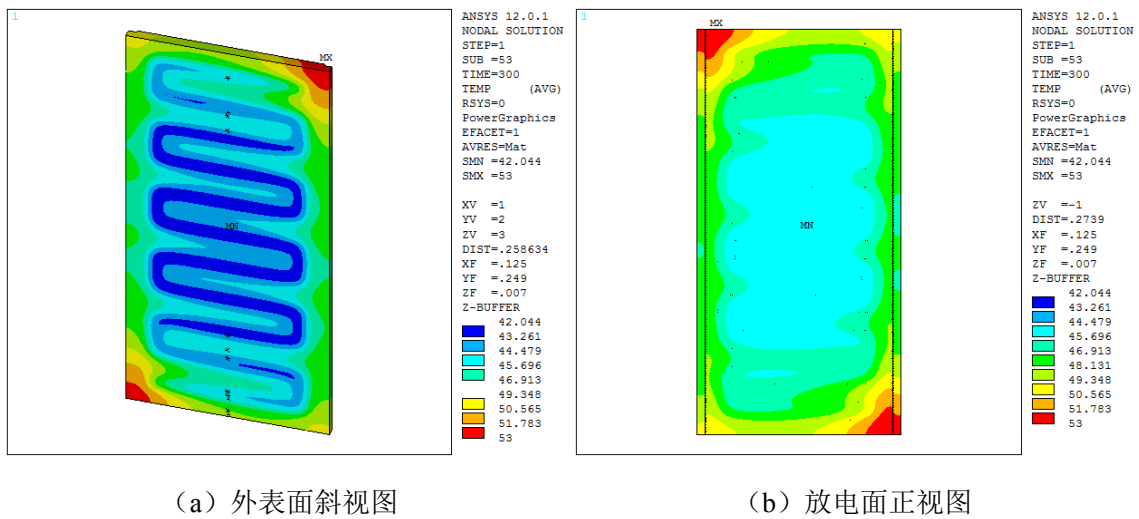


图 4.16 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 开机工作 300s 时的电极瞬态温度场云图

为了更直观的了解射频板条电极工作时的温度瞬态过程，取图 4.12 中的 ABCDE 五个点，分别代表平板电极背面顶角（非放电面）、放电面端部中点、放电面中央有水道处、放电面中央无水道处以及放电面顶角五个特征位置。图 4.17(a)和图 4.17(b)分别给出了 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 及 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时这五个特征位置点温度随时间变化的曲线。可以看出， $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时，射频板条 CO_2 激光器满功率开启工

作的前 40s 内, 电极温度升高很快, 几乎随时间线性增加, 且电极各点温度差很小; 40s 至 160s 时温度增速变缓, 各点温度开始出现分化; 160s 至 240s 时各点温度开始趋于稳定, 之后基本达到稳态分布, 不同位置点达到稳态时的温度高低不同, 但达到稳态温度的时间基本一致。对流换热系数增加至 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时, 温度增速变慢, 但达到稳态的时间更短, 由图 4.17(b) 可以看到, 20s 后各点温度开始分化, 约 60s 后电极温度场分布就基本达到稳态。

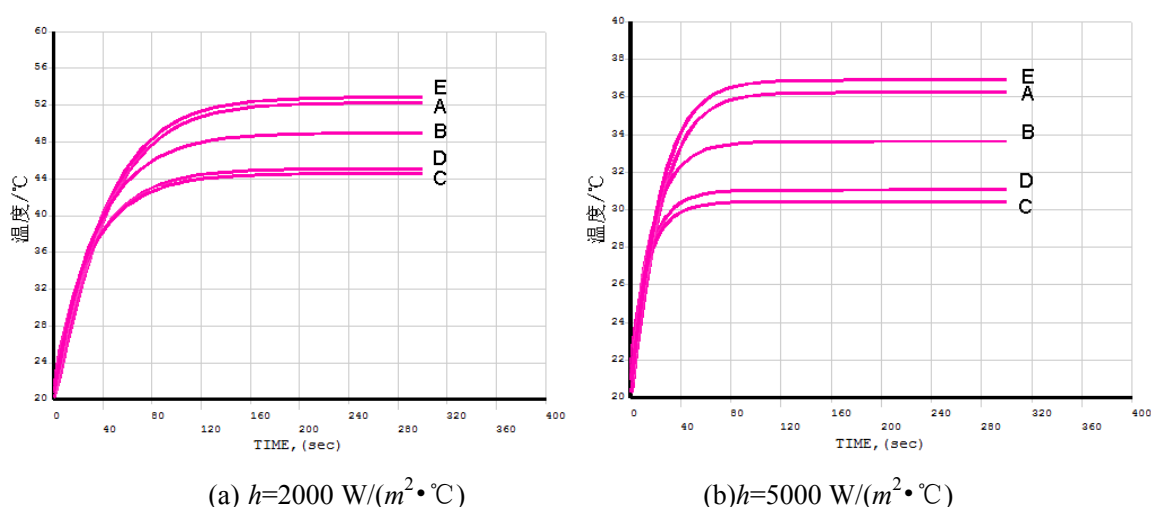
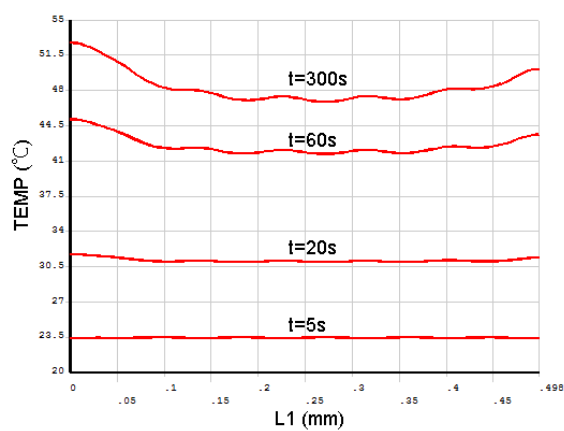


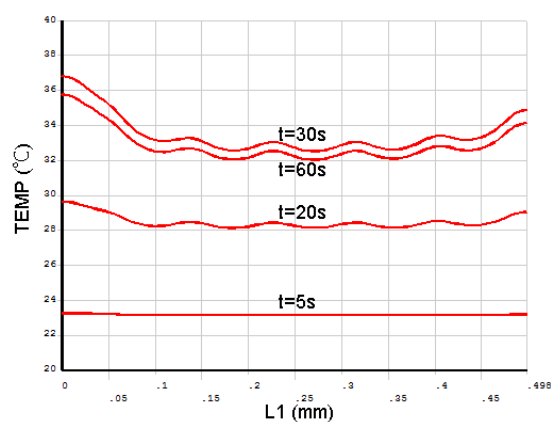
图 4.17 特征位置点温度变化曲线

图 4.18 绘出了图 4.12 中不同路径上的温度变化曲线, 图 4.18(a)、(c)、(e) 为 $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时的路径温度曲线, 图 4.18(b)、(d)、(f) 为 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时的路径温度曲线, 可以从该图十分清晰的看出电极放电面各处的温度分布情况。

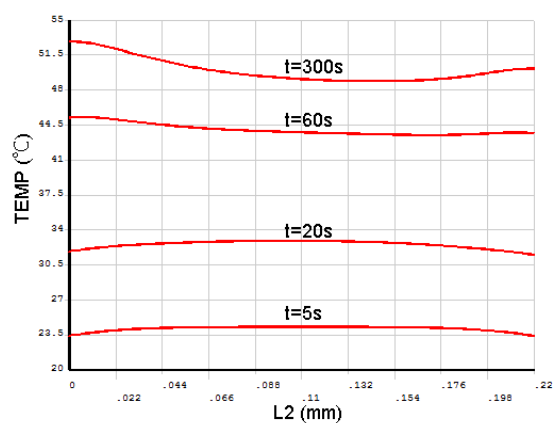
需要注意的是, 图 4.17 中模拟的板条电极温度场达到稳态的时间要短于 4.1 节中的实验情况, 后者约为 10 到 20 分钟。这是由于仿真是在 20°C 的室温和初始水温下进行的, 而 4.1 节中的实验环境为 10°C 以下, 初始冷却水温只有 9.8°C , 因此开机后有一段较长时间的冷却水加热过程, 造成板条电极平均温度上升较慢。但两种情况均表明射频板条 CO_2 激光器在开机的初期有一段建立热稳定状态的过程, 二者的差异又可从侧面反映出电极温度对输出激光功率的影响十分重要。



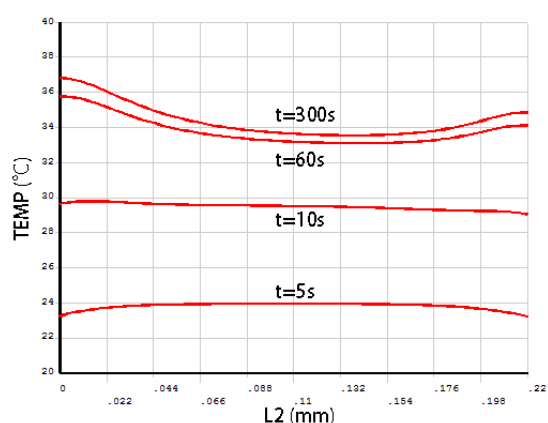
(a) $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L1



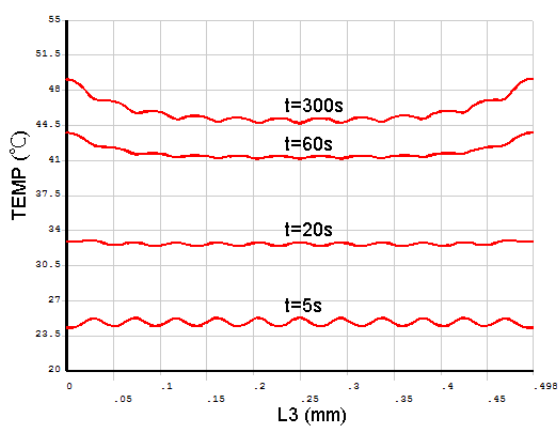
(b) $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L1



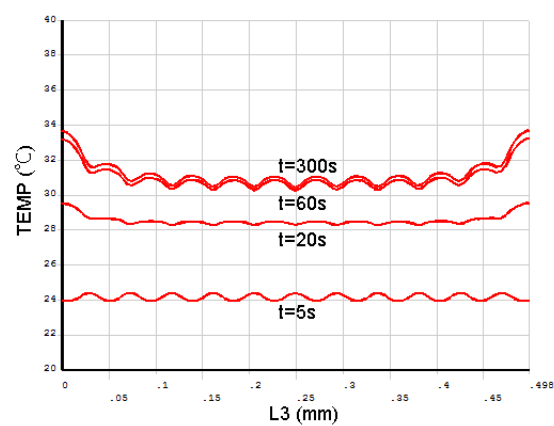
(c) $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L2



(d) $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L2



(e) $h=2000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L3



(f) $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$, L3

图 4.18 不同路径上的瞬态温度分布曲线

4.5 本章小结

平板电极良好的扩散冷却效果是射频板条 CO_2 激光器正常稳定工作的重要条件。本章首先针对 2kW 射频板条 CO_2 激光器进行了稳定性实验,发现开机后输出功率随时间有一个衰减后达到稳定的过程,根据这一现象提出了板条电极热稳定性这一重要问题。然后采用热力学限元分析方法,对板条电极的稳态温度场分布进行了模拟,对影响对流换热问题的关键参数——对流换热系数的取值进行了探讨,并在不同的对流换热系数取值条件下进行了稳态热分析。通过不同对流换热系数取值下进行仿真的结果表明,尽管增大冷水机组水流量可以提高对流换热系数,进而达到更好的冷却效果,但冷水机组水流量的选取应综合分析取合适值,当水流量超过一定值后,电极冷却效果增加不明显,对流换热系数取 $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot^\circ\text{C})$ 附近应为一个较佳的取值。之后进行了板条电极的瞬态热分析,详细模拟了电极不同位置在激光器满功率运行的条件下从开机到达到稳定状态的动态过程,仿真结果表明更高的对流换热系数下板条电极达到稳态的时间更短, $h=5000 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot^\circ\text{C})$ 时达到稳态过程约为两分钟。

本章研究中,稳态热分析的目的是建立射频板条 CO_2 激光器稳定工作时的电极热模型,研究激光器稳定工作的温度条件,为下一步的热应力热变形分析做准备。而瞬态温度场分析的目的在于建立激光器从开机到稳定运行这一动态过程的模型,研究电极温度与气体温度的变化过程,从而为激光器的启动性能提供依据。

5 射频板条电极与镜片的热应力与热变形分析

激光器中的热问题一直是制约激光器朝高功率、高光束质量与高稳定性方向发展的重要因素。首先，工作介质的多余热量会降低激光器的效率，影响输出功率与稳定性；另一方面，这些热量还会使腔内器件温度升高，产生热变形，从而严重影响激光器各方面的性能，严重时甚至无法工作。

上一章对板条电极稳定工作时的热温度场进行了分析，本章将在此基础上，进一步研究其应力场分布与变形。前文已经提到，板条电极除了关系到大面积射频放电的均匀稳定，同时还起到平板波导的作用，与腔镜构成非稳-波导混合腔。因此，合理的设计电极的安装固定结构和水冷结构，减小其受热变形，即可提高放电稳定性，同时还将减少不必要的波导损耗。除了板条电极，真空腔内受到热影响的还有光学镜片。影响电极和光学镜片热变形的主要因素有模层的吸收率、基体材料的性能、水冷和安装固定方式等。其中模层的吸收与反射率由于现有镀膜工艺技术水平与模层材料所限，短时间内难有提高，而材料的选择受到各种条件制约，范围也较小。因此本章主要研究电极和输出窗口镜在不同安装方式下的热应力变形，不同热物理性质窗口镜材料的选择以及热透镜效应。

5.1 板条电极与镜片热应力分析理论基础

材料在受到外力的作用下会发生变形，除此以外，当物体内部温度变化时也会引起应力场和材料变形，称为热变形。

5.1.1 热应力计算理论

单有温度变化，不一定会在物体内部产生应力，只有当温度变化引起材料的膨胀或收缩受到外界约束时，才会在材料内部产生应力，这种仅仅由温度变化而产生的应力就是热应力。

我们可将研究对象（电极或镜片）的热应变 Δl 分为三个部分^[109]，即线性自由膨胀 Δl_f ，受外界约束力作用而产生的挠曲变形 Δl_a ，以及物体内部温度分布不均匀产生

的热应力引起的热弹性位移 Δl_t :

$$\Delta l = \Delta l_f + \Delta l_a + \Delta l_t \quad (5-1)$$

当自由热膨胀或收缩发生在一个方向时, 分量 Δl_f 可以直接由温度场分布计算:

$$\Delta l_f = \alpha_l \int_0^l T'(x, y, z, t) dz \quad (5-2)$$

其中 α_l 为线性热膨胀系数。

挠曲变形分量 Δl_a 可由横向变形分量 γ_{xy} 和泊松比 μ 得出:

$$\Delta l_a = -\mu \gamma_{xy} \cdot l \quad (5-3)$$

热弹性位移分量的求解相比之下较为复杂, 下面从弹性力学原理入手进行简要推导。首先, 对于物体内部任意体积微元 $dx dy dz$, 其各面所受内应力有正压应力 σ_x 、 σ_y 、 σ_z 以及剪应力 τ_{xy} 、 τ_{xz} 、 τ_{yx} 、 τ_{yz} 、 τ_{zx} 、 τ_{zy} 。除了表面应力, 微元还受到体积力的作用, 三坐标轴分量分别表示为 X 、 Y 、 Z , 由于微元体体积很小, 因此可以认为体积力为均匀分布。当物体处于作用力平衡状态时, 微元体需满足平衡方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + X &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + Y &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + Z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5-4)$$

将弹性力学中的胡克定律推广到包含热应力和热应变的形式, 则得到以应力及温差标志应变的广义胡可定律:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{E} [\sigma_x - \mu(\sigma_y + \sigma_z)] + \alpha t \\ \varepsilon_y &= \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{E} [\sigma_y - \mu(\sigma_z + \sigma_x)] + \alpha t \\ \varepsilon_z &= \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{1}{E} [\sigma_z - \mu(\sigma_x + \sigma_y)] + \alpha t \end{aligned} \right\} \quad (5-5)$$

$$\gamma_{xy} = \frac{\tau_{xy}}{G}, \gamma_{yz} = \frac{\tau_{yz}}{G}, \gamma_{zx} = \frac{\tau_{zx}}{G} \quad (5-6)$$

其中 G 为剪切弹性模量, 其大小有杨氏模量 E 和泊松比 μ 给出:

$$G = \frac{E}{2(1+\mu)} \quad (5-7)$$

定义体积应力 $\Theta = \sigma_x + \sigma_y + \sigma_z$ 及体积应变 $\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_y + \varepsilon_z$ ，结合式(5-5)、式(5-6)和式(5-7)，整理可得：

$$\sigma_i = 2G\varepsilon_i + \lambda e - \beta t, (i = x, y, z) \quad (5-8)$$

其中 β 为热应力系数值，其值为：

$$\beta = \frac{\alpha E}{1-2\mu} = \alpha(3\lambda + 2G) \quad (5-9)$$

λ 为拉梅常数：

$$\lambda = \frac{E\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)} \quad (5-10)$$

将式(5-6)和式(5-8)带入式(5-4)中，并忽略体积力，即 $X=Y=Z=0$ ，则得到以位移分量表示的热弹性力学平衡微分方程：

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial x} + G\nabla^2 u - \beta \frac{\partial t}{\partial x} &= 0 \\ (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial y} + G\nabla^2 v - \beta \frac{\partial t}{\partial y} &= 0 \\ (\lambda + G) \frac{\partial e}{\partial z} + G\nabla^2 w - \beta \frac{\partial t}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5-11)$$

对于一个特定的问题，如果能从式(6-11)中解出方程的位移分量 u 、 v 、 w 则可通过几何关系得到相应的应变分量，即正应变 ε_x 、 ε_y 、 ε_z 和剪应变 γ_{xy} 、 γ_{yz} 、 γ_{zx} ，然后在给定的边界条件下，进一步由广义胡克定律计算各应力分量。方程组(5-11)的求解一般采用所谓的热弹性位移势法^[110,111]，即引入一个新的函数 $\Phi(x,y,z,T)$ ，使微元点的位移是 Φ 的偏导数，并通过数学变换得到一个关于 Φ 的泊松方程：

$$\nabla^2 \Phi = \frac{1+\mu}{1-\mu} \alpha t \quad (5-12)$$

由此方程解得的位移 u 、 v 、 w 是一个特解，它是由温度场 T 而产生的。再通过求解(5-12)对应的齐次方程，可以得到等温状态下弹性力学的通解。两部分相加即可得到热弹性位移 Δl_i 。

5.1.2 热应力与变形的有限元分析

采用有限元分析软件进行热应力与变形分析属于耦合场分析的范畴，所谓耦合场分析即值在有限元分析过程中考虑了两种及以上的物理场的交互作用。常见的耦合场分析有热-应力耦合分析、热-电耦合分析、流体-结构耦合分析、磁-热耦合分析等。事实上，射频板条电极的工作状态包含了属于热-电耦合的大面积射频放电生热过程，属于流体-结构耦合的水冷流道扩散冷却过程，以及发热变形的热-结构耦合，是十分复杂的综合作用过程。如前文研究中提到，由于紫铜电极的导电性良好，且冷却水在流道中的温升不高，水流与电极壁面的对流换热系数值保持稳定，因此在分析中略去了非主要因素，即热-电耦合与流体-结构耦合部分，将只考虑电极受热变形的热-结构耦合问题。

进行耦合场分析要确定所研究问题属于哪些物理场的交互作用，有限元分析软件提供了两种不同的解决方法，即直接耦合法和间接耦合法。间接耦合法是对有限元模型按顺序依次对不同的物理场进行分析，它把上一次分析的结果作为下一次分析的载荷，从而实现两种不同场的耦合。如本章研究的热-应力耦合问题就是先使用热分析网格模型进行温度场分析，然后将网格转换成相应的结构有限元模型，把上一步求得的温度场分布作为热载荷施加在新的模型上，继续进行结构分析。而直接耦合法在划分有限元单元网格时，直接采用包含多自由度的耦合场单元类型，仅仅通过一次求解而得到耦合场分析结果。

