



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

硕士学位论文

基于半导体泵浦碱金属激光器的窄线宽中红外差频技术的研究

作者姓名: 胡列懋

指导教师: 谭荣清 研究员

中国科学院空天信息创新研究院

学位类别: 工学硕士

学科专业: 物理电子学

培养单位: 中国科学院空天信息创新研究院

2020 年 6 月

Investigation on narrow linewidth mid-infrared generation
using difference frequency generation based on diode
pumped alkali laser

A thesis submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
in partial fulfillment of the requirement
for the degree of
Master of Science in Engineering
in **Physical Electronics**

By

Hu Liemao

Supervisor: Professor Tan Rongqing

Aerospace Information Research Institute,
Chinese Academy of Sciences

June 2020

中国科学院大学 研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，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。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：胡列懿
日期：2020.5.22

中国科学院大学 学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密的学位论文在解密后适用本声明。

作者签名：胡列懿
日期：2020.5.22

导师签名：谭蔚泓
日期：2020.5.27

摘 要

波长范围为 3 - 5 μm 的中红外激光位于大气传输窗口, 该波段激光广泛应用于通信、环境监测等领域。本课题利用半导体泵浦碱金属激光器 (Diode Pumped Alkali Laser, DPAL) 泵浦掺钕钒酸钇 (Nd:YVO_4) 晶体产生信号光, 信号光在腔内与碱金属激光差频实现窄线宽的中红外输出。本论文的具体内容包括下列几个方面:

理论方面, 首先分析了参量光发生差频的过程, 基于耦合波方程建立了参量光转换效率的计算模型, 从模型中可以看出, 影响参量光转换效率的主要因素是参量光之间的相位失配量。为了提高光光效率, 参量光应该尽可能满足相位匹配。目前两种常用的相位匹配技术分别是双折射相位匹配与准相位匹配, 通过对比上述两种技术手段, 最终选择后者。由于周期极化掺氧化镁的铌酸锂 (MgO:LiNbO_3 , MgO:PPLN) 晶体的有效非线性系数大, 选取其作为差频晶体, 并分析了晶体在不同工作温度时, 使参量光满足相位匹配的极化周期。

实验方面, 分别设计了并搭建了泵浦光、信号光和差频获得闲频光 (中红外激光) 的光路。半导体激光 (Laser Diode, LD) 经离轴抛物面镜聚焦后光斑位于铷蒸气气室, LD 穿过气室的入射角等于气室的布鲁斯特角, 可以获得波长为 794.77 nm、线宽为 0.09 nm 的线偏振铷激光。铷激光采用端面泵浦的方式泵浦 Nd:YVO_4 晶体, 最终获得输出波长为 1063.75 nm、线宽为 0.18 nm 的 Nd:YVO_4 激光。为了便于铷激光和 Nd:YVO_4 激光在 MgO:PPLN 晶体内共线传输, 采用直腔形式, 实现窄线宽的中红外激光输出。当铷激光功率为 9.33 W 时, 中红外激光的功率为 3.74 mW, 斜率效率为 0.047%。

研究分析了影响斜率效率的因素。首先研究了 Nd:YVO_4 晶体的热透镜效应, 当铷激光的功率为 2 W 时, Nd:YVO_4 晶体的热透镜焦距约为 2600 mm。然后基于谐振腔的 ABCD 传输矩阵, 分别计算了谐振腔内各参量光的光斑大小, 其中 Nd:YVO_4 激光 TEM_{00} 模的光斑半径约为 0.44 mm, 它是铷激光 TEM_{00} 模光斑半径的 1.4 倍, LD 聚焦光斑半径约为 0.40 mm, 是铷激光光斑半径的 1.17 倍。最

后计算了差频效应的允许参量,包括晶体工作温度的接受带宽、泵浦光的允许线宽和晶体极化周期的允许误差。关于晶体工作温度的接受带宽,根据理论计算可得晶体温度的可接受带宽为 2.68°C ,而根据实验数据得到晶体温度的可接受带宽为 2.7°C ;关于泵浦光的允许线宽,铷激光的线宽为 0.09 nm ,满足差频效应对允许线宽的要求;关于晶体极化周期的允许误差,非线性晶体制作工艺存在缺陷,极化周期的误差较大,这限制了参量光的转换效率。

关键词: 中红外激光,窄线宽,准相位匹配,差频,半导体泵浦碱金属激光器

Abstract

Mid-infrared (Mid-IR) laser, in the 3-5 μm spectral region, is within the atmospheric window, so it is widely used in communication, environmental monitoring et al. In this paper, the signal laser, emitting from Nd:YVO₄ crystal which is pumped by diode pumped alkali laser (DPAL), is mixing with DPAL in the cavity, which generates narrow linewidth mid-IR laser. The specific contents of this paper include the following aspects:

In theory, the process of difference frequency generating of interacting beams is firstly analyzed, and then the tuning properties of mid-IR laser that is obtained by difference frequency generation (DFG) based on DPAL is discussed. Based on the coupled wave equation, the calculation model of conversion efficiency is established, which shows the main factor affecting the conversion efficiency is the phase mismatch. In order to improve the conversion efficiency, interacting beams should satisfy the phase matching as much as possible. Compared with birefringent phase matching and quasi-phase matching, the two common techniques for phase matching, we finally choose the later one. Because the effective nonlinear coefficient of MgO-doped periodically poled lithium niobate (MgO:PPLN) crystal is larger than others', it is used for mid-IR generation of DFG.

In terms of experiments, the optical paths of pump light, signal light and idler laser, e.g., mid-IR laser, generation by DFG are designed and built, respectively. The spot of laser diode (LD) that is focused by an off-axis parabolic mirror lies in the center of rubidium (Rb) vapor cell. The incident angle of LD laser for passing the Rb vapor cell is equal to Brewster angle and a linearly polarized rubidium laser with a wavelength of 794.77 nm and line width of 0.09 nm can be obtained. After end-pumped by Rb laser, the Nd:YVO₄ crystal emits Nd:YVO₄ laser with wavelength of 1063.75 nm and line width of 0.18 nm. In order to facilitate the collinear transmission of Rb laser and Nd:YVO₄ laser in MgO:PPLN crystal, a linear resonator is designed. Narrow linewidth

mid-IR is generated by DFG of interacting beams. When the power of Rb laser is 9.33 W, the power of mid-IR laser is 3.74 mW and the slope efficiency is 0.047%.

The factors that affect the slope efficiency are analyzed. Firstly, the thermal lens effect of Nd:YVO₄ crystal is studied. When the power of Rb laser is 2 W, the focal length of Nd:YVO₄ crystal is ~ 2600 mm. Then the spot sizes of interacting beams in the resonator are calculated based on the ABCD transfer matrix of the resonator, respectively. The spot radius of the Nd:YVO₄ laser TEM₀₀ mode is ~ 0.44 mm, which is 1.4 times the length of Rb laser's, and the spot radius of LD is ~ 0.40 mm, which is 1.17 times the length of Rb laser's. Finally, the acceptance bandwidths of DFG for temperature of crystal, the linewidth of Rb laser and poling period of crystal are calculated, respectively. As for acceptance bandwidth for temperature of crystal, the theoretical acceptance bandwidth of temperature of crystal is 2.68°C and the practical temperature acceptance bandwidth is 2.7°C based on the experimental data. As for the acceptance bandwidth for linewidth of Rb laser, the linewidth of Rb laser is 0.09 nm, which meets the requirement of acceptance bandwidth for linewidth of Rb laser. As for the acceptance bandwidth for poling period of crystal, because the fabrication process of nonlinear crystal is defective, the error of poling period is high, which limits the conversion efficiency.

Key Words: Mid-infrared laser, Narrow linewidth, Quasi-phase matching, Difference frequency generation, Diode pumped alkali laser

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 研究背景与意义.....	1
1.1.1 中红外波段的应用.....	1
1.1.2 中红外激光的产生技术.....	5
1.2 中红外波段的研究现状.....	7
1.2.1 中红外光参量振荡的国内外研究现状.....	7
1.2.2 中红外差频技术的国内外研究现状.....	10
1.3 本文主要内容.....	14
第 2 章 差频技术的理论基础	17
2.1 二阶非线性原理.....	17
2.2 差频效应的耦合波方程.....	18
2.3 基于碱金属激光器的差频技术.....	21
2.4 相位匹配与准相位匹配.....	23
2.4.1 双折射相位匹配.....	24
2.4.2 准相位匹配理论.....	27
2.5 非线性晶体与极化周期.....	29
2.6 小结.....	33
第 3 章 参量光的技术研究	35
3.1 泵浦光的实验设计.....	35
3.1.1 铷蒸气气室的设计.....	35
3.1.2 半导体激光的聚焦设计.....	37
3.1.3 铷激光器的实验方案.....	39
3.2 Nd:YVO ₄ 的特性.....	41
3.3 信号光的实验设计.....	44
3.4 参量光的差频设计.....	47
3.5 小结.....	51

第 4 章 差频技术产生中红外激光的技术研究	53
4.1 腔内模式的分析.....	53
4.2 允许参量的分析.....	56
4.2.1 晶体工作温度的接受带宽.....	56
4.2.2 泵浦光的允许线宽.....	58
4.2.3 晶体极化周期允许的误差.....	59
4.3 小结.....	61
第 5 章 总结与展望	63
参考文献.....	65
致 谢.....	69
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果	71

图目录

图 1.1 不同波长在水分子中的吸收系数 ^[7]	4
图 1.2 AIM-132 先进近程空空导弹.....	5
图 1.3 中红外激光波长范围及光源.....	6
图 1.4 ZnGeP ₂ -OPO 的实验装置图 ^[25]	9
图 1.5 输出窄线宽中红外的实验装置图 ^[26]	9
图 1.6 输出窄线宽中红外的实验原理图 ^[27]	10
图 1.7 输出中红外激光的原理图 ^[32]	12
图 1.8 基于光纤激光器输出中红外激光原理图 ^[33]	12
图 1.9 基于 GaSe 晶体的差频效应的实验装置图 ^[34]	13
图 1.10 基于 PPLN 晶体的差频效应的实验装置图 ^[35]	13
图 1.11 基于 BaGa ₄ Se ₇ 晶体差频效应的实验装置图 ^[36]	14
图 2.1 常见的二阶非线性效应.....	18
图 2.2 闲频光的功率与相位失配量的关系.....	21
图 2.3 闲频光波长与信号光波长的关系.....	23
图 2.4 单轴晶体的折射率椭球.....	24
图 2.5 倍频效应的走离效应.....	26
图 2.6 相位匹配、非相位匹配和准相位匹配原理示意图.....	27
图 2.7 周期极化晶体示意图.....	27
图 2.8 极化周期与晶体温度的关系.....	33
图 3.1 布儒斯特窗示意图.....	35
图 3.2 参量光的反射率与入射角的关系.....	37
图 3.3 离轴抛物面镜聚焦光束示意图.....	38
图 3.4 光斑直径与偏离角的关系.....	38
图 3.5 光斑在不同测量位置的直径.....	39
图 3.6 铷激光光路结构图.....	40

图 3.7 铷激光功率与 LD 功率的关系	40
图 3.8 铷激光光谱图.....	41
图 3.9 Nd:YVO ₄ 晶体的吸收光谱	43
图 3.10 铷原子与 Nd:YVO ₄ 的能级示意图	44
图 3.11 信号光的实验装置图.....	44
图 3.12 Nd:YVO ₄ 激光的光谱图.....	45
图 3.13 端面泵浦 Nd:YVO ₄ 晶体的示意图	46
图 3.14 热透镜焦距与铷激光功率的关系.....	47
图 3.15 实现中红外激光输出的实验装置图.....	48
图 3.16 棱镜分光示意图.....	49
图 3.17 参量光和频效应与倍频效应的光斑.....	49
图 3.18 差频示意图.....	50
图 3.19 闲频光功率与铷激光功率的关系.....	51
图 4.1 谐振腔示意图.....	53
图 4.2 参量光腔内的光斑半径.....	55
图 4.3 波长的折射率与晶体温度的关系.....	57
图 4.4 闲频光的功率与晶体温度的关系.....	58
图 4.5 闲频光的功率与泵浦光波长的关系.....	59
图 4.6 允许周期误差与晶体长度的关系.....	60
图 4.7 MgO:PPLN 晶体铁电畴的结构示意图	61

表目录

表 2.1 半导体泵浦碱金属激光器的泵浦光波长、输出激光波长及量子效率.....	22
表 2.2 角度相位匹配的分类.....	25
表 2.3 常见晶体的主要特性.....	30
表 2.4 准相位匹配晶体的主要特性.....	31
表 2.5 Sellmeier 方程中参数 a 的数值.....	32
表 2.6 Sellmeier 方程中参数 b 的数值.....	32
表 3.1 Nd:YVO ₄ 晶体的物理参数.....	42

第1章 绪论

1.1 研究背景与意义

自1960年,美国物理学家西奥多·哈罗德·梅曼(Theodore Harold Maiman)制造了世界上第一台激光器,固体激光器、液体激光器和气体激光器等各种形式的激光器层出不穷。虽然激光器种类繁多,但是这些激光器产生激光的方式都是工作物质中粒子跃迁,由于受到工作物质的限制,激光器只能输出特定波长,已经不能满足人们在科技、医疗和军工等方面的需求。因此随着激光技术的发展以及制作工艺的成熟,诸多课题组将理论知识与实验研究相结合,基于非线性光学将参量光进行频率变化,最终获得传统激光器不能输出的波长。光学频率变换能够拓宽传统激光器的输出波长,基于光学频率变换的激光器与传统激光器相互依存,共同发展。近半个世纪以来,激光技术越来越成熟,应用越来越广泛,通过光学频率变换可以获得X射线、红外光与紫外光。其中,中红外波段的应用已经涉及到科学技术、经济发展、军事应用和社会发展等领域,它的出现推动了各领域的发展,给人类带来的价值远超出了人们原有的预想。

我们通常把波段为 $2.5-25\mu\text{m}$ 的激光称为中红外激光^[1],相对于其他波段的电磁波,该波段在大气中的色散弱、损耗小、透射率高,中红外波段为大气传输重要窗口之一。中红外波段在大气中的高透射率使其能在大气中实现远距离传播,这在遥感探测、红外成像和激光雷达等军工领域都具有重大的意义。此外,中红外波段处于碳氢化合物、硫化物和卤素化合物等化合物的吸收峰内,这表明该波段在气体探测、医疗和光谱分析等领域具有广泛的应用前景。由于中红外波段独特的物理特性,在不同领域都具有不可替代的作用,所以人们一直在探索、发展该领域。

1.1.1 中红外波段的应用

不同领域对中红外波段的应用需求并不相同,中红外波段在激光通信、环境监测、材料加工、医疗领域和军事方面等领域都有广泛的应用。

(1) 激光通信

可见光作为信息载体广泛地应用于社会各个领域,给人类生活带来极大的便利,但是恶劣的天气状况对可见光传输影响大,可见光光束在此环境中衰减严重,大气的吸收或者散射限制了可见光在通信领域的发展前景。中红外波段位于大气吸收窗口,大气条件对其影响较小,因此中红外波段更适合应用到空间通信领域。Martini 等人^[2]等人通过实验对比了近红外激光(波长分别为 $0.83\mu\text{m}$ 、 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$)和中红外激光(波长为 $8\mu\text{m}$)的通信性能,当光束透过水蒸气、油蒸气和粉尘三种不同的散射介质后输入至光接收机,从而将光信号转换为电信号,对误码率进行对比分析后表明近红外激光在介质中衰减现象更为显著,而中红外激光仍然能无错传输。

(2) 环境监测

自从工业革命以来,各国都朝着现代化、工业化国家迈进,全球的经济迅速发展。虽然人类的生活质量随着经济的发展不断提高,但是却面对更加严峻的考验,环境污染已经严重威胁部分动物的存亡,逐渐对人类的生存环境造成严重的危害。自 1981 年布朗(Lester R. Brown)首次提出可持续发展后,保护环境、生态文明建设等概念越来越受到重视。对于酸雨、雾霾和温室效应等环境问题,它们具有流动性强、有害气体的浓度低、浓度变化缓慢,必须使用测量精度高、测量范围广、稳定性强、响应速度快的探测设备长期对样本进行探测。根据大气气体分子的吸收光谱,可以利用差分吸收光谱(Differential Optical Absorption Spectroscopy, DOAS)探测气体组分及浓度^[3],此方法具有仪器结构简单、响应速度快等优点,已经成为监测大气中污染气体的主要技术手段。在进行气体探测时,需向待测区域在大气冻结时间内发射两束不同波长的激光,一束激光波长与待测污染物的气体分子中心吸收谱线相重合,另一束激光波长处于该气体分子吸收谱线之外,用于消除其他气体分子、仪器等因素对测量精度的影响。如果探测光束与待测气体的吸收谱线重合,那么探测光束的强度会由于被气体分子吸收而降低,从而可以反演得到待测区域的气体的组分和浓度。2014 年, Cristescu 等人^[4]提出由周期极化掺氧化镁的铌酸锂($\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, $\text{MgO}:\text{PPLN}$)晶体作为非线性晶体的光参量振荡器,使用掺镱(Yb)激光器泵浦该晶体,可以产生两束闲频光,波

长范围为 2.7-4.2 μm ，并由此可探测分子气体，表明双波长中红外波段可以用于化学传感等领域。2016 年，波兰军事技术学院的 Jaroslaw Mlynchak 等人^[5]使用两个量子级联激光器，选择 3.45 μm 和 3.59 μm 的中红外激光波长，对小汽车内的酒精蒸气浓度进行了探测，抑制了 CO_2 、 H_2O 窗口对测量误差的影响，测量精度达到 0.1 mg/dm^3 。

(3) 材料加工

激光技术广泛应用于材料加工，例如打标、切割和焊接等，但是透明塑料对近红外激光吸收较小，所以在加工过程中会掺入添加剂提高吸收率，但是直接使用中红外激光器进行加工，可以避免上述工艺流程，高平均功率、连续的掺铥(Tm)或掺钬(Ho)光纤激光器是焊接透明塑料的理想激光源^[6]。

(4) 医疗领域

激光诊断作为一种新型的治疗手段，由于它具有敏感性强、非侵入性和响应时间快等特点，广泛应用于医疗领域。双波长中红外激光器通过近红外激光的非线性转换提供可调中红外激光，可以用于基于时间分辨吸收的温度和气体中正庚烷浓度的测量，因此在医疗领域中可以用于检测、诊断。如图 1.1 所示^[7]，相比于其他波段的激光，水分子对中红外波段的吸收系数更大。由于生物细胞的主要成分是水分子，因此生物组织能够将中红外波段的能量集中在指定区域，确保中红外激光能够对病死组织进行精准的消融与切割。此外，相对于 X 射线与紫外线，中红外波段对人体伤害小，利用中红外波段进行医疗诊断和治疗并不会引起基因突变等后遗症。2008 年，A. E. Klingbeil 等人^[8]利用傅里叶红外光谱仪选择两个波长（3409 nm 和 3432.4 nm），用于同时测量温度和十二烷蒸汽浓度，开发出一种双波长中红外光学吸收诊断，这有助于解释复杂的生理状况和病情发展趋势。2009 年，Porter, Jason M 等人^[9]开发了一种新型双波长中红外激光吸收诊断技术，用于同时测量气体温度和碳氢化合物浓度，通过在众所周知的温度和浓度下在冲击加热的正庚烷/氩气混合物中进行测量来证明该诊断策略。

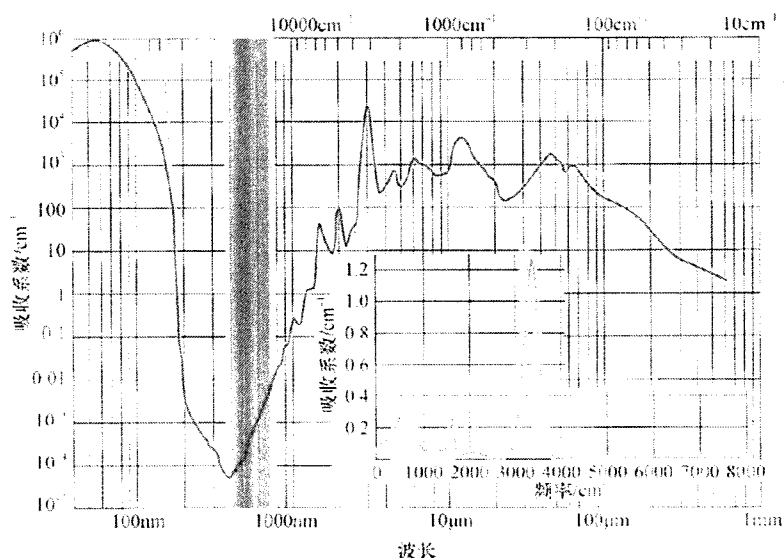


图 1.1 不同波长在水分子中的吸收系数^[7]

