

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文

论文题目 全固态高重复率电光调 Q

绿光激光器特性研究

专 业 光学工程

研究生姓名 唐昊

导师姓名 朱小磊 研究员

研究生入学时间 2006 年 9 月

2009 年 5 月 25 日

独创性声明

本人声明所呈的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的科研成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海光学精密机械研究所或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究工作所做的任何贡献，均已在论文中做了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名： 唐昊

签字日期： 09年 6月 8日

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院上海光学精密机械研究所有关保留、使用学位论文的规定，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文件，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院上海光学精密机械研究所可以将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、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名： 唐昊

签字日期： 09年 6月 8日

指导教师签名： 朱

签字日期 2009年 6月 10日

学位论文作者毕业去向： _____

工作单位： _____ 电话： _____

通信地址： _____ 邮编： _____

电子邮件地址： _____

全固态高重复率电光调 Q 绿光激光器特性研究

唐昊

导师: 朱小磊 研究员

摘 要

激光二极管 (LD) 泵浦的全固态激光器 (DPSSL) 具有转换效率高、光束质量好、使用寿命长、结构紧凑等优点, 在生产、生活各个方面都发挥着重要作用, 尤其是高重复率窄脉宽固体绿光激光器 (DPSSGL) 在科研、医疗、工业、军事等领域都有着广阔的应用前景和巨大的市场需求。而在全固态脉冲绿光激光器中, 利用电光 Q 开关容易获得 10ns 以下的稳定窄脉冲输出, 但由于驱动源和调 Q 晶体本身性能、制备方面的限制, 目前对电光调 Q 绿光激光器的研究报道还较少, 而且报道的激光器输出重复率和功率都相对较低, 因此研究高重复率窄脉宽的电光调 Q 绿光激光器是一项重要的、有实用价值的课题。

本文利用新型电光晶体 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (LGS) 作为调 Q 元件, 采用 I 类临界相位匹配切割的 LiB_3O_5 (LBO) 作为倍频晶体, 同时为了便于空间应用, 采用 TEC 传导冷却的方式, 对高重复率电光调 Q 绿光激光器进行了系统的研究。论文第一章对全固态高重复率绿光激光器的发展历程和发展趋势进行了概述, 并提出本论文的研究方向和研究内容。第二章阐述了电光调 Q 原理和倍频理论, 同时对全固态电光调 Q 绿光激光器关键技术进行了分析。第三章分析了激光器的热效应, 并针对实验目的和实验条件, 设计出高效稳定的直线型和 V 型谐振腔, 分别为高重复率电光调 Q 基波 1064nm 激光器和谐波 532nm 绿光激光器的实验研究做准备。第四章为 1Hz~30kHz 重复率下电光调 Q 1064nm 激光器输出特性的实验研究, 利用 LGS 晶体和 RTP 晶体, 在重复频率为 30kHz 时, 分别获得了单脉冲能量 0.21mJ、脉宽 9.1ns 和单脉冲能量 0.23mJ、脉宽 7.8ns 的 1064nm 调 Q

输出,斜率效率分别为 32.7%和 34.9%。第五章为 1Hz~30kHz 重复率下 LGS 晶体电光调 Q 532nm 绿光激光器输出特性的实验研究,获得了最大平均功率 2.5W、脉宽 10.8ns 的 532nm 绿光调 Q 脉冲输出。在重复频率为 20kHz,输出功率为 500mW 时, $M^2 < 1.4$ 。最后对全文进行了简单总结,指出论文中的不足之处并提出可能的改进方案。

关键词: 全固态绿光激光器, 高重复率, 电光调 Q, 热效应

Study on All-Solid State Green Laser with High Repetition Rate of Electro-Optic Q-switcher

Tang Hao

Directed by: Prof. Zhu Xiaolei

Abstract

Laser diode pumped solid-state lasers(DPSSL) have played an important role in every aspects of daily production and life, due to their advantages, such as high conversion efficiency, high beam quality, long lifetime and compactness, especially the high repetition rate short pulsed solid state green lasers(DPSSGL) are promising and compellent in many applications such as scientific research, industrial, medical, and military fields, etc. In DPSSGL, stable short pulse that less than 10ns can be obtained using EO Q-switch, but at present, EO Q-switched DPSSGL has hardly been reported, and usually the repetition rate of EO Q-switch is not very high due to the performance of EO crystal and the limit of the HV drivers, so it is an important and valuable subject to research high repetition rate short pulsed EO Q-switched green laser.

In this paper, an in-depth study about high repetition rate EO Q-switched diode pumped solid state laser is introduced. A block of $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (LGS) single crystal is used as a Q-switch and the type I phase-matching LiB_3O_5 (LBO) is used as the nonlinear crystal in the second harmonic generation, and TEC conduction cooling method is used for the space utilization of laser. In chapter 1, the progresses about all solid state green lasers are summarized, and the main content of my study is

introduced. In chapter 2, the principle of EO Q-switching and second harmonic generation are expounded, and the key point of EO Q-switched green laser is analyzed. In chapter 3, the thermal effect of solid state lasers is analyzed, and two stable straight line cavity and V-type cavity, which prepare for the high repetition rate EO Q-switched 1064nm laser and 532nm laser experimental study respectively, are designed by Lascad according to the experimental objective and condition. In chapter 4, the experimental study of high repetition rate (1Hz~30kHz) EO Q-switched 1064nm laser is introduced in detail, using LGS Q-switch and RTP Q-switch, in the repetition rate of 30kHz, the pulse energy of 0.21mJ with the pulse width of 9.1ns and 0.23mJ with pulse width of 7.8ns are obtained, the slope efficiency are 32.7% and 34.9%, respectively. In chapter 5, the experimental study of high repetition rate (1Hz~30kHz) LGS EO Q-switched 532nm green laser is introduced in detail, the 2.5W average power with the pulse width of 10.8ns is obtained. When output power is about 500mW at the repetition of 20kHz, the beam quality factor M^2 is less than 1.4 in both orthogonal directions. In chapter 6, we make a brief summary of all the work done, then indicate the shortage of the work and give some suggestions for further improvement.