5.2 射频板条电极热变形分析

上一章中看到，扩散冷却对流换热系数在 $2000W/(m^2 \cdot ^\circ C)$ 时，电极最高温升达 30 多摄氏度。在不同的结构力学边界条件下，平板电极将发生不同程度的热变形。因此本节将首先给出几种常用的安装结构设计，之后分别进行热应力与变形分析，从而获得最优化的设计。

5.2.1 板条电极的安装设计

前文中介绍到，射频板条激光器的上下电极需保持 $1.5mm \sim 2mm$ 的放电间隙，对表面加工粗糙度和平面度有着很高的要求。特别对于大面积板条电极而言，机械

结构的设计尤为重要，采用的安装方式不仅要稳定可靠，还需保证给定的各种限位约束在板条温度升高时不会导致过大或不规则的热变形。为此在设计的过程中需要对各种方案进行仿真论证，并选用合适的设计方案。下面给出常见的三种设计，分别为螺钉与销钉配合定位、绝缘陶瓷定位和自由无约束支承法。

使用销钉进行定位，并配合螺钉进行紧固是机械设计中最为常见的手段。图 5.1 为采用这种通用方案的板条电极安装图。分别在电极两侧加工三个螺钉孔和两个销孔，将极板固定在铝制基座上。该方案设计加工均十分简单，但上下电极均需配备铝制底座，且电极较大时，可能需要的螺钉位较多。射频馈入电极与接触的铝制底座之间有时需加入绝缘片。

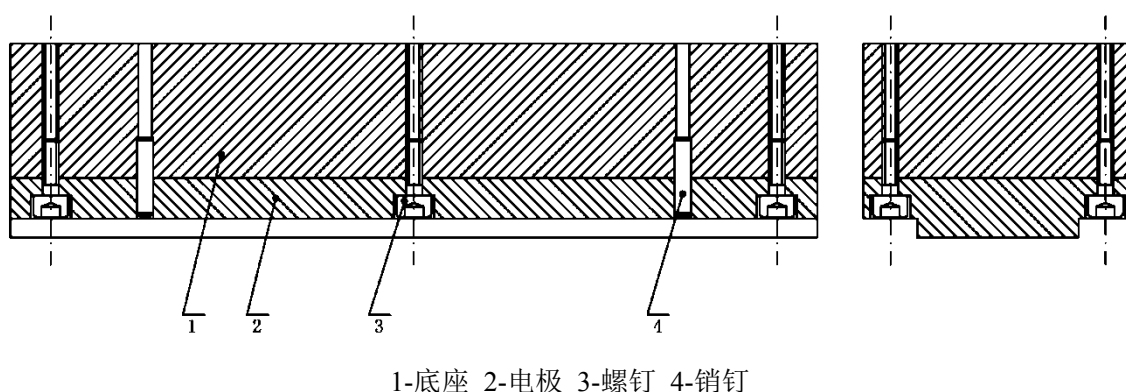
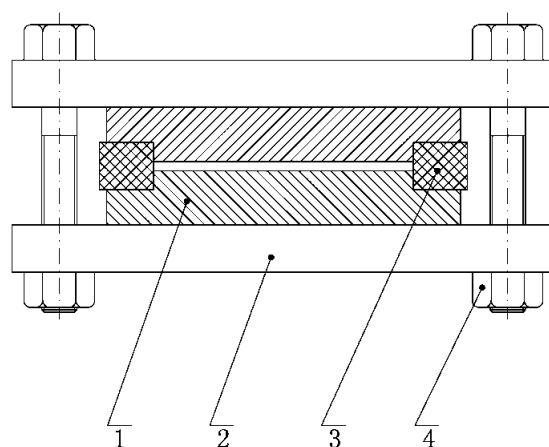


图 5.1 通用螺钉销钉定位方案

采用绝缘陶瓷作为上下电极间距定位的设计方案在早期文献中十分常见。加工良好的陶瓷片定位精度高，平面度好，热变形很小，安装在电极侧面可以获得较为精确的定位间距，如图 5.2 所示。表面精度较高时，绝缘陶瓷对 CO_2 激光有着较高的反射率，在侧边起到波导壁的作用，从而构成了一个封闭的矩形波导腔。更换不同厚度的陶瓷片可以调节电极间距。上下电极背面用环氧树脂板配合螺栓夹紧固定，一些情况下需在螺栓外套上绝缘材料防止与极板之间产生放电。绝缘陶瓷定位方案在中小功率的射频板条激光器的设计中应用较多，具有结构简单、稳定性好的优点，但在夹紧安装条件下，电极表面加工不平整、电极温度升高热膨胀产生的多余应力或螺栓夹紧力过大时，陶瓷容易发生断裂。而且绝缘陶瓷在电极侧面阻挡了放电区域，使得工作时无法对射频放电进行观测，不利于实验工作的进行，因此在高功率射频板条激光器中该方案应用较少。



1-电极 2-环氧树脂板 3-绝缘陶瓷 4-紧固螺栓

图 5.2 绝缘陶瓷定位方案

为了尽可能降低板条电极工作时由于温度升高、振动或其他原因造成的微变形，本文设计了一种所谓的自由无约束支承方案，其原理示意图如图 5.3 所示。这种设计方案中，下电极安装在铝制底座上，上电极通过一定的侧边结构也支承与底座上，同时与下电极之间通过球面陶瓷柱进行定位，以保持 2mm 的放电间距。上下定位瓷柱之间为点接触，且下瓷柱限位孔为条形槽，使得电极在长度方向可以自由变形，避免了类似于销钉孔的两自由度限位方式。这种设计方案的特点是上下电极在 X、Y、Z 三个方向上都未施加刚性限位，可以自由变形，从而避免了电极受热膨胀时由于限位边界条件的存在而产生挠曲或各种不规则形变。其缺点在于整体刚性较差，在搬运、装卸或振动的条件下容易产生错位。

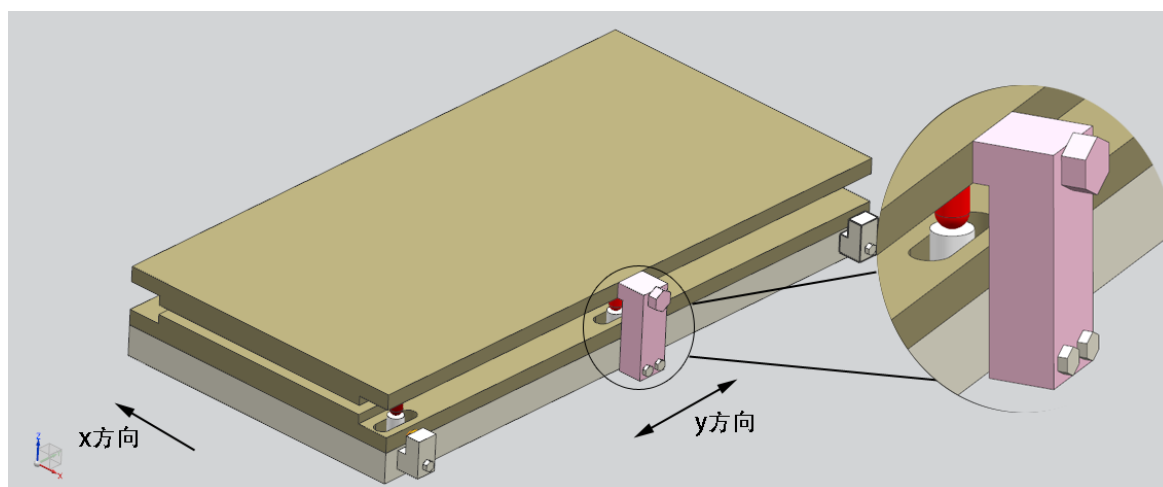


图 5.3 自由无约束支承方案

5.2.2 射频板条电极热应变仿真

5.1 节中指出，由外界约束力而产生的挠曲变形分量在物体热应力与变形中起着最主要的作用。不同的安装定位方式决定了不同的外界约束力边界条件。下面我们分别对以上提到的三种板条安装支承结构进行热应力与变形分析，以求获得最优设计方案。分析采用直接偶合法，有限元网格划分选用 SOLID98 耦合单元。SOLID98 单元为 10 节点四面体单元，拥有位移、温度、电磁等多个自由度，适用于复杂结构的自由网格划分和耦合场计算。

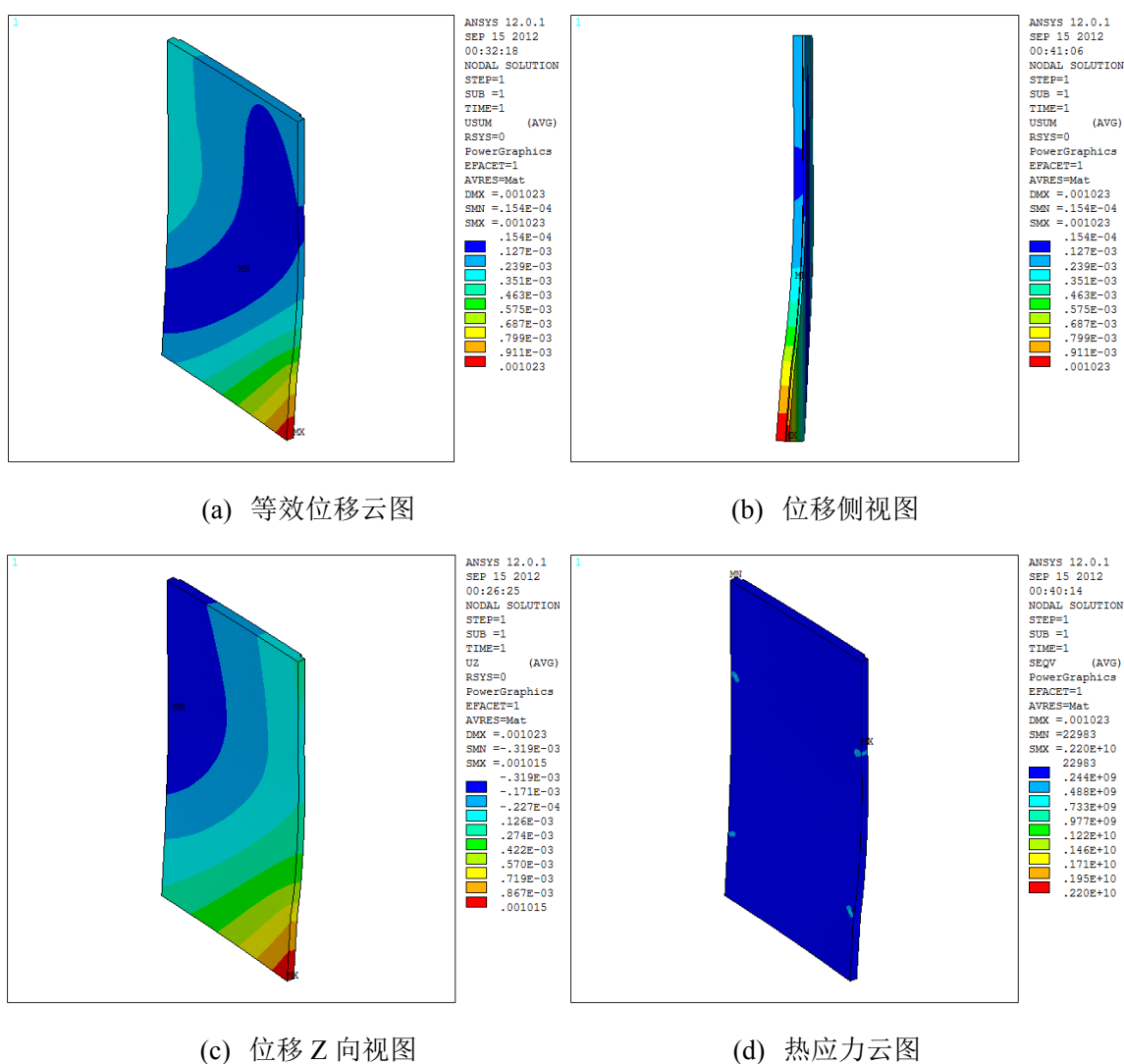


图 5.4 螺钉销钉安装热应力仿真结果

图 5.4 给出了采用螺钉与销钉配合安装定位方案的热应力与变形仿真结果。其

中, 图 5.4(a)为总应力变形云图, 可以看出这种方案下的热应力变形较大, 平板电极中间部分有明显的拱起, 从侧视图图 5.4(b)可以更清楚的观察到。最大变形位置在电极的一个脚部, 中间放电区域的型变量约在 0.1 至 0.5mm 。图 5.4(c)为 Z 方向, 即电极垂直间距方向的变形量云图, 对比图 5.4 (a)与图 5.4 (c)可知 Z 方向的应力变形分量在总变形中占主导, 正反方向的挠曲变形差量甚至达到 1mm , 这是无法接受的。图 5.4(d)给出了热应力分布云图, 最大与最小内应力分别为 2.2GPa 与 0.244GPa , 且内应力基本集中在四个限位销孔处, 这也不利于极板的长期稳定工作。因此, 从以上分析可知, 这种常规的使用螺钉销钉配合的方案不适用于射频板条电极的安装。

图 5.5 为采用绝缘陶瓷片定位方案的热变形仿真结果。其中图 5.5 (a)为总变形云图, 图 5.5 (b)、(c)、(d)分别为 X 、 Y 、 Z 三个方向上的变形分量。对比这四幅云图可以发现, X 、 Y 方向上的应变位移分量与总位移处于同一个量级, 而 Z 方向上的变形比 X 和 Y 方向小一个量级。因此该方案下板条电极主要在 X 、 Y 方向上发生热变形, 而在 Z 方向上变形较小, 这一结论符合设计预期。再对比 X 和 Y 方向上的应变, 发现二者位移梯度方向相差 90° , 且位移值有正有负, 说明电极在 X - Y 平面上呈四面膨胀的形式, 两个方向上的最大膨胀量约为 0.5mm 。这就造成了总变形位移等值线呈现一个近似圆形的分布。当施加的载荷和边界条件相对于矩形平板中心线完全对称时, 等值线圆的中心理论上应位于板条中心。但这种绝对对称在安装中不可能实现, 在本文所建立的有限元模型中也并未做到 (由于模型较大且采用自由网格划分), 导致 X 和 Y 方向的位移等值线梯度方向并不平行于中心线, 而等值线圆并不在电极中央。同时整个平板电极由于内应力和外界约束力的作用会产生一个扭转。图 5.5 中矩形电极产生了顺时针的扭转。由于这一不对称性难以控制, 因此电极扭转的发生也是不规则的。尽管这一设计方案中 Z 方向即放电波导间距的变形较小, 电极的整体扭转力还是带来了一定的隐患, 如陶瓷的断裂等。因此该方案在高功率、大面积平板电极中可能带来不稳定。图 5.6 为等效热应力分布云图, 可以看出其内应力分布较为均匀, 最大与最小内应力分别为 16.4MPa 和 2.1MPa , 应力集中现象不明显。

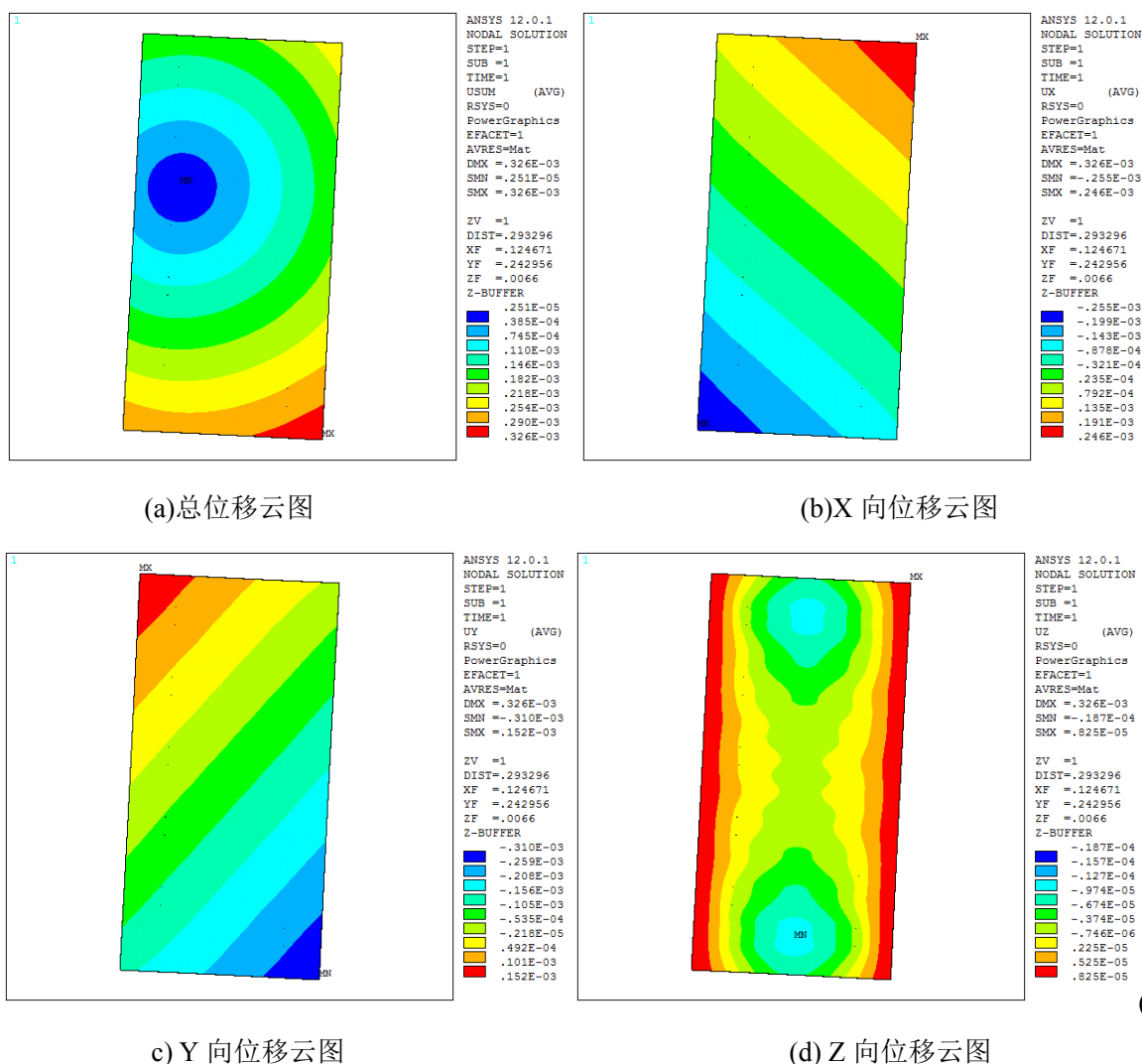


图 5.5 采用绝缘陶瓷定位的热变形云图

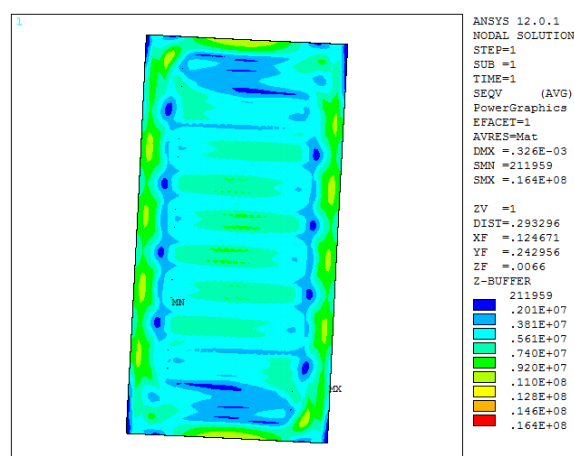


图 5.6 采用绝缘陶瓷定位的等效热应力云图

采用自由无约束定位支承方案分析得到的热变形云图如图 5.7 所示。其中(a)为总变形云图，(b)、(c)、(d)分别为 X、Y、Z 三个方向上的变形分量，(d)图采用了后侧视图，展示了本文更关心的放电表面的 Z 方向变形云图。通过对比可以看出，这种设计方案下整个板条电极的热变形非常规则，尽管板条电极内部的水冷流道使得位移梯度并非严格平行于电极边缘，但我们仍可清楚的看到总变形云图与 Y 方向变形云图十分相近，说明热变形主要发生在电极长度方向。在电极宽度的 X 方向上，变形量相对小得多，因此尽管他们的梯度方向基本垂直，但并未产生绝缘陶瓷方案中的圆形等值线，从而不会产生扭转力。对于设计者最关心的 Z 方向，其变形量较之 Y 方向小了近两个量级，最大 Z 位移量仅 $10\mu\text{m}$ ，且分布十分均匀，最大位移差仅 $3\mu\text{m}$ ，