Figure 1.1 Absorption coefficients of different wavelengths in water molecules

(5) 军事应用

与其他波段的激光类似，中红外波段的激光也具有较高的方向性与相干性，因此该波段是军事对抗的首选光源^[10,11]。在一战期间，欧美发达国家就已经开始研究如何将中红外波段运用到军事领域，到了二战时，基于中红外波段的军用设备已经被广泛应用到各大战场。随着激光技术的发展与战争形式的改变，中红外波段在军事对抗的领域中发挥着不可替代的作用。

红外制导导弹^[12]：利用任何事物会在时时刻刻产生热辐射的特性，可以通过红外探测器探测到目标热辐射所产生的热能量，从而捕获到目标的位置信息和运动状态，完成对目标的跟踪或者精确打击。自从美国海军工程师威廉·麦克莱恩在人类历史上首次设计出红外制导导弹后，各国科研人员对其不断改进，截止本世纪，已经报道出了多种型号红外制导导弹。上世纪八十年代，美国、英国、法国和德国联合研制 AIM-132 先进近程空空导弹^[13]，如图 1.2 所示，该导弹的制导与控制系统采用了红外成像导引头，鉴别能力强，能够精准锁定目标。

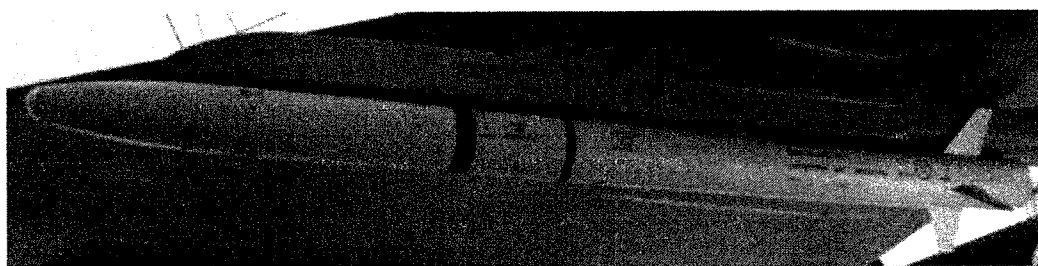


图 1.2 AIM-132 先进近程空空导弹

Figure 1.2 AIM-132 advanced short range air-to-air missile

激光雷达和激光侦查：由于中红外波段处于大气窗口，该波段在大气中透射率较高，有助于在测量范围和精度等方面的提高，所以相比于无线电雷达，虽然激光雷达的工作原理与其相同，但是激光雷达的分辨率和测角、测速精度都更具有优势。自上世纪八十年代，美国国防先进研究项目局和美国空军武器实验室研究激光雷达在巡航导弹的应用，AGM-129 隐身巡航导弹^[14]配备了激光雷达，提高了其目标侦查与跟踪、地形识别和自动回避障碍物等能力，当 AGM-129 隐身巡航导弹在超低空以高亚音速作业时，导弹的命中精度约 16 米。

1.1.2 中红外激光的产生技术

自上个世纪以来，非线性晶体和激光工作物质的制作水平不断提高，激光技术与非线性变频技术不断成熟，它们的进步带动了中红外激光器的发展。如图 1.3 所示^[15]，目前中红外激光器的种类繁多，产生中红外波段的原理主要有两种技术手段，第一种是通过泵浦光直接泵浦工作物质实现粒子数反转，当反转粒子数发生能级跃迁时伴随着中红外激光输出，例如掺杂过渡金属离子或稀土离子的固体激光器，另一种是通过非线性频率转换技术，可以将近红外激光或者可见光转换成中红外激光输出，例如拉曼光纤激光器。

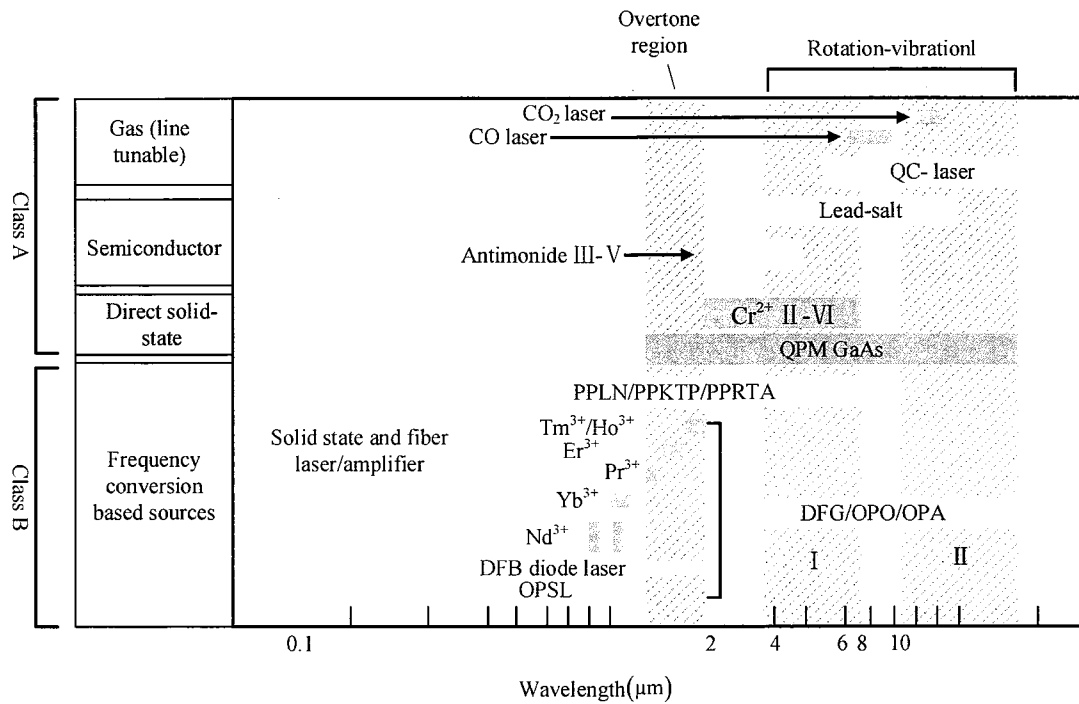


图 1.3 中红外激光波长范围及光源

Figure 1.3 Rang of wavelength and photosource of mid-IR

(1) 非线性频率转换技术

在强辐射场下的光学介质由于非线性光学效应而产生新的频率,该现象即是频率转化技术,它能够扩大高功率激光器的应用范围,常见的技术包括弹性过程(例如二倍频、三倍频、差频、光参量振荡器)和非弹性过程(例如受激拉曼散射和布里渊散射)。中红外光参量振荡器^[16-18]最大的优势是可以提供波长范围很宽的可调谐相干辐射,此外,它的结构紧凑、可实现小型化,这些特点以及广阔的应用前景促使了它成为生产中红外激光的主要方式。

(2) 掺杂离子的直接发射

常见的稀土离子有铒离子(Er^{3+})、镱离子(Tm^{3+})、钬离子(Ho^{3+})和镨离子(Pr^{3+})等^[19],不同的离子可以掺杂到不同的激光器中。例如将稀土离子掺杂到固体激光器中,目前报道的 Er:YAG 激光器可以输出平均功率数十瓦、波长为 $2.94\mu\text{m}$ 的中红外激光。该类型的激光器需要采用输出波长为近红外波段的半导体激光器作为泵浦源,量子亏损高,热量累积严重。将稀土离子掺杂到光纤激光器,选取散热性能好的光纤波导可以避免上述缺陷,值得注意的是,传统的石英光纤并不能传输中红外激光,需要研发适用于中红外激光传输的新型光纤。由于

稀土离子材料本身能级结构的特性，量子亏损大，该技术只能发射某些特定波段的中红外激光，这限制了它的应用范围。

常见的过渡金属离子有铬离子 (Cr^{2+})、铁离子 (Fe^{2+}) 和镍 (Ni^{2+}) 等^[20]，由这些离子掺杂的固体激光器起步于上个世纪九十年代。相对于其他离子，金属离子相对原子质量大，在外界电磁影响下能级易分裂，会发生级联跃迁，在量子亏损低的情况下也可能实现激光输出。2015 年，Frolov M. P. 等^[21]人选用 Er:YAG 激光器作为 Fe:ZnS 激光器的泵浦源，在 85 - 186 K 温度范围内实现中红外波长的调谐范围是 3.44 - 4.19 μm 的激光，光光效率为 27%。

(3) 中红外半导体激光器

1963 年首次报道了中红外二极管激光器，之后又衍生出各类激光器，总的来说，此类激光器一般需要较高的阈值，但是转换效率很低。直到 1974 年，量子阱激光器的出现给中红外半导体激光器注入新血液，成为当时乃至如今的一个热门课题。由于这类激光器的输出波长由半导体的能带间隔决定，可以通过调整量子阱厚度来实现调谐范围为 3.8 - 12 μm 中红外激光输出。目前输出功率最大的中红外半导体激光器由 Pranalytica 公司制作，该公司还推出了其他类型的中红外半导体激光器，不过根据目前的研究状况，量子阱激光器的转换效率低，输出功率也不太理想，光束质量差。

(4) 气体激光器

CO_2 激光器作为一种典型的气体激光器，具有稳定性好、功率高、相干性好等特点，成为一种常见的商用和军用激光器。 CO_2 激光器输出波长的调谐范围是 9.2 - 10.8 μm ，可以通过倍频实现中红外激光输出。此外将 CO_2 激光器与波长为 1550 nm 的泵浦光源同时注入空心光纤中，可以输出 4 μm 的中红外波段激光。

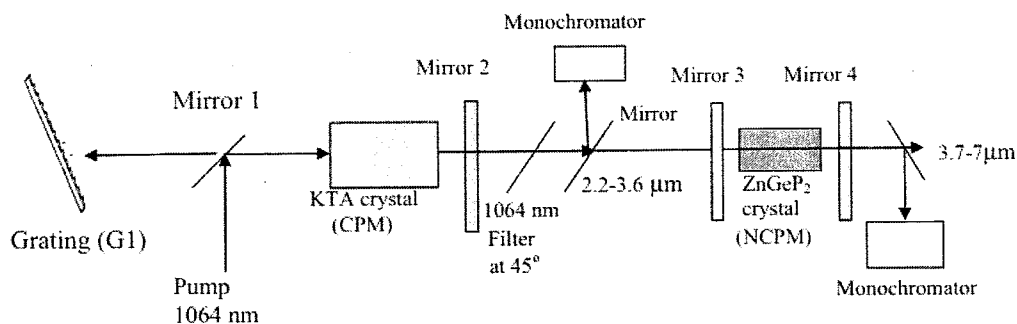
1.2 中红外波段的研究现状

1.2.1 中红外光参量振荡的国内外研究现状

光参量振荡器 (Optical Parametric Oscillation, OPO) 是一种常见的实现中红外激光输出的技术手段，OPO 只需要一束泵浦光，一个泵浦光光子湮灭产生一

个信号光光子与一个闲频光光子。非线性晶体位于光参量振荡器的谐振腔内,当泵浦光注入谐振腔后,产生的信号光在谐振腔内起振。为了保证信号光在腔内的增益大于损耗,需要泵浦光的功率较大,例如对于一个连续的单谐振光参量振荡器,其泵浦光的阈值是瓦级别^[22]。由于 OPO 具有较宽的调谐范围、结构简单紧凑、性能稳定等优势,它已经成为可调谐中红外的实用光源之一,成为一个应用前景广泛的研究领域。在光参量转换过程中,既要求泵浦光的光束质量好,又要求非线性晶体具有足够高的损伤阈值,以期保证在高强度泵浦光的照射下不会造成光学损伤,这两个条件都限制了中红外技术的发展。但随着人类的努力,一方面,评估了大量非线性晶体的特性,提高非线性晶体的性能,另一方面,高稳定性和高功率的固体激光器技术的提高,为 OPO 的发展提供保障,也使得通过 OPO 产生中红外技术越来越成熟。

1996 年, Bosenberg 等人^[23]设计了第一个连续的高功率、高重频的中红外 OPO, 该课题组采用一个输出波长为 1064 nm 的 Nd:YAG 多模激光器作为 OPO 的泵浦源, 当泵浦光的功率为 13.5 W 时, 可以获得功率为 2 W、波长为 1.5 μm 的信号和功率为 0.6 W、波长大于 3 μm 的中红外激光。2002 年, M. van Herpen 等人^[24]设计了一个非平面环形谐振腔, 腔内包括一块长度为 5 cm 的 PPLN 晶体和标准具, 以输出波长为 1064 nm 的窄线宽 Nd:YAG 激光器作为泵浦源, 最终获得的线宽小于 5 kHz、波长范围为 3.0 - 3.8 μm 的中红外激光。2015 年, S. Das^[25]设计了一个输出中红外激光波长范围为 3.7 - 7 μm 的级联 OPO, 实验装置如图 1.4 所示, 首先利用 Nd:YAG 激光器泵浦 KTA-OPO, KTA 晶体的长度为 20 mm, 通过 KTA-OPO 获得的信号光作为 ZnGeP₂-OPO 的泵浦光, ZnGeP₂ 晶体的长度为 23 mm, 最后使用衍射光栅压窄信号光后, 输出的中红外激光调谐范围为 3.7 - 7 μm , 线宽范围为 2.6 - 4.2 nm。ZnGeP₂-OPO 的斜率效率为 20%, 光光效率为 20.5%。

图 1.4 ZnGeP₂-OPO 的实验装置图^[25]Figure 1.4 Schematic structure of ZnGeP₂-OPO

2015 年, Yuefeng Peng 等人^[26]报导了一个高功率、窄线宽、输出波长为 2.907 μm 的 OPO。实验原理如图 1.5 所示, 输出波长为 1064 nm 的 Nd:YAG 激光器作为 OPO 的泵浦源, 未使用压窄装置前, 中红外线宽为 9 nm, 使用一个 VBG 作为谐振腔镜后, 输出的中红外激光线宽降至 0.7 nm, 此时输出波长为 2907.55 nm, 最大的输出功率为 51.7 W, 斜率效率为 22.5%。此外, 通过调整 MgO:PPLN 晶体和 VBG 的工作温度, 可以实现调谐范围约为 8 nm 的中红外激光。

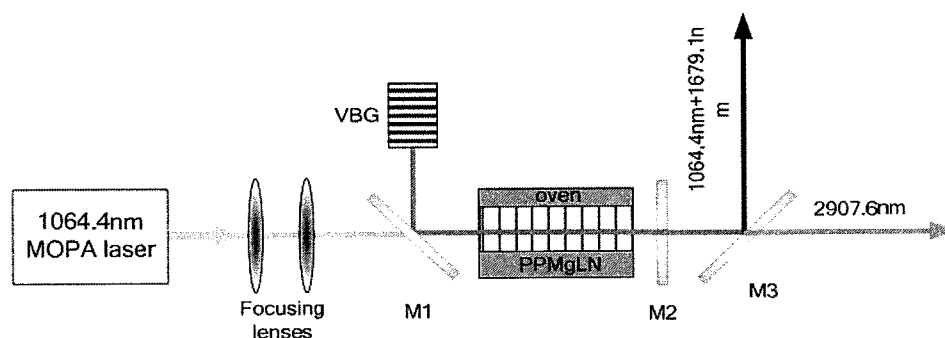
图 1.5 输出窄线宽中红外的实验装置图^[26]

Figure 1.5 Schematic structure of generating narrow linewidth mid-IR

2017 年, Tinglun Xing 等人^[27]设计了一个基于 MgO:PPLN 晶体的 OPO, 实验原理如图 1.6 所示。利用单纵模脉冲掺镱光纤激光器作为 MgO:PPLN 晶体的泵浦源, 该泵浦源的输出波长为 1065 nm。当没有对线宽进行压缩时, 输出的中红外激光线宽为 39 nm。为了获得窄线宽的中红外激光输出, 在谐振腔内插入标准具, 将信号光的线宽压窄至 0.35 nm, 此时中红外激光的线宽为 0.35 nm。通过

调整非线性晶体的工作温度，输出的中红外激光调谐范围为 $2.85 - 3.05 \mu\text{m}$ ，当输出波长为 $3.031 \mu\text{m}$ 时，此时输出功率为 2.67 W ，光光效率为 17.4% 。

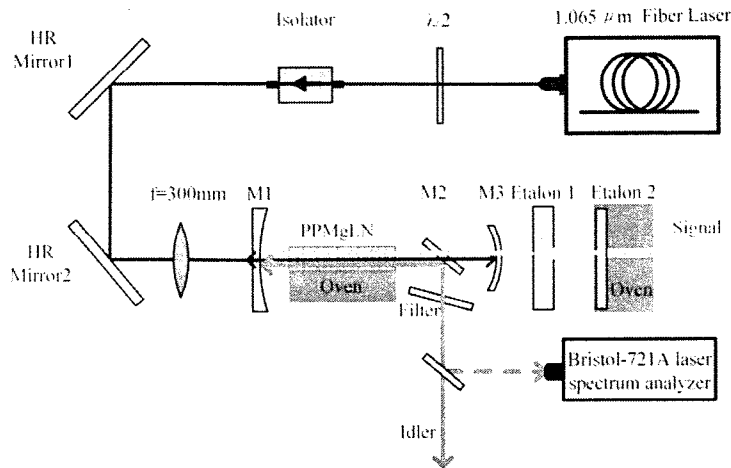


图 1.6 输出窄线宽中红外的实验原理图^[27]

Figure 1.6 Experimental schematic diagram of generating narrow linewidth mid-IR

虽然可以通过 OPO 实现中红外激光，但是通过这种技术手段获得的中红外激光线宽比较宽，只有通过腔内插入标准具、闪耀光栅等光学器件，才能实现窄线宽中红外激光输出。额外的光学器件不但会使阈值增加，还会降低光光转换效率。

1.2.2 中红外差频技术的国内外研究现状

差频技术 (Difference Frequency Generation, DFG) 是另一种利用非线性频率转换获得中红外激光的技术手段，它和 OPO 有很多共同点，例如参量光都遵守能量守恒和动量守恒，都可以使用准相位匹配技术和非线性晶体。虽然两者的非线性频率变换过程是相似的，但是 OPO 只需要一束泵浦光，而 DFG 需要将泵浦光和信号光同时射入非线性晶体。相比于 OPO，DFG 具有下列优势：

(1) OPO 需要谐振腔，泵浦光光束的质量会直接决定 OPO 过程中模式匹配的好坏，在参量振荡过程中会产生明显的走离效应；

(2) OPO 存在阈值功率限制，由于参量振荡过程是利用基频光在腔镜间来回振荡，若泵浦光功率过大会对晶体产生损伤，影响高功率转换光的输出，而 DFG 过程是单次经过晶体，可利用高功率的基频光来提高差频输出功率；

(3) OPO 对共轴要求很高, 走离效应比较明显, 而 DFG 因没有腔镜, 可利用长晶体输出高功率的转换光。

自 1974 年 Pine 等人^[28]首次利用 DFG 实现连续中红外激光波段输出以来, 它一直受到广泛关注, 特别是随着基频光源、非线性晶体及相应相位匹配技术的发展, 基于各种基频光源和非线性晶体的 DFG 中红外光源系统层出不穷, 同时对于转换效率、输出功率、线宽和调谐宽度等输出特性的研究也取得了巨大进展。2005 年, Maddaloni 等人^[29]选取掺镱光纤激光器与掺铒激光器作为泵浦光与信号光, 选取长度为 5 cm 的 PPLN 晶体作为差频晶体, 可以实现波长范围为 2.9 - 3.5 μm 的中红外输出, 当泵浦光与信号光的功率分别是 550 mW 和 3.9 W 时, 输出功率超过 1 mW。2008 年, Asobe 等人^[30]使用一个连续的高功率激光器作为泵浦源, 在长度为 38 mm 的 Zn:LiNbO₃ 晶体中与信号光差频, 当泵浦光与信号光的功率分别为 444 mW 与 558 mW 时, 可以获得波长为 3.4 μm 、功率超过 60 mW 的中红外激光。2010 年, Galli 等人^[31]使用一个输出波长为 860 nm 的环形掺钛蓝宝石作为泵浦光, 使用一个输出波长为 1064 nm 的激光器作为信号光光源, 可以输出连续的、波长为 4.77 μm 的中红外激光, 输出功率最大为 30 mW。2013 年, Liao 等人^[32]设计了一款调谐范围为 2.66 - 4.77 μm 的中红外激光器, 实验结构如图 1.7 所示。输出波长范围为 760 - 870 nm、功率为 1 W、线宽约为 100 kHz 的掺钛蓝宝石(Ti:sapphire)激光作为 DFG 的泵浦光, 两个线宽约为 5 kHz 的 Nd:YAG 激光器均可作为 DFG 的信号光, 根据实验需求任选其一。当泵浦光和信号光的功率分别为 1 W 和 6 W 时, 可实现最大功率超过 2 mW、线宽约为 100 kHz 中红外输出, 光光效率为 0.05%。