Key words: Diode pump solid state green laser, High repetition rate, EO Q-switched, Thermal effect

目 录

1 绪论.....	1
1.1 全固态激光器概述.....	1
1.1.1 全固态激光器的发展历程.....	1
1.1.2 全固态激光器的现状与发展趋势.....	3
1.2 全固态高重复率调 Q 绿光激光器.....	4
1.2.1 全固态高重复率调 Q 绿光激光器的应用背景.....	4
1.2.2 全固态高重复率调 Q 绿光激光器的发展.....	5
1.3 本论文的主要内容.....	9
参考文献.....	10
2 全固态电光调 Q 绿光激光器理论基础.....	13
2.1 LD 端面泵浦固体激光器的工作特性.....	13
2.1.1 端面泵浦情况下泵浦光的场分布函数.....	13
2.1.2 端面泵浦的泵浦速率.....	15
2.2 电光调 Q 技术.....	16
2.2.1 调 Q 技术基本原理.....	16
2.2.2 Degnan 的调 Q 速率方程优化理论.....	18
2.2.3 电光 Q 开关技术.....	20
2.3 非线性光学二次谐波理论.....	21
2.3.1 二次谐波的产生及倍频效率的影响因素.....	21
2.3.2 相位匹配技术.....	24
2.4 本章小结.....	27
参考文献.....	27
3 LD 泵浦固体激光器谐振腔设计.....	29
3.1 LD 泵浦固体激光器的热效应.....	29
3.1.1 固体激光器的热产生机理.....	29
3.1.2 端面泵浦热效应分析.....	30
3.2 谐振腔设计.....	31
3.2.1 LasCAD 软件简介.....	32

3.2.2 直线腔 1064nm 激光器谐振腔设计	32
3.2.3 V 型腔 532nm 绿光激光器谐振腔设计	36
3.2.4 最佳输出耦合率计算	41
3.3 本章小结	41
参考文献	42
4 直线腔高重复率电光调 Q 激光器实验研究	43
4.1 实验整体设计	43
4.1.1 激光介质	43
4.1.2 电光调 Q 晶体	44
4.1.3 高重复率电光调 Q 驱动源	48
4.1.4 非线性光学晶体	49
4.1.5 倍频晶体调节装置设计	50
4.2 激光器的连续运转特性	51
4.2.1 实验装置	51
4.2.2 泵浦源的输出特性和泵浦效率	52
4.2.3 连续运转实验结果	53
4.3 LGS 晶体和 RTP 晶体电光调 Q 实验研究	54
4.3.1 实验装置	54
4.3.2 静态输出性能测试	54
4.3.3 不同重复率下电光调 Q 的实验结果	55
4.3.4 光束质量测量	58
4.4 直线腔电光调 Q 激光器腔外倍频实验研究	59
4.4.1 实验装置	59
4.4.2 实验结果	60
4.5 本章小结	61
参考文献	62
5 V 型腔高重复率电光调 Q 绿光激光器实验研究	64
5.1 实验整体设计	64
5.2 V 型腔基频光连续输出实验	64
5.2.1 实验装置	64
5.2.2 连续运转实验结果	65
5.3 V 型腔基频光电光调 Q 实验研究	66

5.4 V 型腔 532nm 绿光电光调 Q 实验	66
5.4.1 实验装置.....	66
5.4.2 高重复率电光调 Q 绿光输出实验结果.....	67
5.4.3 光束质量测量.....	69
5.5 本章小结	71
6 总结与展望.....	72
6.1 工作内容总结	72
6.2 论文的不足和后续工作展望	73
唐昊在攻读硕士期间发表文章目录.....	74
唐昊个人简历.....	75
致 谢.....	76

图表目录

图 2.1	LD 的 Gauss 泵浦光束示意图	14
图 2.2	泵浦光光束聚焦位置不同时的泵浦速率分布-发散角 0.22rad	16
图 2.3	Q 开关脉冲典型时间次序	18
图 2.4	Q 开关激光器耦合输出镜最佳反射率与 z 的关系	19
图 2.5	Q 开关激光器归一化输出能量、脉宽与 z 的关系	20
图 2.6	Q 开关激光器提取效率与 z 的关系	20
图 2.7	电光调 Q 装置工作原理图	20
图 2.8	归一化倍频效率随相位失配因子 Δk 的变化关系	23
图 2.9	负单轴晶体折射率曲线	25
图 2.10	走离效应示意图	26
图 3.1	LD 泵浦固体激光器热产生机理	30
图 3.2	LasCAD 主窗口示意图	32
图 3.3	LasCAD 的参数设定	33
图 3.4	利用 LasCAD 进行有限元分析所得晶体内的热分布特性	34
图 3.5	不同参数情况下晶体的温度分布	35
图 3.6	1064nm 激光器谐振腔的 TEM ₀₀ 模模式图	35
图 3.7	1064nm 激光器腔稳定性随泵浦功率的变化关系	36
图 3.8	532nm 激光器谐振腔的 TEM ₀₀ 模模式图	37
图 3.9	532nm 激光器腔稳定性随泵浦功率的变化关系	37
图 3.10	与折叠腔等价的直腔示意图	38
图 3.11	532nm 激光器腔长与腔稳定性的关系	40
图 3.12	532nm 激光器折叠半角对谐振腔的影响	40
图 4.1	RTP 电光调 Q 示意图	48
图 4.2	高压驱动源输出波形	49
图 4.3	倍频晶体调节装置	51
图 4.4	LD 端面泵浦 Nd:YVO ₄ 1064nm 激光器实验装置图	51
图 4.5	LD 的输出特性	52
图 4.6	LD 的峰值波长随温度的变化关系	53
图 4.7	Nd:YVO ₄ 的吸收效率	53
图 4.8	不同输出耦合透过率时 1064nm 激光器的连续输出特性	53
图 4.9	高重复率电光调 Q 1064nm 激光器实验装置图	54
图 4.10	腔内插入偏振片和调 Q 晶体等元件对激光器斜效率的影响	55

图 4.11 不同输出耦合透过率时 5kHz 调 Q 输出特性	56
图 4.12 5kHz 时的调 Q 脉冲波形	56
图 4.13 LGS 电光调 Q 在不同重复率下的输出功率曲线	57
图 4.14 RTP 电光调 Q 在不同重复率下的输出功率曲线	57
图 4.15 1064nm 激光器脉冲能量和脉宽随重复频率的变化曲线	57
图 4.16 1064nm 激光器 30kHz 时的调 Q 输出脉冲序列	57
图 4.17 30kHz1064nm 激光器脉冲波形	58
图 4.18 输出功率 2W 时的光束质量测量	59
图 4.19 直线腔电光调 Q 激光器腔外倍频实验装置图	60
图 4.20 KTP 腔外倍频实验结果	60
图 4.21 30kHz 腔外倍频绿光脉冲波形	61
图 5.1 V 型腔 1064nm 激光器实验装置图	65
图 5.2 V 型腔基频光连续运转特性	65
图 5.3 V 型腔基频光电光调 Q 输出特性	66
图 5.4 高重复率电光调 Q 绿光激光器实验装置	67
图 5.5 高重复率电光调 Q 绿光激光器实物图	67
图 5.6 532nm 电光调 Q 激光器不同重复率下的输出功率曲线	68
图 5.7 30kHz 532nm 绿光调 Q 脉冲序列及波形	69
图 5.8 绿光输出稳定性测量	69
图 5.9 500mW 绿光输出远场光斑	70
图 5.10 输出功率 500mW 时绿光光束质量测量	70
表 4.1 几种常用固体激光材料用于高重复率调 Q 时的性能比较	44
表 4.2 LGS 晶体和其它几种电光材料的性能比较	47
表 4.3 常用非线性材料的重要特性参数	50
表 4.4 腔内插入元件对阈值的影响	55
表 4.5 1064nm 激光器的光束质量测量结果	59
表 5.1 532nm 激光器的光束质量测量结果	70