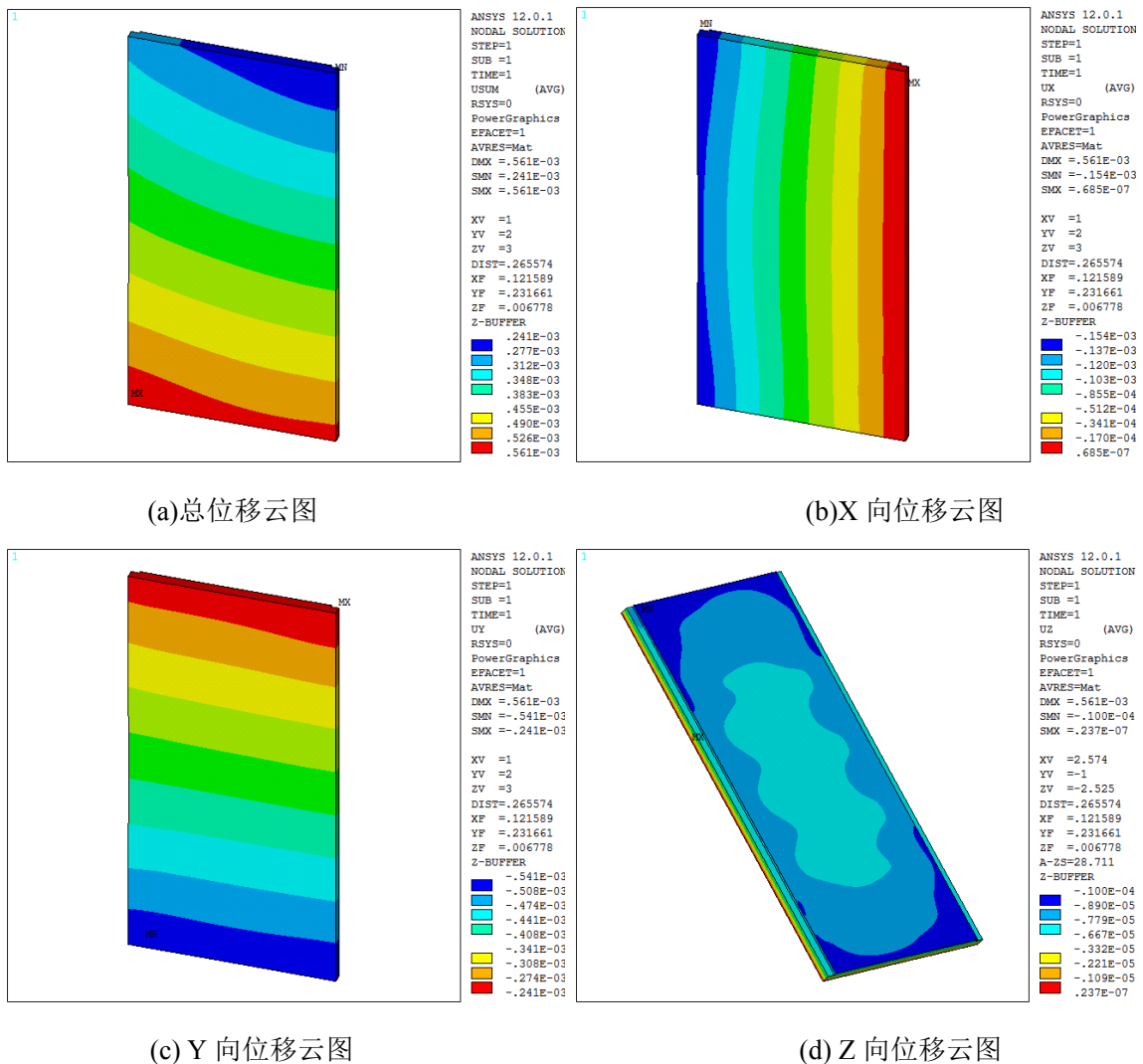


图 5.7 采用自由无约束定位的热变形云图

这意味着在不考虑其他因素的情况下，仅由热变形而产生的平面度畸变量非常小。图 5.8 为等效热应力分布云图，可以看出热应力分布较为均匀，且由于外界约束力而产生的内应力很小，主要为温度差而产生的热应力，最大内应力为 13.5MPa，而最小应力不到 1MPa。

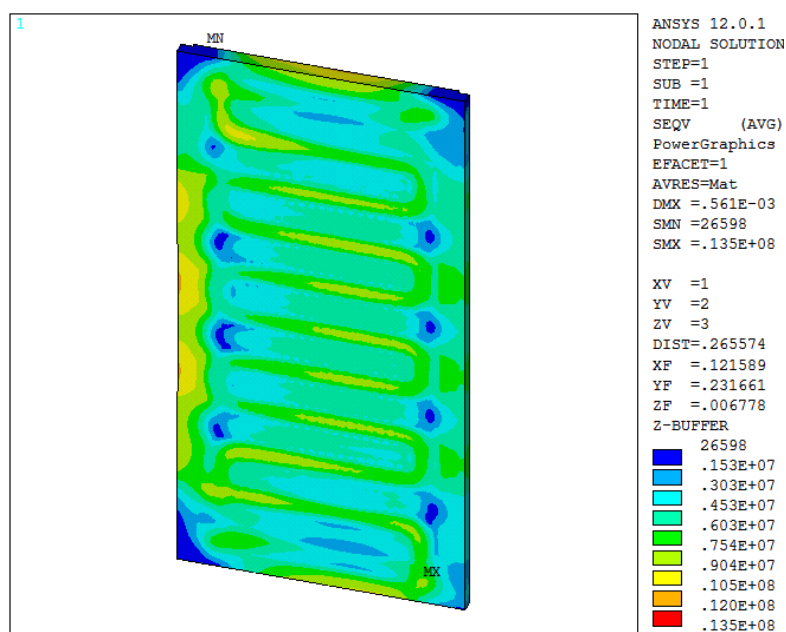


图 5.8 采用自由无约束定位的等效热应力云图

对比以上三种安装定位方案，后两种设计由于外加约束力较少，在一定程度上允许板条电极的受热自由膨胀，从而获得较为理想的热应力和热变形分布，使其在放电窄间隙和平板波导的方向变形较小。当然在设计中除了热变形因素，还有稳定性、整体刚性、安装调试、便于实验等其它条件需要考虑，因此即使采用最为理想的自由无约束定位法，也需在具体机械结构上进行优化设计。

5.3 非稳波导腔的高功率激光窗口镜热分析

激光器的输出窗口对一定波长的光有一个固定的透过率，通常在镜片表面进行镀膜可以大大提高对特定波长的透射率，减小表面吸收和反射。但现有的窗口材料无论透过率多高，总会对激光有一定的微小吸收。对于千瓦级的高功率激光器，窗口镜吸收的激光能量会不断累积从而产生明显的热效应，最主要的表现为热变形。

窗口镜面的热变形会形成热透镜效应，在离输出窗口不远处产生自聚焦，且焦距随着激光功率的增加而变化，导致输出光束质量下降^[112-114]。另一方面，激光器窗口镜的晶体材料一般较脆，抗拉强度和导热系数不高，当激光功率密度过高时产生的热应力可能发生破裂并炸开。因此对输出窗口镜进行热力学分析，选择合适的窗口材料及安装、冷却结构，是激光器设计时的一个必要步骤。

5.3.1 非稳-波导混合腔输出光束在窗口镜上的功率分布描述

目前对输出窗口镜热效应的分析一般有解析法^[115-117]、半解析法^[118,119]、实验法^[120]等几种。这些研究中处理的都是较为规则的激光束，如高斯光束、环形光束等，或者直接将激光光场的空间分布简化为一个均匀分布的函数。这种处理对于一般稳定腔，或者环形输出的非稳腔而言是较为准确的，因为这些谐振腔的输出光场分布通常具有较好的对称性。然而对于本文研究的非稳-波导混合腔，如第 3 章所述，其输出光场分布为一个象散光束，在非稳方向和波导方向上的特性相差很大；而且在非稳方向，其近场强度分布呈不规则的锯齿状。输出窗口镜的安装位置距离谐振腔的输出口很近，此时激光束在波导方向还未充分发散，束腰直径只有不到 2mm，而非稳方向的光场还未通过衍射而会聚，仍是呈一系列尖峰分布，导致在窗口镜上的热量分布不均匀，尖峰处光功率密度很高。因此针对非稳-波导混合腔的输出窗口热效应分析时，不能简单的将激光功率分布考虑为一个均匀的条形光斑或高斯光束，而需要对激光束进行更精确的描述。下面通过模式的曲线拟合法结合有限元分析对窗口镜的热效应进行研究。

在有限元分析软件中，我们需要依照激光强度空间分布的情况对窗口镜进行热加载，这一步之前首先需将激光光场分布表示为一个函数。然而至今非稳腔本征模的解析解仍未有一个精确的表达。所幸本文的研究仅限于激光的热效应，关心的只是激光的空间强度分布，即功率分布特性，并不需要了解对光场的振幅和相位的精确表达式。因此可以采用曲线拟合的方法，构建一个多项式对输出场强的空间分布进行逼近，得到一个可用于有限元分析的函数。

第 2 章中通过 Lox-Li 迭代法已经获得了输出口处的振幅分布，将输出口的横坐

标设为原点对称，如图 5.9(a)所示。

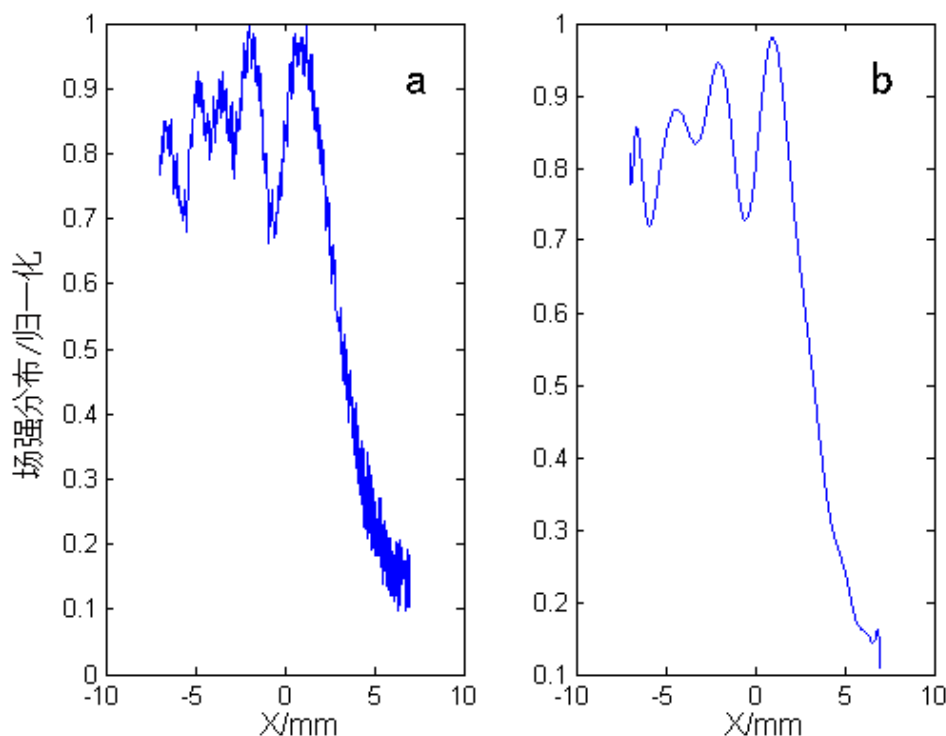


图 5.9 输出场强分布数值计算与曲线拟合图

(a)实际场强分布计算曲线；(b)拟合曲线

将第 2 章中计算得到的图 5.9(a)所对应的横坐标与纵坐标向量记为 X 和 Y ， X 和 Y 确定了一系列一一对应的数据点 (x_i, y_i) ($i=1, 2, \dots, N$)。则可构造 m 次多项式：

$$P(x) = a_0 + a_1x + \dots + a_mx^m, (m < N) \quad (5-13)$$

进行曲线拟合时，应该使得下式取得极小值：

$$\sum_{i=1}^N \left[\sum_{j=0}^m a_j x_i^j - y_i \right]^2 \quad (5-14)$$

曲线拟合的过程采用 Matlab 软件中的 polyfit 函数完成。经计算比较选用 15 次多项式进行拟合，得到的系数由表 5.1 给出。图 5.9(b)为 15 次多项式拟合的函数曲线，对比图 5.9(a)可见效果较为理想，完全可满足有限元分析的热载荷函数要求。

华中科技大学博士学位论文

本文设定波导方向坐标为 x ，非稳方向为 y ，则二维激光场强分布函数可写为两个方向的乘积，其中 x 的波导方向近似为高斯模，而 y 方向则用上面拟合的多项式函数，即：

表 5.1 多项式拟合系数

a_{15}	a_{14}	a_{13}	a_{12}
-5.40706962174161 e+32	1.64690342584248 e+30	2.09587688156230 e+29	-6.46692186864452 e+26
a_{11}	a_{10}	a_9	a_8
-3.27322100088292 e+25	1.00650509114339 e+23	2.63632313048794 e+21	-7.87606128319967 e+18
a_7	a_6	a_5	a_4
-1.16570605378970 e+17	323541569245464	2795298606189.31	-6512871991.67425
a_3	a_2	a_1	a_0
-33648569.4232360	43400.8796089865	119.994626676606	0.807311567975797

$$F(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2}{w}\right) \cdot (a_{15}y^{15} + a_{14}y^{14} + \cdots + a_0) \quad (5-15)$$

其中 w 由波导方向的束腰半径决定。

函数 $F(x,y)$ 是一个无量纲变量，代表强度的空间分布，而最终激光功率将以生热密度的形式加载到模型上。若用 q 表示生热密度，单位 W/m^3 ，则：

$$q = \mu A \cdot F(x, y) \quad (5-16)$$

$$P = \iiint_{\Delta V} q dV = h \iint_{\Delta S} A \cdot F(x, y) dx dy \quad (5-17)$$

其中 h 为窗口镜厚度， P 为激光功率， μ 为窗口材料的吸收系数。给定激光功率时，通过式(5-18)计算出系数 A 的值：

$$A = \frac{P}{h \iint_{\Delta S} F(x, y) dx dy} \quad (5-18)$$

从而得到生热密度 q ，以函数的形式加载到有限元模型中。用这种方法拟合的二维激光场强分布图形如图 5.10 所示。

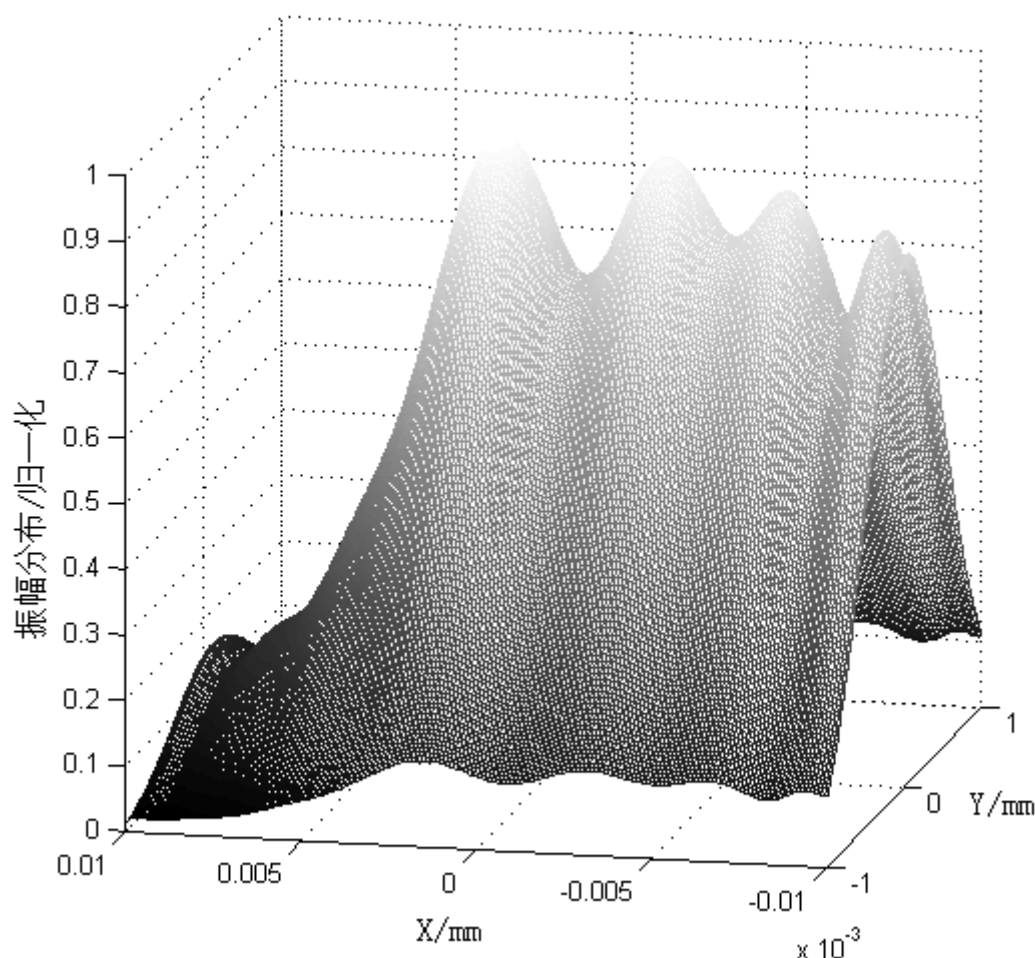


图 5.10 拟合的二维光强分布

5.3.2 窗口镜的热分析与热透镜效应

有了对激光空间场强的描述函数后，就可以建立起有限元分析模型。首先确定窗口镜片的安装方式，安装结构的设计决定了外力约束的边界条件。一般透镜的安装有端面密封和轴向密封两种，这里本文选用轴向密封进行研究，其结构如图 5.11 所示。该结构中窗口镜的外界约束力主要有两个：窗口外侧的大气压力和座体台阶的支承力，这一对作用力互相平衡。而镜体外压盖在安装时只需保持接触良好即可，不需压紧，因此施加载荷时忽略这一压力。镜片的热载荷来源于激光束，直接使用上一小节得到的热生成率函数加载。座体与压盖采用黄铜加工，两个台阶面与镜面内外表面接触，热量通过热传导扩散至黄铜座体，并通过冷却水带走。另外，镜面外侧与外界大气之间还存在一定的自然对流换热。对于高功率激光，一般还在镜面