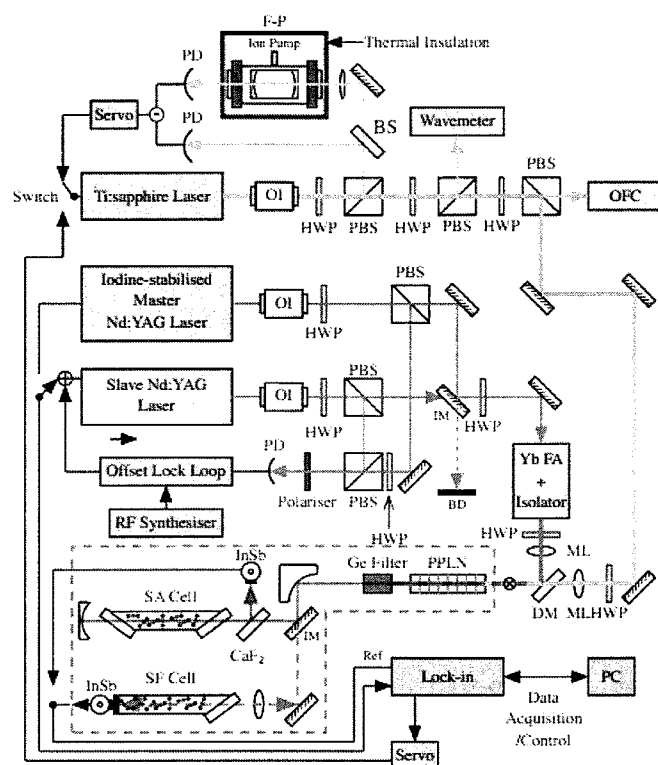

 图 1.7 输出中红外激光的原理图^[32]

Figure 1.7 Schematic of the DFG source

2015 年, Karol Krzempek 等人^[33]使用两个光纤激光器输出波长分别为 1.064 μm 和 1.566 μm 的近红外激光作为差频效应的泵浦光和信号光, 这两束参量光在长度为 40 mm 的 MgO:PPLN 晶体中差频, 可实现线宽约为 12 nm、中心波长为 3322 nm 的中红外激光, 实验装置如图 1.8 所示。

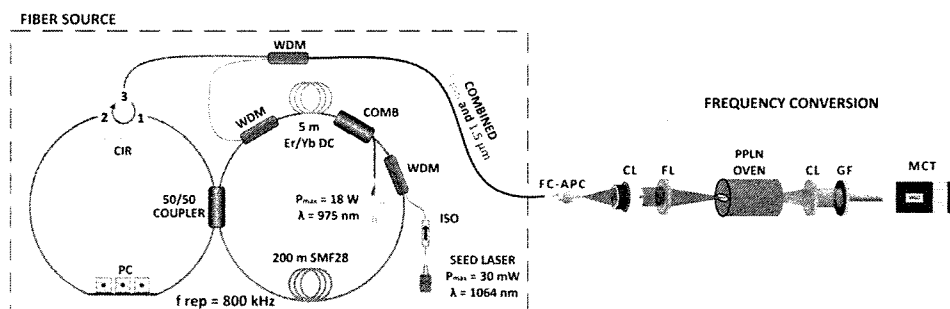

 图 1.8 基于光纤激光器输出中红外激光原理图^[33]

Figure 1.8 Experimental diagram of generating mid-IR laser based on fiber laser

2018 年, Dexian Yan 等人^[34]以 Nd:YAG 激光为 KTP-OPO 的泵浦源, 在 $2\mu\text{m}$ 附近实现双波长输出, 实验原理如图 1.9 所示, 泵浦光与信号光在一个长度为 8mm 的硒化镓 (GaSe) 晶体中分别进行 I 类相位匹配和 II 类相位匹配。对于 I 类相位匹配, 可以实现输出波长的调谐范围为 $9 - 16\mu\text{m}$, 当输出的峰值功率为 3.3W 时, 光光转换效率为 0.12% 。对于 II 类相位匹配, 可以实现输出波长的调谐范围为 $9 - 13.7\mu\text{m}$ 。

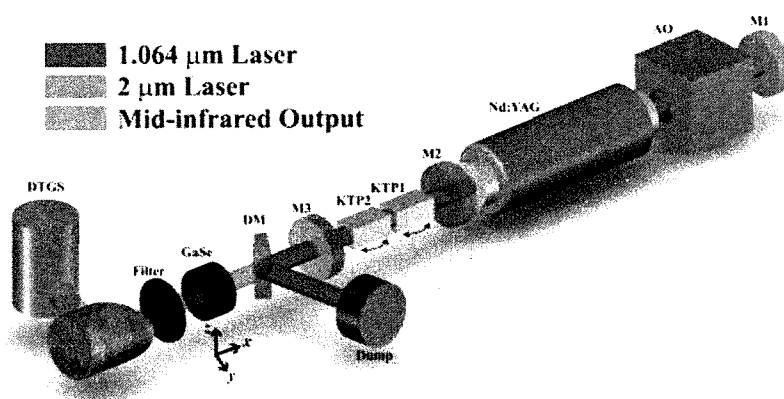


图 1.9 基于 GaSe 晶体的差频效应的实验装置图^[34]

Figure 1.9 Experimental setup for the DFG system based on GaSe crystal

2018 年, Peng Wang 等人^[35]利用一个波长为 1018nm 的光纤激光器泵浦 MgO:PPLN 晶体产生两束波长分别为 1506nm 和 1080nm 的激光, 再利用另一个可调谐的光纤激光器与这两束信号光差频, 最终实现输出波长分别为 3189nm 和 3819nm , 总的输出功率范围为 $8.044 - 8.115\text{W}$, 其中波长为 3189nm 的闲频光功率大约为 8W , 波长为 3819nm 的闲频光功率范围为 $15\text{mW} - 0.154\text{W}$, 斜率效率和光光效率分别为 6.72% 和 6% , 实验原理如图 1.10 所示。

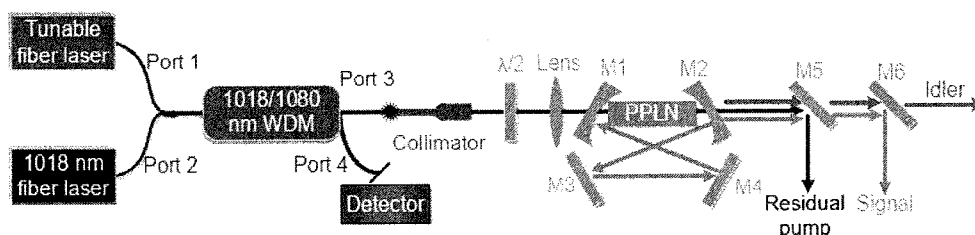


图 1.10 基于 PPLN 晶体的差频效应的实验装置图^[35]

Figure 1.10 Experimental setup for the DFG system based on PPLN crystal

2019 年, YiXin He 等人^[36]基于差频技术设计了一个高功率、宽调谐的中红外激光泵浦源, 实验原理如图 1.11 所示, 以输出波长为 1064 nm 的 Nd:YAG 激光为 KTP-OPO 的泵浦源, 输出波长范围为 1360-1600 nm 的信号光, 再将信号光与泵浦光同时注入到 BaGa₄Se₇ 晶体, 最终产生调谐范围为 3.36 - 4.27 μm 中红外激光。当输出波长为 3.58 μm 时, 转换效率为 9.8%。

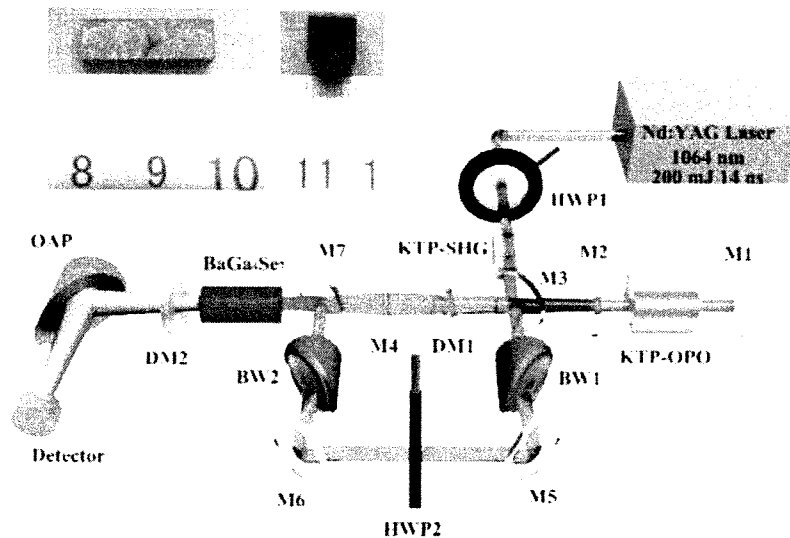


图 1.11 基于 BaGa₄Se₇ 晶体差频效应的实验装置图^[36]

Figure 1.11 Schematic diagram of DFG based on BaGa₄Se₇ crystal

1.3 本文主要内容

因为在 3 - 5 μm 中红外波段处于大气的窗口波段, 具有广阔的应用前景, 因此利用非线性变频技术获得中红外波段一直是光学领域的热点课题。目前产生中红外波段的激光器的技术较为成熟, 种类也繁多, 有气体激光器、化学激光器、二极管激光器、固体激光器等。此外, 利用光学混频技术, 通过固体激光器泵浦的光参量振荡器也能产生中红外和双波长中红外, 它具有小型化、功率大和调谐范围宽等优点。随着非线性晶体的制备技术的日趋成熟和完善, 双波长中红外光参量振荡器将会有更广阔的应用前景, 将被更多科研人员和不同领域的认可, 更具有实用化和民众化。

本文以实现窄线宽中红外激光输出为主要目标, 针对差频技术的理论计算以及光路的设计与搭建进行研究。理论方面, 主要是基于准相位匹配技术分析

了差频效应中的允许参量，为实现中红外激光输出提供了理论依据，为实验设计与搭建提供了参考。实验方面，分别设计了泵浦光、信号光以及泵浦光与信号光差频的谐振腔。在获得中红外激光输出后，利用 ABCD 矩阵对谐振腔内各参量光的模式进行了分析，并分析了参量光转化效率低的原因。本文主要内容如下：

第1章 绪论。本章简要地介绍中红外激光的研究背景和意义，然后介绍了基于非线性光学变频实现中红外激光输出的两种技术手段，分别是差频技术和光参量振荡，并分别对总结了这两种技术手段的国内外研究现状，最后介绍了本文的主要研究内容及论文结构。

第2章 差频技术的理论研究。本章首先分析了参量光发生差频的过程，基于耦合波方程建立了参量光转换效率的计算模型。当 DFG 的泵浦光为 DPAL 时，讨论了中红外激光的调谐特性。然后介绍了实现相位匹配的两种技术手段，分别是双折射相位匹配和准相位匹配，并对比了准相位匹配技术常用的非线性晶体，最后分析了晶体在不同工作温度时，使参量光满足相位匹配的极化周期。

第3章 参量光的技术研究。本章首先介绍了泵浦光的实验方案，包括铷气室的设计、LD 的聚焦方式以及铷激光等实验方案。然后介绍了 Nd:YVO₄ 晶体的物理特性，并通过铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体获得信号光，最后设计了泵浦光与信号光在 MgO:PPLN 晶体中差频的实验方案。

第4章 差频技术的技术研究。在获得中红外激光输出后，首先利用 ABCD 矩阵对腔内的各参量光的模式匹配进行分析，然后对差频技术的允许参量进行分析，包括晶体工作温度的接受带宽、泵浦光的允许线宽和晶体极化周期的允许误差，最后分析了参量光转换效率较低的原因。

第5章 结论和展望。本章主要总结了目前的工作内容和还存在的问题，并对下一步的工作内容提出展望。

第2章 差频技术的理论基础

2.1 二阶非线性原理

光波在介质传播的过程中，会使介质产生感应电场。当光波的能量较低时，所感应的电场强度与光波的能量成正比，当光波的能量较高时，感应电场与光波强度不再是线性关系，入射光波的电场 E 与介质中感应极化强度 P 的关系为

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) = P^L + P^{NL} \quad (2.1)$$

其中 ε_0 是真空中的介电常数； E 是中光波的电场强度； χ 是介质中非线性电极化率， $m=1,2,3\dots$ 为非线性阶数； P^L 是线性电极化强度； P^{NL} 是非线性电极化强度。它们的表达式分别为

$$P^L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (2.2)$$

$$P^{NL} = \varepsilon_0 (\chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots) \quad (2.3)$$

在非线性过程中，非线性阶数 m 的增加，所对应的电极化率 $\chi^{(m)}$ 会迅速减小，因此只有当光波的电场强度足够大，才能出现非线性光学效应。激光技术的发展和非线性晶体制造工艺的成熟，让非线性光学从理论研究走向实际应用，它带动了非线性光学的发展。二阶非线性光学效应属于非线性光学领域的范畴，它是目前相对成熟的非线性光学技术，如图 2.1 所示，主要包括倍频（Second Harmonic Generation, SHG）、光参量产生（Optical Parametric Generation, OPG）、和频（Sum Frequency Generation, SFG）、光参量放大（Optical Parametric Amplification, OPA）、DFG 和 OPO。

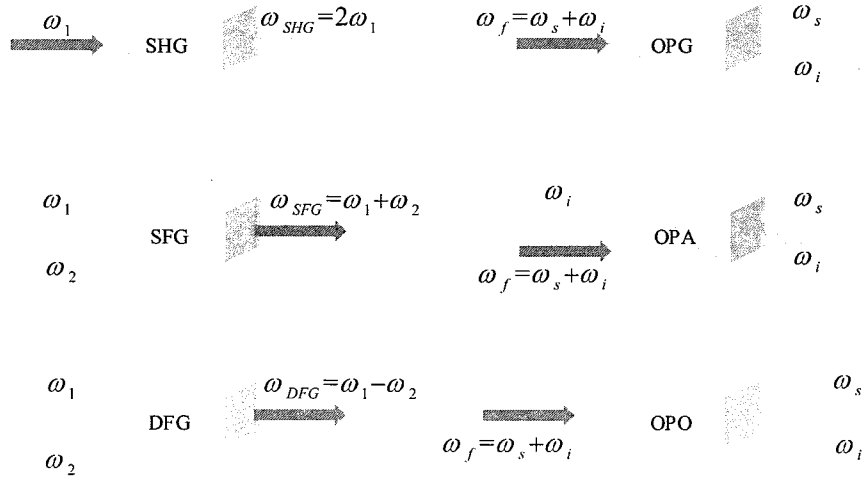


图 2.1 常见的二阶非线性效应

Figure 2.1 Types of second order nonlinernity

当发生二阶非线性效应，介质中的极化强度为

$$\mathbf{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 \quad (2.4)$$

其中 $\chi^{(2)}$ 是二阶非线性系数。从上式可以看出，若想要保证参量光之间能量可以持续性单方面转换，可以人为地周期性改变非线性晶体的二阶非线性系数 $\chi^{(2)}$ ，这就是准相位匹配技术，关于该技术的具体理论，将在第 2.4.2 节进行介绍。

2.2 差频效应的耦合波方程

光波作为一种电磁波，它在介质传播过程中和在介质中发生非线性效应，这些物理过程都符合 Maxwell 方程^[37]，该方程的微分形式为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

其中 $\mathbf{E}$ 为电场强度； $\mathbf{D}$ 为电通量密度； $\mathbf{H}$ 为磁场密度； $\mathbf{B}$ 为磁感应密度； $\mathbf{J}$ 为电流密度； ρ 为空间电荷密度。在理想的非磁介质中，上述 Maxwell 方程中的参数还满足物质方程

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \\ \rho = 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

其中 ε_0 是真空中介电常数； σ 是介质中的电导率，在理想介质中，有 $\sigma=0$ ； μ_0 是真空中磁导率。联系式(2.1)、(2.5)和(2.6)可得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

当光波在同性介质中沿着 z 轴向前传播时，有 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ ，则式(2.7)可化为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 (\varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^L)}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

用傅里叶变换可以将电场强度 $\mathbf{E}$ 和非线性电极化强度 $\mathbf{P}^{NL}$ 的表达形式为

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}(z, \omega) e^{i(kz - \omega t)} + c.c \quad (2.9)$$

$$\mathbf{P}^{NL}(z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{P}^{NL}(z, \omega) e^{i(kz - \omega t)} + c.c \quad (2.10)$$

其中 ω 是圆频率， k 是波数，它们之间的关系为

$$k = \frac{n(\omega)\omega}{c} \quad (2.11)$$

其中 c 是光波在真空中的传播速度， $n(\omega)$ 是圆频率为 ω 的光波在介质中的折射率，且有

$$n^2(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_0} \quad (2.12)$$

光波在介质中沿着 z 轴传播中，我们假设光波符合慢振幅和慢相位条件，即光波的振幅与相位的变化非常缓慢，则

$$\left| \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\omega)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial \mathbf{E}(\omega)}{\partial z} \right| \quad (2.13)$$

$$\left| \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\omega)}{\partial t^2} \right| \ll |\omega \partial \mathbf{E}(\omega)| \quad (2.14)$$

联立式(2.8)~(2.14)可以得到非线性光学波动方程为

$$2ik \frac{\partial \mathbf{E}(z, \omega)}{\partial z} = -\mu_0 \omega^2 \mathbf{P}^{NL}(z, \omega) \quad (2.15)$$

在差频效应中, 将泵浦光、闲频光和信号光这三束参量光的电极化分量分别记作 $\mathbf{P}_p^{NL}(z, \omega_p)$ 、 $\mathbf{P}_s^{NL}(z, \omega_s)$ 和 $\mathbf{P}_i^{NL}(z, \omega_i)$, 电场分别记作 $\mathbf{E}_p$ 、 $\mathbf{E}_s$ 和 $\mathbf{E}_i$, 则有

$$\begin{cases} \mathbf{P}_p^{NL}(z, \omega_p) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_p; -\omega_s, \omega_i) : \mathbf{E}_i(z, \omega_i) \mathbf{E}_s^*(z, \omega_s) \\ \mathbf{P}_s^{NL}(z, \omega_s) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_s; -\omega_p, \omega_i) : \mathbf{E}_i(z, \omega_i) \mathbf{E}_p^*(z, \omega_p) \\ \mathbf{P}_i^{NL}(z, \omega_i) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_i; \omega_p, \omega_s) : \mathbf{E}_p(z, \omega_p) \mathbf{E}_s(z, \omega_s) \end{cases} \quad (2.16)$$

将上代入式(2.15), 即可得到参量光发生差频效应时, 它们的电场强度 $\mathbf{E}_p$ 、 $\mathbf{E}_s$ 和 $\mathbf{E}_i$ 分别为

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p^2}{k_p c^2} \chi^{(2)}(-\omega_p; \omega_i, -\omega_s) \mathbf{E}_i \mathbf{E}_s^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial \mathbf{E}_s}{\partial z} = i \frac{\omega_s^2}{k_s c^2} \chi^{(2)}(-\omega_s; \omega_i, -\omega_p) \mathbf{E}_i \mathbf{E}_p^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial z} = i \frac{\omega_i^2}{k_i c^2} \chi^{(2)}(-\omega_i; \omega_p, \omega_s) \mathbf{E}_p \mathbf{E}_s e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (2.17)$$

在 Kleinman 对称条件成立的情况下, 定义未极化时晶体的有效非线性系数为 d_{eff} , 且 $d_{eff} = \chi^{(2)}$, 则上式为

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p^2}{k_p c^2} d_{eff} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_s^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial \mathbf{E}_s}{\partial z} = i \frac{\omega_s^2}{k_s c^2} d_{eff} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_p^* e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial \mathbf{E}_i}{\partial z} = i \frac{\omega_i^2}{k_i c^2} d_{eff} \mathbf{E}_p \mathbf{E}_s e^{i\Delta k z} \end{cases} \quad (2.18)$$

当参量光在非线性晶体中传播的距离是 L , 由式(2.11)、(2.12)和(2.18)即可求得输出的闲频光电场强度为

$$\mathbf{E}_i = i \frac{\omega_i d_{eff} L \mathbf{E}_p \mathbf{E}_s}{n_i c} \sin c \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \exp \left(-i \frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (2.19)$$

所以输出的闲频光光强为

$$P_i = \frac{4\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 P_p P_s}{\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_i^2} \sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (2.20)$$

其中 n_p 、 n_s 和 n_i 分别是泵浦光、信号光和闲频光在晶体中的折射率， λ_i 是闲频光的波长， P_p 、 P_s 和 P_i 分别是泵浦光、信号光和闲频光的光强， Δk 是相位失配量，当三束参量光共线时，参量光所引起的相位失配量为

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i = 2\pi \frac{n_p}{\lambda_p} - 2\pi \frac{n_s}{\lambda_s} - 2\pi \frac{n_i}{\lambda_i} \quad (2.21)$$

从式(2.20)可以看出，闲频光的输出功率随着参量光的传播距离 L 增加而增加。此外闲频光的输出功率与参量光的功率成正比。当非线性晶体材料和晶体长度不变时，泵浦光与信号光的功率也恒定时，闲频光的输出功率仅仅与相位失配量 Δk 有关。如图 2.2 所示，当相位失配量 $\Delta k = 0$ 时，闲频光的输出功率最高，参量光的转化效率达到最大。