1 绪论

早期的绿光激光主要是从气体或液体激光器上获得的,但这些激光器都存在着诸如转换效率低、体积庞大、寿命短和稳定性差等问题,严重影响了其实际应用。随着半导体激光技术和固体激光材料的飞速发展,采用半导体激光器(Diode Laser, LD)作为泵浦源的全固态激光器为固体激光技术带来了一次革命性的突破,半导体泵浦的固体激光器(Diode Pumped Solid-State Laser, DPSSL)以其转换效率高、光束质量好、输出稳定、结构紧凑、使用寿命长等一系列优点在科学研究、工业生产、国防军事等领域得到广泛深入的应用。而随着近年来非线性光学材料和激光变频技术的发展,使得 DPSSL 的输出光谱范围进一步展宽,可以覆盖从紫外到红外的广阔波段,特别是激光倍频技术(二次谐波产生技术)为提供可见光波段高质量激光光源提供了发展的基础。全固态高重复率电光调 Q 绿光激光器通常是采用 LD 或其阵列泵浦固体激光增益介质(如 Nd:YAG、Nd:YVO₄),并谐振腔内插入经过高重复率调 Q 开关、高效率非线性倍频晶体(如 KTP、LBO)而实现 532nm 绿光输出的。这种全固态激光器技术把半导体激光器、固体激光器、高速率电光 Q 开关和非线性材料紧密的结合在一起,最终获得高光束质量、高重复率、窄脉宽的绿光激光脉冲输出。众所周知,在诸如激光空间通信、激光水下探测、激光打标、切割等领域,都非常需要这类高重复频率、高峰值功率的窄脉冲激光器。本论文开展的研究工作,不但要求实现高重复率窄脉宽、高峰值功率的绿光脉冲输出,而且要求采用 TEC 传导冷却的方式,达到激光器结构紧凑、轻便的目的,符合空间应用基本要求,因此研究成果具有广泛的应用前景。

本章首先综述全固态激光器的发展历程及技术趋势,然后介绍高重复率脉冲绿光激光器,特别是全固态电光调 Q 绿光激光器的应用背景和发展状况,最后概括介绍本文的研究内容。

1.1 全固态激光器概述

1.1.1 全固态激光器的发展历程

早在 1963 年,即砷化镓(GaAs)激光二极管问世后的第二年,Newman^[1.1]就提出了用 LD 作为固体激光器泵浦源的设想,紧接着 1964 年,美国麻省理工

学院林肯实验室 (MIT Lincon Lab) 的 R.J.Keyes 等人^[1.2]用 840nm 波长的准连续 LD 泵浦 U:CaF₂ 晶体, 在 2.613 μ m 波段制成了世界上第一台 LD 泵浦固体激光器, 整台装置被放置于液氮中。1968 年麦道 (McDonnell-Douglas) 宇航公司的 M.Ross 等人^[1.3]在 170K 低温环境中用 GaAs LD (867nm) 泵浦 Nd:YAG 成功获得了激光输出, 并对 DPSSL 的优点作出了中肯的评述。1971 年, F.Ostemeyer^[1.4]采用直线排列的 GaAsP LD 泵浦 Nd:YAG 首先在室温下实现了 1064nm 激光输出, 使 DPSSL 的发展又向前迈进了一步。当时, 尽管人们已经意识到利用 LD 泵浦比闪光灯泵浦具有更高的效率和潜力, 但由于这一时期的 LD 泵浦源稳定性和单色性较差, 电光效率低, 寿命也比闪光灯短, 而且通常需要在极低的温度下工作, 因此 DPSSL 的输出性能还远没法和闪光灯泵浦的固体激光器相比, 并没有引起人们的充分认识和普遍关注。

直到上世纪八十年代, LD 采用了量子阱 (QW) 和应变量子阱 (SL-QW) 等新结构, 同时发展了分子束外延法 (MBE) 和金属有机物化学气相沉积法 (MOVCD-Metal-Organic Chemical Vapor Deposition) 等晶体生长新工艺, 才使得 LD 的发展上了一个新台阶, 有关 DPSSL 的研究再度升温。1985 年, 国内清华大学周炳琨等^[1.5]用 LD 泵浦 Nd:YAG 整体腔得到了稳定度比闪光灯泵浦高一个量级的激光输出。1987 年, Rice 和 Krebs^[1.6]用 LD 泵浦 Nd:YAG 板条得到了单脉冲能量 170mJ 的 1064nm 长脉冲激光输出, 其电光转换效率达到 6%。另外 Reed 等人^[1.7]利用脉冲 LD 阵列泵浦 Nd:YAG 板条得到平均功率 585mW, 峰值功率 70kW 的巨脉冲输出。同一时期, 研究者们还采用其它不同掺杂成分的不同激光材料得到了一些其他波长的激光输出。总之, 在这一时期, DPSSL 经历了快速发展时期, 但同时也暴露出发射波长调制较困难和泵浦结构较复杂的缺点。

进入上世纪九十年代后, 随着大功率 LD 的发展和 DPSSL 整体设计上的优化, DPSSL 又有了长足的发展, 研究重点已经转向实用化和商品化。在 1992 年的 CLEO 会议上, 美国 SDL 公司报道了其 1cm 长的 LD 阵列已经可以实现 121W 连续激光输出, 并达到 45% 的效率。1993 年, 美国利弗莫尔国家实验室 (LLNC) 利用阵列微通道强迫水冷方法得到 LD 平均输出功率超过 1000W。而准连续状态工作的峰值功率为 50W、120W、1500W 和 3000W 的 LD 已经商品化; 这种高功率 LD 为 DPSSL 输出功率的提高提供了必要的前提, 使 DPSSL 取得了突飞猛进的发展。与此同时, DPSSL 的整体设计也取得了长足的进步, 随着谐振腔设计、冷却方式和封装技术的优化, 高光束质量的小功率激光器已经逐步商品化, 而高功率高重复频率的全固态激光器也有了陆陆续续的研究报道。1992 年, LLNC 报道了使用微通道冷却激光二极管阵列泵浦 Nd: YAG 板条达到 70W、273W 和 1050W 的平均输出功率。总之, DPSSL 已经成为激光学科的重要发展方向之一, 强烈冲击着世界激光器市场。

1.1.2 全固态激光器的现状与发展趋势

鉴于高平均功率 DPSSL 具有的独特优势以及广阔的应用前景,美、俄、日、德等发达国家都投入了大量的人力和财力进行研究并取得了重大进展,并分别用于工业和军事领域。以应用需求为导向,DPSSL 的发展大致可分为如下几个方向,即高功率、小型化和波段扩展。

在高功率方面,2003 年,日本 Toshiba 公司^[1.8]采用 6 个激光头串接定标放大,抽运棒状 Nd:YAG,获得了 12kW 的 1064nm 激光输出,这是目前报道的棒状激光器的最高输出功率。2006 年,美国诺斯罗普·格鲁曼(诺格)公司^[1.9]通过将两路相位调制的放大链进行相干合束,抽运 Zig-zag 光路的板条激光器,成功实现 19kW 的高光束质量激光输出。2009 年,诺格公司宣布利用可拓展积木式的方法,为紧凑型电子激光武器生产出了一种电子激光器,该激光器具有目前最高的输出功率,经测量超过了 105 千瓦。