外侧装有喷气装置，对窗口镜进行风冷，增大了与空气之间的对流换热速率。由于腔内气压较低，镜体与腔内气体的对流换热系数非常小，因此在模拟中假定镜体内表面是绝热的。

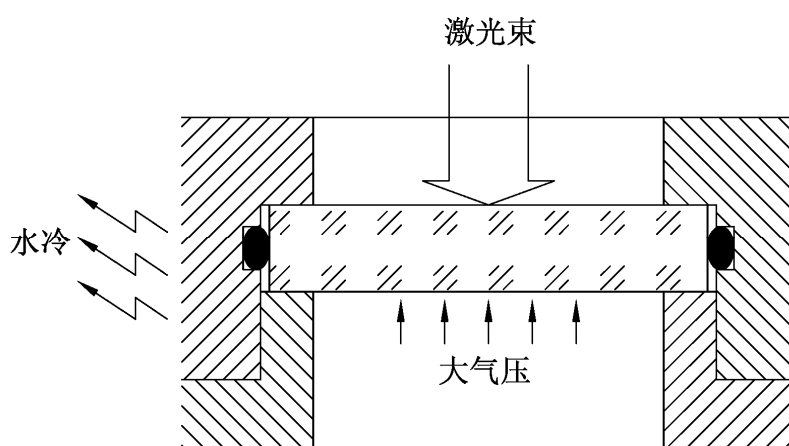


图 5.11 轴向密封安装的输出窗口镜

对窗口镜进行实体建模，取直径 50mm ，厚度 10mm ，采用 SOLID98 耦合场单元进行有限元网格划分。这里本文对窗口镜中间激光照射的条形区域进行了网格细化，以保证复杂激光强度分布下的计算精度，另外在镜体内外测表面外环与铜质底座接触的部位也进行了网格细化。得到的有限元网格模型如图 5.12 所示。

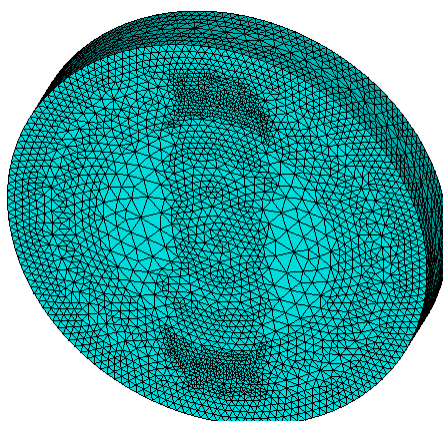


图 5.12 激光输出窗口镜有限元模型

选取合适的窗口镜材料是进行热力学仿真工作的重要目的。目前在高功率 CO_2 激光器中常用的窗口镜材料一般有 ZnSe 和光学级 CVD 金刚石两种，它们的热物理性质由表 5.2 给出。下面分别对这种材料的窗口镜进行有限元热分析。

表 5.2 窗口镜材料的热物理性质

窗口材料	ZnSe	CVD 金刚石
密度 ρ (kg/m^3)	5.27×10^3	3.51×10^3
比热 C_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$)	356	509
热导率 κ (W/m)	18	2000
热膨胀系数 α ($W \cdot m^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$)	7.57×10^{-6}	1×10^{-6}
吸收系数 μ (cm^{-1})	0.0005	0.12
杨氏模量 E	67.2GPa	1220GPa
泊松比	0.28	0.1

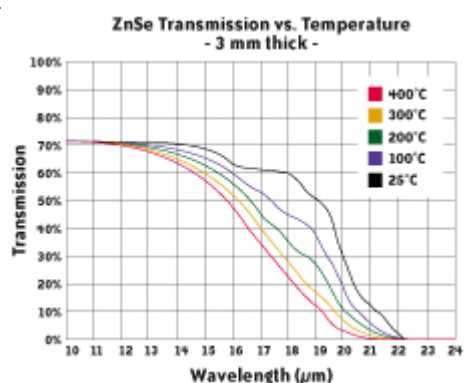
(1) ZnSe 窗口

ZnSe 在红外应用上用途广泛，其透光范围包含了从可见黄光到远红外的较长波段。ZnSe 材料具有化学惰性，不易潮解和高纯度的特性，鉴于它在很多环境下有着极低的损耗，高抗热震性和稳定，易加工的特性，因而可用于制作光学窗口、棱镜、镜片、透镜和光学坯料、平片和球面和柱面透镜等。ZnSe 晶体采用化学气象沉积法（CVD）生长制备。CVD 级 ZnSe 是一种多晶材料，化学纯度可以达到 99.999%，透过范围在 $0.5 \sim 20\mu m$ ，十分适用于 CO_2 激光器，常被用来作为 CO_2 激光加工的窗口透镜。CVD 级 ZnSe 可作为激光保护片用于高功率的 CO_2 激光系统 ($10.6\mu m$)，可以作为红外热像仪的红外光学元件，也可以作为医学和工业应用的的光学窗口、布鲁斯特窗口、光学透镜、球面和柱面透镜、棱镜以及 CO_2 激光器的谐振腔反射镜。本课题组采用美国 II-VI 红外公司的 ZnSe 镜片，如图 5.13 所示，其中图 5.13(a)为 ZnSe 窗口镜照片，图 5.13(b)为 3mm 厚的 ZnSe 窗口镜在不同温度下的波长透过率。

取 ZnSe 窗口镜厚度为 3.81mm，直径 25.4mm，通光口径为 18mm，在 2kW 激光功率下进行分析，环境温度为 $25^\circ C$ ，冷却水温为 $20^\circ C$ 。图 5.14 为相应的温度场、热应力与变形分析结果，其中图 5.14 (a)为温度场分布云图，图 5.14 (b)为热变形云图，图 5.14 (c)和图 5.14 (d)分别为正侧视图和后侧视图的应力场分布云图。由温度场云图可以看出，非稳-波导混合腔输出的条形光斑在窗口镜中央形成了一个长椭圆的高温带，由于外围的环形表面与黄铜座体之间存在导热冷却，椭圆等温线到外围逐渐朝圆形变化。ZnSe 材料的导热性较差，尽管吸收系数非常低，窗口中央最高温度仍超过 $36^\circ C$ 。图 5.14(b)的热变形云图由右侧视图方向给出，可以明显看到窗口镜内外表

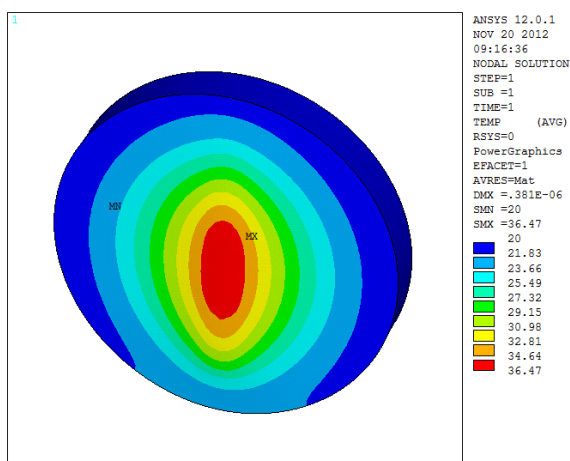


(a) ZnSe 窗口镜实物

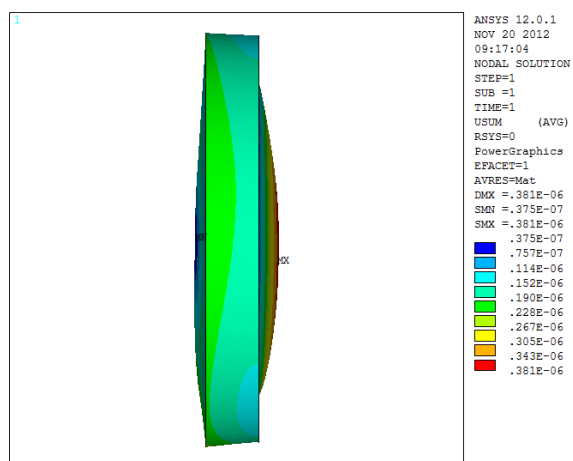


(b) 波长透过率

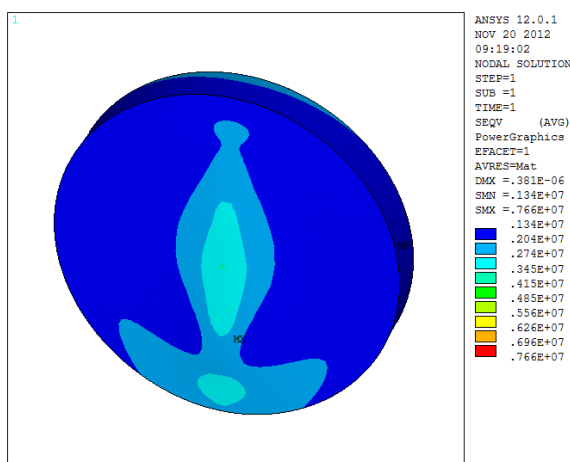
图 5.13 美国 II-VI 红外公司的 ZnSe 镜片



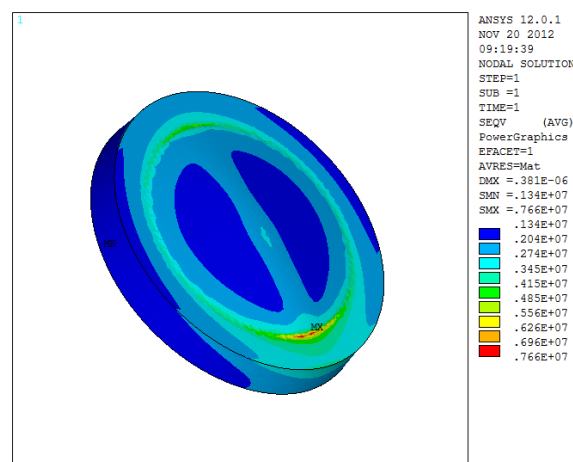
(a) 温度场云图



(b) 热变形云图



(c) 应力场云图 (正侧视)



(d) 应力场云图 (后侧视)

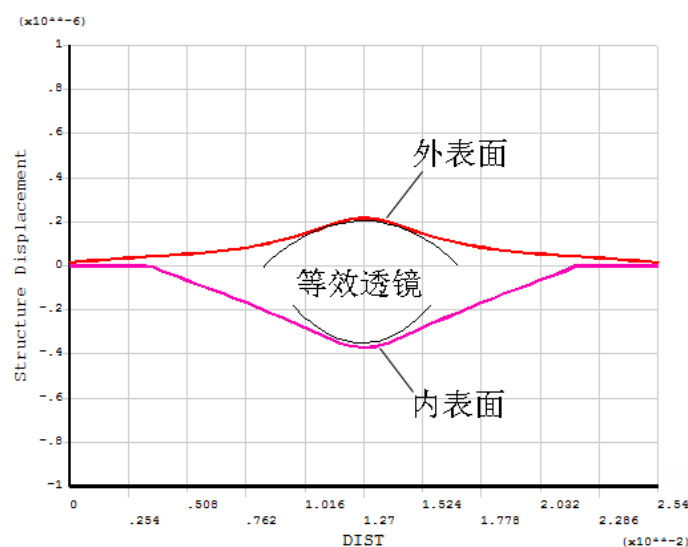
图 5.14 ZnSe 窗口镜热应力分析结果

面的热致弯曲膨胀变形，形成了文献[112-114]中所探讨的热透镜效应。从图 5.13(c)、(d)可以看出，窗口镜的内应力在内表面与台阶的接触线上及外表面的中心处拥有较大值。这是因为镜体受热膨胀时，底座台阶的支承面给了一个限位力，再加上外表面的大气压力同时作用，在局部形成了一定的应力集中所致。

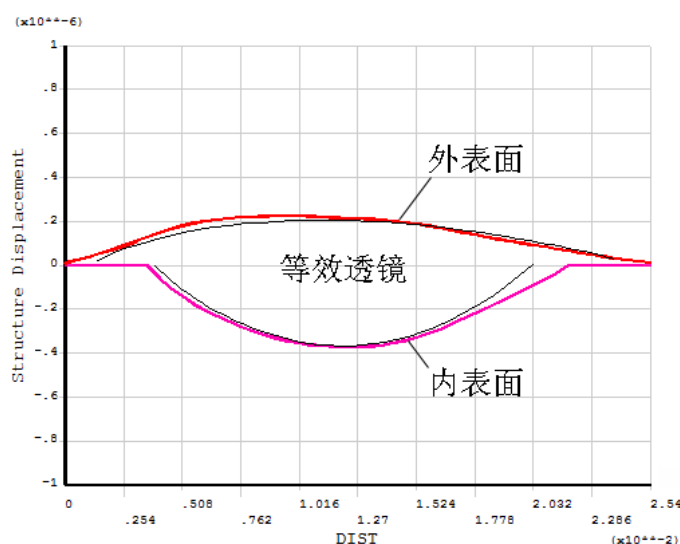
为研究 ZnSe 窗口镜的热透镜效应，本文对镜片内外表面在 Z 方向（垂直于镜面的方向）的热变形进行考查。图 5.15 给出了 ZnSe 窗口镜内外表面在 Z 方向上的变形曲线，其中(a)、(b)分别为圆形镜片 X 中心轴和 Y 中心轴上的变形。

依据之前的设定，X 轴为条形光斑波导方向，即光斑窄边的方向，而 Y 轴代表非稳方向，即条形光斑的长边。因此在 X 中心轴上，光强分布集中，功率密度更大，在输出镜上形成的温度梯度也更大，从而导致在 X 轴中间部位形成一个曲率半径较小的热变形弧面，而在 X 轴靠外侧的热变形较为平缓。在 Y 轴方向，尽管中心部位热变形量与 X 轴相同，但由于光斑较长，因此镜片在 Y 方向的温度梯度变化较小，镜面热变形较 X 轴平缓，形成的等效透镜曲率较大，如图 5.15 所示。ZnSe 窗口镜内外表面的最大 Z 向变形量分别为 $0.4\mu\text{m}$ 和 $0.2\mu\text{m}$ ，在 X 中心轴上形成的等效热透镜焦距约为 9m ，在 Y 中心轴上形成的等效热透镜焦距约为 80m 。

可见，在非稳-波导混合腔的条形输出光斑作用下，ZnSe 窗口镜的热变形形成了一个具有象散特性的聚焦透镜：等效透镜在条形光斑窄边方向的焦距远小于光斑长边方向的焦距。而在前文中已经分析到，非稳-波导混合腔的输出光束本身具有象散特性，在窄边波导方向的光束发散角远大于非稳方向。因此可以近似的认为，由于热变形而形成的热透镜 ZnSe 窗口镜在一定程度上对输出光束的象散现象产生了抑制作用。需要注意的是，得到的这一结论仅仅只是近似的，实际研究 ZnSe 窗口镜的热透镜效应对光束质量的影响时必须强调以下几点：①无论 X 轴还是 Y 轴方向上的焦距仅为估算值，并不严格，因为窗口镜面的热畸变会随激光功率、冷却效果的变化而不同。②不能认为 ZnSe 窗口镜的热透镜效应对非稳-波导混合腔的象散抑制作用是提高了光束质量，事实上从图 5.15 中可以看出，镜面的热畸变并非是规则的透镜曲面，而是随着温度场的分布呈不规则状，只是近似的看做球面。不规则的镜面热畸变最终会影响激光束相位面，导致光束质量的下降。③进行外光路整形设计时需要考虑热透镜效应对激光束的作用。



(a) X 中心轴上镜片内外表面的 Z 方向变形



(b) Y 中心轴上镜片内外表面的 Z 方向变形

图 5.15 ZnSe 窗口镜内外表面在 Z 方向上的变形曲线

(2) 光学级 CVD 金刚石窗口

由于近年来使用较多的 ZnSe 窗口材料具有明显的热透镜效应，且机械强度和硬度很低，化学性质不稳定，因此光学级 CVD 金刚石窗口开始在 CO₂ 激光器领域展现出良好的前景。金刚石在从紫外到远红外的很长波长范围内有很高的光谱穿透性能，加上金刚石优秀的机械、热学性质，使 CVD 金刚石成为可在恶劣环境中使用的极好的光学窗口材料。从表 5.2 可以看到，CVD 金刚石拥有极高的热导率（高达

2000W · m⁻¹ · ℃⁻¹, 是铜的 5 倍), 而其机械性能如热膨胀系数、强度等参数也远高于其它材料, 表面超高的硬度可以防止一般的刮伤、擦伤。CVD 金刚石的可穿透波长包括从深紫外到远红外直至微波的极大范围, 如图 5.16 所示。

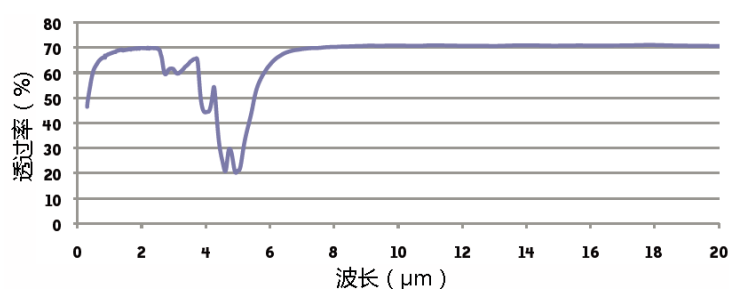


图 5.16 CVD 金刚石的光谱穿透率

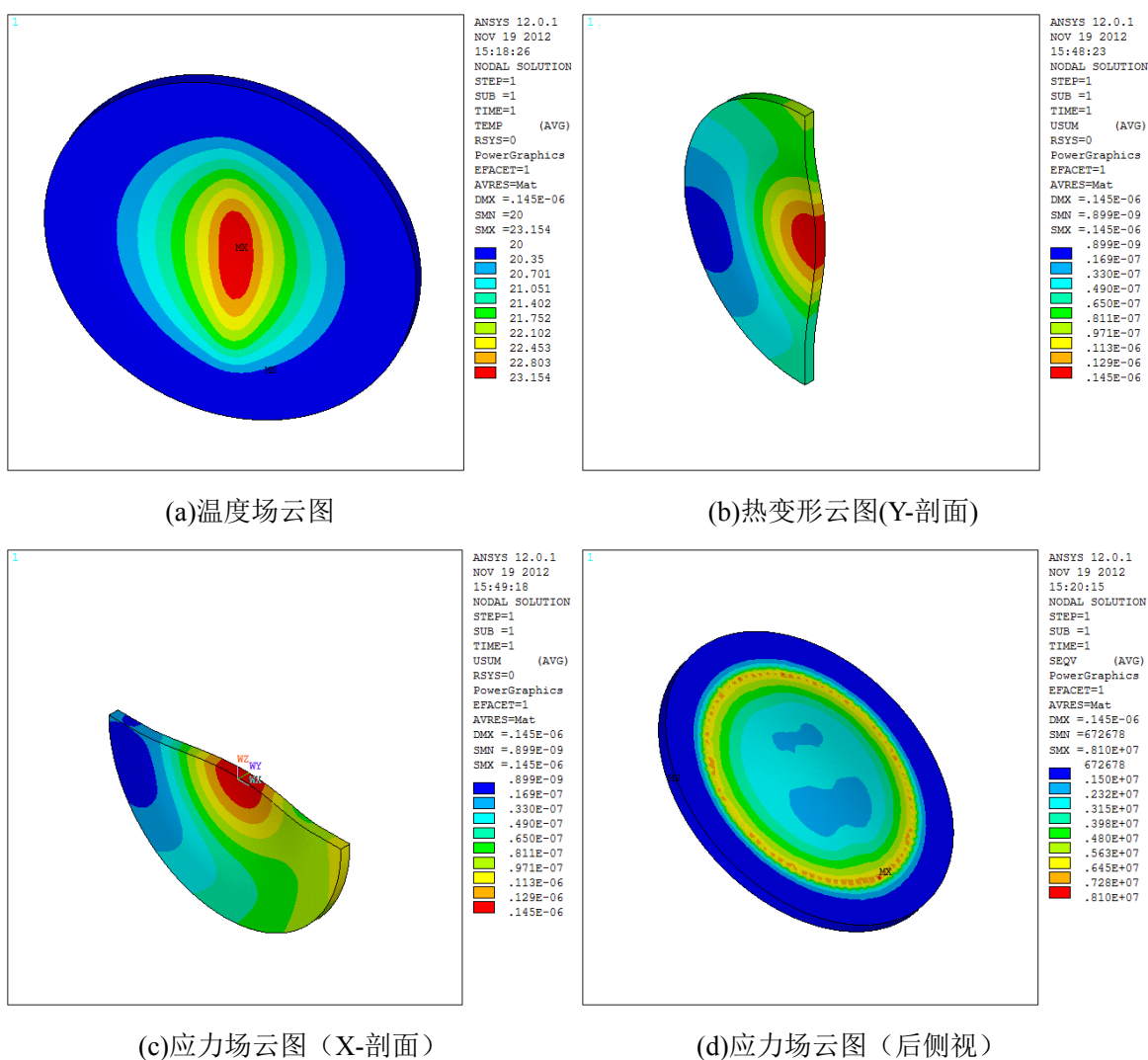


图 5.17 金刚石窗口镜热应力分析结果

分析采用的 CVD 金刚石窗口安装尺寸和通光孔径与 ZnSe 窗口相同,厚度取 1mm ,其它条件不变。图 5.17 为 CVD 金刚石窗口镜的热应力与变形分析结果,其中图 5.17 (a)为温度场分布云图,图 5.17 (b)、(c)分别 Y-Z 剖面和 X-Z 剖面的热变形云图,(d)为后侧视图的应力场分布云图。由于 CVD 金刚石的热导率是 ZnSe 的百倍以上,且所用镜片更薄,所以尽管吸收系数比 ZnSe 高得多,其整体温度仍比 ZnSe 窗口镜低得多,最高温升不超过 4°C 。由图 5.17(b)、(c)可以看出,CVD 金刚石窗口的变形量很小,最大变形点位于镜片中心,不到 $1.5\mu\text{m}$,且主要为大气压力下的整体弯曲变形,基本不存在由温度梯度而产生的热应力变形,因此也不存在热透镜效应。