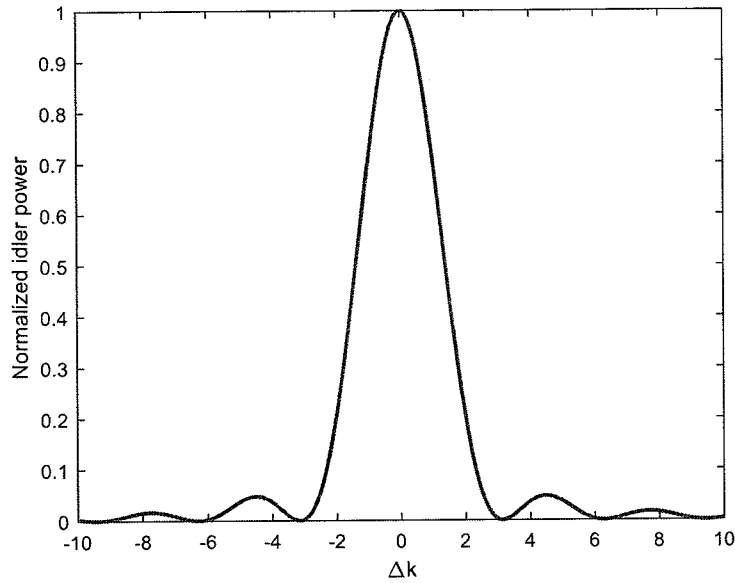


图 2.2 闲频光的功率与相位失配量的关系

Figure 2.2 The power of idler laser versus phase mismatch

2.3 基于碱金属激光器的差频技术

本世纪初期，半导体泵浦碱金属激光器（Diode Pumped Alkali Laser, DPAL）被首次提出，它是一种新型的光泵浦气体激光器，在高功率激光输出时，仍能保

持较好的光束质量。DPAL 的泵浦源是 LD，增益介质是蒸气状态的碱金属，主要指钾（Potassium, K），铷（Rubidium, Rb）或铯（Cesium, Cs）。表 2.1 是此类激光器的泵浦光波长、输出激光波长和量子效率。

表 2.1 半导体泵浦碱金属激光器的泵浦光波长、输出激光波长及量子效率

Table 2.1 Pump wavelengths, laser wavelengths and quantum efficiency of DPAL

增益介质	泵浦波长 (D ₂)/nm	激光波长 (D ₁)/nm	量子效率	线宽 nm
K	766.70	770	99.56%	0.08 ^[38]
Rb	780.25	795	98.15%	0.08 ^[39]
Cs	852.35	895	95.28%	0.25 ^[40]

相比于利用其他类型激光器作为 DFG 的泵浦光，DPAL 其优点在于以下三点：

（1）泵浦光的单光子能量较高。光束质量相同时，较目前常用的 DFG 泵浦光（掺钕激光器、掺镱激光器等）亮度高、功率密度大，且激光波长短。如表 2.1 所示，钾激光、铷激光和铯激光的激光波长分别为 770 nm、795 nm、895 nm。

（2）闲频光的光谱较窄。DPAL 较目前常用的固体激光器和光纤激光器的光谱谱宽窄。由参量光差频过程满足能量守恒和相位匹配条件可知，利用 DPAL 泵浦 Nd:YVO₄ 晶体产生 Nd:YVO₄ 激光的光谱展宽受泵浦光的谱宽的影响较小，理论上可获得更窄的闲频光光谱。目前掺镱光纤激光器的谱宽典型值为 1.8 nm（约 1.6 THz @1064 nm），LD 泵浦 Nd:YVO₄ 晶体的增益线宽为 0.8 nm^[41]（约 0.7 THz @1064 nm）。

（3）闲频光的输出波长和功率稳定。DPAL 是一种气体激光器，无需光谱选择元件（光栅、标准具等），输出激光光谱波长对准碱金属原子 D₁ 线，可以减弱或消除泵浦光波长的轻微变化对闲频光中心波长及功率稳定性的影响。

在差频效应中，将两束参量光同轴聚焦到非线性晶体上，我们通常称波长较短的参量光为泵浦光，波长较长的参量光为信号光。当泵浦光能量足够大时，它

在晶体传播过程中会将能量转换给信号光。泵浦光与信号光在晶体中发生差频效应时，会产生第三束参量光，我们通常称其为闲频光。三波的相互作用满足能量守恒，即

$$\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} - \frac{1}{\lambda_i} = 0 \quad (2.22)$$

其中 λ_p 、 λ_s 和 λ_i 分别是泵浦光、信号光和闲频光的波长。

如果泵浦光为 DPAL，闲频光与信号光的波长关系如图 2.3 所示。当信号光的波长范围为 1 - 1.1 μm 时，选用不同的 DPAL 可以实现不同波长的调谐范围，例如铷激光为泵浦光时，闲频光波长的调谐范围为 2.901 - 3.878 μm ，铯激光为泵浦光时，闲频光波长的调谐范围为 4.90 - 8.532 μm ，钾激光为泵浦光时，闲频光波长的调谐范围为 2.594 - 3.347 μm 。本文以铷激光为泵浦光，以波长为 1064 nm 激光为信号光，通过 $\omega_{795} - \omega_{1064} \rightarrow \omega_{3145}$ 过程实现中红外激光输出。

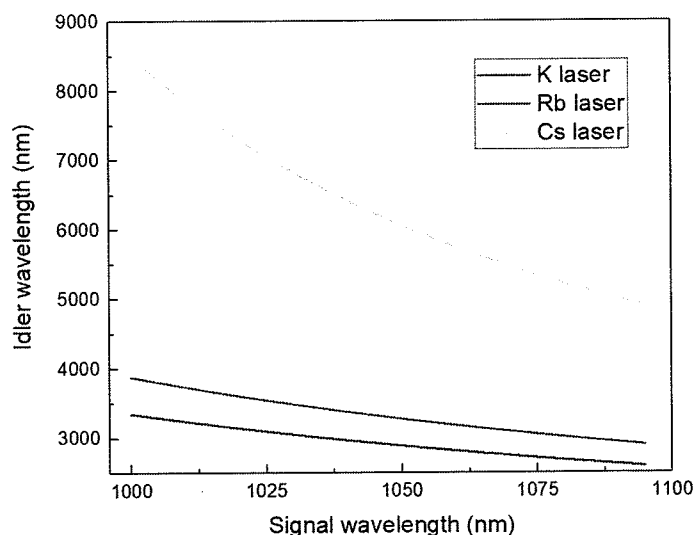


图 2.3 闲频光波长与信号光波长的关系

Figure 2.3 Signal wavelength versus idler wavelength

2.4 相位匹配与准相位匹配

由 2.2 节可知，为了获得最大功率的闲频光，需要保证相位失配量 $\Delta k = 0$ 。对于各向异性的晶体而言，不同波长的参量光在其内部的折射率会因为色散的存

在而不相同，目前能够实现相位匹配的主要技术手段是双折射相位匹配（Birefringent-Phase Matching, BPM）和准相位匹配（Quasi-Phase Matching, QPM）。

2.4.1 双折射相位匹配

因为晶体存在色散效应，不同频率的光波在同一晶体中折射率不同。对于这种情况，可以通过晶体的双折射特性补偿色散效应，即采取双折射相位匹配来满足相位匹配条件。双折射相位匹配分为角度相位匹配和温度相位匹配（非临界相位匹配）。

当参量光传播方向与晶体光轴的夹角发生改变时，参量光在晶体中的折射率也随之改变，因此调整参量光的入射角，将参量光以某一特定的方向照射非线性晶体，从而实现相位匹配，这就是角度相位匹配（Angle phase matching, APM）。如果参量光偏离了这个特定角度，则参量光之间就形成了相位失配，因此角度相位匹配也可以称为临界相位匹配。对于单轴晶体而言，参量光会朝着两个不同的方向发生折射，其中满足折射率定理那束光为 o 光，其折射率 n_o 不会随着入射方向的改变而改变，另一方向的折射光称为 e 光。如图 2.4 所示， e 光的折射率 n_e 并不是不变的，只有当入射光沿着光轴方向入射时， e 光折射率 n_e 与 o 光的折射率相等。

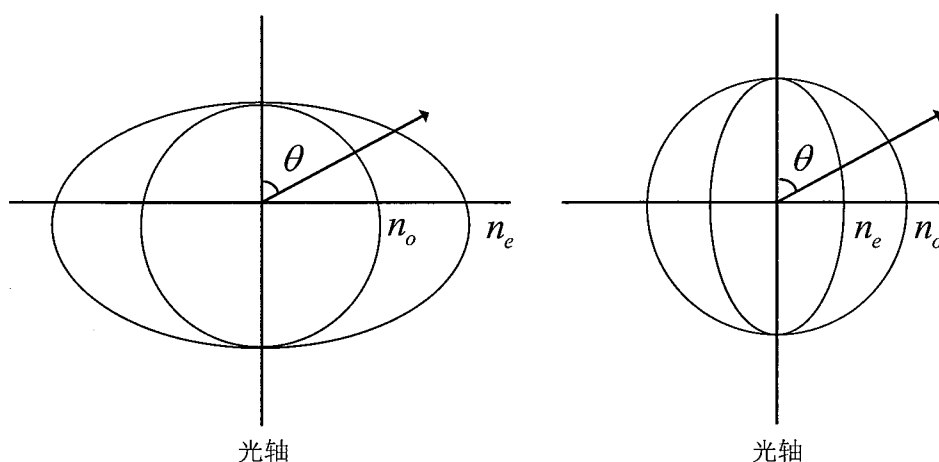


图 2.4 单轴晶体的折射率椭球

Figure 2.4 Refractive index ellipsoid of uniaxial crystal

根据参量光的偏振方式的不同，可以将角度相位匹配分为 I 类相位匹配和 II 类相位匹配，它们的特点及其相位匹配条件如表 2.2 所示：

表 2.2 角度相位匹配的分类

Table 2.2 Types of angle phase matching

匹配类型	晶体类型	偏振态	匹配条件
I 类相位匹配	正单轴晶体	$e+e \rightarrow o$	$n_3^o = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^e + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^e$
I 类相位匹配	负单轴晶体	$o+o \rightarrow e$	$n_3^e = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^o + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^o$
II 类相位匹配	正单轴晶体	$o+e \rightarrow o$	$n_3^o = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^o + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^e$
II 类相位匹配	正单轴晶体	$e+o \rightarrow o$	$n_3^o = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^e + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^o$
II 类相位匹配	负单轴晶体	$o+e \rightarrow e$	$n_3^e = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^o + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^e$
II 类相位匹配	负单轴晶体	$e+o \rightarrow e$	$n_3^e = \frac{\omega_1}{\omega_3} n_1^e + \frac{\omega_2}{\omega_3} n_2^o$

通过角度相位匹配，只要合理地调整入射光的角度，即可实现相位匹配，此种方法操作方便，简单易行。此外，角度相位匹配所使用的非线性晶体不需要极化，这不仅仅降低了成本，也避免了晶体制作工艺的缺陷引起的损耗，因此在早期晶体制作工艺不成熟情况下，此方法应用广泛。不过角度相位匹配也存在诸多问题：

(1) 在非线性晶体中，当参量光满足相位匹配时，参量光的传播方向并不沿着光轴方向，偏振态不同的参量光在传播过程中会分开，即参量光发生走离效应。如图 2.5 所示，频率为 ω 的基频光与频率为 2ω 的倍频光，它们的光束宽度均为 d ，两束参量光在晶体中传播距离 l_a 后开始分开。只有在未分离前，倍频光可以相干叠加，分离之后所产生的倍频光不能与分离前的倍频光叠加，因此在 l_a 后所产生的倍频光并不会增加系统的倍频效率。

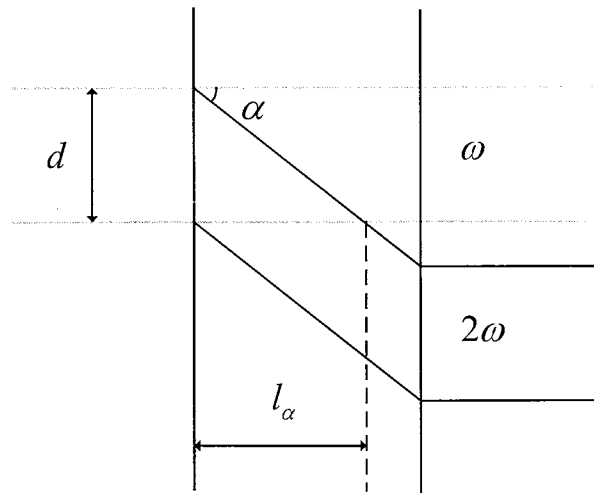


图 2.5 倍频效应的走离效应

Figure 2.5 Walk-off effect of SHG

(2) 因为实际光束具有一定发散角，并不是理想的均匀平面波，所以入射光发散会引起相位失配。

(3) 与准相位匹配相比，角度相位匹配所选取的非线性晶体的非线性系数较小，参量光转化效率较低，

(4) 角度相位匹配需要满足相位匹配角才能实现相位匹配，因此需要根据理论计算的结果对晶体进行切割。

温度相位匹配 (Temperature Phase Matching, TPM)，又称为非临界相位匹配 (Noncritical Phase Matching, NCPM)，它的原理是参量光在晶体中的折射率与晶体的工作温度有关，所以通过调整晶体的工作温度改变参量光在晶体中的折射率，最终实现参量光的相位匹配。利用温度相位匹配，可以不用考虑参量光与晶体光轴的夹角，所以参量光与光轴的夹角一般选定为 90° ，可以避免走离效应。此方法的主要缺点有：

(1) 由于晶体制作工艺与晶体材料自身的生长条件有区别，所以每块非线性晶体的最佳工作温度并不相同，存在细微差别，需要通过实验测出实际的最佳工作温度。

(2) 晶体的工作温度需要实时控制，且必须保证控温的精度达到要求，工作条件比较苛刻，有一定的局限性。

2.4.2 准相位匹配理论

由 2.4.1 节可知，双折射相位匹配存在不足，因此人们又寻找到一种运用更为广泛的技术——准相位匹配。与双折射相位匹配不同的是，它是利用周期性改变非线性极化率方向来增强转换效率，如图 2.6 所示，相位匹配时，参量光的强度随着通光距离 z 的增大而增大；非相位匹配时，在第一个相干长度 ($0 < z < l_c = \pi/|\Delta k|$) 内，参量光的强度增大，而在第二个相干长度 ($l_c < z < 2l_c$) 内，因为参量光能量向泵浦光耦合转换，所以其强度下降，并依此周而复始^[42]。如果将非线性晶体制作成如图 2.7 所示的结构，人为地使晶体相邻两片铁电畴的极化方向相反，周期性（以 $2l_c$ 为周期）地改变晶体铁电畴自发极化方向的结构，就能实现相位匹配，提高泵浦光的转换效率。非线性晶体极化后，

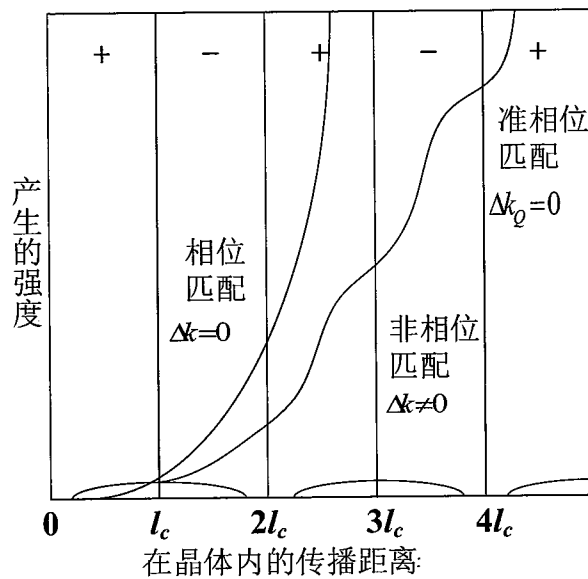


图 2.6 相位匹配、非相位匹配和准相位匹配原理示意图

Figure 2.6 Schematic of phase matching, non-phase matching and quasi-phase matching

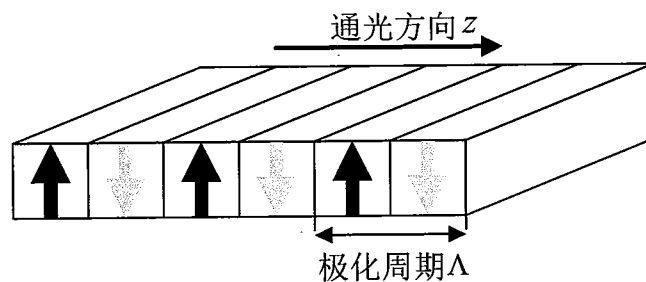


图 2.7 周期极化晶体示意图

Figure 2.7 Schematic of periodically polarized crystal

由于非线性晶体经过周期极化后，其有效非线性系数会发生相应的改变，定义改变后的有效非线性系数为 d_Q ，它的表达式为

$$d_Q = d_{eff} G_m \quad (2.23)$$

其中 G_m 为傅里叶系数，其表达式为^[43]

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \sin(m\pi D) \quad (2.24)$$

其中 $D = l_c / \Lambda$ ，称其为铁电畴占空比； $m (m=1, 2, 3 \dots)$ 是相位匹配的阶数，通常采用一阶相位匹配，则 $m=1$ ，上式变为

$$G_m = \frac{2}{\pi} \sin(\pi D) \quad (2.25)$$

由式(2.23)和(2.25)可知，在占空比 $D=0.5$ 条件下，有效性非线性系数能取到最大，此时有

$$d_Q = \frac{2}{\pi} d_{eff} \quad (2.26)$$

在非线性光学变频中使用周期极化晶体对相位失配量进行调制，周期极化晶体所引起的光栅矢量为

$$k_m = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (2.27)$$

其中 Λ 是非线性晶体的极化周期。

在差频效应中，如果满足三波共线，当选用极化周期为 Λ 的非线性晶体，准相位匹配的失配因子为

$$\Delta k_Q = \Delta k - k_m = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.28)$$

由式(2.20)可知，只有当相位失配因子 $\Delta k_Q = 0$ 才能输出最大功率的闲频光，此时非线性晶体的极化周期 Λ 应该为

$$\Lambda = 2l_c = \frac{2\pi}{k_p - k_s - k_i} \quad (2.29)$$

值得注意的是，不管是双折射相位匹配还是准相位匹配，参量光转换效率都取决于相位失配量，因此本文将不再单独用 Δk_Q 表示准相位匹配的相位失配量，而是用于 $\Delta k = 0$ 表示 $\Delta k_Q = 0$ 。

随着晶体制作工艺技术的发展,准相位匹配技术广泛运用在非线性光学领域中,其优点有:

(1) 参量光都沿着光轴方向传播可以实现相位匹配,因此相对于角度相位匹配而言,准相位匹配技术不存在走离效应,在晶体的整个透明范围内都能实现相位匹配,可以使用尺寸较大的非线性晶体,提高参量光的功率。

(2) 与双折射相位匹配不同的是,准相位匹配对参量光的偏振态没有要求,参量光的偏振方向平行($e+e \rightarrow e$)也可以实现相位匹配,这说明能利用非线性晶体的最大非线性光学系数,将有效非线性系数利用率达到最大化,从而保证参量光输出功率的最大化。

(3) 输出波长调谐方便且形式多样化,晶体的工作温度、晶体的极化周期和泵浦光波长等因素都会影响参量光的输出,因此调谐上述因素可以实现参量光不同波长的输出。

(4) 可以选用非双折射晶体作为准相位匹配中的晶体,例如单轴的 GaAs 晶体。非线性晶体选择的多样性,可以充分利用自然界存在的晶体,不需要投入人力与资金开发新型非线性晶体,降低成本。

(5) 只要参量光对非线性晶体高透,合理设计非线性晶体的极化周期,即可定制使参量光满足相位匹配的晶体。

2.5 非线性晶体与极化周期

非线性光学效应的本质是介质(非线性光学晶体)的原子对强光束电场的响应,因此非线性光学晶体是非线性频率转换技术的核心器件。晶体制作工艺经过近几十年的发展,非线性晶体的种类和特点都越来越多样化,一般来说,非线性光学晶体具备的特点有:倍频极化系数或者非线性极化系数比较大;相位匹配范围和通光范围比较宽;对光的吸收系数小;高强度的损伤阈值;相位匹配的允许角度、允许线宽、允许温度的范围比较大;体积大且结构均匀;物化性稳定,不易潮解;价格便宜,容易加工生产。虽然在目前的市场上,非线性光学晶体有很多品种,但是并没有同时满足上述条件的非线性晶体,应该根据实验或产品需求选择合适的晶体。根据不同的相位匹配,可以把中红外非线性光学晶体分成两大类:双折射晶体和准相位匹配晶体。