在小型化方面,1989 年,J.J.Zayhowski^[1.10]等人首先提出了复合腔微晶片激光器(Microchip Laser)的概念,由于其腔长很短,对冷却系统的要求低且易于实现,因而效率高,稳定性好,容易实现单纵模输出,而且在调 Q 激光器中易于获得高重复率窄脉宽的激光输出。1994 年,德国航空航天研究院技术物理所^[1.11]提出了薄片激光器的概念,其结构特点是:激光介质具有大的口径/厚度比[(10~50):1];采用面抽运、面冷却;通过精密光学系统设计使光纤耦合输出的抽运光在晶体薄片(100~400 μm)中多次(8~32 次)通过,增加对其吸收(达到 90%以上)。德国 Trumpf-Laser 公司^[1.12]采用多通耦合单个 Yb:YAG 薄片获得 5.3 kW 的激光连续输出,光-光转换效率达到 65%,是目前在单个薄片上获得的最高的输出功率。薄片激光器十分适合高亮度、高平均功率发展的需要,美国、日本和德国等国的科研单位都在这方面投入了大量研究力量^[1.13~1.15]。

在波段扩展方面,DPSSL 的输出波长已经覆盖了从中红外(3 μm)到深紫外(160nm)的大部分波段。长波方面,2 μm 波段的激光器由于在人眼安全和空间雷达方面的应用优势而成为目前的研究热点^[1.16~1.18];可见光方面,红、绿、蓝三基色激光器在科研、信息处理、激光演示等方面都有广泛应用。全固态红光激光器在医疗和彩色显示方面有巨大的应用前景,尤其在医疗方面,691.3nm 波长可用于治疗各类眼底疾病。绿光可导致人眼和光电传感器致盲,在光电对抗等军事应用中占有重要地位;而蓝光除在数据存储、激光打印方面的广泛应用外,由于其在水中具有最好的透过率,因此在水下测量、潜水通信方面是比较理想的光源。目前,三基色激光器大都是通过 LD 抽运 Nd:YVO₄或 Nd:YAG 获得不同波长的基频光,再经过非线性晶体倍频得到。紫外光方面,355nm 和 226nm 波长激光在光存储、光刻和工业加工等方面具有独特的优势,市场需求也逐年加大。

常用的产生紫外激光的方法是 1064nm 基波通过 LBO、KTP 等非线性晶体倍频产生 532nm 谐波,再用 BBO、LBO 等晶体三倍频或四倍频得到紫外激光,目前,美国 PHOTONICS 公司已经推出 50mW~2W 的不同系列的 355nm 商用紫外脉冲激光器^[1.19]。

1.2 全固态高重复率调 Q 绿光激光器

在激光二极管泵浦固体激光器中,高重复频率绿光激光器具有广泛的应用需求,因而使得全固态高重复率绿光激光器件的研制成为一个重要的研究方向。全固态高重复率调 Q 绿光激光脉冲的产生,目前通常是用 LD 或其阵列泵浦激光增益介质(如 Nd:YAG、Nd:YVO₄),引入高重复率调 Q 开关之后,产生 1064nm 基频光脉冲,最后再在光路内插入非线性倍频晶体(如 KTP、LBO),采用腔内倍频技术或腔外倍频技术实现 532nm 绿光输出。这种全固态激光技术把半导体激光器、固体激光器和非线性材料紧密的结合在一起,可以获得性能优良的高重复率脉冲绿光激光输出,具有广泛的应用前景。

1.2.1 全固态高重复率调 Q 绿光激光器的应用背景

高重复率脉冲绿光激光在工业、科研、军事等领域具有广泛的应用潜力,具体表现在以下方面:

1) 作为泵浦源。使用绿光作为泵浦源是目前产生紫外、深紫外光最有效、最广泛的方法。1998 年,USHIO 技术研究所和日本大阪大学共同发表的最高输出功率为 6.6W 的全固态 262nm 紫外激光器使用的泵浦源即是 Nd:YLF/LBO 全固态绿光激光器。此外,绿光还可用作飞秒激光器的泵浦源,如全固化 Ti:Al₂O₃ 飞秒激光运转主要采用全固态绿光激光器作为泵浦源,国内西北大学白晋涛等人^[1.20]使用 Nd:YVO₄/KTP 绿光激光器泵浦 Ti:Al₂O₃ 激光器再使用 BBO 晶体倍频,获得了 73mW 402nm 飞秒蓝光激光。

2) 工业应用。高重复率绿光激光由于其亮度高、聚焦光斑小、作用时间短、穿透性强和热影响区域小等优点使工业加工中工件不会产生大的形变,而且还可以对一些硬度高或脆性的材料进行加工,因此在工业精密加工中具有独特的优越性^[1.21]。

3) 彩色显示领域的应用。与其他显示光源相比,激光显示技术具有色域宽、色纯度高、显示画面尺寸灵活可变、无有害电磁辐射等独特优点,可用于便携式显示、家庭影院、超大屏幕投影等众多领域,所以大功率高重复率三基色全固态激光器作为激光彩色显示的关键技术,已成为当前国际激光领域研究的热点之一

[1.22]。

4) 水下探测领域的应用。近海海水的窗口为 520nm~550nm, 因此在利用激光对近海中的水下目标进行探测时, 一般选用该波段的激光光源, 532nm 波长的全固态绿光激光正处于该海水窗口波段, 但即便如此探测光源的衰减仍然很严重, 因此常常需要高能量的激光脉冲, 而且为了提高探测效率和精度, 往往需要激光器工作在较高重复率且具有窄的脉宽。

5) 三维成像领域的应用。在激光遥感和目标识别领域, 常常要通过成像系统对观测目标进行高精度再现, 早期的对比 (contrast) 和反射 (reflectivity) 成像方法已经不能满足人们的要求, 为了获得更多的目标信息, 激光三维成像技术在最近十年左右的时间里得到了长足的发展^[1.23~1.24]。为了提高成像精度, 获取尽可能多的目标数据信息, 高的重复频率和窄的脉冲宽度是对激光光源提出的重要指标要求。

6) 医疗方面的应用。人眼对绿光最为敏感, 使用 532nm 波长的脉冲激光可用于眼科手术; 532nm 波长的绿光同样可用于血管性疾病的治疗, 另外, 脉冲宽度比较长的 532nm 激光可治疗成年人的葡萄酒色斑和腿部的毛细血管扩张^[1.25]。

此外, 全固态绿光激光器还在军事 (例如光电对抗、激光测距、制导、激光致盲武器)、光存储、信息处理、精密检测等许多领域都有着广泛的应用。

1.2.2 全固态高重复率调 Q 绿光激光器的发展

若仅从重复率和脉冲宽度的角度考虑, 激光器的锁模技术无疑是获得高重复频率窄脉冲最理想的手段, 利用 SESAM 被动锁模, 可以获得飞秒 (10^{-15} s) 甚至阿秒 (10^{-18} s) 的超短脉冲, 重复率可高达 GHz^[1.26]。然而通过锁模获得的超短脉冲尽管重复频率可以很高, 但单脉冲能量都非常低, 通常在 nJ 量级甚至更小, 在很多应用中都受到了限制。