ZnSe 窗口镜和 CVD 金刚石窗口镜的应力集中点均位于镜面内表面与镜座边缘接触处,最高应力分别为 7.6MPa 和 8.1MPa ,均远低于各自材料的抗拉强度(ZnSe 为 $40\text{-}60\text{MPa}$,金刚石为 $200\text{-}1000\text{MPa}$),因此从安全性的角度考虑二者均可作为高功率 CO_2 激光器的窗口材料。外围限位表面处的应力集中虽然在仿真结果中数值较大,但一方面这是由于在分析中将底座的台阶面设置成绝对刚性而造成了一定程度的失真,另一方面通常在设计时可以考虑采用端面密封圈,起到缓冲的作用,从而可进一步消除外围的应力集中,因此应力问题并非首要考虑要素。通过以上仿真分析可以看出,ZnSe 材料作为窗口镜会产生明显的热透镜效应,这会对输出光束质量造成一定的影响,并导致光强分布不稳定,在 CO_2 激光切割、焊接等应用时造成加工质量的下降。因此在千瓦级以上功率的 CO_2 激光系统中一般采用 CVD 金刚石作为窗口材料。

5.4 本章小结

高功率激光器中各种热效应的研究是一个重要的课题,本章在上一章的基础上,进一步对板条电极和窗口镜的热应力和变形进行了有限元分析。设计了三种不同的电极安装结构并分别进行了热应变的分析,结果证明采用绝缘陶瓷定位方案和自由无约束方案均适用,二者各有优劣。可以看到,尽管采用了合理的优化设计,但平板电极在窄间距的波导方向仍然存在波长量级的变形,这种热变形势必会对波导腔的特性造成影响,增大腔内损耗。电极热变形对射频放电的稳定以及对波导腔模式特

征的影响，还需进行更进一步的研究。

窗口镜的热透镜效应已有不少研究报道，本章中首次针对非稳-波导腔特殊的输出光束特性，研究了其对窗口镜的热影响。在之前对输出光场分布的数值模拟的基础上，采用多项式拟合的方法构造了一个用于有限元分析用的激光功率分布函数，精确模拟了窗口镜在条形光斑作用下的温度场分布和热应变情况，并特别讨论了高功率激光器窗口镜的热透镜效应。这一研究方法和结论对选择合适的窗口镜材料、安装固定方式以及冷却保护措施具有较好的参考价值。

6 大功率选支调谐射频板条 CO₂ 激光器设计

CO₂ 分子的振动-转动跃迁辐射在红外波段，因此除了作为高功率激光光源用于工业加工，CO₂ 激光器在光谱研究、泵浦光源^[121]等领域也有着相关研究应用。这些应用中往往需要用到 CO₂ 分子荧光光谱的宽度，实现波长可调的输出。CO₂ 激光的输出波长通过调谐后往往工作在一系列离散的频点上，通常称之为选支调谐，以区别于一般的连续可调谐激光器。前几章介绍的射频板条 CO₂ 激光器主要用于激光切割、焊接等高功率工业制造领域。本章将转而介绍这种适用于光谱学、泵浦光源等领域的选支调谐射频板条 CO₂ 激光器，展现其体积小、结构紧凑的特点，并针对用于大功率选支调谐射频板条 CO₂ 激光器的谐振腔进行设计。

6.1 选支调谐 CO₂ 激光器介绍

通常使用的激光器一般为固定波长输出。如果激光器的输出波长可以在一个范围内连续可调，则称之为可调谐激光器。可调谐激光器一般分为两类：一种基于介质的宽带发射光谱结合选频技术来实现激光振荡波长的连续调谐，染料激光器、可调谐准分子激光器、高压气体激光器、固体过渡金属离子激光器、色心激光器、可调谐半导体激光器、自由电子激光器等均属于这一类；另一类是对某一固定波长激光或可调谐激光通过非线性光学的光参量过程，而得到波长连续可调的光参量激光技术，如光参量振荡技术、光参量放大技术、可调谐的倍频、和频、差频和喇曼移频技术等。本章研究的选支 CO₂ 激光器属于前一种。

早期的选支调谐 CO₂ 激光器均采用轴流式或横向放电激励大气压（Transversely Excited Atmospheric, TEA）式技术结构，体积和重量较大，且 TEA CO₂ 激光器只能以脉冲方式工作，重复频率较低，调制特性较差，其应用范围受到了一定的限制。之后随着气体太赫兹技术的发展，又开发出了射频板条结构的选支 CO₂ 激光器。本小节将首先对前两种激光器进行简要介绍，然后重点对选支调谐射频板条 CO₂ 激光器的发展与关键技术进行总结分析。

6.1.1 轴流玻璃管选支 CO₂ 激光器

早期的连续 CO₂ 激光器多为慢速轴流、玻璃管结构，因此 CO₂ 激光的选支技术一开始也在这种结构上进行。玻璃管两端加载直流高压，在低气压（约 30mbar）下发生稳定的辉光放电，输出镜不变，将全反射尾镜改为外腔反射光栅实现波长的选支。目前该类产品的典型代表是英国 Edinburgh Instruments 公司的 PL 系列选支 CO₂ 激光器，如图 6.1 所示。该系列产品波长选支范围为 9-11 μm ，最高输出功率达 180W。若将气体改为 CO 则可获得瓦级以上 5.1 – 6.0 μm 波段的输出，可调谐谱线达数千条。

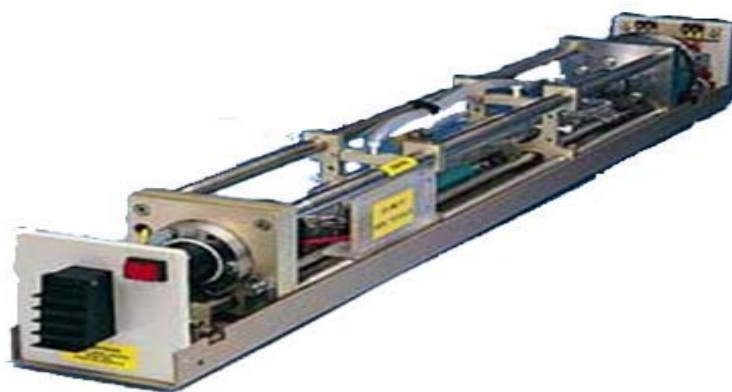


图 6.1 EI 公司的 PL 系列选支 CO₂ 激光器

6.1.2 TEA 选支 CO₂ 激光器

脉冲 TEA CO₂ 激光器具有脉冲能量大，峰值功率高的优点，经过类似的改装后同样可以实现波长选支输出。图 6.2 为半外腔 TEA 选支 CO₂ 激光器的结构示意图，主放电电压在 50kV 量级，用闪耀光栅替代全反尾镜实现波长选支。TEA 选支调谐 CO₂ 激光器较玻璃管结构复杂，且应用范围有限，目前主要用于科学研究，尚未有商业化产品。

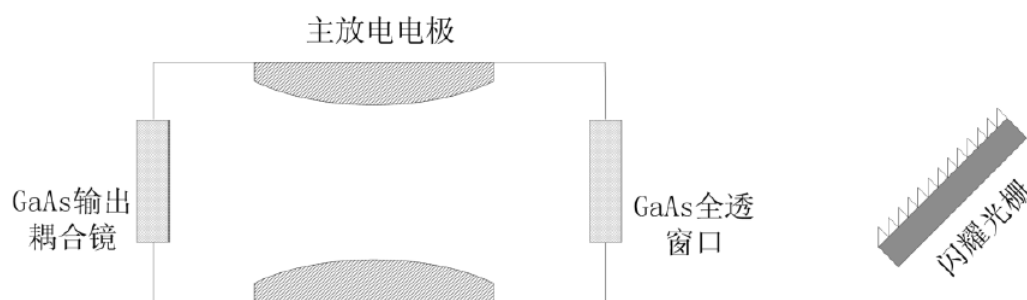


图 6.2 TEA 选支 CO₂ 激光器结构

6.1.3 射频板条选支调谐 CO₂ 激光器

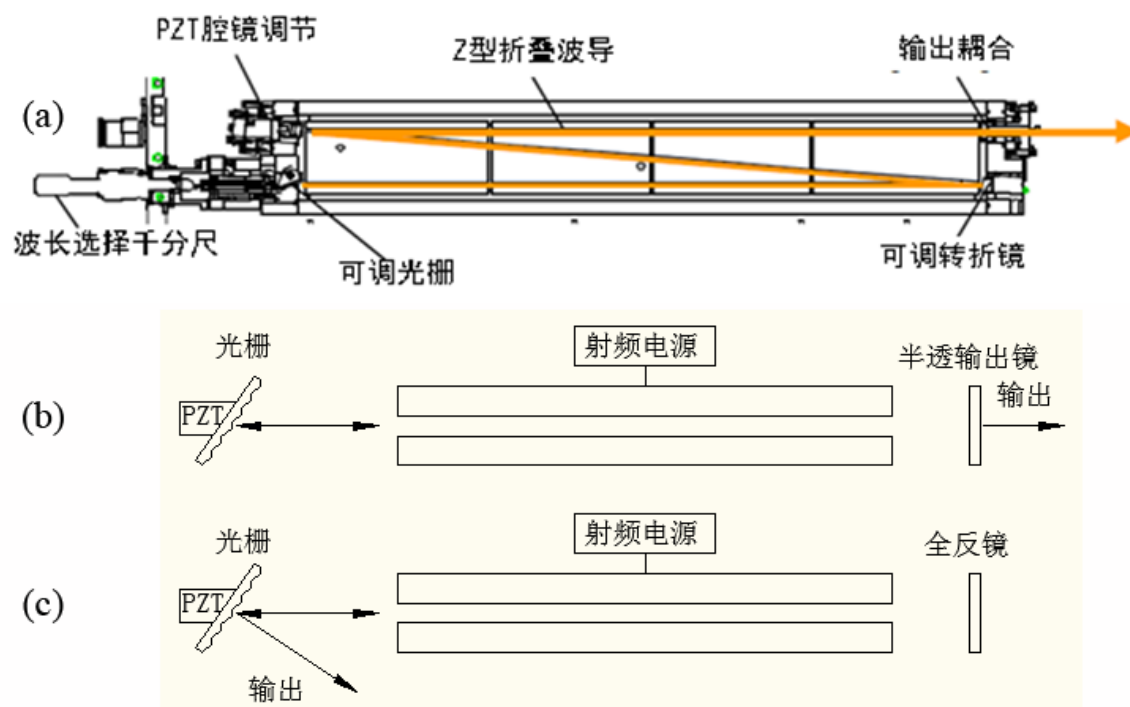
自从光泵气体太赫兹激光器 (OPTL) 研制成功并实现了上千条谱线输出后^[121-125], 研制出结构紧凑、体积更小的泵浦源以便适用于实验室之外的场合成为了迫切的需求。采用射频激励、板条波导结构的 CO₂ 激光器作为泵浦源是 OPTL 的一个重要发展。D.T. Hodges 和 T.S. Hartwick 最早使用这一技术路线进行了探讨^[126], 并总结了射频激励波导 CO₂ 激光器的优势, 主要表现在: 1) 输出功率与效率的提高; 2) 不会发生阴极腐蚀, 可全封离长期运行; 3) 更小的低压射频电源取代高压直流电源。

尽管以 CO₂ 激光器作为泵浦源的光泵气体太赫兹激光器属于早期研究成果, 但由于其大功率、窄线宽等优势, 一直是重要的太赫兹辐射源之一。早在 1970 年, 美籍华裔科学家张道源就利用调 Q 的 CO₂ 激光器作为泵浦源激励 CH₃F 气体获得了脉冲太赫兹激光输出^[121]。之后, 气体太赫兹源由于庞大的体积、重量、气体消耗、光学器件的周期维护 (常常需要打开激光头进行拆卸安装) 以及总体的稳定性等各方面因素的限制, 发展较为缓慢。直到本世纪初, 美国相干公司采用射频激励、平板波导结构的 CO₂ 激光器作为泵浦源, 研制出了新一代的光泵气体太赫兹激光器, 才大大推动了该技术的发展^[122]。该气体太赫兹激光器装备在 2004 年 7 月 15 日发射的 EOS-AURA 卫星上, 用于测量外大气层中氯的氧化物、甲基氰化物、水汽、硝酸盐、SO₂ 和臭氧等。这台激光器特点为: 全封离式、射频激励、高精密高可靠性, 在高频谱纯度和高可靠性要求的航空航天环境下, 运行寿命超过 35000 小时, 存放寿命超过 10 年, 并且结构紧凑、体积小。该设备的研制成功一改过去人们对光泵气体太赫兹激光器可靠性不高的看法, 展示了相干公司极高的工程技术和气体太赫兹激光器的应用潜力。而作为该太赫兹源核心技术之一的紧凑型可调谐射频板条 CO₂ 泵浦源, 也代表了新型 CO₂ 激光器的发展方向之一。

除了体积更小之外, 射频激励波导 CO₂ 激光器更宽的频率可调范围也是一个重要的优势。一般大多数 CO₂ 激光器的设计时考虑的都是如何提高输出功率, 以及良好的光束质量等因素, 较少关注其激光纵模频率、线宽等参数。而对于作为泵浦光源使用的选支调谐 CO₂ 激光器而言, 更大的线宽、频率稳定性及可调谐性能则更为

关键。相较于传统轴流玻璃管结构的 CO_2 激光器，射频激励波导 CO_2 激光器可以在更高的气压下工作，因此气体分子拥有更宽的谱线宽度，使得一些较弱的谱线上也有足够的功率输出。如何在获得宽带可调谐性的条件下获得足够的输出功率一直是选支 CO_2 激光器面临的一大难题。

选支调谐射频板条 CO_2 激光器的代表性产品是美国相公司生产的 SIFIR-50 (Stabilized Integrated Far-InfraRed, SIFIR) 型 OPTL 的泵浦源，以及他们为 AURA 卫星星载的微波边缘探测器 (MLS) 系统中的 2.5THz 本振源 OPTL 泵浦源。其中，后者为典型的小型化 OPTL 系统，整个激光头的尺寸仅为 $70 \times 30 \times 10 \text{cm}$ ，重量不超过 20kg，而集成的可调谐射频板条 CO_2 泵浦源更是只有 1.5kg 重。该激光器采用 85W 的射频电源，可在 9P36 支线获得 11W 的激光输出。图 6.3(a) 为该 CO_2 激光器的光学原理结构图，采用 Z 型折叠波导腔以充分利用平面电极的放电区间，折叠腔一端为 ZnSe 半透输出耦合镜，另一端为闪耀光栅构成的波长选支机构。镜座安装有压电陶瓷片用来调节腔长，起到辅助波长选支的作用。通过步进电机带动千分尺旋转闪耀光栅来实现波长调谐。



(a)SIFIR-50 的 CO_2 激光器光学结构；(b)半透镜耦合输出；(c)光栅零级输出

图 6.3 选支调谐射频板条 CO_2 激光器结构

选支调谐波导 CO_2 激光器的输出耦合一般有两种方式,一种是采用 ZnSe 半透输出耦合平面镜,如图 6.3(b)所示;或者利用闪耀光栅的零级实现输出,如图 6.3(c)所示。闪耀光栅一般安装在真空腔体外,采用布儒斯特窗作为窗口镜,如果输出平面耦合镜作为另一端的窗口镜,则称为半外腔结构;若输出耦合镜在腔外单独安装,则称为全外腔结构。

在国内,哈尔滨工业大学对这种选支调谐射频板条 CO_2 激光器进行了研究^[127-130]。他们对各种不同的结构和技术方法进行了试验研究,包括双通道放电^[127]、调 Q 双通道^[128]、Z 型折叠双通道^[129]、双真空腔 Z 型折叠双通道^[130]等,对放电特性、调谐性能、输出功率以及长时间运行周期等多个方面进行了分析。不过要实现整机稳定运行,保证输出支线的功率、频率稳定性及线宽等仍有一些关键技术问题有待解决。

6.2 大功率选支调谐射频板条 CO_2 激光器的设计

射频板条 CO_2 激光器的优势在于通过面增比技术和非稳波导混合腔,在较小体积的激光头内获得较大的输出功率。但目前报道的选支调谐射频板条 CO_2 激光器输出功率都在 50W 以下,并未完全发挥出射频板条激光器大面积放电、平板波导高增益的特点。因此本节对大功率的选支调谐射频板条 CO_2 激光器进行了初步设计,主要针对传统光栅腔提取功率能力不足的问题进行一定的改进。

6.2.1 基本原理

(1) CO_2 分子能级结构

CO_2 是三原子分子,它有一条对称轴和一个对称平面,因此它的分子有三种基本振动方式,即三个简正振动模。第一种为对称振动,中间的碳原子保持平衡,两个氧原子做相反的振动,这种振动方式用 ν_1 表示;第二种为变形振动,三个原子垂直于对称轴振动且碳原子的振动方向和两个氧原子的方向相反,这种振动用 ν_2 表示;第三种为反对称振动,用 ν_3 表示,三原子沿对称轴振动,碳原子的振动方向与两个氧原子相反。这三个振动模式均为独立的简谐振子,彼此相互独立, CO_2 分子的振

动能量状态就由这三个简谐振子决定。这样一来，可以用三个量子数 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 的组合来代表 CO_2 分子的振动能级：

$$(\nu_1, \nu_2^l, \nu_3),$$

式中 ν_2 右上角的符号 l 为振动角动量的量子数， $l=\nu_2, \nu_2-2, \nu_2-4, \dots, 1$ 或 0 。

图 6.4(a)给出了 CO_2 分子的部分振动能级图，可以看到， CO_2 分子从同一个上能级 00^01 向 10^00 和 02^00 两个下能级跃迁时，分别产生波长为 $10.6\mu\text{m}$ 和 $9.6\mu\text{m}$ 的辐射。除了振动， CO_2 分子还可以做整体转动。因此每个振动能级又可分裂为一系列转动能级，用 J 值表示转动能级量子数。根据转动能级跃迁选择定则，有：

$$\Delta J = J - J' = 0 \pm 1 \quad (6-1)$$

规定 $\Delta J = -1$ 的跃迁为 P 支跃迁， $\Delta J = +1$ 的跃迁称为 R 支跃迁， $\Delta J = 0$ 的跃迁称为 Q 支跃迁。P 支和 R 支跃迁对应的光谱线分别为 P 支、R 支光谱线， CO_2 分子的 Q 支跃迁没有对应的光谱线^[123]。 CO_2 分子并不是全体转动能级都能存在，在图 6.4(b)上用虚线表示缺位的能级。 CO_2 分子转动能级这一性质可以从分子的对称性来得到了解。