中红外双折射晶体的透光范围一般小于 $4\mu\text{m}$,常见的种类有 KTP 类晶体(例如 KTP 晶体、KTA 晶体、RTA 晶体等)、 LiNbO_3 晶体等。为了能够清晰地了解到各种非线性晶体的参数和特点,特地列出了几类常见晶体的主要特性,见表 2.3^[44, 45]。

表 2.3 常见晶体的主要特性

Table 2.3 The main properties of several common crystals

晶体	透光范围(μm)	非线性系数 (pm/V)	吸收系数 / $\text{cm}@1-4\mu\text{m}$	损伤阈值 GW/cm^2
KTP	0.35-4.5	$d_{31} = 2.2 \pm 0.1$ $d_{32} = 3.7 \pm 0.2$	< 0.001	1.3
KTA	0.35-5.2	$d_{24} = 2.4 \pm 0.2$	< 0.01	0.6
RTA	0.35-5.3	$d_{31} = 2.3 \pm 0.5$ $d_{32} = 3.8 \pm 0.7$ $d_{33} = 15.8 \pm 1.6$	< 0.01	0.4
ZGP	0.74-12	$d_{36} = 68.9 \pm 10.3$	< 0.01	30
AgCaS_2	0.5-13	$d_{36} = 23.6 \pm 2.4$	< 0.09	0.025
AgCaSe_2	0.71-19	$d_{36} = 39.5 \pm 1.9$	< 0.09	0.025
GaSe	0.62-20	$d_{22} = 54 \pm 11$	< 0.1	0.03

准相位匹配技术是另一种实现相位匹配的方法,周期极化晶体是此方法的核心器件之一,常见的准相位匹配晶体见表 2.4^[46]。

表 2.4 准相位匹配晶体的主要特性

Table 2.4 The main properties of QPM crystals

晶体	透光范围 (μm)	非线性系数 (pm/V)	有效非线性系 数(pm/V)	矫顽场强 (kV/mm)	损伤阈值 (GW/cm^2)
PPLN	0.4–5.5	$d_{33} = 27.2$	$d_{eff} = 16$	21	0.27
PPKTP	0.28–4.5	$d_{33} = 16.8$	$d_{eff} = 9$	21	0.58
PPLT	0.35–4.5	$d_{33} = 10.7$	$d_{eff} = 5.3$	2	1.0

从表 2.3 与表 2.4 可以看出, ZGP 晶体的非线性系数为 $68.9 \pm 10.3 \text{ pm/V}$, 具有非常大的有效非线性系数, 适合作为准相位匹配中的非线性晶体, 但是该晶体不易生长, 成本较高, 这限制了它的应用。PPLN 晶体非线性系数为 27.2 pm/V , 有效非线性系数为 16 pm/V , 透光范围较大, 为 $0.4 - 5.5 \mu\text{m}$, 能够为中红外激光产生提供有力保障。此外, 相比于其他晶体, PPLN 晶体易于生长, 成本低廉, 它的稳定性强, 可以通过外加电压法对其进行周期极化, 因此是目前应用最为广泛的非线性晶体。

不同频率的波长在非线性晶体中的折射率不同, 利用 Sellmeier 方程^[47]可以计算参量光在晶体中的折射率, 该方程为

$$n^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2 \quad (2.30)$$

$$f = (T - 24.5)(T + 570.82) \quad (2.31)$$

其中, T 是温度, 单位是 $^\circ\text{C}$ 。其他参数与晶体的掺杂材料、掺杂浓度有关, 对于掺杂浓度为 $5 \text{ mol\%}$ 的 MgO:PPLN 晶体, 我们可以采用表 2.5 和表 2.6 所列出的参数值。

表 2.5 Sellmeier 方程中参数 a 的数值

Table 2.5 Value of parameter a in the Sellmeier function

参数	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
o 光	5.653	0.1185	0.2091	89.61	10.85	1.97×10^{-2}
e 光	5.756	0.0983	0.2020	189.32	12.52	1.32×10^{-2}

表 2.6 Sellmeier 方程中参数 b 的数值

Table 2.6 Value of parameter b in the Sellmeier function

参数	b_1	b_2	b_3	b_4
o 光	7.941×10^{-7}	3.134×10^{-8}	-4.641×10^{-9}	-2.188×10^{-6}
e 光	2.860×10^{-6}	4.700×10^{-8}	6.113×10^{-8}	1.516×10^{-4}

由 Sellmeier 方程可知, 当参量光波长恒定时, 参量光在晶体中的折射率与晶体的工作温度有关, 因此当晶体的工作温度发生变化时, 参量光的相位匹配会遭到破坏, 必须改变晶体的极化周期来维持参量光的相位匹配。如果泵浦光是输出波长为 795 nm 的铷激光, 信号光是输出波长为 1064 nm 的 Nd:YVO₄ 激光, 非线性晶体是掺杂浓度为 5mol%MgO:PPLN 晶体, 由式(2.28)、(2.30)和(2.31)可知, 非线性晶体的极化周期与晶体的工作温度的关系如图 2.8。从图中可看出, 晶体的工作温度增加, 使用极化周期较小的晶体才能维持参量光的相位匹配, 当晶体的工作温度从 20℃ 增加到 160℃, 晶体的极化周期从 22.04μm 降至 21.5μm。本文采用极化周期为 22.0μm、掺杂浓度为 5mol%MgO:PPLN 晶体作为非线性晶体, 从图 2.8 可以看出, 当晶体的工作温度为 32.0℃ 时, 参量光能够满足相位匹配。

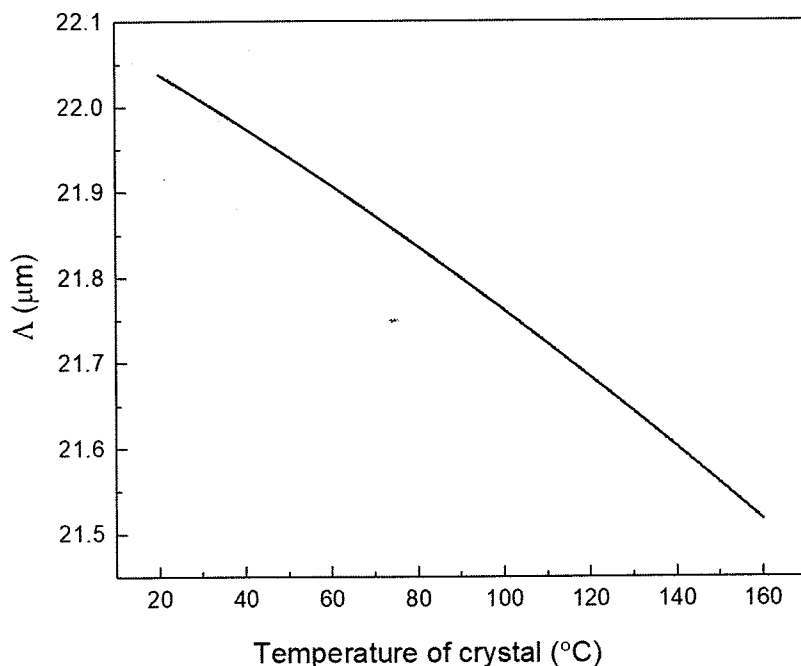


图 2.8 极化周期与晶体温度的关系

Figure 2.8 Poling period of crystal versus temperature of crystal

2.6 小结

本章从麦克斯韦方程组出发，介绍了差频效应的耦合波方程，并分析以 DPAL 为泵浦光，通过其与信号光差频产生中红外激光的调谐特性。然后介绍两种常用的相位匹配技术，分别是双折射相位匹配与准相位匹配，通过对比两种技术手段，最终选择后者。由于 MgO:PPLN 晶体具有透光范围广、有效非线性系数大等特点，选取其作为差频晶体，并且根据准相位匹配理论分析了泵浦光为铷激光，信号光为 Nd:YVO₄ 激光发生差频时，晶体的极化周期与晶体工作温度的关系。

第3章 参量光的技术研究

3.1 泵浦光的实验设计

3.1.1 铷蒸气气室的设计

铷作为一种碱金属，还原性强，化学性质活泼，当铷的温度较高时，容易与其他物质发生化学反应，所以铷蒸气气室的制作材料为化学性质非常稳定的石英，不在气室窗口表面镀碱金属激光的增透膜。为了降低参量光在谐振腔内的损耗，提高参量光的利用率，将铷蒸气气室以特定角度斜置，使水平入射的参量光以布儒斯特角（Brewster Angle）通过铷蒸气气室。如图 3.1 所示，当激光从空气中以布儒斯特角入射到铷蒸气气室的第一个窗口中，偏振方向垂直于入射面（ s 偏振）的光反射率较高，偏振方向平行于入射面（ p 偏振）的光透射率较高，因此通过铷蒸气气室的激光为偏振方向平行于入射面的线偏振光。

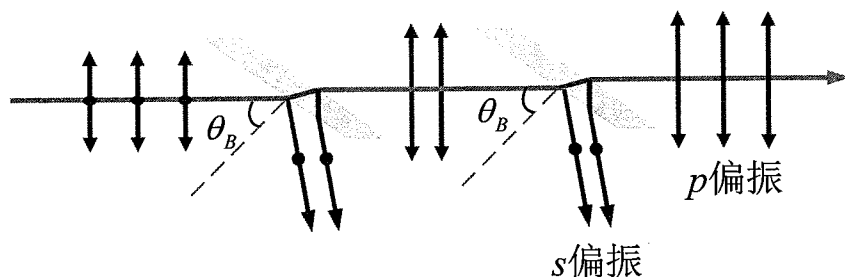


图 3.1 布儒斯特窗示意图

Figure 3.1 Schematic of Brewster window

假设参量光从折射率为 n_1 的介质传播到折射率为 n_2 的另一种介质，则布儒斯特角为

$$\theta_B = \arctan \frac{n_2}{n_1} \quad (3.1)$$

将线性偏振的参量光分解为 p 偏振和 s 偏振两个部分，由菲涅尔方程 (Fresnel function) 可知，这两部分的透过率随着入射角的改变而改变，其中偏振状态为 p 偏振的参量光的振幅比为

$$r_p = -\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad (3.2)$$

相应的反射率为

$$R_p = |r_p|^2 \quad (3.3)$$

其中 θ_i 为入射角， θ_t 为折射角。 θ_i 和 θ_t 满足 θ_i 折射定律

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (3.4)$$

取空气的折射率 $n_i=1$ ，铷蒸气气室窗口的折射率 $n_t=1.45$ ，可以求出布儒斯特角 $\theta_b=55.4^\circ$ 。将式(3.2)、(3.3)和(3.4)联系，可以求出偏振状态为 p 偏振的参量光的反射率与入射角的关系如图 3.2 所示。从图中可以看出，当入射角为布儒斯特角 θ_b ，参量光的反射率为 0，这说明所有 p 偏振的参量光都能无损耗地透过铷蒸气气室窗口。当入射角范围为 $54^\circ < \theta_i < 57^\circ$ ， p 偏振参量光的反射率先减小后增大，在 $\theta_i=\theta_b$ 处有最小值，反射率变化范围为 0 - 0.0263%，这说明当入射角 θ_i 在布儒斯特角 θ_b 附近，参量光的反射率也接近于零，即使参量光的入射角 θ_i 与布儒斯特角 θ_b 之间存在偏离量 $\Delta\theta$ ，对反射率的影响并不大， p 偏振的参量光仍能低损耗地通过铷蒸气气室的窗口。

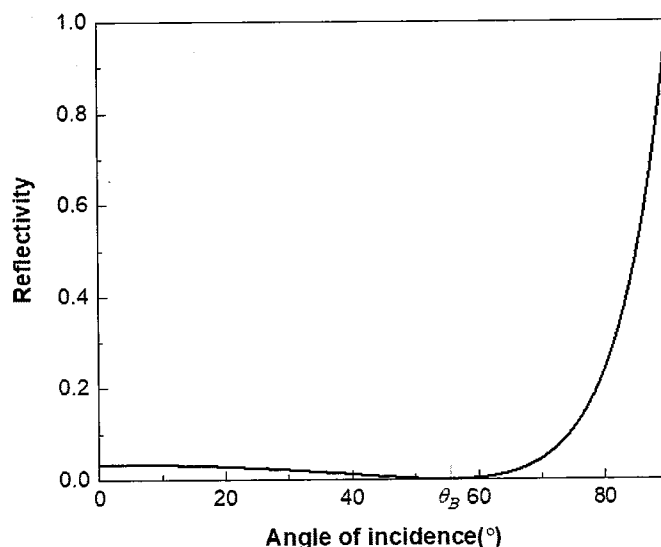


图 3.2 参量光的反射率与入射角的关系

Figure 3.2 Reflectivity of laser versus angle of incidence

3.1.2 半导体激光的聚焦设计

随着镜片制作工艺和测试精度的提高，离轴抛物面镜（Off-axis Parabolic Mirror）已经成为光束聚焦的常用器件之一。如果使用凸透镜对光束聚焦，会产生球差，而使用离轴抛物面镜对光束聚焦，能够避免这种现象，提高聚焦光斑的质量。如图 3.3（a）所示，离轴抛物面镜的光轴沿着 y 轴，当光束平行于 y 轴照射到离轴抛物面镜的反射镜面上，经反射的平行光束会聚焦于点 S ，点 S 是离轴抛物面镜的焦点，位于 xOy 平面上，该平面是离轴抛物面镜的焦平面。点 S 到离轴抛物面镜中心的距离为焦距，用 f 表示。如图 3.3（b）所示，当平行光束与光轴不共线时，入射光线与 y 轴的夹角为 α ，聚焦光斑不再位于焦平面 xOy 上，该平面上聚焦光斑的大小随着夹角 α 的增大而增大，且光斑在沿着 x 轴和 y 轴方向的尺寸分别与夹角 α 成线性关系。罗曦等人^[48]使用焦距 $f = 200 \text{ mm}$ 的离轴抛物面镜对光束直径为 40 mm 的平行光束聚焦，当平行光束与光轴的夹角 α 不同时，焦平面的光斑尺寸如图 3.4 所示。从图中可以看出，平行光束与光轴的夹角 α 是影响焦平面上的光斑质量的重要因素，这说明利用离轴抛物面镜聚焦平行光束时，调整平行光束的入射方向，减少 α 能提高聚焦光斑的质量，增加聚焦光斑的光强。

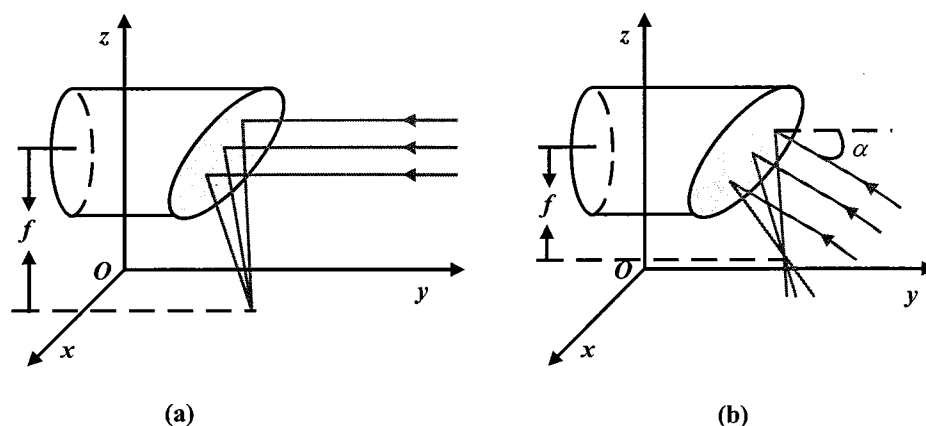


图 3.3 离轴抛物面镜聚焦光束示意图

(a)平行于光轴；(b)偏离光轴角 α

Figure 3.3 Schematic of focusing laser by off-axis parabolic mirror

(a)Parallel with optical axis; (b)Angle α between optical axis

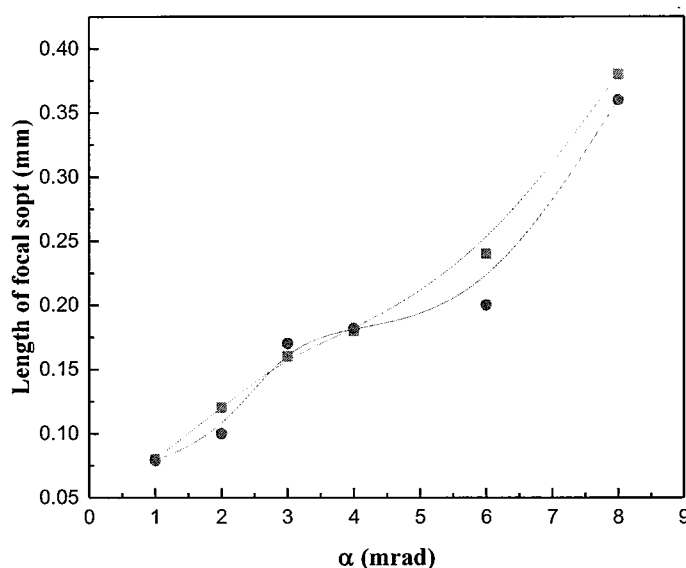


图 3.4 光斑直径与偏离角的关系

Figure 3.4 Diameter of spot versus angle of deviation

当光束功率不变时，离轴抛物面镜的焦距越长，焦平面上聚焦光斑的功率密度越小。为了提高泵浦光的功率密度，本实验选取反射面直径为 75 mm，焦距 $f = 86$ mm 的离轴抛物面镜将泵浦光反射并进行聚焦。采用刀口法测量在激光传播方向上聚焦光斑的直径，测量位置的步进是 1 mm，测量了焦平面附近 17 个位置的光斑直径。测量结果图 3.5 所示，在第 9 个位置上的光斑直径最小，此时聚焦光斑的直径约为 0.80 mm。

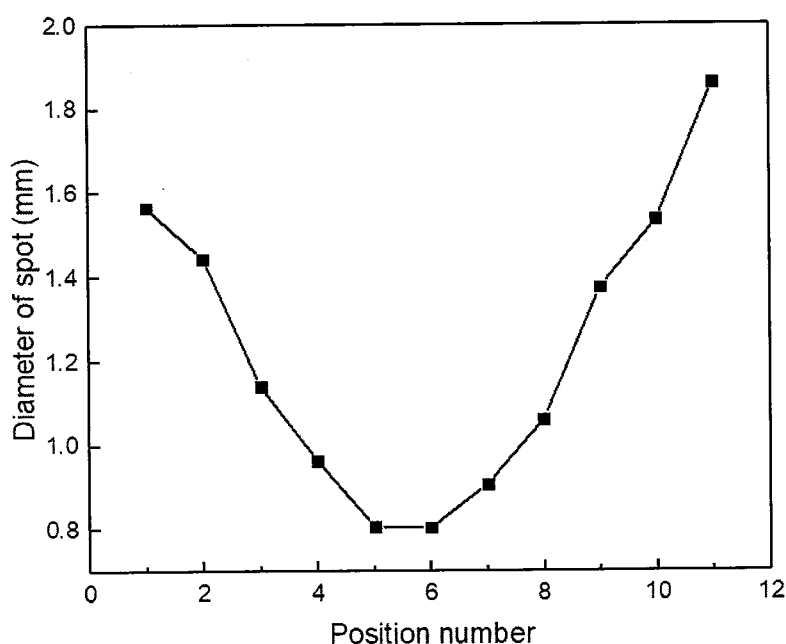


图 3.5 光斑在不同测量位置的直径

Figure 3.5 Diameter of spot at different positions

3.1.3 铷激光器的实验方案

图 3.6 是实现铷激光输出的实验装置图。基于厘米巴条的 VBG 外腔 LD 输出的波长为 780.24 nm、线宽为 0.13 nm，最大平均功率可达到 30 W。连续的 LD 被重频 200 Hz、占空比 10% 的斩波器 (Thorlabs, Inc., Model: MC2000) 调制成脉冲形式输出，被光束整形系统整形后，由焦距 $f=86\text{ mm}$ 离轴抛物镜 (M_2) 聚焦后直接泵浦铷蒸气。足量的铷蒸气与 80 kPa 的甲烷 (CH_4) 混合在一个通光长度为 8 mm 的铷气室内，该气室两个窗口的平行度 $<0.1\text{ mrad}$ ，放置铷气室的温控炉温度在 157.5°C 。 CH_4 作为缓冲气体，它可以加宽铷原子的吸收光谱，还可以加快 $^2\text{P}_{3/2}$ 能级上的粒子向 $^2\text{P}_{1/2}$ 能级弛豫的速率。为了降低两束激光通过蒸气室的损耗，将气室斜置使得泵浦光与铷激光与气室的所形成的入射角等于布儒斯特角，两束激光均为 p 偏振的线偏振光。