本文研究工作所讨论的高重复率窄脉冲主要是指脉宽为纳秒至亚纳秒级且具有较大单脉冲能量 (峰值功率) 的激光脉冲, 这样的脉冲通常是靠激光器的调 Q (Q 开关) 技术来获得的。Q 开关是一种广泛用于产生激光巨脉冲的运转方式, 应用这种技术时, 可以有效控制激光谐振腔的光学品质因数即 Q 值, 并使其在短时间内发生突变。Q 开关的工作原理简单描述如下: 在泵浦开始之初, Q 开关关闭使谐振腔处于低 Q 值状态; 随着泵浦的持续, 增益介质上能级粒子数激增, 但谐振腔内低 Q 值使得激光振荡阈值很高, 虽然激活介质的上能级储能不断增大, 形成高增益, 但仍然低于形成激光振荡所需要的阈值能量, 从而遏制了粒子数的消耗, 使得激光上能级的粒子数持续累积, 持续时间为激光上能级寿命的量级; 在增益介质上能级储能 (以反转粒子数表示) 达到最大时, 打开 Q 开关, 使谐振腔的 Q 值瞬间升高, 谐振腔满足振荡阈值条件, 因而储能就会以非常短

的光脉冲释放出来,即在极短的时间里释放出巨大的能量,最终输出峰值功率在兆瓦甚至百兆量级的 Q 脉冲,相应的脉冲宽度则可以在纳秒或亚纳秒量级。

在经典的激光技术中,调 Q 按照工作方式可分主动调 Q 和被动调 Q,可用于主动调 Q 的开关装置包括电光 Q 开关和声光 Q 开关,而可用于被动调 Q 的 Q 开关一般包括染料 Q 开关,色心晶体 Q 开关,薄膜 Q 开关,自聚焦 Q 开关,SESAM Q 开关等。不同的调 Q 方式,由于获得激光脉冲的特征不同,应用领域和需求也不相同,因而其技术的发展也不尽相同。

1) 全固态高重复率被动调 Q 绿光激光器

目前,关于高重复率窄脉冲的研究大多数是基于被动调 Q 和声光调 Q 的,在 DPSSL 被动调 Q 方面研究报道比较集中的主要是基于可饱和吸收色心晶体 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的全固态被动调 Q 技术。1997 年,Chen.Y.F 等人^[1.27]实现了 LD 泵浦的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 被动调 Q Nd:YVO₄/KTP 腔内倍频绿光激光器,在泵浦功率为 1.2W 时得到了脉宽为 24ns,重复频率 67kHz,单脉冲能量 1.94 μJ 的绿光输出。2001 年,N.Pavel 等人^[1.28]利用饱和吸收体被动调 Q、LBO 腔内倍频,得到脉冲能量 226 μJ ,脉宽 86ns,脉冲重复率为 4.2kHz 的绿光输出。我国在这方面也做了大量研究,2002 年,长春光机所郑权等人^[1.29]用 LD 泵浦的 Nd:YAG/KTP/Cr:YAG 结构被动调 Q 绿光激光器,当注入泵浦功率为 750mW 时,获得了单脉冲能量约 1.8 μJ ,脉冲宽度 14.7ns,重复频率 20.4kHz 的调 Q 绿光输出。2003 年,山东大学刘凤芹等人^[1.30]实现了 LD 泵浦的被动调 Q Nd:GdVO₄/KTP 绿光激光器,在注入泵浦功率为 7W 时,得到了脉宽 30ns,重复频率 40kHz,脉冲能量 2.7 μJ 的被动调 Q 绿光输出。2006 年,山东大学李桂秋等人^[1.31]利用 LD 泵浦双被动调 Q 的 Cr:Nd:YAG/KTP 绿光激光器,获得了脉宽 23.1ns,重复频率 18kHz,单脉冲能量约 5 μJ 的被动调 Q 绿光输出。总结上述文献报道结果可以看出,被动调 Q 技术获得的高重复率激光输出,其单脉冲能量一般在微焦量级,脉宽也不够窄,峰值功率相对较低。此外,被动调 Q 方式得到的脉冲序列稳定性很差,重复频率控制较困难,应用受到一定的限制。

2) 全固态高重复率声光调 Q 绿光激光器

声光调 Q 属于主动调 Q 技术,声光调 Q 开关利用的是声光介质材料的 Bragg 衍射效应,在高频超声波场的驱动下,晶体的折射率分布发生周期性变化,形成声光栅,对入射光起到衍射作用,从而实现对入射光强度的调制,以此提供 Q 开关运转所需要的损耗变化。声光 Q 开关工作的重复频率取决于超声波场的调制频率,因此有利于高重复频率运转,国内外有很多声光调 Q 绿光激光器的研究成果。1998 年,美国的 Chang 等人^[1.32]采用自行研制的 CPC (compound parabolic concentrators) 聚光腔,实现了 451W 的连续基频激光输出和 182W 重复

频率 13kHz, 脉宽 60ns 的声光调 Q 绿光输出。2004 年, 韩国 Jonghoon Yi 等人^[1.33]采用 Z 型腔实现了 398W 泵浦功率下输出 101W 的绿光, 重复频率达到 30kHz, 脉宽 180ns, 光-光效率 25.4%, 是目前较高的转换效率。在 2008 年的 CLEO 会议上, 日本 Yoshihiko Fujihira 等人^[1.34]报道利用 LD 泵浦 Yb:YAG 薄片, 得到了重复频率 200kHz, 功率 73W 的声光调 Q 绿光输出, 输出不稳定性小于 1%(RMS), 但脉宽大于 400ns。在国内, 北京理工大学、中科院物理研究所、天津大学、山东大学和西北大学等对大功率高重复率声光调 Q 绿光激光器都做了较为深入的研究, 特别是最近几年取得了引人注目的成果。2003 年, 天津大学激光与光电子研究所^[1.35]采用美国 CEO 公司的 1600W 半导体抽运组件, 在声光重复率 20.7kHz 时, 获得了功率达 104W 的 532nm 绿光输出, 脉宽小于 130ns, 倍频效率约为 50%, 不稳定性小于 1% (rms)。2006 年, 北京理工大学王暖让等人^[1.36]采用 U 型腔, 双声光 Q 开关、双 Nd:YAG 晶体棒, 单 KTP 晶体、双端输出获得了重复率 10kHz, 脉冲宽度优于 49ns, 输出功 138W 的高功率绿光输出。在 2007 年的 CLEO 会议上, 中科院物理研究所 Bo Yong 等人^[1.37]报道了采用腔内倍频获得了 218W 的高功率绿光输出, 重复频率 12.5kHz, 脉宽 86ns, M^2 因子 20.2。2008 年, 清华大学 Qiang Liu 等人^[1.38]利用声光调制的 Nd:YVO₄ MOPA 激光器外腔倍频 LBO, 在重复频率 60kHz 时, 获得了脉宽窄至 11.8ns, 功率 103.5W 的高光束质量绿光输出, 倍频效率达到 67%。由以上报道可以看出, 声光调 Q 绿光激光器可以实现较大平均功率的绿光脉冲输出, 但是由于声光 Q 开关为慢开关, 一方面其损耗变化为正弦型而非阶跃式, 变化较慢, 另一方面由于声波的速度远小于光速, 超声波场穿越光束需要一定的时间, 因此, 利用声光调 Q 方式所能得到脉冲宽度通常比较宽, 典型的在几十~上百 ns 量级。同时, 开关换能器较大的热功耗, 使应用领域也受到一定限制。