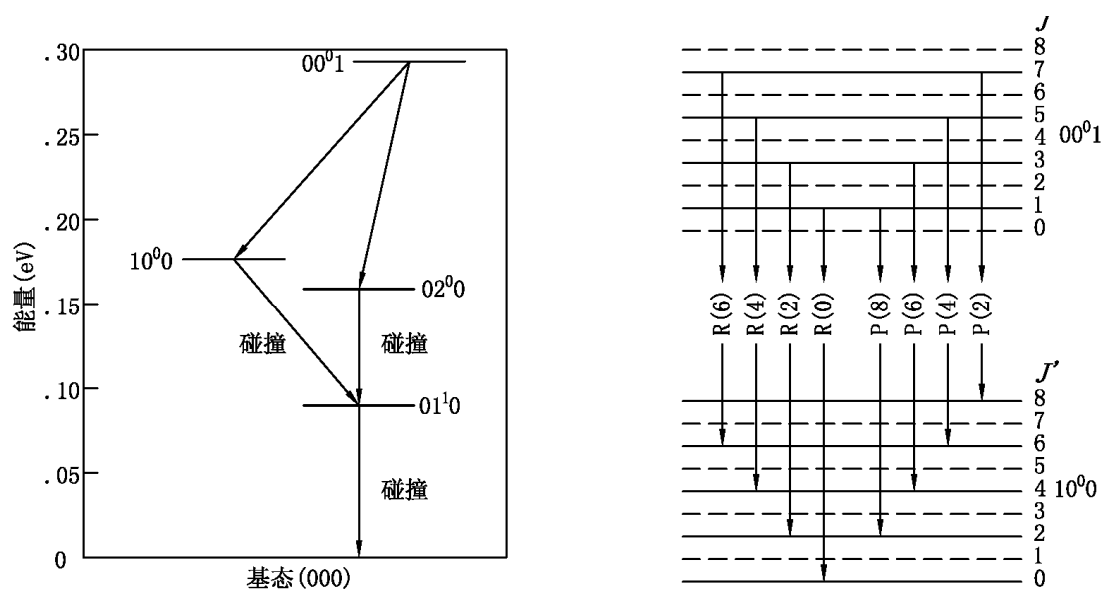


图 6.4 CO_2 分子的振动能级和转动能级跃迁
(a)振动能级跃迁；(b)转动能级跃迁

传统的低气压（约 20Torr）CO₂ 激光器在 10 μ m 附近有近 90 条辐射谱线，如图 6.5 所示。在低气压下，R 支 CO₂ 激光谱线之间的频谱间距在 40GHz，P 支谱线间距约为 55GHz。横向激励（TE）CO₂ 激光器可以在高于大气压的条件下工作。高气压下由于碰撞展宽机制，气体的增益谱线可以变得很宽。当工作气压达到十倍大气压时，分立的 CO₂ 支线会变成连续谱线^[124]，其调谐范围转变为图 6.5 的外轮廓曲线。

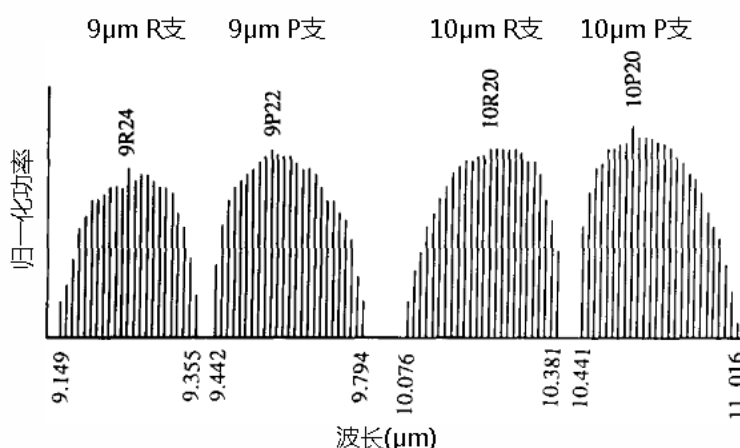


图 6.5 CO₂ 激光谱线

在 CO₂ 激光器中，P 支跃迁的增益系数总是比 R 支跃迁的高，由于振荡谱线的竞争效应，也往往只能观察到 P 支跃迁的激光谱线，而要观察及文跃迁，需要设法抑制 P 支跃迁。普通非调谐 CO₂ 激光器的输出支线为增益最强的 10P(20)支线，相应波长为 10.6 μ m。如果需要选择某一支跃迁谱线，需要在腔内放置色散元件，用以抑制增益系数高的跃迁。常用的调谐元件有基于色散原理的光栅、棱镜，以及基于干涉原理的法布里-伯罗（F-P）标准具等。使用 F-P 标准具调谐时，通常是将其倾斜安装在激光谐振腔内，利用 F-P 标准具的频率选择性，增加高增益波长的损耗来实现波长的选择。TEA CO₂ 激光器还有一种注入锁定的选频方式，即将连续的单频 CO₂ 激光注入到 TEA CO₂ 激光器中进行震荡放大从而实现单纵模输出。相较而言，采用光栅选支的技术路线最为常用，下面将着重介绍这一方法。

（2）光栅选支技术原理

选支调谐 CO₂ 激光器的谐振腔中，用一个闪耀光栅腔替代全反射尾镜，构成所谓的光栅腔。这种光栅腔最基本的结构如图 6.6 所示，它由一块平面闪耀光栅与一个

半透球面输出镜构成，利用衍射角与入射角相同的 Littrow 条件实现激光振荡。

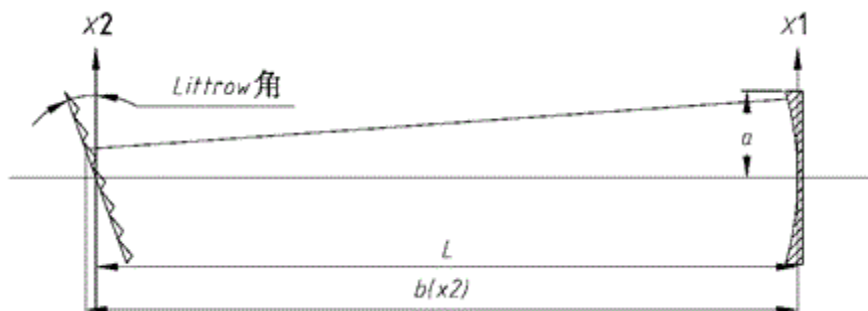


图 6.6 光栅腔工作原理示意图

对于一般平面型光栅，其衍射规律满足光栅方程：

$$m\lambda = d(\sin i + \sin \theta) \quad (6-2)$$

式中 m 为缝间干涉级数， λ 为波长， d 为光栅常数， i 与 θ 分别代表入射角与衍射角。

采用光栅作为谐振腔的反射镜工作时，所选支链的光将沿着入射角返回，即 $i=\theta$ ，从而该波长的光在腔内获得振荡放大并形成激光输出。因此光栅方程变为：

$$m_L \lambda_L = 2d \sin i \quad (6-3)$$

此时入射角称为 Littrow 角，该谐振腔结构称为 Littrow 安装结构。波长 λ 的脚标 L 表示 Littrow 波长，通过旋转光栅改变入射角可以改变 Littrow 波长 λ_L 的取值，从而实现光栅腔的波长选择功能。例如当选定光栅刻线密度为 150 线/mm 时，对于波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的 10P(20)支 CO_2 激光谱线，对应的光栅 Littrow 入射角为 52.7° 。

在式(6-4)中令 $m=0$ ，则 $i=-\theta$ ，表明无论波长取何值，干涉零级的方向始终在光栅平面的反射方向。因此普通平面型衍射光栅 $m=0$ 级的色散为零，但该衍射级的能量却是最大的。闪耀光栅的光栅反射面与光栅平面之间有一个夹角，如图 6.7(a)所示，因此它的干涉零级与衍射的零级是分开的，衍射的绝大部分能量集中在一个有色散的衍射级上。这个夹角称为闪耀角，每个反射面称为闪耀面。

在闪耀光栅衍射模型中，将闪耀角记作 γ ，入射光相对于光栅平面法线的夹角为 i ，而相对于反射面（即衍射单元平面）法线的夹角为 i' 。则干涉的 $m=0$ 级为缝间干涉的结果，出现在与光栅平面法线夹角为 i 的方向；而对于每一个反射面，衍射的结果，其主极大，即中央零级衍射出现在与反射面法线夹角为 i' 的方向，即反射面的几何像方向，这两者是不重合的。因此，没有色散能力的干涉零级光谱不占据光强最

大的位置，而是另外的 $m \neq 0$ 的谱线处于衍射中央主极大处，如图 6.7(b)所示。当入射角 $i = \gamma$ 时，反射光与衍射零级方向重合，此时衍射效率最大。这种情况下相应的 Littrow 波长称为闪耀波长。由于衍射零级具有一定的角宽度，因此闪耀波长附近的支线也可能拥有较高的衍射效率，从而振荡形成激光输出。

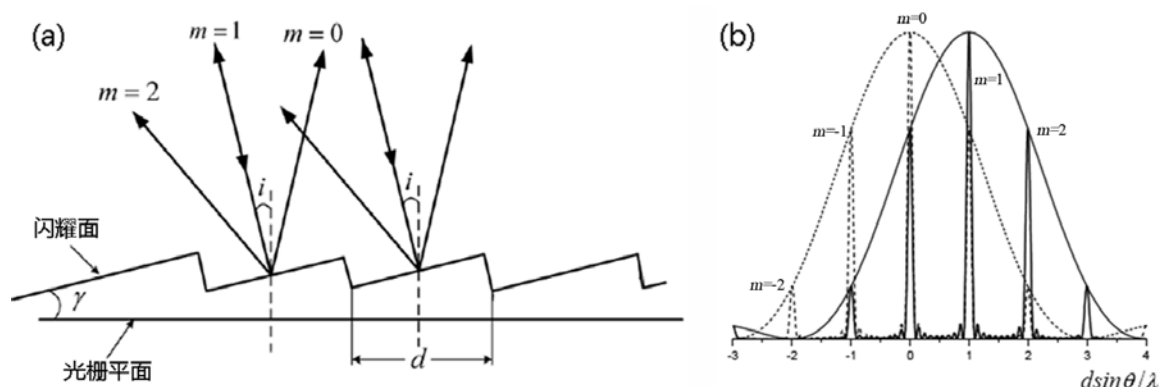


图 6.7 闪耀光栅的结构、干涉零级与衍射零级

(a)闪耀光栅结构示意图; (b)闪耀光栅的干涉零级与衍射零级

光栅基底材料有玻璃和金属两种，金属基底的原刻光栅可承受连续功率密度为 10^3W/cm^2 的光辐射。光栅常数 d 的选择时需考虑尽可能的减少选支波长的损耗，并同时增大非选支波长的损耗尽量。对于 $10.6 \mu\text{m}$ 波长附近的 CO_2 激光，所用光栅刻线数一般为 80-160 线/mm，每毫米刻线数越多，光栅的分辨越高，但光栅常数的值应满足 $\lambda_L / 2 < d < 3\lambda_L / 2$ ，且尽量接近 $\lambda_L / 2$ ，以增加非选支波长的损耗，提高相邻支线的角色散，且保证选支波长只存在 $m=0$ 和 $m=1$ 两级干涉极大。对于波长调谐范围在 $9 \mu\text{m} \sim 11 \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光，光栅常数的值一般为 $5.5 \mu\text{m} \sim 13.5 \mu\text{m}$ 。

6.2.2 大功率波导光栅腔的设计

非稳腔用于射频板条激光器中可以有效的利用增益区间的横向尺寸，将工作介质中的能量高效的提取出来。然而选支 CO_2 激光器需要依靠闪耀光栅替代全反射尾镜，以实现波长选择的功能，因此传统非稳腔的设计难以满足平板波导 CO_2 激光器选支调谐的要求。图 6.3a 中相干公司为气体太赫兹源设计的选支调谐射频板条 CO_2 激光器，在横向方向采用的是 Z 型折叠腔，虽然可以实现波长选择功能，但对于矩形增益区的利用效率不高，不利于提高激光功率。为此，本文针对大功率选支调谐

射频板条 CO₂ 激光器设计了一种多路折叠腔。

该可调谐谐振腔由反射光栅、一对凹面镜和凸面镜组合的望远镜折叠光路和半透输出镜组成，如图 6.8 所示。这种腔实现了光路在凸面镜和凹面镜之间来回多次反射，且每振荡一个来回，光束都经过望远镜系统的放大扩束，并最终可以实现准直输出。经过合理的横向几何尺寸设计，如图 6.9 所示，可以使得振荡光束的每个折叠光路尽量靠近，以达到充分利用增益工作介质的目的，提高激光效率。光腔在垂直于电极的纵向方向则为图 6.3b 所示的光栅-波导腔。

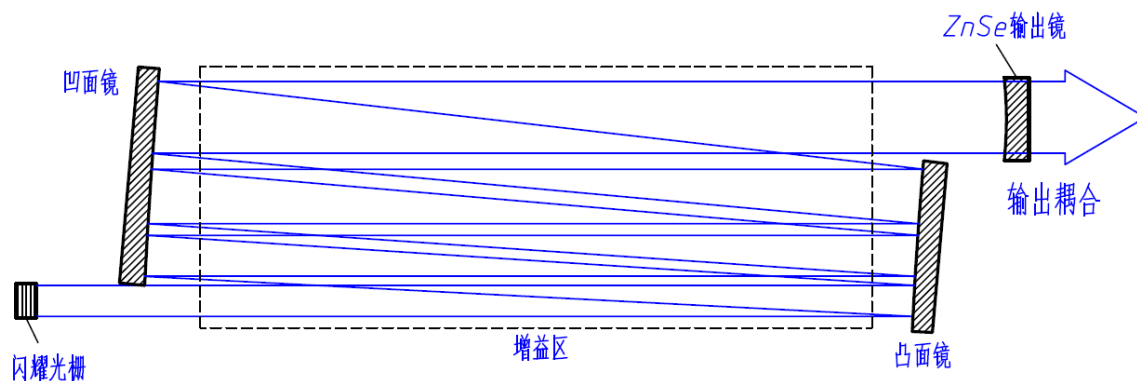


图 6.8 大功率可调谐谐振腔结构示意图

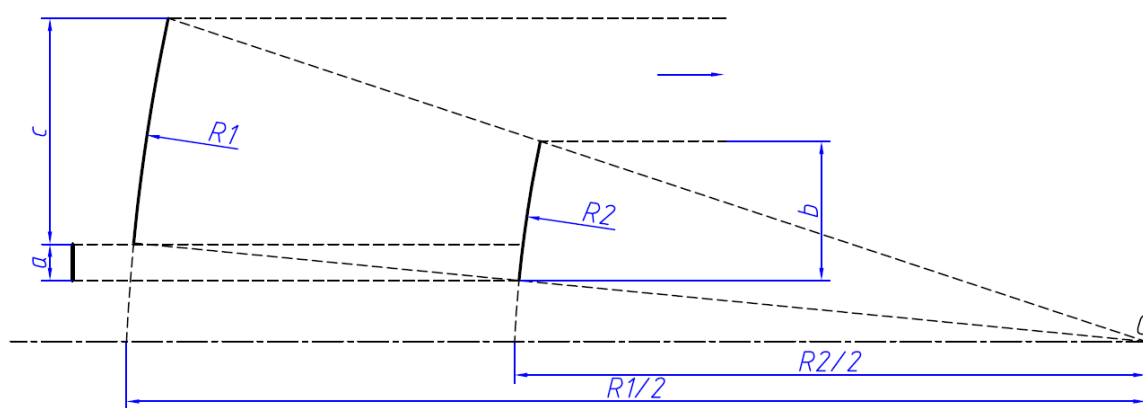


图 6.9 大功率可调谐谐振腔的横向尺寸

这种结构的谐振腔设计充分利用了增益区间的横向尺寸，同时在波导方向利用光栅腔最低阶模、波导最低阶模以及小范围增益体积的良好匹配，实现高效、高光束质量的激光振荡，起到了前面本文研究的非稳-波导混合腔相同的效果。另一方面，也满足了光栅调谐的要求，十分适用于选支调谐射频板条 CO₂ 激光器。

6.2.3 大功率射频板条选支 CO₂ 激光器的模式特征

下面本文对图 6.8 设计的大功率可调谐谐振腔的模式特征进行研究。同样的，本文将光场分为横向与纵向两个分量分别研究，横向为光路折叠方向，纵向为波导方向。

(1) 横向模式特性

结合图 6.9 和图 6.10 不难看出，该大功率选支谐振腔在横向实际上等效于一个插入周期性扩束系统的稳定腔，将图 6.9 按等效透镜序列展开，即可得到图 6.10。设计时扩束系统需要有一定的离轴量。设光路在光栅与输出镜之间周期折叠了 n 次，则经过了 n 次扩束。依据图 6.9，有如下尺寸关系：

$$(a + c - b) = nMa \quad (6-4)$$

M 为放大倍数。

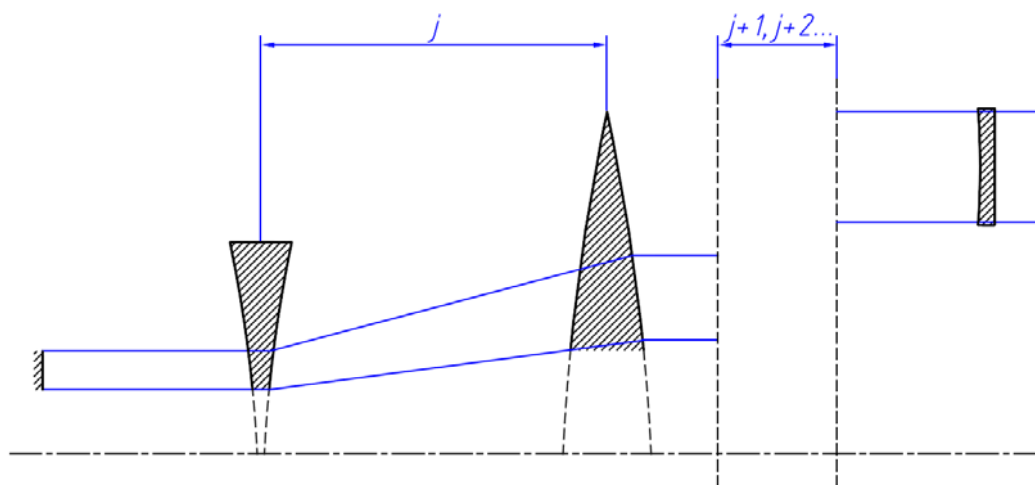


图 6.10 大功率可调谐光腔横向展开的等效透镜示意图

需要注意的是，设计时，望远镜系统的放大倍数不易偏大，否则光栅端与输出窗口端尺寸相差太大，在光栅端可能造成功率密度过大，同时增加输出镜的设计与冷却的难度。折叠次数不易太多，一般两至三次为佳，否则会导致谐振腔的失调特性下降，轻微的振动和变形就可能造成光路偏差过大而不能起振，激光器很难稳定工作。插入的望远镜扩束系统并不会对腔内模式造成本质的影响，因此在横向方向的模式特征即为一个等效稳定腔，在这里无需进一步讨论。

(2) 光栅腔的模式特性

在研究光栅-波导腔之前，本文先对不考虑波导的光栅空腔进行分析。

对光栅调谐 CO₂ 激光器的理论研究大多集中在谱线选择、线宽压窄及激光动力学等方面^[132]，而对于腔内光场模式的报道较少。Hardy 用经典的 Fox-Li 迭代法对光栅腔的腔内及远场模式进行了数值计算，证明了图 6.6 结构的光栅腔的远场模式等效于一个平凹腔^[132]。彭先兆等用同样的方法计算了柱面镜-光栅谐振腔的本征模式，并对模式的损耗特性进行了研究^[133]。

本文在此基础上，采用特征向量法对光栅腔内本征模式进行数值模拟，并在菲涅尔数较大的情况下，对波长偏离 Littrow 角时的等效失调腔的模式损耗特性进行计算，从而为光栅腔的设计提供参考。

计算所用的具体参数为光栅常数 $d=1/90\text{mm}$ ，腔长 $L=1.8\text{m}$ ，球面输出镜光阑半径 $a=5\text{mm}$ ，曲率半径 $R=L$ （准共心腔）。图 6.11(a)、(b)、(c)分别为腔内零阶、一阶、二阶本征模在输出镜面的振幅分布，其单程衍射损耗分别为 0.1170、0.4298、0.7464。其中实线、虚线和点划线分别代表 Littrow 角取为 0° （即等效平凹腔）、 20° 、 40° 时的模式图案。为便于比较，Littrow 角为 20° 和 40° 时的场分布图样向下平移一定距离。可以看到，当旋转光栅，使腔内衍射振荡光场以不同的 Littrow 角入射从而对输出波长进行调谐时，腔内横模保持不变，等效于同参数的平凹腔，而每个模式的衍射损耗基本相等。