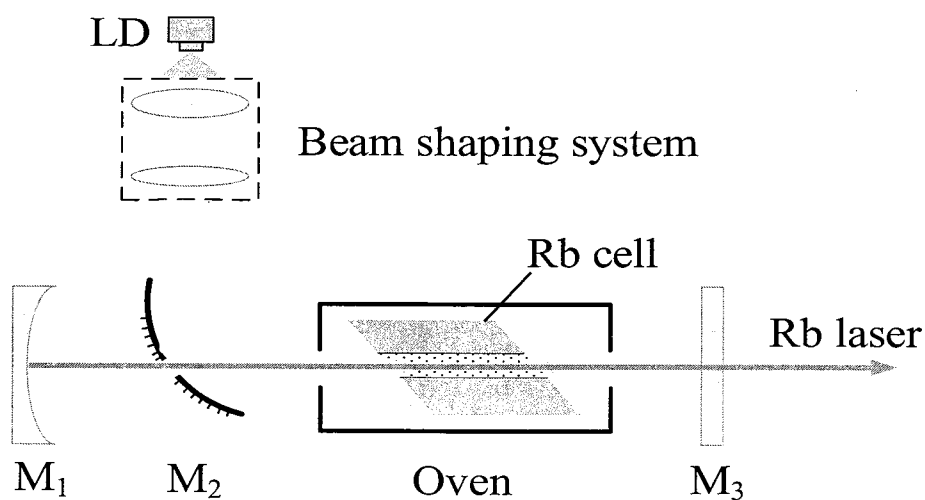


图 3.6 铷激光光路结构图

Figure 3.6 Schematic of Rb laser

当输出镜 M_3 的输出耦合率为 70% 时, 铷激光的输出功率与 LD 功率的关系如图 3.7 示, 铷激光的最大输出功率为 2.8 W, 斜率效率为 24.11%, 光光效率为 17.45%。铷激光的激光波长如图 3.8 所示, 铷激光的中心波长为 794.77 nm, 线宽为 0.09 nm。

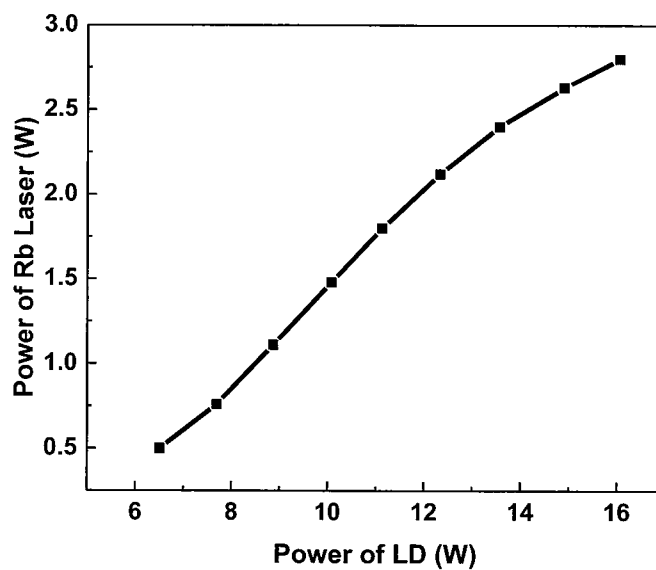


图 3.7 铷激光功率与 LD 功率的关系

Figure 3.7 Power of Rb laser versus power of LD

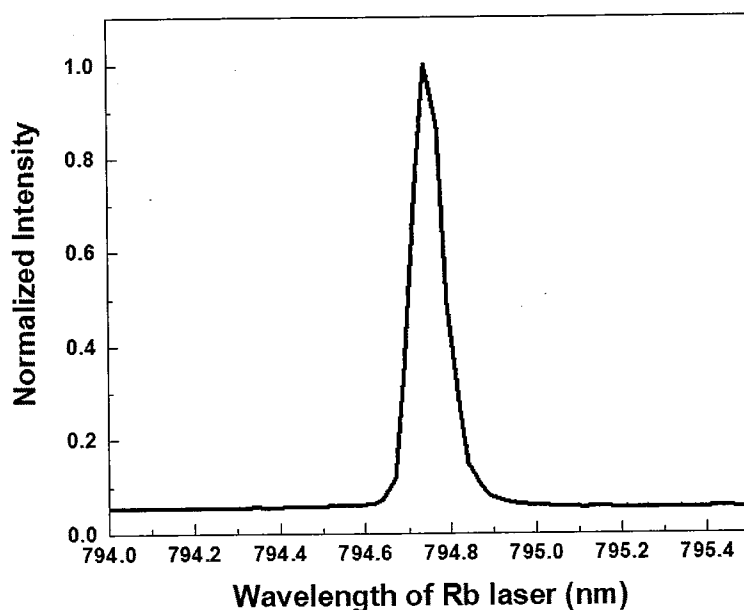


图 3.8 铷激光光谱图

Figure 3.8 Spectra of Rb laser

3.2 Nd:YVO₄ 的特性

自上世纪六十年代以来 Nd:YVO₄ 晶体作为激光器的工作物质, 并被广泛应用于固体激光器中。经过几十年的发展, 激光技术已经有了很大的提高, 激光器的种类也越来越多, 但是由于 Nd:YVO₄ 晶体具有宽吸收带、吸收系数大以及导热性好等特点, 它一直是固体激光器中最常用的增益介质。表 3.1 总结了 Nd:YVO₄ 晶体的物理特性及其对应的参数。由表 3.1 可知, Nd:YVO₄ 晶体的受激发射截面为 $25 \times 10^{-19} \text{cm}^2$, 是掺钕钇铝石榴石 (Nd:YAG) 晶体受激发射截面 ($2.8 \times 10^{-19} \text{cm}^2$) 的近十倍, 因此 Nd:YVO₄ 晶体具有低阈值的优势。

表 3.1 Nd:YVO₄ 晶体的物理参数

Table 3.1 Physical parameters of Nd:YVO₄ crystal

物理参数	数值
晶系	四方晶系
原子密度 (Nd ³⁺ 1.0-at%) [atoms/cm ³]	1.26×10 ²⁰
热传导系数(300K)[W/(cm*K)]	0.0523(∥ c);0.0510(⊥ c)
密度[g/cm ³]	4.22
热膨胀系数(300K)[×10 ⁻⁶ /K]	4.43(∥ c);11.37(⊥ c);
热色散系数(300K) (∂n/∂T)[×10 ⁻⁶ /K]	∂n _o /∂T = 8.5; ∂n _e /∂T = 3.0;
折射率(n, @1064nm)	n _o =1.9571; n _e =2.1650
吸收截面[cm ²]	2.7×10 ⁻¹⁹
泊松比ν	0.3
峰值吸收系数(@808nm)[cm ⁻¹]	34(∥ c);10(⊥ c)
受激发射截面(@1064nm)[×10 ⁻¹⁹ cm ²]	25
发射寿命(@1064nm) [μs]	90
增益线宽[nm]	0.8
努式硬度[kg/mm ²]	480

相比于其他正单轴晶体, Nd:YVO₄ 晶体具有较宽的吸收带宽, 其吸收光谱图如图 3.9 所示。从图中可以看出, Nd:YVO₄ 晶体的吸收带宽范围是 780 - 830 nm, 并且在该范围内存在多个吸收峰值。泵浦光在不同形式的偏振下, Nd:YVO₄ 晶体对泵浦光的吸收系数不一样。当以 σ 偏振的形式泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 即泵浦光的偏振方向与晶体 c 轴方向垂直 ($E \perp c$), Nd:YVO₄ 晶体共有四个吸收峰, 其中最主要的吸收峰在 809 nm 附近, 该吸收峰的半高宽约为 1 nm, 另外三个吸收峰分别在 801 nm、807 nm 和 812 nm 附近。当以 π 偏振的形式泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 泵浦光的偏振方向与 Nd:YVO₄ 晶体的 c 轴方向平行 ($E \parallel c$), 此时 Nd:YVO₄ 晶体的吸收光谱如图 3.9 红线所示, 晶体的吸收峰值在 808 nm 附近, 该吸收峰的半高宽约为 6 nm。与 Nd:YVO₄ 晶体其他吸收峰相比, Nd:YVO₄ 晶体对波长为 794.77 nm 的铷激光吸收系数不大, 这不利于 Nd:YVO₄ 激光的产生, 光光效率较低, 只有部分铷激光可以泵浦 Nd:YVO₄ 晶体产生 Nd:YVO₄ 激光, 因此腔内同时存在未被利用的铷激光和 Nd:YVO₄ 激光, 但这有利于铷激光与 Nd:YVO₄ 激光差频产生中红外激光。

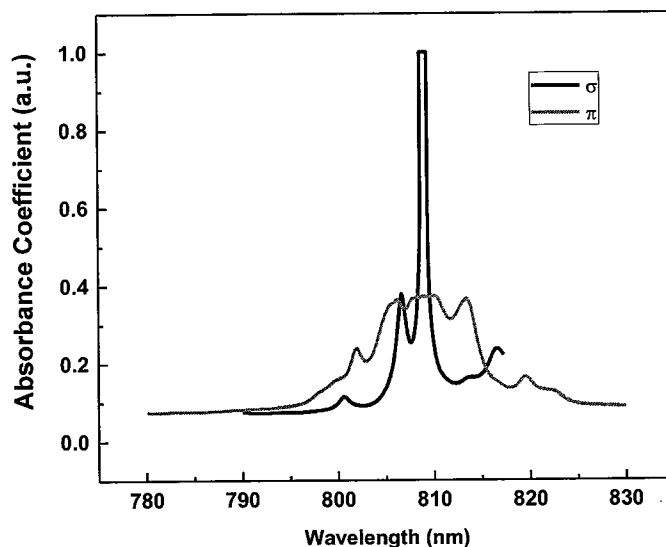


图 3.9 Nd:YVO₄ 晶体的吸收光谱

Figure 3.9 Absorption spectrum of Nd:YVO₄ crystal

3.3 信号光的实验设计

本实验采用的铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体以产生参量效应中所需的信号光，其能级图如图 3.10 所示。铷原子是一个三能级系统，Nd:YVO₄ 是一个四能级系统。处于基态能级 $^2S_{1/2}$ 的铷原子经 LD 泵浦后跃迁到 $^2P_{3/2}$ 能级上，到达该能级的铷原子主要以无辐射跃迁的形式迅速到达 $^2P_{1/2}$ 能级，随后处于亚稳态能级 $^2P_{1/2}$ 的铷原子以自发跃迁的形式回到基态能级并伴随铷激光的产生。通过铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体，将使处于基态能级 $^4I_{9/2}$ 的粒子泵浦跃迁到 $^4F_{5/2}$ ，到达该能级的粒子主要以无辐射跃迁的形式迅速到达 $^4F_{3/2}$ 能级，当粒子从 $^4F_{3/2}$ 能级跃迁至 $^4I_{11/2}$ 能级，会产生 Nd:YVO₄ 激光。

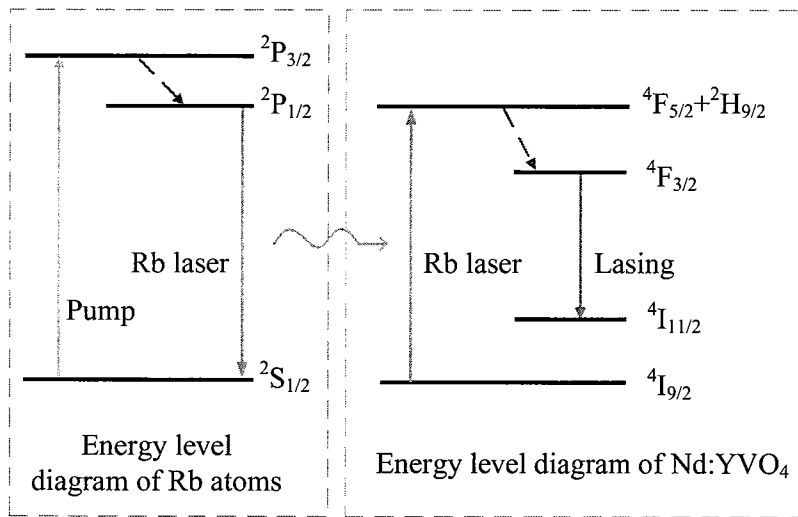


图 3.10 铷原子与 Nd:YVO₄ 的能级示意图

Figure 3.10 Energy levels diagram of Rb atoms and Nd:YVO₄

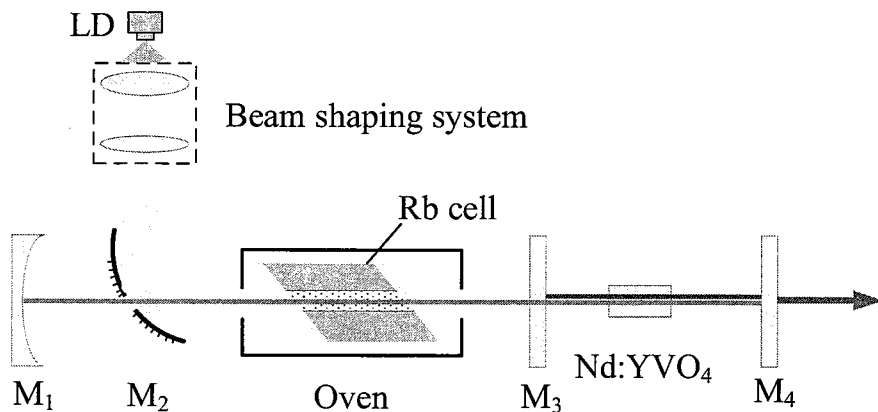


图 3.11 信号光的实验装置图

Figure 3.11 Schematic of signal laser

图 3.11 是实现信号光输出的实验装置图。其中 M_1 、 M_2 、LD 和铷蒸气气室的参数与第 3.1.3 节完全相同, M_3 是一面双色镜, 在其表面镀有对波长为 795 nm 增透 (透过率 > 99%)、对波长为 1064 nm 高反 (反射率 > 99.5%) 的膜。 M_4 作为近红外信号光的输出镜, 在其表面镀有对 1064 nm 激光的反射膜, 反射率为 97%。Nd:YVO₄ 晶体的掺杂浓度为 0.3-at%, 尺寸为 $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$, 沿着 a 轴切割, 其两端镀有对波长为 795 nm 和 1064 nm 的增透膜, 透过率 > 99.5%。由于本实验采用铷激光作为 Nd:YVO₄ 晶体的泵浦光, 对比 π 偏振与 σ 偏振这两种形式, 在铷激光的输出波长附近, 采用 π 偏振的形式泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 能提高泵浦光的转化效率, 确保最大限度地利用了铷激光的能量, 使晶体发生最强的受激辐射。为了降低 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应, 将其用铝箔包裹并置于铜块热沉中。

使用一块镀有 1064 nm 增透膜 (透射率 > 70%) 的窄带滤光片 (Thorlabs, Inc., Model: FL1064-10) 对输出的近红外信号光进行过滤后, 通过高分辨率光纤光谱仪 (Avantes, Model: AvaSpec-ULS3648) 测得光谱如图 3.12 所示, Nd:YVO₄ 激光的中心波长 1063.75 nm, 线宽 0.18 nm。铷激光作为一种气体激光器, 其线宽为 0.09 nm, 比半导体激光器窄, 因此通过铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 输出的线宽比较窄。

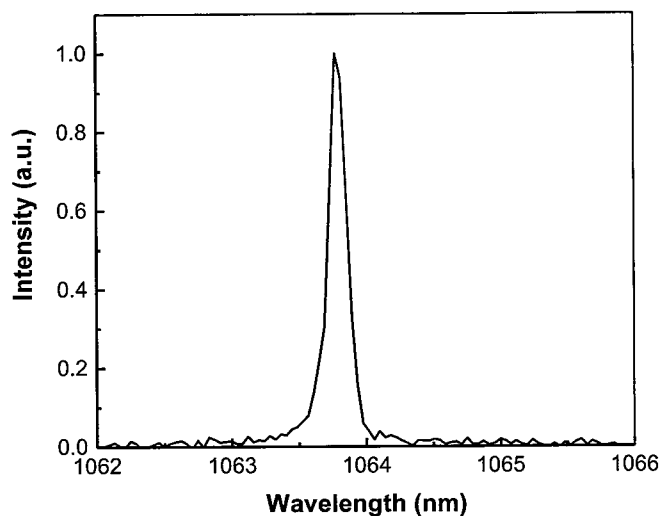


图 3.12 Nd:YVO₄ 激光的光谱图

Figure 3.12 Spectra of Nd:YVO₄ laser

如图 3.13 所示, 当 Nd:YVO₄ 晶体受到铷激光端面泵浦时, 其内部会产生大量的热量并且沿着通光方向形成温度梯度, 热量的累积与晶体受热不均会导致热

应力的改变,从而引起激光在晶体中折射率的改变,造成晶体的热透镜效应。此外,由于铷激光呈高斯分布,其束腰半径小于 Nd:YVO₄ 晶体的截面半径,激光增益在晶体内部分布不均匀,这加剧热透镜效应。Nd:YVO₄ 晶体热透镜效应的存在不利于谐振腔内的激光模式的稳定性,影响了激光器的输出性能,增加了光学损耗,降低了参量光的转换效率以及中红外激光的光束质量。

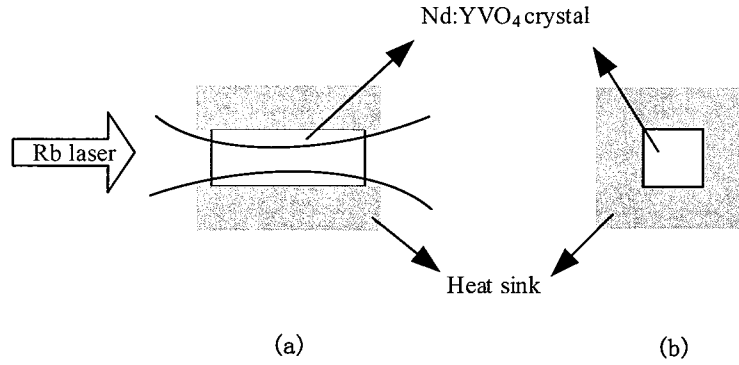


图 3.13 端面泵浦 Nd:YVO₄ 晶体的示意图

(a)侧面; (b)正面

Figure 3.13 Schematic of end-pumped Nd:YVO₄ crystal

(a) Side; (b) Front

为了提高参量光的转换效率,使铷激光与 1063.75 nm 激光之间实现模式匹配,应对 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应进行分析。在固体激光器的热透镜模型中,增益介质的热透镜焦距 f_T 与泵浦光的功率成反比, Nd:YVO₄ 晶体的热透镜焦距为^[49]

$$f_T = \frac{\pi K_c \omega_p^2}{0.3P(dn/dT)} \frac{1}{1 - \exp(-\alpha L)} \quad (3.5)$$

其中 K_c 为热导率, $K_c = 0.054 \text{ W/cmK}$, ω_p 为束腰半径, $\omega_p = 0.4 \text{ mm}$, P 为泵浦光的功率, dn/dT 为泵浦光的折射率随温度的变化率, $dn/dT = 4.7 \times 10^{-6} / \text{K}$, α 为泵浦光的吸收系数, $\alpha = 14.8 \text{ cm}^{-1}$, L 为 Nd:YVO₄ 晶体的长度, $L = 10 \text{ mm}$ 。由式(3.5)可得 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜焦距随泵浦光功率的变化如图 3.14 所示。从图中可以看出, Nd:YVO₄ 晶体的热透镜焦距与铷激光的功率成反比,在铷激光的功率较低时,由泵浦光引起的热透镜焦距较长,对腔内模式匹配影响较小。

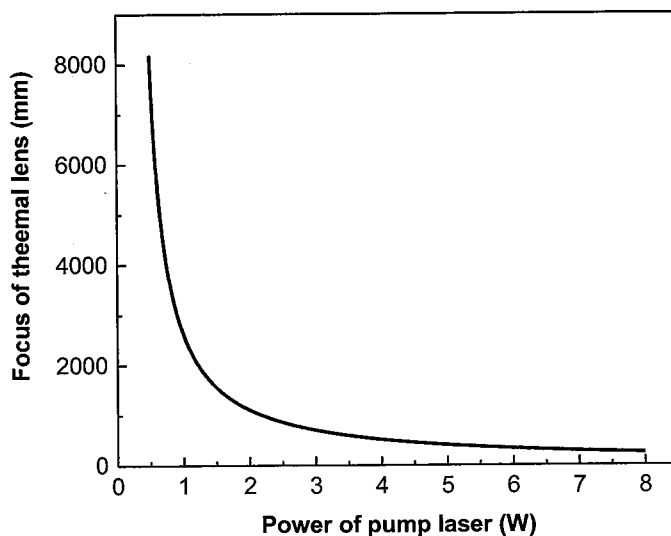


图 3.14 热透镜焦距与铷激光功率的关系

Figure 3.14 Focal length versus power of Rb laser

在差频效应中, 信号光与泵浦光是不可缺少的参量光, 一般使用两个独立的激光器, 分别作为信号光与泵浦光的光源, 将这两束参量光同时注入差频晶体中产生差频效应^[29, 31-33]。此外可利用一个激光器作为 OPO 的泵浦源, 通过 OPO 获得差频效应所需的信号光, 再将泵浦光与信号光耦合到差频晶体产生差频效应^[34-36]。本文提出基于 DPAL 级联泵浦 Nd:YVO₄ 晶体获得信号光, 由于 DPAL 采取直腔端面泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 这能够保证信号光与泵浦光共线传输, 便于将信号光与泵浦光同时注入 MgO:PPLN 晶体中, 能够提高参量光的转换效率。