3) 全固态高重复率电光调 Q 绿光激光器的发展状况

电光调 Q 利用的是非线性晶体的电光效应, 其开关速度, 取决于对电光晶体所加高压的上升或下降时间, 这一时间一般在纳秒甚至亚纳秒量级, 因此与声光 Q 开关相比, 电光 Q 开关开关速度快, 很容易得到 10ns 以下的窄脉冲, 且输出稳定, 容易控制。但利用电光调 Q 时, 由于需要在腔内插入起偏检偏等元件, 会引入较大的插入损耗和热退偏损耗, 另外为了得到符合需要的电光偏转, 往往需要较大的电压, 因此很难做到高重复率, 早期的电光 Q 开关, 其重复率一般只有几十~几百 Hz。此外, 在高重复率时, 电光晶体的压电环效应将会扮演非常重要的角色, 成为限制其高重复率的主要因素之一。近年来, 国内外陆续报道了一些新型的电光调 Q 元件及装置, 2000 年, 以色列索雷克原子能研究中心非线性光学研究小组 E.Lebiush 等人^[1.39]成功的将 RTP 晶体用于电光调 Q 实验, 以 Nd:YVO₄ 为增益介质, 重复率可高达 20~75kHz, 而英国 LEYSOP 公司已经可以

生产在 200 kHz 重复频率下工作的 RTP 电光 Q 开关^[1.40]。2003 年,德国弗朗禾费激光技术所杜可明等人^[1.41]利用 BBO 晶体进行电光调 Q 实验,得到了重复率 10~50kHz,脉宽最窄 6.45ns 的窄脉冲。2005 年,美国波士顿应用技术公司 Y. K. Zou 等人^[1.42]利用 PMN-ZT ($\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$) 光学陶瓷进行了电光调 Q 的实验研究,调 Q 重复频率可高达 200kHz,脉宽 13ns,工作电压低至 48V,大大降低了对驱动源的要求。2006 年,上海光机所王春雨^[1.43]等人利用 LGS 晶体作为电光 Q 开关,获得了最高重复频率 10kHz 的 1064nm 激光输出。而目前重复频率在 kHz 以上的全固态电光调 Q 绿光激光器的报道还很少,1994 年,美国利弗莫尔国家实验室^[1.44]用 Nd:YAG 板条作为增益介质,用两块 LiNbO_3 晶体中间夹一 90 度旋转片作为热致双折射补偿的电光 Q 开关,四分之一波电压为 2100V,获得了 2.5kHz,脉宽 25ns 的 1064nm 输出,后用 KTP 进行腔外倍频,得到大于 100W 平均功率的 532nm 绿光脉冲输出。1997 年,Randall J. St. Pierre 等人^[1.45]研制出 2.5kHz 电光调 Q 主振荡功率放大系统,采用 BBO 作为调 Q 晶体,以 385W,单脉冲能量 276mJ,脉宽 20ns 的 1064nm 红外光经过 KTP 腔外倍频,得到 175W,脉冲能量 70mJ 的 532nm 绿光输出,光束质量为 1.5 倍衍射极限。在国内,南京信息工程大学、西北大学和清华大学等近几年也做了一些高重复率电光调 Q 绿光激光器的研究。2006 年,南京信息工程大学宋标等人^[1.46]利用 BBO 晶体作为 Q 开关,以 LBO 为倍频晶体进行腔内倍频,在泵浦功率约 10W,重复频率为 1kHz 时,获得功率 23mW,脉宽 20ns 的绿光输出,效率较低。2008 年,西北大学葛燕等人^[1.47]利用 KD*P 晶体作为 Q 开关,调 Q 电压约为 3500V,以 LBO 为倍频晶体进行腔内倍频,在泵浦电流 24A,重复频率为 3kHz 时,获得功率 235mW,脉宽 24ns 的绿光输出。2008 年,清华大学物理学院和德国弗朗禾费研究所合作报道了 10kHz 高重复率电光调 Q 绿光激光器^[1.48],该激光器以双 Nd:YAG 板条作为增益介质,并且采用部分端面抽运混合腔,获得高光束质量的 1064nm 调 Q 基波输出,后采用 LBO 晶体进行腔外倍频,获得了 93W,脉宽 10.7ns,重复频率 10kHz 的绿光输出,倍频效率达到 57%,光-光效率 15%,但文章未给出 Q 开关的相关参数。文献资料调研结果显示,目前全固态电光调 Q 绿光激光器的重复频率最高为 10kHz,输出功率可达 175W,脉宽在 10ns 量级,但绿光输出大都是利用 1064nm 基频光通过腔外倍频得到的,光-光效率较低,而且对基频光的输出功率和光束质量都有很高的要求。另外,虽然前文报道了一些可工作在高重复率的电光 Q 开关,但从电光调 Q 绿光激光器报道来看,这些 Q 开关的使用并不普遍,说明应用还存在一定的限制。就当前全固态电光调 Q 绿光激光器的发展趋势看,将必然朝着大功率、高光束质量、窄脉宽的方向发展。然而,从某种程度上说,大功率与高光束质量是一对矛盾的问题,另外,在高功率、高重复率条件下,追求窄脉宽也是一个难题。因此,发展高效率、高重频的电光 Q 开关技术,同时设计高效稳定谐振腔有效补偿热效应,提高光束质量,提高倍频效率是全固

态高重复率电光调 Q 绿光激光器发展中要解决的几个关键问题。

1.3 本论文的主要内容

高重复率窄脉冲绿光激光器具有广阔的应用前景和巨大的市场需求, 尽管被动调 Q 及声光调 Q 方式可以获得高重复率激光脉冲输出, 但是高重复频率电光调 Q 开关技术及高重复频率电光调 Q 激光器的研究, 一直是激光器技术研究的重点之一。在众多应用领域, 用高重复频率电光调 Q 激光器替代高重复频率声光调 Q 激光器, 是技术发展的必然趋势。本论文以高重复频率电光调 Q 绿光全固态激光器为主要研究内容, 选题具有实用价值和现实意义。论文工作采用尾纤输出 LD 端面泵浦 Nd:YVO₄ 晶体腔内倍频的技术路线开展相应的研究工作。通过优化设计谐振腔、抽运耦合结构、传导冷却结构, 有效地提高了激光器的光束质量、稳定性和结构紧凑性; 通过选用合适的 Q 开关和非线性晶体, 分析热效应及场模特征, 获得较高的倍频效率及光光转换效率。论文最后实验比对 LGS 晶体开关和 RTP 晶体开关的激光输出特性。论文工作取得的成果对高重复率窄脉冲绿光激光器的空间应用优化设计有借鉴作用。