文献[134]证明在波长偏离 Littrow 波长时，光栅腔等效于一个失调的平行平面腔，失调角为

$$\delta d = \frac{n\delta\lambda}{2d \cos i_0} \quad (6-5)$$

式中 i_0 为 Littrow 入射角。图 6.12 为采用特征向量法计算的波长偏离 Littrow 波长时的零阶和一阶本征模。其，分别入图图 6.12(a)和图 6.12(b)所示。中实线、虚线、点线和点划线分别代表波长为 λ 、 1.0005λ 、 1.0010λ 、 1.0015λ 时的场分布。图 6.12(a)中零阶模在不同偏离波长下的衍射损耗分别为 0.1170、0.1399、0.1924 和 0.2589，图 6.12(b)中一阶模的衍射损耗分别为 0.4298、0.4467、0.5165、0.6675。

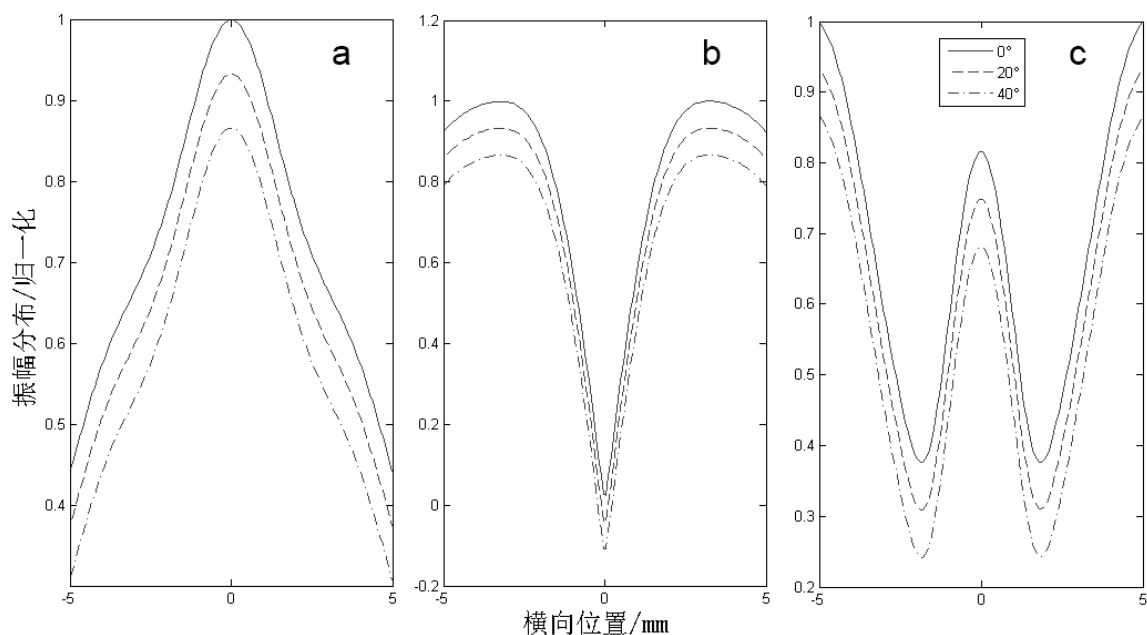


图 6.11 光栅腔的低阶本征模式

(a) 零阶本征模; (b) 一阶本征模; (c) 二阶本征模

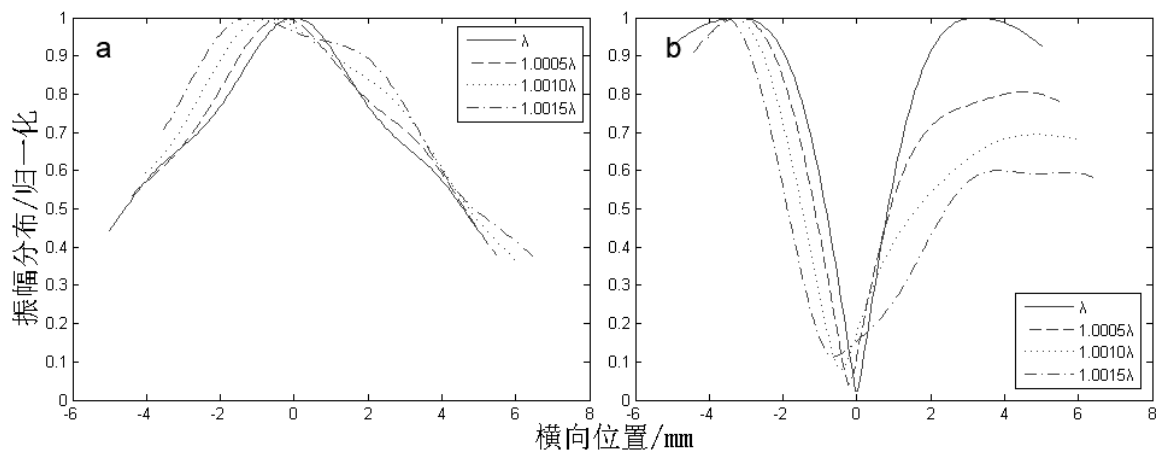


图 6.12 波长偏离 Littrow 波长时的腔内本征模式

(a) 零阶本征模; (b) 一阶本征模

当腔的菲涅尔数较大时, 有可能会出现高阶模的振荡。为此, 在以上计算中, 假定其它参数不变, 让输出球面镜的光阑半径增大为 15mm , 则中心波长 $10.6\mu\text{m}$ 的条件下菲涅尔数为 11.8。此时计算波长偏离 Littrow 波长时各阶本征模的衍射损耗如图 6.13 所示。可以看到菲涅尔数增大时, Littrow 波长附近的一些支线其低阶模的衍射损耗均较低, 在一定情况下有可能优先于 Littrow 波长的高阶模起振, 在设计时需

考虑这一点。

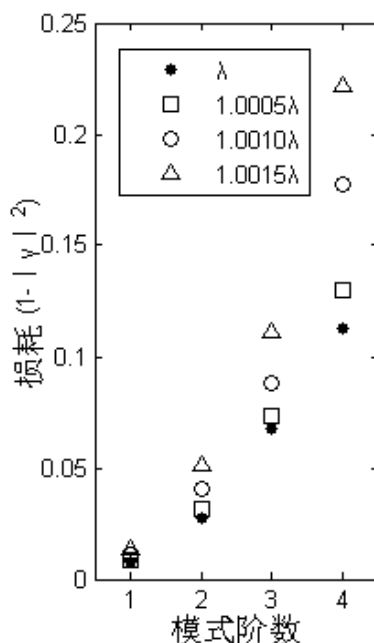


图 6.13 偏离 Littrow 波长的低阶模的衍射损耗

(3) 光栅-波导腔

上面分析的是不考虑波导的情形，事实上，在前面的基础上分析该大功率可调谐谐振腔在纵向的模式特性更为容易。结合第 2 章 2.1.2 小节一维波导腔与上一部分光栅腔（空腔）的分析，可知光栅-波导腔应为图 6.11(a)中光栅腔的最低阶模到波导腔的最低阶模的耦合，最终输出仍未一个类似于基模高斯光束的零阶波导模式。其损耗特性由光栅的衍射损耗、波导口的耦合损耗和波导传输损耗共同决定，而传输特性则主要由波导模决定。

6.4 本章小结

选支调谐波导 CO₂ 激光器是射频激励板条 CO₂ 激光器的另一种重要类型。本章从选支调谐 CO₂ 激光器的技术路线、研究进展和基本原理出发，对工作介质、能级结构、光栅选支方法等技术理论进行了分析，并讨论了选支调谐射频板条 CO₂ 激光器的发展情况和关键技术问题。针对大功率射频板条选支 CO₂ 激光器，设计了一种特殊的光栅-折叠-波导腔，该谐振腔在横向上表现为一个等效的稳定腔，而在纵向为波导腔，即起到了充分利用增益介质横向尺寸的效果，提高了激光器效率，同时满

足了光栅选支调谐的要求。最后，对这种设计的大功率光栅腔的模式特征进行了分析，计算了在不同 Littrow 入射角、以及偏离 Littrow 波长时的腔内本征横模的光场分布和损耗特性，结论对光栅腔的模式理论进行了补充和完善。

7 全文总结与展望

光束特性及其热稳定性是高功率射频板条 CO_2 激光器的重要理论问题和关键工程技术，二者之间相互影响，共同决定着射频板条 CO_2 激光器的性能。本文研究了射频板条 CO_2 激光器的输出光束特性和腔内模式与损耗特性，射频板条电极的温度场与热变形问题、窗口镜的热畸变问题，热稳定性对光束特性的影响，并对射频板条选支 CO_2 激光器这一新的应用分支进行了探讨。现将本论文的主要结论总结如下：

(1) 在一维非稳腔与一维波导腔的理论基础上，针对百瓦级射频板条 CO_2 激光器设计了正支非稳-波导混合腔，采用分离变量法分析了光束在波导与非稳两个方向的输出模式及传输特性：在稳定波导方向可等价于波导腔的输出光束的一维分析方法，在非稳方向则采用一维共焦非稳腔的分析方法；实验测量了输出光束近场远场分布及激光腔的功率失调特性。研究表明输出光束在非稳方向呈近近似的准直输出，硬边衍射效应对光场分布有着明显影响；波导方向为近似的基模输出，发散角较大。

(2) 从非稳腔的模式交叉特性入手，将特征向量法的应用推广到非稳腔，计算过程中没有对腔镜的横向尺寸进行任何近似，因此该方法适用于非对称、非共焦这种不规则结构与几何参数的谐振腔模拟。计算结果表明，无论谐振腔结构采用何种不规则设计，都存在一个共性特征即当腔的衍射损耗处于一个较高水平时，腔内几个最低阶模式所对应的特征值的模或往返损耗值十分接近，在损耗图上表现为几条互相接近纠缠的曲线；而它们的模式图样也十分近似。

(3) 针对 2kW 射频板条 CO_2 激光器进行稳定性实验，提出板条电极热稳定性这一重要问题。采用热力学限元分析方法，对板条电极的稳态温度场分布进行了模拟，对影响对流换热问题的关键参数——对流换热系数的取值进行了探讨，并在不同的对流换热系数取值条件下进行了稳态热分析。通过不同对流换热系数取值下的仿真结果表明，尽管增大冷水机组水流量可以提高对流换热系数，进而达到更好的冷却效果，但冷水机组水流量的选取应综合分析取合适值，当水流量超过一定值后，电极冷却效果增加不明显。进行了板条电极的瞬态热分析，详细模拟了电极不同位

置在激光器满功率运行的条件下从开机到达到稳定状态的动态过程，仿真结果表明更高的对流换热系数下板条电极达到稳态的时间更短。

(4) 对板条电极和窗口镜的热应力和变形进行了有限元分析。设计了三种不同的电极安装结构并分别进行了热应变的分析，证明采用绝缘陶瓷定位方案和自由无约束方案均适用，二者各有优劣。结论表明，尽管采用了合理的优化设计，但平板电极在窄间距的波导方向仍然存在波长量级的变形，这种热变形势必会对波导腔的特性造成影响，增大腔内损耗。针对非稳-波导腔特殊的输出光束特性，研究了其对窗口镜的热影响。在之前对输出光场分布的数值模拟的基础上，采用多项式拟合的方法构造了一个用于有限元分析用的激光功率分布函数，精确模拟了窗口镜在条形光斑作用下的温度场分布和热应变情况，并特别讨论了高功率激光器窗口镜的热透镜效应。这一研究方法和结论对选择合适的窗口镜材料、安装固定方式以及冷却保护措施具有较好的参考价值。

(5) 从选支调谐 CO_2 激光器的技术路线、研究进展和基本原理出发，对工作介质、能级结构、光栅选支方法等技术理论进行了归纳总结，并讨论了选支调谐射频板条 CO_2 激光器的发展情况和关键技术问题。针对大功率射频板条选支 CO_2 激光器，设计了一种特殊的光栅-折叠-波导腔，该谐振腔在横向上表现为一个等效的稳定腔，而在纵向为波导腔，即起到了充分利用增益介质横向尺寸的效果，提高了激光器效率，同时满足了光栅选支调谐的要求。最后，对这种设计的大功率光栅腔的模式特征进行了分析，计算了在不同 Littrow 入射角、以及偏离 Littrow 波长时的腔内本征横模的光场分布和损耗特性，结论对光栅腔的模式理论进行了补充和完善。

对于下一步研究工作的展望和计划：

(1) 采用扩展的特征向量法进行各类不规则非稳腔模式计算时，还可以在腔内加入其他复杂的近轴光学元器件，并考虑非傍轴、增益介质或二维场等多种情况，对这一数值方法的应用范围进一步扩展。

(2) 电极热变形会导致极间距的改变，并造成平板上各点间距的不同，这一现象对射频放电的稳定以及对波导腔模式特征将产生复杂的影响，还需进行更进一步的研究。

致 谢

首先将我深深的感激之情献给导师唐霞辉教授，本论文的选题、构架、写作、修改、定稿都是在唐老师的悉心指导下完成的，唐老师踏实严谨的治学态度和精益求精的精神品质是我永远的榜样。回望多年的硕博生涯，我深切的体会到，拥有一位优秀导师的指引，无论是在学习阶段还是今后的人生道路中都是无比幸运的。唐老师无微不至的关怀与教导，使我在生活、学习、科研乃至为人处世的方方面面都受益匪浅。

感谢课题组的秦应雄老师。还记得研一时那段初学新专业的迷茫时光，是秦老师的鼎力相助带我走进了激光科学这扇大门。秦老师在激光器设计、激光光学、谐振腔模式数值模拟等许多基础知识上给予了大量指导，并且是我学习学术论文写作的引路人，与秦老师那一次次交流探讨使我得益颇丰。

感谢柳娟老师、彭浩老师、邓前松老师在各方面给予的指导和帮助。柳老师在生活上给予的大量关怀，让我在刚读研时立即感受到了家庭般的温暖。彭老师、邓老师在高功率 CO_2 激光器的射频放电等实验研究中提供了不少帮助，业余时一起打球、一起欢笑，都是美好的回忆。

感谢激光加工国家工程研究中心朱晓教授、刘善琨老师，为我们的科研工作提供了强大的后盾。感谢何建平老师、彭占非老师、方汉生老师为我们的实验研究提供了大量的后援支持。特别感谢朱国富老师，他丰富的机械工程技术经验就像一座宝库，让我在共事期间汲取了大量的知识。

感谢大师兄李根，在激光光学的理论学习与数值模拟方面给予了不少帮助。感谢张焱师兄在板条电极热力学有限元仿真方面的开创性工作。忘不了与肖瑜师兄一起做实验的那段日子，虽然艰苦，却收获了太多，感谢他的坚持与执着。感谢师弟王炜、韩蒙蒙的实验工作，为本论文提供了详尽的实验资料。感谢同窗好友李林、肖龙胜、廖斐、严飞、吴超，是他们让我的生活充满了欢乐，祝他们前程远大，事业有成。

感谢我的父母二十多年来的养育之恩，在读研期间全心全意的支持和鼓励给了

华中科技大学博士学位论文

我前进的动力。感谢女友熊墨多年来的陪伴，她的理解、支持，让我在读博期间始终不曾孤单。

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。

王 度

2012 年 12 月 26 日于华中科技大学

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] 徐启阳, 王新兵. 高功率连续CO₂激光器. (第1版). 北京: 国防科技出版社, 2000: 147~149
- [3] 彭浩. 高功率板条CO₂激光器射频放电技术研究: [博士学位论文]. 武汉: 华中科技大学, 2012
- [4] 柳娟. 大功率射频激励CO₂激光器激励特性研究: [博士学位论文]. 武汉: 华中科技大学, 2009
- [5] 张焱. 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, 2009
- [6] http://www.rofin.com/en/products/co2_lasers/slab_laser/, 2012-12-27
- [7] P. W. Smith. A Waveguide Gas Laser. Appl. Phys. Lett., 1971, 19(5): 132~134
- [8] T. J. Bridges, E. G. Burkhardt, P. W. Smith. CO₂ waveguide lasers. Appl Phys Lett 1972, 20(11): 403~407
- [9] K. D. Laakmann, W. H. Steier. Waveguides: characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides. Appl. Opt., 1976, 15(5): 1334~1340
- [10] J. L. Lachamber, J. Mackriane, G. Otis, et al. A transverse rf-excited CO₂ waveguide laser. Appl Phys Lett., 1978, 22(10): 652~658
- [11] S. Løvold, G. Wang. Ten-atmospheres high repetition rate rf-excited CO₂ waveguide laser. Appl. Phys. Lett., 1982, 40(1): 13~15
- [12] D. He, D. R. Hall. Influence of xenon on sealed-off operation of rf-excited CO₂ waveguide lasers. J. Appl. Phys., 1984, 56(3): 856~857
- [13] P. Vidaud, D. R. Hall. Effect of xenon on the electron temperatures of rf discharge CO₂ laser gas mixtures. J. Appl. Phys., 1985, 57(5): 1757~1758
- [14] B. A. McArthur, J. Tulip. CO₂ dissociation in sealed rf-excited CO₂ waveguide lasers. Rev. Sci. Instrum., 1988, 59(5): 712~715
- [15] D. He, D. R. Hall. Longitudinal voltage distribution in transverse rf discharge waveguide lasers. J. Appl. Phys., 1983, 54(8): 4367~4373

- [16] D. He, C. J. Baker, D. R. Hall. Discharge striations in rf excited waveguide lasers. *J. Appl. Phys.*, 1984, 55(11): 4120~4122
- [17] R. L. Sinclair, J. Tulip. Parameters affecting the performance of a rf excited CO₂ waveguide laser. *J. Appl. Phys.*, 1984, 56(9): 2497~2501
- [18] D. He, D. R. Hall. Frequency dependence in RF discharge excited waveguide CO₂ lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, 20(5): 509~514
- [19] U. E. Hochuli, P. R. Haldemann. Efficient 30-W, 140-MHz rf amplifier for cw CO₂ waveguide laser excitation. *Rev. Sci. Instrum.*, 1988, 59(11): 2380~2383
- [20] K. Schroder. Theoretical treatment of rf discharges in CO₂ waveguide lasers. *J. Appl. Phys.*, 1990, 68(11): 5528~5531
- [21] R. C. Sharp. Measurements of transverse-gain profiles in rf- and dc-excited CO₂ gain cavities. *J. Appl. Phys.*, 1987, 61(11): 5184~5186
- [22] D. G. Youmans. Phase locking of adjacent channel leaky waveguide CO₂ lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, 44(4): 365~367
- [23] L. A. Newman, R. A. Hart, J. T. Kennedy, et al. High power coupled CO₂ waveguide laser array. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, 48(25): 1701~1703
- [24] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker, et al. Phase-locked CO₂ laser array using diagonal coupling of waveguide channels. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, 60(5): 530~532
- [25] K. M. Abramski, H. J. Baker, A. D. Colley, et al. Single-mode selection using coherent imaging within a slab waveguide CO₂ laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, 60(20): 2469~2471
- [26] A. M. Hornby, H. J. Baker, A. D. Colley, et al. Phase locking of linear arrays of CO₂ waveguide lasers by the waveguide confined Talbot effect. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, 63(19): 2591~2593
- [27] K. M. Abramski. Multiwaveguide molecular lasers. *SPIE Vol. 2202*. 1995: 56~65
- [28] D. He, D. R. Hall. A 30-W radio frequency excited waveguide CO₂ laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, 43(8): 726~728
- [29] R. L. Sinclair, J. Tulip. Radio frequency excited CO₂ waveguide lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, 1984, 55(10): 1539~1541
- [30] P. E. Jackson, H. J. Baker, D. R. Hall. CO₂ large-area discharge laser using an