3.4 参量光的差频设计

图 3.15 是实现中红外激光输出的实验装置图, 如图所示, 谐振腔系统由一面凹面镜 (M₁)、一面离轴抛物镜 (M₂) 和两个平面镜 (M₃ 和 M₄) 组成。M₁ 的曲率半径 $r = 1000$ mm, 其表面镀有对波长为 795 nm 激光的反射膜, 反射率 $R > 99.5\%$ 。为了耦合泵浦光和铷激光获得较好的光束质量, 在 M₂ 的中心开了一个直径为 2 mm 的通光小孔。M₃ 是一面双色镜, 在其表面镀有对波长为 759 nm 增透 (透过率 $> 99\%$)、对波长为 1064 nm 高反 (反射率 $> 99.5\%$) 的膜。M₄ 是输出镜, 它与 M₁ 形成铷激光的谐振腔, 与 M₃ 形成 Nd:YVO₄ 激光的谐振腔, 在

其表面镀有对波长为 $3.1\text{--}3.9\mu\text{m}$ 增透（透过率 $>95\%$ ）、对波长为 795 nm 和 1064 nm 高反（反射率 $>99.5\%$ ）的膜。

由于 MgO:PPLN 晶体具有较高的有效非线性系数，使用其作为差频效应中的非线性晶体，能够增加参量光的转化效率。该晶体尺寸为 $50\times 9.5\times 1\text{ mm}^3$ ，具有四个与通过方向平行的极化周期（ $22.1\mu\text{m}$, $22.0\mu\text{m}$, $21.8\mu\text{m}$, $21.6\mu\text{m}$ ）。为了降低参量光通过非线性晶体的损耗，在其两个端面镀有对波长为 795 nm 、 1064 nm 和 3144 nm 的增透膜。分别将铷气室和 MgO:PPLN 晶体放在两个控温精度为 0.1°C 的温控炉内，其中放置铷蒸气气室的第一温控炉温度为 157.5°C ，放置 MgO:PPLN 晶体的第二温控炉工作温度可以从室温调至 120°C 。

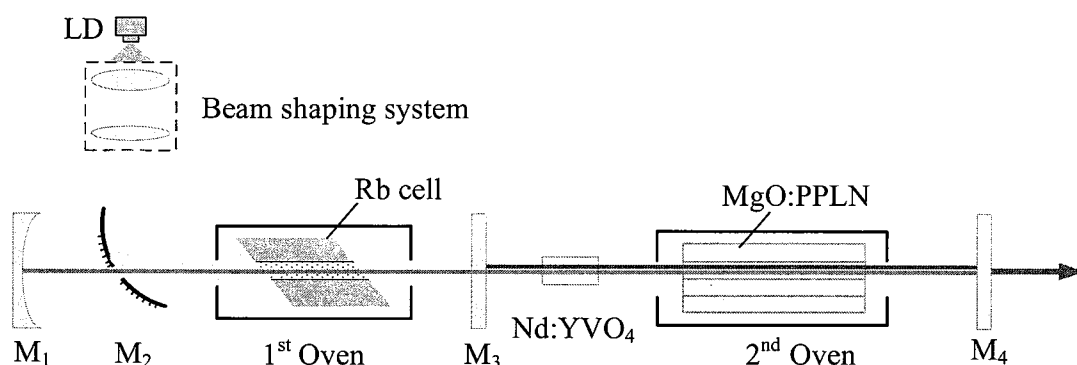


图 3.15 实现中红外激光输出的实验装置图

Figure 3.15 Schematic of generating mid-IR

在差频过程中，会产生三个可见的寄生光斑，它们分别是两束参量光的倍频效应与和频效应产生的光斑，可以根据这三个光斑是否重合来判断 Nd:YVO_4 激光与铷激光是否共线。如图 3.16 所示，为了便于观察，利用美国索雷博生产的等边色散棱镜(型号:PS853)使出射光产生色散，即可区分三个寄生光斑。如图 3.17 所示，左侧绿色光斑是由波长为 1064 nm 的信号光倍频产生的，右侧紫色光斑是波长为 795 nm 的泵浦光倍频产生的，中间蓝色光斑是由信号光与泵浦光和频产生的。

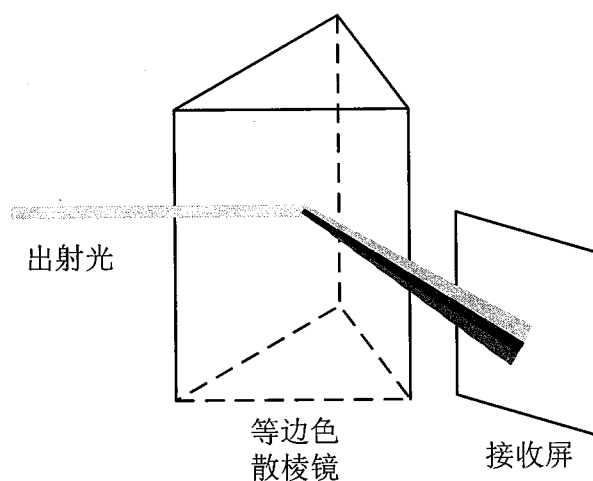


图 3.16 棱镜分光示意图

Figure 3.16 Schematic of dispersing laser by prism

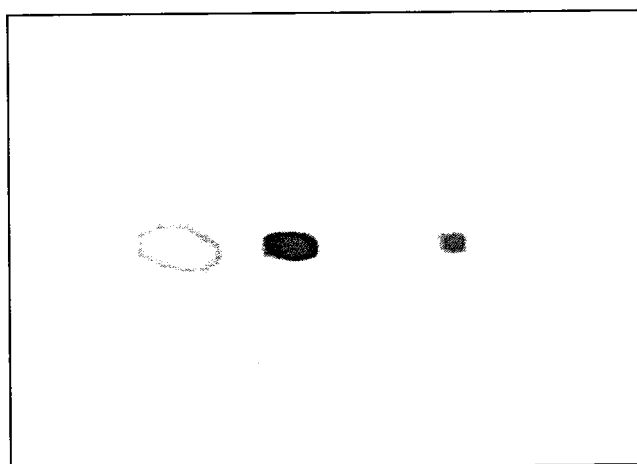


图 3.17 参量光和频效应与倍频效应的光斑

Figure 3.17 Spots of SFG and SHG

确保泵浦光与信号光共线后,将它们同时射入MgO:PPLN晶体的第二通道,两束参量光在该通道发生差频效应并产生中红外激光。如图3.18所示,波长为780 nm的LD泵浦铷蒸气,输出波长为794.77 nm铷激光,一部分铷激光作为DFG的泵浦光,另一部分铷激光级联泵浦Nd:YVO₄晶体产生波长为1063.75 nm信号光,泵浦光和信号光在MgO:PPLN晶体中发生差频效应,最终实现中红外激光输出。

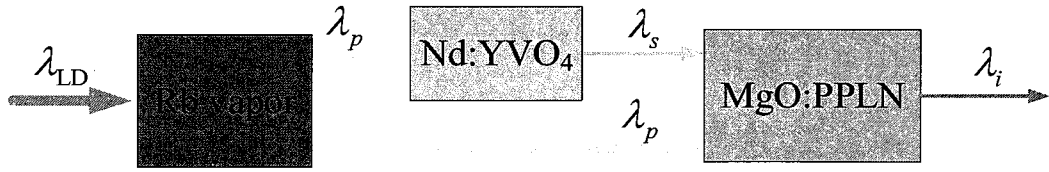


图 3.18 差频示意图

Figure 3.18 Schematic of DFG

由于差频效应满足能量守恒，则有

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (3.6)$$

其中 λ_p 、 λ_s 和 λ_i 分别是泵浦光、信号光和闲频光的波长。根据前文讨论可知泵浦光的波长 $\lambda_p = 794.77 \text{ nm}$ ，信号光的波长 $\lambda_s = 1063.75 \text{ nm}$ ，故最终输出闲频光波长为 $\lambda_i = 3149.09 \text{ nm}$ 。

对式(3.6)微分，可以得到闲频光的线宽为

$$\Delta\lambda_i = \left| \frac{\lambda_s^2 \Delta\lambda_p - \lambda_p^2 \Delta\lambda_s}{(\lambda_s - \lambda_p)^2} \right| \quad (3.7)$$

其中 $\Delta\lambda_p$ 和 $\Delta\lambda_s$ 分别是泵浦光和信号光的线宽。从式(3.7)可以看出，闲频光的线宽 $\Delta\lambda_i$ 与泵浦光的线宽 $\Delta\lambda_p$ 和信号光的线宽 $\Delta\lambda_s$ 有关，在泵浦光和信号光的线宽都比较窄的情况下，才能获得窄线宽的信号光。在本实验中，泵浦光是铷激光，其线宽为 $\Delta\lambda_p = 0.09 \text{ nm}$ ，信号光是铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体产生的近红外激光，其线宽为 $\Delta\lambda_s = 0.18 \text{ nm}$ ，代入式(3.7)可得闲频光的线宽 $\Delta\lambda_i = 0.16 \text{ nm}$ 。

相比于使用其他泵浦源获得中红外激光^[25-27, 33]，由于铷激光的线宽窄，利用其作为差频效应的泵浦光可直接输出线宽为 0.16 nm 的中红外激光输出，不需要再使用压窄线宽的技术手段或者实验仪器对输出的中红外进行压窄，避免参量光的损耗。

为了消除铷激光与 Nd:YVO₄ 激光对输出功率的影响，提高测量输出功率的准确性，在高灵敏度热电堆功率计探头（Coherent, Inc., Model: PS19）前安装一面与 M₄ 镀膜一样的镜子。当晶体的工作温度稳定在 32°C 时，由差频效应产生

的闲频光功率与铷激光功率的关系如图 3.19 所示, 黑色方块是实际测量的结果, 黑色虚线是进行线性拟合的结果。当铷激光功率为 9.33 W 时, 可以获得 3.74 mW 的输出功率, 斜率效率为 0.047%。

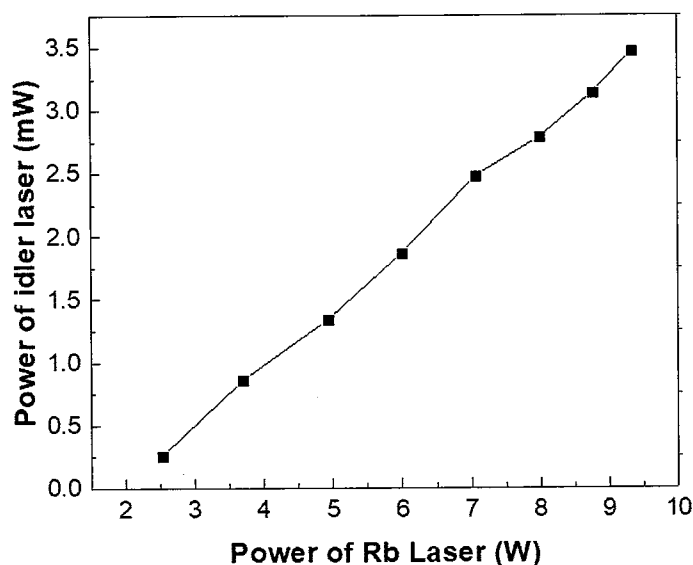


图 3.19 闲频光功率与铷激光功率的关系

Figure 3.19 Power of idler laser versus power of Rb laser

3.5 小结

本章主要介绍了差频效应中各参量光的光路结构。首先介绍了铷激光的光路结构, 基于厘米巴条的 VBG 外腔 LD 通过离轴抛物面镜聚焦, 其光斑位于铷蒸气室内, LD 泵浦铷蒸气实现铷激光输出, 铷激光的波长为 794.77 nm、线宽为 0.09 nm。然后介绍了 Nd:YVO₄ 晶体的物理特性, 铷激光位于 Nd:YVO₄ 晶体的吸收峰内, 对比 Nd:YVO₄ 晶体的 π 偏振与 σ 偏振这两种形式, 采用 π 偏振的形式泵浦 Nd:YVO₄ 晶体, 能提高泵浦光的转化效率, 利用铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体输出波长为 1063.75nm、线宽为 0.18 nm 的近红外激光。最后介绍了泵浦光和信号光在 MgO:PPLN 晶体差频获得闲频光, 并对闲频光的线宽进行了理论分析, 分析表明闲频光的线宽与泵浦光和信号光线宽有关, 窄线宽铷激光和 Nd:YVO₄ 激光作为差频效应的泵浦光和信号光, 能够实现窄线宽的中红外激光。此外, 还分析了铷激光端面泵浦 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应, 结果表明, 热透镜焦距与泵浦光功率成反比。为了便于参量光的共线, 设计了一个直腔将泵浦光与信号光

同时注入 MgO:PPLN 晶体，最终实现窄线宽中红外激光，当铷激光功率为 9.33 W 时，中红外激光的功率为 3.74 mW，斜率效率为 0.047%。

第4章 差频技术产生中红外激光的技术研究

4.1 腔内模式的分析

如图 4.1 所示, 铷激光的谐振腔是一个平凹腔, 由曲率半径为 $r = 1000 \text{ mm}$ 的凹面镜 M_1 与平面镜 M_4 组成, 腔长为 350 mm 。Nd:YVO₄ 激光和中红外激光的谐振腔是平平腔, 由三色镜 M_3 与平面镜 M_4 组成, 腔长为 155 mm 。 $l_1 = 150 \text{ mm}$, 它是铷蒸气气室到凹面镜 M_1 的距离; $l_2 = 35 \text{ mm}$, 它是铷蒸气气室到三色镜 M_3 的距离; $l_3 = 15 \text{ mm}$, 它是双色镜 M_3 到 Nd:YVO₄ 晶体中心的距离; $l_4 = 40 \text{ mm}$, 它是 Nd:YVO₄ 晶体中心位置到 MgO:PPLN 晶体的距离; $l_5 = 40 \text{ mm}$, 它是 MgO:PPLN 晶体到输出镜 M_4 的距离; $l_{\text{cell}} = 1.15 \text{ mm}$, 它是铷蒸气气室材料的厚度, $l_{\text{Rb}} = 8 \text{ mm}$, 它是铷蒸气气室沿着通过方向的长度; $L = 50 \text{ mm}$, 它是 MgO:PPLN 晶体沿着通过方向的长度。

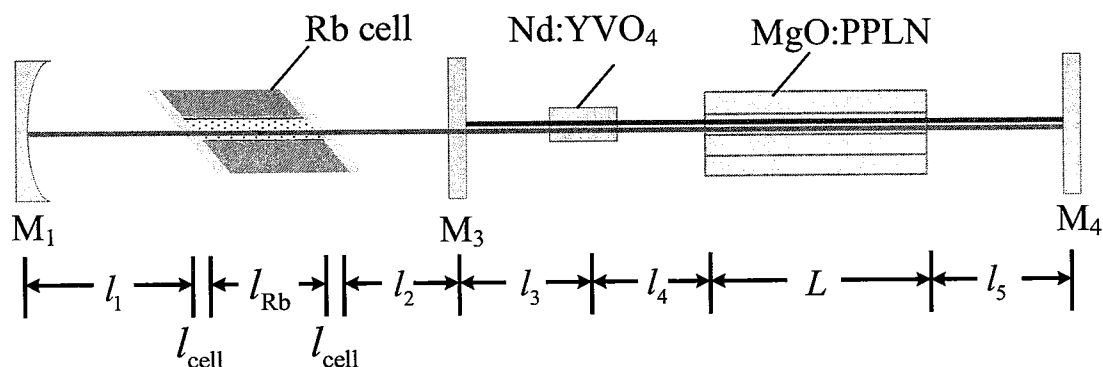


图 4.1 谐振腔示意图

Figure 4.1 Schematic structure of resonator

由于铷激光的谐振腔由凹面镜 M_1 与平面镜 M_4 构成, 三色镜 M_3 对铷激光高透, 故铷激光在谐振腔内往返传输一周对应的传输矩阵为

$$\begin{aligned}
 M_{\text{Rb}} = & \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{795} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{795} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_T & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 + l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{cell}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{Rb}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{cell}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{cell}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{Rb}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_{\text{cell}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{\text{cell}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 + l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_T & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{795} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{795} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

其中, 式(4.1)中 n_{795} 为铷激光在 MgO:PPLN 晶体的折射率, 可通过式(2.30)和(2.31)

求得 $n_{795}=2.1703$; 本实验的铷蒸气气室由石英玻璃所制, 故可取 $n_{\text{cell}}=1.45$ 。

由于 Nd:YVO₄ 激光和中红外激光由三色平面镜 M₃ 与平面镜 M₄ 构成, 故 Nd:YVO₄ 激光和中红外激光在谐振腔内往返传输一周对应的传输矩阵为

$$\begin{aligned}
 M_{1064} = & \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{1064} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{1064} \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_T & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_T & 1 \end{bmatrix} \\
 & \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_{1064} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1/n_{1064} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \quad (4.2)$$

其中式(4.2)中 n_{1064} 为 Nd:YVO₄ 激光在 MgO:PPLN 晶体的折射率, 可通过式(2.30)

和(2.31)求得 $n_{1064}=2.1502$ 。

当所设计的谐振腔结构满足振荡的自恰条件

$$\left| \frac{A_i + D_i}{2} \right| \leq 1 \quad (4.3)$$

其中 A_i ($i=1,2,3$) 和 D_i 是参量光在谐振腔往返传输一次传输矩阵 $\begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix}$ 的元

素。

激光谐振腔受到 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应影响后, 参量光在谐振腔输出镜 M₄ 上 TEM₀₀ 模束腰半径为^[50]

$$\omega_0 = \frac{\left(\frac{\lambda}{\pi}|B|\right)^{1/2}}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/4}} \quad (4.4)$$

根据高斯光束在谐振腔内传播其光斑半径的表达式,可以得到参量光在谐振腔内不同位置的光斑半径

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (4.5)$$

其中 z 是参量光的传输距离,其起点是输出镜 M_4 。

根据图 3.14 知,当铷激光的功率为 2 W 时, Nd:YVO₄ 晶体的热透镜焦距约为 2600 mm,代入谐振腔的结构参数,可以算出各种参量光在谐振腔内不同位置的光斑半径。如图 4.2 所示, Nd:YVO₄ 激光 TEM₀₀ 模的光斑半径约为 0.44 mm,它是铷激光 TEM₀₀ 模光斑半径的 1.4 倍。图 4.2 中的插图是 LD 与铷激光 TEM₀₀ 模在铷气室内的光斑半径,其中黑色的点线是利用刀口法测量 LD 聚焦光斑半径所得数据,光斑半径约为 0.40 mm,是铷激光光斑半径的 1.17 倍。当 LD 的功率为 14.9 W 时,大约 50% 的 LD 功率被铷蒸气气室吸收,在输出耦合率为 30% 时,铷激光的输出功率为 3.16 W。从上述结果可以看出,差频效应中基频光的模式匹配能够实现中红外激光输出。

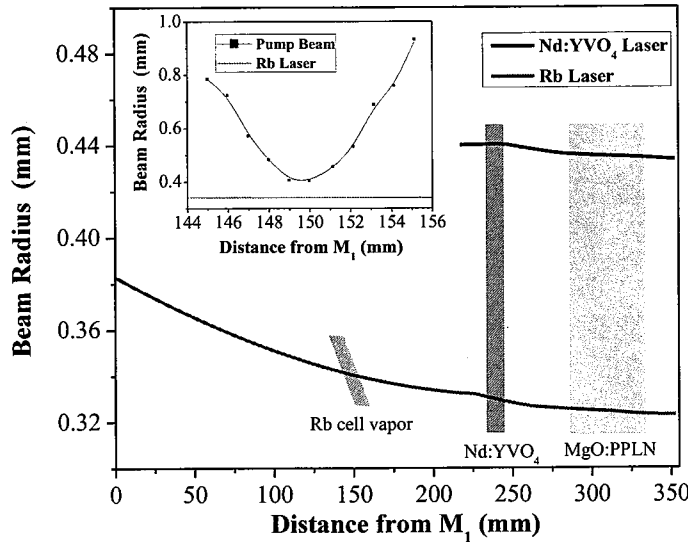


图 4.2 参量光腔内的光斑半径

Figure 4.2 The beam radius of lasers in the cavity

4.2 允许参量的分析

差频效应是指两个频率分别为 ω_s 和 ω_p 的单色光同时入射到非线性晶体中，由于二阶非线性作用，将产生频率为 ω_i 的单色光。在差频效应中，单谐振增益为

$$G(L) = \frac{|E_i(L)|^2}{|E_i(0)|^2} - 1 \approx \frac{2\omega_s\omega_i d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_s n_i n_p \varepsilon_0 c^3} L^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)}{\frac{\Delta k L}{2}} \right]^2 \quad (4.6)$$