本论文研究工作围绕如何获得高效率、高光束质量、高重复率电光调 Q 绿光激光脉冲展开。论文工作具体包括:

1. 调研全固态电光调 Q 绿光激光器 and 高速电光 Q 开关的发展状况, 并根据课题要求和实验条件, 选择合适的增益介质、调 Q 晶体、倍频晶体和谐振腔腔型, 确定 TEC 传导冷却的 LD 端面连续泵浦高重复率电光调 Q 绿光激光器的实验技术方案。

2. 对激光器进行理论分析。针对激光二极管端面泵浦情况, 分析了泵浦光空间分布特性和在晶体内的聚焦位置对泵浦速率的影响。针对实验目的和实验条件, 利用 LasCAD 软件对含热透镜谐振腔的动态工作特性和动态稳定性进行了详细研究, 设计出高效稳定的直线型和 V 型激光器谐振腔, 分别为高重复率电光调 Q 基波 1064nm 激光器和 532nm 绿光激光器的实验研究做好了准备。

3. 利用模拟的直线谐振腔进行 1064nm 高重复率电光调 Q 实验研究, 采用 LGS 晶体和 RTP 晶体, 在重复频率为 30kHz 时, 分别获得了单脉冲能量 0.21mJ、脉宽 9.1ns 和单脉冲能量 0.23mJ、脉宽 7.8ns 的 1064nm 调 Q 输出, 斜率效率分别为 32.7% 和 34.9%, 输出功率为 2W 时, $M^2 < 1.5$ 。该实验详细研究了新型电光晶体 LGS 的高重复率工作性能, 实验表明 LGS 晶体的插入损耗较 RTP 晶体大, 获得的脉冲脉宽稍宽, 但在 30kHz 的重复率下工作可以获得稳定无噪声的脉冲波形和脉冲序列, 是一种性能优良的电光调 Q 晶体。

4. 利用模拟的 V 型谐振腔, 插入电光调 Q 晶体 LGS 和倍频晶体 LBO, 进行

高重复率电光调 Q 腔内倍频 532nm 绿光激光器的实验研究, 获得了最大平均功率 2.5W、脉宽 10.8ns 的 532nm 绿光输出, 光-光效率约为 11%。在重复频率为 20kHz, 输出功率为 500mW 时, $M^2 < 1.4$ 。

参考文献

- [1.1] R.Newman. Excitation of the Nd^{3+} Fluorescence in CaWO_4 by Recombination Radiation in GaAs., J Appl.Phys.1963,34(2):437~438
- [1.2] R. J. Keyes ,T. M. Quist. INJECTION LUMINESCENT PUMPING OF $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ WITH GaAs DIODE LASERS. Appl.Phys.lett.1964,4(3):50~52
- [1.3] M.Ross. YAG laser operation by semiconductor laser pumping. Pro.IEEE. 1968, 56(2): 196~197
- [1.4] F.W.Ostermeyer,R. B. Allen and E..G. Dierschke. Room-Temperature cw Operation of a $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ Diode-Pumped YAG:Nd Laser .Appl.Phys.lett. 1971, 19:289
- [1.5] B.Zhou,T.J.Kane,G.J.Dixon and R.L.Byer.Efficient frequency-stable laser-diode-pumped Nd:YAG laser.Opt.Lett.,1985,10:62~64
- [1.6] R.R.Rice and C.A.Krebs.progress in diode pumped lasers.CLEO'1987 .,1987:TuD5
- [1.7] M.K.Reed,W.J.Kozlovsky and R.L.Byer. Diode-laser array pumped neodymium slab oscillators.Opt Lett.,1988,13:204~206
- [1.8] Y. Akiyama, H. Takada, M. Sasaki et al.. Efficient 10 kWdiode-pumped Nd :YAG rod laser., SPIE, 2003, 4831:96~100
- [1.9] G. D. Goodno, H. Komine et al.. Coherent combination of high-power, zigzag slab lasers. Opt. Lett., 2006, 31(9):1247~1249
- [1.10] J.J.Zayhowski and A.Mooradian. Single-frequency microchip Nd lasers.Opt.Lett.,1989, 14: 24~28
- [1.11] A. Giesen, H. Hugel, A. Voss et al.. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. Appl.Phys. B, Photophys. Laser Chem. ,1994, 58:365~372
- [1.12] Adolf Giesen, Jochen Speiser. Fifteen years of work on thin-disk lasers: Results and scaling laws. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13:598~609
- [1.13] John Vetrovec. Progress in the development of solid-state disk laser. SPIE, 2004, 25~30
- [1.14] Masaki Tsunekane, Traian Dascalu, Takunori Taira. High-power. diode edge-pumped, single-crystal Yb:YAG ceramic YAG composite microchip Yb:YAG laser for material processing. CLEO'2005., 2005, 1088~1090
- [1.15] Adolf Giesen. High-power thin-disc laser. Opt.l Soci. Amer., 2007, MA1
- [1.16] N.P.Barnes, W.J.Rodriguer and B.M.Walsh. Ho:Tm:YLF laser amplifiers J.OSA B.

1996,13:2872~2875

- [1.17] J.Izawa, H.Nakajima and H.hara et al. Comparison of Lasing Performance of Tm,Ho:YLF lasers by use of Single and Double Cavities. Appl. opt. 2000,39: 2418~2421
- [1.18] 张新陆, 鞠有伦, 王月珠. 激光二极管抽运 Tm,Ho:YLF 晶体声光调 Q 激光器. 光学学报. 2005,25(8):1072~1076
- [1.19] <http://www.photonix.com.cn/cp4.htm>
- [1.20] Bai Jintao, Chen guofu, Huang Shenghong, et al., All-solid-state near-infrared and blue femtosecond laser system, Chin.Phys.Lett., 2002,19(2):203~204
- [1.21] Jiyen Cheng, Menghua Yen, and Taihorng Young, Crack-free micromachining on glass using an economic Q-switched 532 nm laser., J.Micromech. Microeng. 2006,16 :2420~2424
- [1.22] Chu-Shik Kang, Jae Wan Kim, Jong-Ahn Kim, Ho Suhng Suh, and Won-Kyu Lee. Optical gauge block metrology in KRISS, Chinese Opt. Lett., 2007, 5, S237~239
- [1.23] J.W.Tripp, A.Ulitsky and S.Pashin. Development of a compact, high-resolution 3D laser range imaging system. Proc.SPIE, 2003,5088: 112~115
- [1.24] A.Ullrich, J.P.Carmo and G.Ulbrich et al. Experimental investigations of the potential of commercial laser sources for spaceborne imaging laser sensors . Proc.SPIE, 2004,5412: 369~373
- [1.25] 叶志生, 朱宝忠, 高惠敏等. 激光在皮肤病学应用中的最新进展, 光电子·激光, 2000, 11(6):677~680
- [1.26] L. Krainer, R. Paschotta and S. Lecomte et al.. Compact Nd :YVO4 Lasers With Pulse Repetition Rates up to 160 GHz.. IEEE J QE., 2002,38:1331~1335
- [1.27] Y.F.Chen. Passive-Switching of an Intracavity Frequency Doubled Diode-Pumped Nd:YVO₄/KTP Green Laser with Cr⁴⁺:YAG. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS ., 1997,9(11):1481~1483
- [1.28] N.Pavel. J.Saikawa, T.Taira, Diode end-pumped passively Q-switched Nd:YAG laser intra-cavity frequency doubled by LBO crystal, Opt.Comm., 2001,195(1~4):233~240
- [1.29] 郑权, 赵岭等. LD 抽运被动调 QNd:YAG/LBO 绿光激光器. 中国激光, 2002,29(6): 492~494
- [1.30] 刘凤芹, 刘杰, 何京良. 二极管泵浦被动调 Q Nd:YVO₄/KTP 绿光激光器. 量子电子学报.. 2003,20(3):304~306
- [1.31] Guiqiu Li, Shengzhi Zhao, Kejian Yang, Dechun Li, and Hongzhi Yang. Diode-pumped doubly passively Q-switched Cr,Nd:YAG/KTP green laser with GaAs saturable absorber. Opt Express., 14(11):4713~4720
- [1.32] Jim J. Chang, Ernie P. Dragon, Chris A. Ebberts, Isaac L. Bass, and Curt W. Cochran. An Efficient Diode-Pumped Nd:YAG Laser With 451 W of CW IR and 182 W of Pulsed