- unstable-waveguide hybrid resonator. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(20): 1950~1952
- [31] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker, et al. Power scaling of large-area transverse radio frequency discharge CO₂ lasers. Appl. Phys. Lett., 1989, 54(19): 1833~1835
- [32] 辛建国, 魏光辉. 射频横向激励扩散型冷却CO₂激光器技术的进展与前景. 中国激光, 1994, 21(5): 371~376
- [33] A. Duncan, J. G. Xin, D. R. Hall. Herriott cell resonators for large area gas discharge lasers. SPIE Vol. 1124, 1990: 312~320
- [34] R. Nowack, H. Opower, U. Schaefer, et al. High power CO₂ waveguide laser of the 1 kW category. SPIE Vol. 1276, 1990: 18~28
- [35] 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
- [36] E. F. Yeldon, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack, et al. Multichannel slab discharge for CO₂ laser excitation. Appl. Phys. Lett., 1991, 58(7): 693~695
- [37] W. D. Bilida, H. J. J. Seguin, C. E. Capjack. Resonant cavity excitation system for radial array slab CO₂ lasers. J. Appl. Phys., 1995, 78(7): 4319~4322
- [38] J. D. Strohschein, W. D. Bilida, H. J. J. Seguin, et al. Enhancing discharge uniformity in a multi-kilowatt radio frequency excited CO₂ slab laser array. Appl. Phys. Lett., 1996, 68(6): 1043~1045
- [39] H. J. J. Seguin. Power scaling of diffusion-cooled lasers. Optics & Laser Technology, 1998, 30: 331~336
- [40] D. Ehrlichmann, U. Habich, H. D. Plum, et al. Azimuthally unstable resonators for high-Power CO₂ lasers with annular gain media. IEEE J. Quantum Electron, 1994, 30(6): 1441~1447
- [41] R. Nowark, H. Bouchum. High power coaxial CO₂ waveguide laser. GCL/HPL'96, Edinburgh U. K, August, 1996: 25~30
- [42] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, S. A. Motovilov, et al. High-power high optical quality RF-excited slab CO₂ -lasers. SPIE Vol. 4351, 2001: 104~109
- [43] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, N. A. Novoselov, et al. RF-excited slab CO₂ laser

- with intra-cavity mode selection. SPIE, Vol. 5120, 2003: 84~86
- [44] A. I. Dutov, A. A. Kuleshov, N. A. Novoselov, et al. New approach to the formation of the basic waveguide radiation mode in a high-power slab-type CO₂ lasers. SPIE Vol. 5777, 2005: 464~46
- [45] 曹锋光. 中小功率射频激励CO₂激光器关键技术研究及实践: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学, 2005
- [46] 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
- [47] 辛建国, 张旺, 焦文涛. 射频激励扩散型冷却板条波导千瓦CO激光器. 光学学报, 2000, 20(5): 714~716
- [48] Du Wang, Gen Li, Yingxiong Qin, et al. Output beam characteristics of the radio frequency-excited slab CO₂ laser with unstable-waveguide hybrid resonator. Optical Engineering, 2011, 50(9): 1~5
- [49] Gen Li, Xiahui Tang, Du Wang. Effects of small misalignments on output beam quality in off-axis negative-branch confocal strip unstable resonator. SPIE, 2009. 75150B
- [50] J. G. Xin, D. R. Hall. Compact, multipass, single transverse mode CO₂ laser. Appl. Phys. Lett., 1987, 51(7): 469~471
- [51] H. Nishihara, T. Inoue, J. Koyama. Low-loss parallel-plate waveguide at 10.6 μm . Appl. Phys. Lett., 1974; 25(7): 391~393
- [52] 凌东雄. 导光金属平板波导模损耗理论及其应用. 应用激光, 1989, 9(5): 199~203
- [53] A. I. Dutov, V. N. Ivanova, N. A. Novoselov, et al. Experimental and computer investigations of slab waveguide RF-excited CO₂ laser. SPIE, 1996, 2773: 23~30
- [54] A. I. Dutov, N. A. Novoselov, V. N. Sokolov, et al. Slab waveguide RF-excited CO₂ laser for material processing. SPIE, 1996, 2713: 51~57
- [55] Rebecca L. Kozodoy, James A. Harrington. Solgel alumina coating for hollow waveguide delivery of CO₂ laser radiation. Applied Optics, 1995, 34(34): 7840~7849
- [56] 李淑凤, 李成仁, 宋昌烈. 掺Er及Yb-Er共掺Al₂O₃光波导放大器的理论与实验

- 研究. 光学学报, 2007, 27(5): 928~936
- [57] 汪舟. Al_2O_3 基 CO_2 激光空芯波导材料的制备和研究: [硕士学位论文]. 武汉: 武汉理工大学, 2006
- [58] 韩立敏. 国外氧化铝纤维研制和应用概况. 无机盐工业, 1982: 21~27
- [59] L. Serri, V. Fantini, S. De Silvestri, et al. Theoretical and experimental study of hybrid unstable-guided resonator for diffusion cooled CO_2 laser. Proc. SPIE, 1996, 2788: 24~34
- [60] A. Panahpour, M. T. Soltanifard, M. Shirmahi, et al. Output characteristics of a planer rf-excited CO_2 laser with unstable-waveguide hybrid resonator. SPIE, 2005, 5777: 460~463
- [61] Katherine D. Laakmann, William H. Steier. Waveguides: characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides. Applied Optics, 1976, 15(5): 1334~1340
- [62] 魏晓羽, 吴念乐, 李师群. 非稳腔-稳腔混合腔失调特性理论研究. 量子电子学报, 2006, 23(1): 37~41
- [63] Koji Yasui, Yushi Takenaka. Advantages of negative-branch compared with Positive-branch One-dimensional Unstable Resonators. Applied Optics, 2001, 40(21): 3547~3551
- [64] T. Hall. Numerical studies on hybrid resonators for a medium-sized chemical oxygen iodine laser. Opt. Engineering, 2005, 44(11): 114201
- [65] A. E. Siegman. Stable-unstable Resonator Design for a Wide-Tuning-Range Free-Electron Laser. Quantum Electronics, 1992, 28(5): 1243~1247
- [66] A. Lapucci, A. Labate, F. Rossetti, et al. Hybrid stable-unstable resonators for diffusion-cooled CO_2 slab lasers. Appl. Opt., 1996, 35(18): 3185~3192
- [67] A. P. Mineev, S. M. Nefedov, P. P. Pashinin. RF Excited Planar CO_2 Laser with Hybrid Waveguide-Unstable Resonator Cavities. SPIE, 1999. 35~42
- [68] W. H. Southwell. Virtual-source theory of unstable resonator modes. Opt. Lett. 1981, 6: 487~489
- [69] A. E. Siegman. A Canonical Formulation for Analyzing Multielement Unstable Resonators. IEEE J. Quantum Electron., 1976, 12(1): 35~40
- [70] A. E. Siegman. Lasers. University Science Books, Mill Valley Calif, 1986
-

- [71] A. Panahpour, M. T. Soltanifard, M. Shirmahi, et al. Output characteristics of a planer rf-excited CO₂ laser with unstable-waveguide hybrid resonator. SPIE, 2005, 5777: 460~463
- [72] C. J. Shackleton, K. M. Abramski, H. J. Baker, et al. Lateral and transverse mode properties of CO₂ slab waveguide lasers. Optics Communications, 1992, 89: 23~428
- [73] G. P. Karman, J. P. Woerdman. Fractal structure of eigenmodes of unstable-cavity lasers. Opt. Lett., 1998, 23(24): 1909~1911
- [74] M. A. Yates, G. H. C. New. Fractal dimension of unstable resonator modes. Opt. Commun., 2002, 208: 377~380
- [75] C. M. G. Watterson, M. J. Padgett, J. Courtial. Classic-fractal eigenmodes of unstable canonical resonators. Opt. Commun., 2003, 223: 17~23
- [76] A. Wasilewski, H. J. Baker, D. R. Hall. Intracavity beam behavior in hybrid resonator planar-waveguide CO₂ lasers Appl. Opt., 2000. 39(33): 6174~6187
- [77] M. Ciofini, E. Favilla, A. Lapucci, et al. Propagation parameters of the beam extracted from a diode pumped Nd: YAG ceramic slab laser with a hybrid stable-unstable resonator. Opt. Laser Technol., 2007, 39: 1380~1388
- [78] A. Lapucci, M. Ciofini. Numerical analysis of non-confocal configurations of a hybrid stable-unstable resonator. Opt. Commun., 2011, 284: 999~1003
- [79] C. Yuanying, W. Youqing, H. Jin, L. Jiarong. An eigenvector method for optical field simulation. Opt. Commun., 2004, 234: 1~6
- [80] J. Chao, B. Li, Y. Cheng, et al. Simulation of optical field in laser resonators cavity by eigenvector method. Opt. Laser Technol., 2007, 39: 490~499
- [81] Q. Yingxiong, T. Xiahui, X. Yu, et al. Toric concave mirror laser resonator with a big Fresnel number. Opt. Lett., 2009, 34(7): 1120~1122
- [82] P. Barriga, B. Bhawal, L. Ju, et al. Numerical calculations of diffraction losses in advanced interferometric gravitational wave detectors J. Opt. Soc. Am. A., 2007, 24(6): 1731~1741
- [83] G. Li, X. Tang, D. Wang, et al. Excess noise in strip off-axis confocal unstable resonators. J. Mod. Opt., 2012, 59(3): 235~240

- [84] 周寿桓. 固体激光器中的热管理. 量子电子学报, 2005, 22(4): 497~509
- [85] Cousins A. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods. Quantum Electronics. IEEE Journal of, 2002, 28(4): 1057~1069
- [86] Peng X, Xu L, Asundi A. Thermal lensing effects for diode-end-pumped Nd: YVO and Nd: YAG lasers. Optical Engineering, 2004, 43(10): 2454~2461
- [87] 王明哲. 高功率固体激光器热管理新技术研究: [博士学位论文]. 长沙: 国防科学技术大学, 2011
- [88] J. Frauchiger, P. Albers, H. P. Weber. Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd: YAG lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28(4): 1046~1056
- [89] 李志刚, 熊政军, 黄维玲等. 高功率激光二极管端面抽运复合晶体激光器的研究. 中国激光, 2005, 32(3): 297~300
- [90] 樊素, 侯涛. 基于ANSYS的圆截面激光晶体的热变形分析. 激光技术, 2012, 36(2): 285~288
- [91] 王明哲, 郑建刚, 张永亮等. 评估固体激光器对流换热系数的方法. 强激光与粒子束, 2011, 23(6): 1487~1481
- [92] 王超, 唐晓军, 徐鏊婧等. 输出功率11kW的高功率固体板条激光器介质热分析. 中国激光, 2010, 37(11): 2807~2809
- [93] 张志军, 刘云, 付喜宏等. 百瓦级半导体激光器模块的风冷散热系统分析. 发光学报, 2012, 33(2): 187~191
- [94] 王智群, 尧舜, 崔碧峰等. 高光束质量大功率半导体激光阵列的热特性. 中国激光, 2010, 37(10): 2497~2501
- [95] 王菲, 王晓华, 王金艳等. 光泵浦双反射带半导体激光器的热效应有限元分析. 发光学报, 2012, 33(3): 309~313
- [96] 陈柏众, 戴特力, 梁一平等. 用有限元法讨论光抽运垂直外腔面发射半导体激光器的散热性能. 中国激光, 2009, 36(10): 2745~2750
- [97] 陈海涛, 杨华军, 程晓洪. 布拉格光纤激光器热效应研究. 激光杂志, 2011, 32(5): 12~14

- [98] 高昆. 高功率光纤激光器特性分析及应用研究: [博士学位论文]. 合肥: 中国科学技术大学, 2009
- [99] 王鹏飞, 马再如, 李密等. 流体液体激光器的热流场对输出光场的影响. 激光技术, 2010, 34(6): 861~864
- [100] 韩有镇, 李刚炎, 熊智文等. ANSYS在高功率横流CO₂激光器流道温度场分析中的应用. 激光杂志, 2005, 26(4): 44~45
- [101] 陈龙. 高功率CO₂激光器箱体应力分析及光腔稳定性研究: [硕士学位论文]. 武汉: 华中科技大学, 2011
- [102] 曾元, 谭荣清, 陈静. 可调谐TEA CO₂激光器谐振腔结构稳定性研究. 激光与红外, 2009, 39(9): 928~930
- [103] 李斌, 焦路光, 刘亮等. 射流式碳化硅水冷镜数值模拟. 中国激光, 2011, 38(2): 1~7
- [104] 李斌, 李兰, 焦路光等. 射流式水冷镜结构优化设计. 强激光与粒子束, 2011, 23(4): 859~862
- [105] 余亮英, 程祖海, 朱海红等. 强激光作用下水冷硅镜沟槽参数的模拟分析. 强激光与粒子束, 2007, 19(3): 353~356
- [106] R. Bonner, R. Wadell, G. Popov. Local heat transfer coefficient measurements of flat angled sprays using thermal test vehicle. 24th IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2008: 149~153
- [107] A. Tawfek. Heat transfer and pressure distributions of an impinging jet on a flat surface. Heat and Mass Transfer, 1996, 32(1): 49~54
- [108] F. Incropera, De Witt D. Fundamentals of heat and mass transfer. 6th ed. New York: John Wiley and Sons, 2006
- [109] 陈佳元. 高功率 TEA CO₂ 激光器腔镜热稳定性研究: [博士学位论文]. 武汉: 华中科技大学, 2009
- [110] 李维特, 黄保海, 毕仲波. 热应力理论分析及应用. 北京: 中国电力出版社, 2004: 69~72
- [111] AllmenM. von, Allmen, Allmen M V. Laser-beam Interactions With Materials:

Physical Principles And Applications. Berlin: Springer, 2002

- [112] 郭麓, 刘泽金, 杜少军等. 窗口效应对高能激光光束质量影响的实验研究. 红外与激光工程, 2003, 32(2): 134~137
- [113] 蒋金波, 程兆谷, 牛振亚. 快速轴流 CO₂ 激光器输出窗热透镜效应对输出特性的影响. 应用激光, 1999, 19(5): 309~312
- [114] 盛朝霞, 王再军. 强激光输出窗口热行为对光束质量的影响. 激光技术, 2008, 32(3): 278~280
- [115] 陆培华, 王润文. 高功率激光器窗口三维温度场分析及其热透镜研. 光学学报, 2001, 21(8): 965~969
- [116] 黄峰, 牛燕雄, 汪岳峰等. 光学窗口材料激光辐照热力效应的解析计算研究. 光学学报, 2006, 26(4): 576~580
- [117] 陈发良, 李有宽. 环形分布激光束引起光学窗口镜热变形理论分析. 强激光与粒子束, 2003, 15(8): 736~740
- [118] 张文英, 史彭, 李隆. TEM₀₁ 模式输出高功率激光器红外耦合窗热形变半解析方法. 红外与激光工程, 2006, 35(增刊): 222~227
- [119] 刘明强, 史彭, 徐仰彬等. 高功率 CO₂ 激光器高反膜耦合窗热效应研究. 光学技术, 2006, 32(3): 392~395
- [120] 程兆谷, 程亚, 王润文等. 高功率横流 CO₂ 激光器高反膜耦合窗口 ZnSe 热形变理论和实验研究. 光学学报, 1995, 15(1): 78~82
- [121] T. Y. Chang, T. J. Bridges. Laser action at 452, 496, and 541 μ m in optically pumped CH₃F. Opt. Commun., 1970, 1(9): 423~426
- [122] Eric R. Mueller, Robert Henschke, William E. Robotham, et al. Terahertz local oscillator for the Microwave Limb Sounder on the Aura satellite. Applied Optics, 2007, 46(22): 4907~4915
- [123] 赫光生, 雷仕湛. 激光器设计基础. 上海: 上海科学技术出版社, 1979: 122~124
- [124] B. G. Danly, S. G. Evangelides, T. R. Temkin, et al. Infrared and Millimeter Waves, Vol. 12, Electromagnetic Waves in Matter, Part II (Edited by K. J. Button)

Academic Press, New York, 1984

- [125] D. T. Hodges. A review of advances in optically pumped far-infrared lasers. *Infra. Phys.*, 1978, 18: 375~384
- [126] D. T. Hodges, T. S. Hartwick. FIR waveguide laser performance in the 40 μm -1 mm spectral region. in *Proc. Int. Conf. SMMW and their Applications*, IEEE cat. no. 74, CHO 856-5MTT, 1974: 59~60
- [127] Tian Zhao shuo, Wang Qi, Wang Yu san. Tunable RF excited waveguide CO₂ laser with two unequal long channels. *Journal of Harbin Institute of Technology (New Series)*, 2000, 7(3): 50~52
- [128] Qi Wang, Zhaoshuo Tian, Yusan Wang. Tunable electrooptically Q-switched RF excited CO₂ waveguide laser with two channels. *Infrared Physics & Technology*, 2000, 41: 349~352
- [129] Q. Wang, Z. S. Tian, Q. S. Zhu. Study on tunable Q-sweitched/cavity-dumped partial Z-fold CO₂ waveguide laser with two channels and common electrodes. *LFNM*, 2006, 29: 54~61
- [130] Sun Zhenghe, Zhang Yanchao, Tian Zhaoshuo, et al. Double-vacuum Sealed Z-fold Dual-channel RFexcited CO₂ Waveguide Laser. *Optoelectronics and Microelectronics Technology (AISOMT)*, 2011 Academic International Symposium on 12-16 Oct, 2011: 83~85
- [131] 吴谨. 光栅调谐TEA CO₂激光器理论计算模型. *光学学报*, 2004, 24(4): 472~476
- [132] A. Hardy, D. Treves. Modes of a diffraction grating optical resonator. *Appl. Opt.*, 1975, 14(3): 589~594
- [133] 彭先兆, 吴谨, 万重怡. 柱面镜-光栅谐振腔模式与频率选择特性. *光学学报*, 1999, 19(9): 1189~1192
- [134] 王裕民. 光栅谐振腔的理论分析. *中国激光*, 1982, 9(6): 365~370

附录 1 攻读博士学位期间发表论文目录

- [1] **Du Wang**, Gen Li, Yingxiong Qin and Xiahui Tang. Output beam characteristics of the radio frequency-excited slab CO₂ laser with unstable-waveguide hybrid resonator. **Optical Engineering**, 2011, 50(9) 094204: 1~5
- [2] **Du Wang**, Yingxiong Qin, Xiahui Tang and Longsheng Xiao. Eigenvector method for unstable resonator simulations. **Optics Communications**, 2012, 285: 2682~2687
- [3] Hao Peng, **Du Wang**, Xiahui Tang, et.. Experimental studies of a plane-cone resonator for high power transverse flow CO₂ laser. **Optical Engineering**, 2012, 51(4): 1~5
- [4] Gen Li, Xiahui Tang, **Du Wang** and Yingxiong Qin. Excess noise in strip off-axis confocal unstable resonators. **Journal of Modern Optics.**, 2012, 59(3): 235~240
- [5] Yingxiong Qin, Longsheng Xiao, **Du Wang** and Xiahui Tang. Output beam characteristics of a toric concave mirror laser resonator. **Optical Engineering**, 2009, 48(10): 1~4

附录 2 攻读博士学位期间参与的科研活动

- [1] 参与国家科技支撑计划课题“高功率、高光束质量CO₂气体激光器研究开发”（编号: 2007BAF11B01），于2011年6月通过科技部验收；
- [2] 参与国家自然科学基金项目“一类新型激光谐振腔的研究”（编号: 60808005）；
- [3] 参与武汉市科技攻关计划“射频激励板条CO₂激光器的关键技术研究”项目（编号: 200870834409）；
- [4] 参与华中科技大学-WISCO联合实验室项目“武钢激光加工装备的关键技术研究”；
- [5] 参与镇江市新兴产业科技专项“金刚石工具激光焊接装备关键技术研发及产业化”；
- [6] 参与湖北省重点新产品新工艺研究开发项目“钢铁行业在线激光自动拼焊设备与工艺研究开发”；
- [7] 参加2010年“第九届全国激光加工学术会议暨激光产业论坛”，作“射频板条CO₂激光器输出光束特性”学术报告。