其中： ω_s 和 ω_p 分别是信号光和泵浦光的频率， d_{eff} 为非线性晶体的有效非线性系数， I_p 为泵浦光的强度， ε_0 为真空介电常数， c 为真空中的光速， L 为非线性晶体的长度， Δk 为相位失配量， n_s 、 n_i 和 n_p 分别是信号光、闲频光和泵浦光在 MgO:PPLN 晶体中的折射率，利用式(2.30)和(2.31)可以计算参量光的折射率。

由式(4.6)知，在参量光和非线性晶体的物理特性等参数确定时，差频效应的转化效率与相位失配量 Δk 有关。特别地，在理想的差频效应中，相位失配 $\Delta k=0$ ，此时参量光的转化效率最大。但是在实际差频效应中，参量光的线宽和发散角以及非线性晶体不同的极化周期和工作温度都会造成相位失配量 Δk 。当相位失配量 Δk 满足

$$G(L) \geq \frac{1}{2} G_{\text{max}}(L) \quad (4.7)$$

即当参量光的转换效率达到最优转换效率的一半以上时，虽然参量效应中存在相位失配，但可以认为参量光的相位失配量在允许范围内，此时称这个相位失配量 Δk 为匹配宽度，满足匹配宽度的参量称为允许参量。由式(4.6)和(4.7)可得

$$\frac{\Delta k L}{2} \leq 0.4429\pi \quad (4.8)$$

4.2.1 晶体工作温度的接受带宽

考虑 MgO:PPLN 晶体工作温度对极化周期的影响时，根据式(2.30)和(2.31)可求，参量光的折射率受晶体温度的影响，如图 4.3 所示。从图中可以看出，当 MgO:PPLN 晶体的工作温度一定时，参量光在 MgO:PPLN 晶体的折射率随着波长的增加而减少。当参量光的波长一定时，参量光在 MgO:PPLN 晶体的折射率

随着晶体的工作温度增加而增加,因此非线性晶体工作温度的变化会破坏参量光的相位匹配。

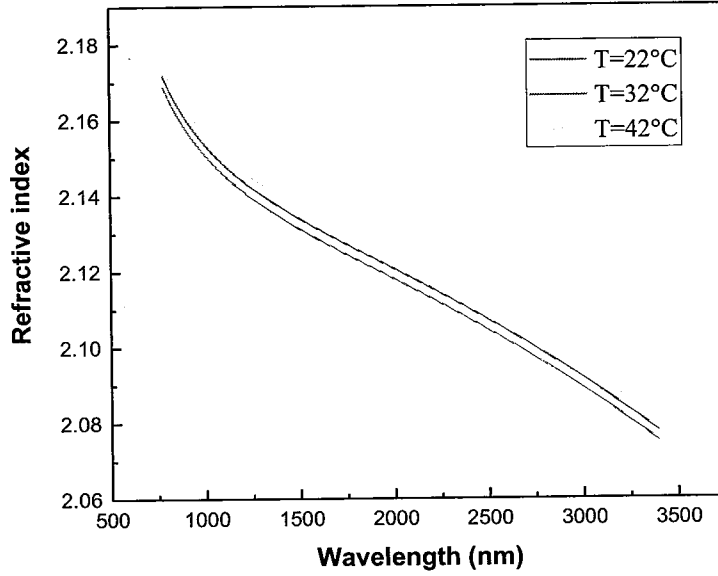


图 4.3 波长的折射率与晶体温度的关系

Figure 4.3 Refractive of laser versus temperature of crystal

当 MgO:PPLN 晶体的工作温度发生变化时,相位失配量 Δk 与参量光的波矢 $k_p(T)$ 、 $k_s(T)$ 、 $k_i(T)$ 和晶体温度变化引起的相位偏移量 $k_m(T)$ 有关,则

$$\Delta k(T) = k_p(T) - k_s(T) - k_i(T) - k_m(T) = 2\pi \left[\frac{n_p(T)}{\lambda_p} - \frac{n_s(T)}{\lambda_s} - \frac{n_i(T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right] \quad (4.9)$$

其中, $\Lambda(T) = \Lambda(T_0)[1 + \alpha(T - T_0)]$, Λ 是晶体的极化周期, α 为非线性晶体的热膨胀系数。由于在本次实验中,晶体工作温的变化范围(30 - 34°C)很小,故晶体热膨胀所引起的相位失配量的该变量可忽略不计。因此造成参量光相位失配的主要原因是晶体工作温度的变化使参量光在晶体中的折射率发生变,此时相位失配量的表达式为

$$\Delta k(T) = k_p(T) - k_s(T) - k_i(T) - k_m(T) = 2\pi \left[\frac{n_p(T)}{\lambda_p} - \frac{n_s(T)}{\lambda_s} - \frac{n_i(T)}{\lambda_i} \right] \quad (4.10)$$

当晶体的长度 $L=50\text{mm}$ 时,假设在差频效应中,泵浦光和信号光的波长分别为 $\lambda_p = 795\text{nm}$ 和 $\lambda_s = 1064\text{nm}$,则由式(4.6)和(4.10)可得到,晶体温度与归一化的输出功率如图 4.4 中蓝色曲线所示,当参量光的转换效率降至最大值的一半时,

晶体的工作温度为 30.68℃ 和 33.36℃，根据理论计算可得晶体温度的可接受带宽为 2.68℃。

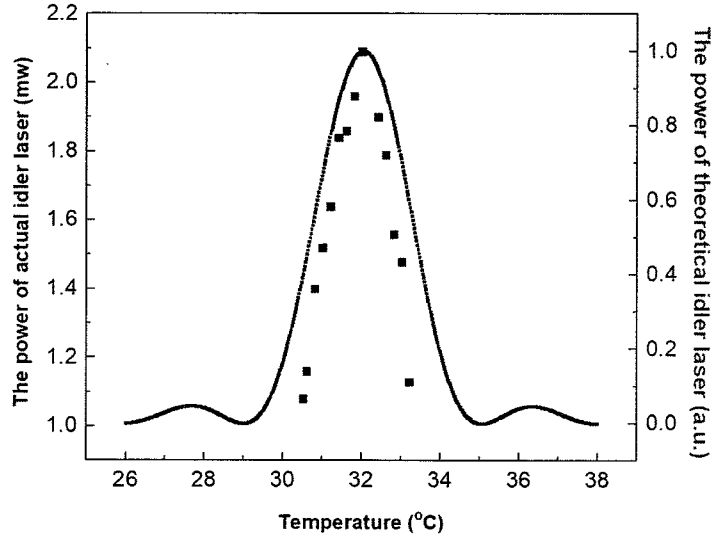


图 4.4 闲频光的功率与晶体温度的关系

Figure 4.4 Power of idler laser versus temperature of crystal

当 LD 功率为 12 W 时，调节晶体的工作温度，测得晶体在不同工作温度的输出功率如图 4.4 黑色的点所示。从图中可以看出，当 MgO:PPLN 晶体的温度为 32℃，输出的最大功率为 2.09 mW。当输出功率降到最大输出功率一半时，晶体的工作温度为 30.5℃ 和 33.2℃，实际中晶体温度的可接受带宽为 2.7℃。图 4.4 中实验数据与理论计算结果高度吻合。

4.2.2 泵浦光的允许线宽

在差频效应中，泵浦光并不是严格的单色光，始终存在一定的线宽，这就导致了相位失配，从而影响参量光的转换效率。在考虑泵浦光的线宽对相位失配的影响时，我们假设闲频光为理想的单色光，晶体工作温度等不变，则相位失配量为

$$\Delta k(\lambda_p) = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right) \quad (4.11)$$

当晶体的长度为 50 mm 时，由式(3.6)、(4.6)、(4.11) 可以得到闲频光的功率与泵浦光的波长的关系如图 4.5 所示。由图可知，虽然泵浦光的折射率会受晶体温度影响，从而导致相位失配，但是晶体的工作温度对泵浦光影响并不明显，当

晶体工作温度分别为 $T_1 = 20^\circ\text{C}$ 、 $T_2 = 60^\circ\text{C}$ 和 $T_3 = 100^\circ\text{C}$ ，泵浦光的接受线宽分别为 $\Delta\lambda_{p1} = 0.1790\text{nm}$ 、 $\Delta\lambda_{p2} = 0.1765\text{nm}$ 和 $\Delta\lambda_{p3} = 0.1745\text{nm}$ 。铷激光的线宽为 0.09nm ，满足差频效应中泵浦光线宽的要求。

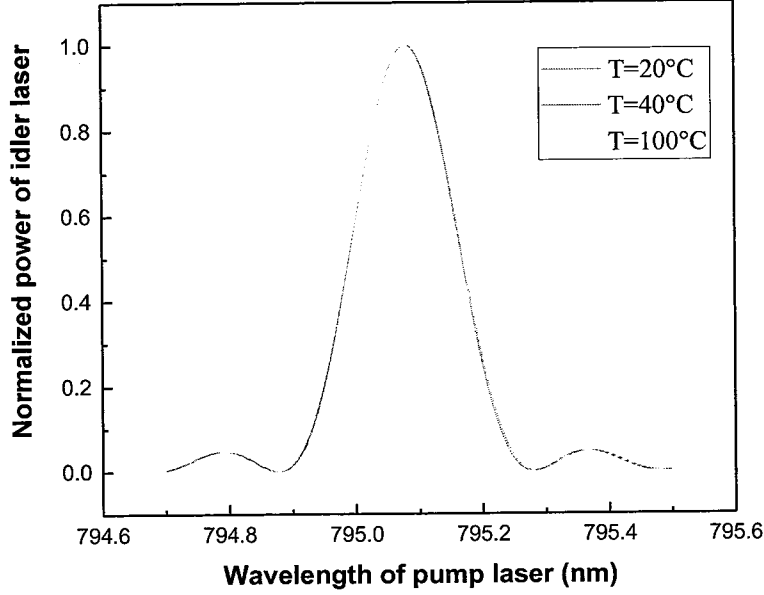


图 4.5 闲频光的功率与泵浦光波长的关系

Figure 4.5 The power of idler laser versus wavelength of pump laser

4.2.3 晶体极化周期允许的误差

考虑极化周期允许误差 $\Delta\Lambda$ ，此时相位失配量 Δk 与参量光的波矢 k_p 、 k_s 和 k_i 无关，则

$$\Delta k(\Lambda) = k_p - k_s - k_i - k_m = k_p - k_s - k_i - \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (4.12)$$

其中 m 为准相位匹配阶数，一般取 $m=1$ 。式(4.12)两边对 Λ 求导得

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \Lambda} = \frac{2\pi}{\Lambda^2} \quad (4.13)$$

设相位失配参数方程 $\Delta k(\xi, \lambda)$ ，将其用泰勒级数展开为

$$\Delta k(\xi, \lambda) = (\xi - \xi_0) \frac{\partial \Delta k}{\partial \xi} + (\lambda - \lambda_0) \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda} + \frac{1}{2} (\xi - \xi_0)^2 \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \xi^2} + \dots \quad (4.14)$$

其中： ξ 为半高宽， λ 为波长。只考虑参数 ξ 对相位失配量 Δk 的影响，可忽略高阶项，则

$$\xi - \xi_0 = \Delta k(\xi, \lambda) \left| \frac{\partial \Delta k}{\partial \xi} \right|^{-1} \quad (4.15)$$

由式(4.8)与(4.15)可得到允许半高宽

$$\Delta \xi = 2(\xi - \xi_0) = \frac{5.57}{L} \left| \frac{\partial \Delta k}{\partial \xi} \right|^{-1} \quad (4.16)$$

由式(4.13)与(4.16)可得允许极化周期误差为

$$\Delta \Lambda = \frac{0.887 \Lambda^2}{L} \quad (4.17)$$

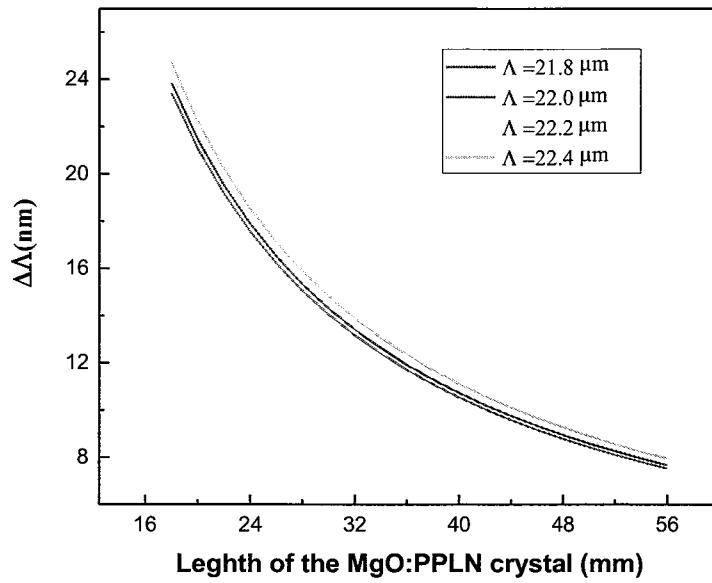


图 4.6 允许周期误差与晶体长度的关系

Figure 4.6 Acceptance width of period versus the length of the crystal

如图 4.6 所示, 晶体极化周期的允许误差与晶体的通光长度成反比, 随着晶体通光长度的增加, 极化周期所允许的误差越小, 对晶体制作工艺的要求越高。此外, 晶体极化周期的允许误差还与极化周期的二次方成正比, 当所选用的极化周期越小, 对晶体制作工艺的要求越高。本实验使用的 MgO:PPLN 晶体具有四个并列的通光通道, 它们的极化周期分别是 22.1 μm、22.0 μm、21.8 μm 和 21.6 μm, 每个通光通道的长度均为 50 mm。由图 4.6 所知, 当选取第二通道, 所允许的误差为 8.586 nm。

当铷激光功率为 9.33 W 时, 仅仅可以获得 3.74 mW 的输出功率, 斜率效率为 0.047%, 参量光的转换效率相对较低, 其中一个原因是非线性晶体没有达到最优的技术指标。非线性晶体的极化周期误差、占空比等物理特性是决定参量光转换效率的重要因素之一, 例如晶体中的最优占空比为 50%, 即晶体铁电畴的自发极化方向呈周期性改变, 相邻两正负极铁电畴的宽度为 1:1, 则能实现参量光转换效率最大化^[43]。利用 3D 光学显微镜 (Bruker Corp., Model: ContourGT-K1) 观察本实验中所使用的 MgO:PPLN 晶体, 当放大倍数为 50 倍时, 其结构如图 4.7 所示。从图中可以看出, 相邻两正负极铁电畴的平均宽度分别约为 $13.16\mu\text{m}$ 和 $8.81\mu\text{m}$, 宽度比为 1.49:1, 与最优占空比相差较大, 严重限制了参量光的转换效率。此外, 相邻两正负极铁电畴的平行度较差, 铁电畴的分界线并不是准直的直线, 这是导致参量光转化率较低的另一原因。

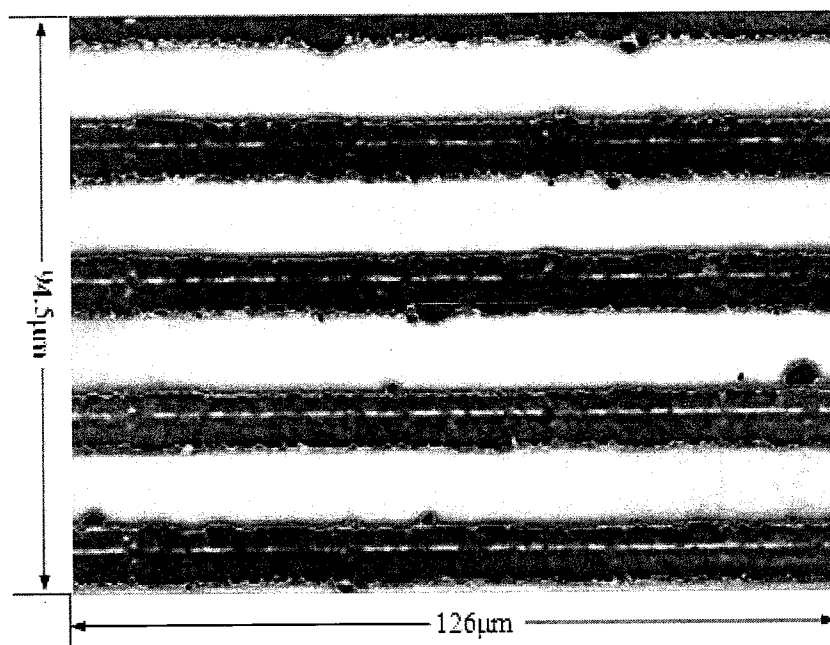


图 4.7 MgO:PPLN 晶体铁电畴的结构示意图

Figure 4.7 The ferroelectric domain structures of the MgO:PPLN crystal

4.3 小结

本章首先计算出谐振腔 ABCD 的传输矩阵, 分别计算了谐振腔内各参量光的光斑大小, 结果表明腔内参量光的模式匹配能够实现中红外激光输出。基于准

相位匹配理论，分析了差频效应的允许参量，包括晶体工作温度的接收带宽、泵浦光的允许线宽和晶体极化周期的允许误差。关于晶体工作温度的接收带宽，实验数据与理论计算结果高度吻合表明该实验中确实存在差频效应并输出了中红外激光；关于泵浦光的允许线宽，铷激光的线宽为 0.09 nm，满足差频效应对允许线宽的要求；关于晶体极化周期的允许误差，由于非线性晶体制作工艺存在缺陷，晶体正负铁电畴分布不均匀，极化周期的误差较大，这限制了参量光的转换效率。

第5章 总结与展望

本文开展了基于碱金属激光器的窄线宽中红外差频技术的理论及实验研究,获得了波长为 3149.09 nm 的窄线宽中红外激光输出。研究成果主要有以下几个方面:

1. 首先分析了参量光发生差频的过程,基于耦合波方程建立了参量光转换效率的计算模型,从模型中可以看出,影响参量光转换效率的主要因素是参量光之间的相位失配量。当 DFG 的泵浦光为 DPAL 时,讨论了中红外激光的调谐特性,并分析了晶体在不同工作温度时,使参量光满足相位匹配的极化周期。

2. 设计并搭建了差频效应中泵浦光的光路。采用厘米巴条的 VBG 搭建外腔压窄 LD 的线宽,实现输出波长为 780.24 nm、线宽为 0.13 nm 的半导体激光,经离轴抛物面镜聚焦后泵浦铷蒸气,可以获得输出波长为 794.77 nm、线宽为 0.09 nm 的铷激光。

3. 设计并搭建了差频效应中信号光的光路。铷激光采用端面泵浦的方式泵浦 Nd:YVO₄ 晶体,最终获得输出波长为 1064.67 nm、线宽为 0.24 nm 的 Nd:YVO₄ 激光。对铷激光泵浦 Nd:YVO₄ 晶体进行了进一步研究,分析了在端面泵浦的形式,由 Nd:YVO₄ 晶体受热不均导致的热透镜效应,并得到了热透镜焦距随着铷激光功率的变换关系。

4. 设计并搭建了参量光差频的光路。为了便于参量光共线传输,采用直腔形式,通过 ABCD 矩阵,分析了谐振腔各参量光的模式。在参量光发生差频效应过程中,除了获得中红外激光外,还出现了参量光倍频、参量光和频的寄生光斑。

5. 对基于准相位匹配技术的腔内差频进行了理论分析。以准相位匹配为理论依据,定义了允许参量,包括泵浦光的允许线宽、晶体工作温度的接受带宽和晶体极化周期的允许误差,定量分析了允许参量对参量光转换效率的影响。结果表明,本实验中铷激光的允许线宽满足实验要求;晶体工作温度的理论接受带宽与实际接收带宽高度吻合,这说明存在差频效应;非线性晶体极化周期的误差较大,虽然能够实现中红外激光输出,但是严重地限制了参量光的转换效率。

基于半导体泵浦铷激光和铷激光级联泵浦 Nd:YVO₄ 激光, 在腔内差频实现波长为 3149.09 nm 的中红外激光输出。由于非线性晶体制作工艺的缺陷, 没有达到最优的技术指标, 光光效率和斜率效率都比较低, 当 LD 功率为 16.05 W 时, 仅仅可以获得 3.74 mW 的输出功率, 斜率效率为 0.047%。为了进一步提高参量光的转化效率, 获得更高功率的中红外激光, 下一步的主要工作计划有:

1. 对铷激光的实验装置进行改进, 提高半导体激光功率密度, 同时压窄其线宽, 确保铷激光的输出波长稳定、输出线宽窄;
2. 对信号光的实验装置进行改进, 将 Nd:YVO₄ 晶体的热沉与水冷机连接, 利用其对 Nd:YVO₄ 晶体进行有效的散热, 减少由 Nd:YVO₄ 晶体热透镜效应对模式匹配造成的影响;
3. 由于本次实验中所采用的晶体存在缺陷, 这严重限制了参量光的转换效率, 因此重新定制一批能够达到实验要求的晶体。