Green Output.,ASSL'1998,1998,19:300~304

- [1.33] Jonghoon Yi, Hee-Jong Moon, and Jongmin Lee. Diode-pumped 100-W green Nd:YAG rod laser. *Appl Opt.*, **43**(18):3732~3737
- [1.34] Yoshihiko Fujihira, Tomohiro Imahoko, Tetsumi Sumiyoshi, and Hitoshi Sekita. 200 kHz, 73 W highly stable Yb:YAG thin disk green laser. *CLEO'2008*, 2008:CTuQ6
- [1.35] 周睿, 姚建铨, 徐德刚等, 天津大学激光与光电子研究所研制成功 104W 全固态 532nm 绿光激光器, *激光与光电子学进展*, 2003, 7(40):64
- [1.36] 王暖让, 王灿召, 苑利钢等, 138W 窄脉宽全固态绿光激光器, *中国激光*, 2006, 33(8):1017~1020
- [1.37] Bo Yong, Cui Qianjin, Geng Aicong et al.. 218 W, $M^2 = 20.2$ green beam generation by intracavity frequency-doubled diode-pumped Nd:YAG laser. *CLEO'2007*, 2007:CTuD4
- [1.38] Qiang Liu, Xingpeng Yan, Mali Gong et al.. 103W high beam quality green laser with an extra-cavity second harmonic generation. *Opt Express*, **16**(19):14335~14340
- [1.39] Lebiush .E , Lavi .R , Tzuk .Y *et al* .. High repetition rate end-pumped electro-optic RTP Q-switch Nd:YVO₄ laser *Proc.CLEO Europe'2000*, 2000: 1
- [1.40] <http://www.leysop.com/pockels.htm>
- [1.41] Keming Du , Hengli Zhang , Peng Shi *et al*.. Electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser with a high repetition rate and a short pulse width. *Opt. Lett* , 2003, **28**(2):87~89
- [1.42] Yingyin Kevin Zou, Qiushui Chen, Run Zhang, *et al*... Low Voltage, High Repetition Rate Electro-Optic Q-switch. *Proc. of CLEO '2005*, 2005:1094~1096
- [1.43] Chunyu Wang , Huaguo Zang , Xiaoli Li , Yutian Lu, and Xiaolei Zhu . LD-pumped high repetition rate Q-switched Nd:YVO₄ laser by using La₃Ga₅SiO₁₄ single crystal electro-optic modulator. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(6):329~331
- [1.44] S. P. Veisko, B. Comaskey, G. F. Albrecht, and R. J. Beach.. >100 watt average power at 0.53μm with 25 ns, 2.5 kHz repetition rate pulses from a single power oscillator. *Proc.SPIE.*, 1994, **2206**:484~488
- [1.45] Randall J. St. Pierre, Gerald W. Holleman, Marcy Valley et al.. Active Tracker Laser (ATLAS). *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS.*, 1997, **3**(1):64~70
- [1.46] 宋标, 吴路生. 5kHz 电光调 Q LD 端面泵浦 Nd:YVO₄ 绿光激光器. *激光与红外*., 2006, **36**(2):102~103
- [1.47] 葛燕. 西北大学硕士学位论文, 2008:47
- [1.48] Peng Zhu, Daijun Li, Bingsong Qi. Diode end-pumped high-power Q-switched double Nd:YAG slab laser and its efficient near-field second-harmonic generation. *Opt Lett.*, **33**(9):2248~2250

2 全固态电光调 Q 绿光激光器理论基础

LD 泵浦的全固态绿光激光器 (DPSSGL)是当前激光领域的重要发展方向,伴随着激光应用领域的不断拓展,人们对 DPSSGL 的要求也在不断提高,要求激光束具有更高的能量、更高的重复率和更好的光束质量等,给绿光激光技术的发展带来了机遇和挑战。

本章回顾了全固态端面泵浦电光调 Q 绿光激光器的理论基础,首先介绍了 LD 端面泵浦固体激光器的工作特性,然后通过对 Degnan 电光调 Q 脉冲激光器速率方程优化理论的分析,讨论了影响脉冲激光器输出耦合率、输出能量、脉冲宽度及波形的因素。最后利用非线性光学耦合波方程,讨论了非线性晶体受基波辐射极化产生二次谐波产生的机理,同时分析了影响激光器倍频效率的主要因素。

2.1 LD 端面泵浦固体激光器的工作特性

全固态激光器的泵浦方式大致可分为两种:一种为端面泵浦(end-pumping),又称为纵向泵浦,另一种为侧面泵浦 (side-pumping),又称为横向泵浦。端面泵浦容易实现泵浦光和腔内振荡光的模式匹配,有利于腔内产生高效率 TEM_{00} 基模振荡,且阈值低,斜效率高,输出光束质量较高。但这种泵浦方式具有小区域强泵浦特征,容易使激光晶体中的热效应相对比较严重,而且过高的泵浦功率密度可能造成晶体的损伤,所以较难实现百瓦以上的高功率输出。侧面泵浦方式使泵浦光分布较为均匀,而且为泵浦光的耦合提供了较大的表面面积,可以大幅度的提高泵浦功率,同时可以通过增加激活介质的长度来提高输出功率,可达千瓦水平以上。但是由于泵浦光和腔内振荡光的模式匹配较差,容易出现多模振荡,光束质量较差,且光-光转换效率不高。本实验目的在于获得高重复率高光束质量的电光调 Q 绿光输出,所以采用 LD 端面连续泵浦方式。

2.1.1 端面泵浦情况下泵浦光的场分布函数

泵浦光源 LD 经过光纤耦合、准直及聚焦系统后,LD 远场近轴截面的强度可近似用高斯分布表示。把晶体入射端面定义为 $z=0$ 平面,并假设介质长度为 l ,

聚焦后光腰位置坐标为 z_f ，束腰半径为 ω_0 ，如图 2.1 所示，

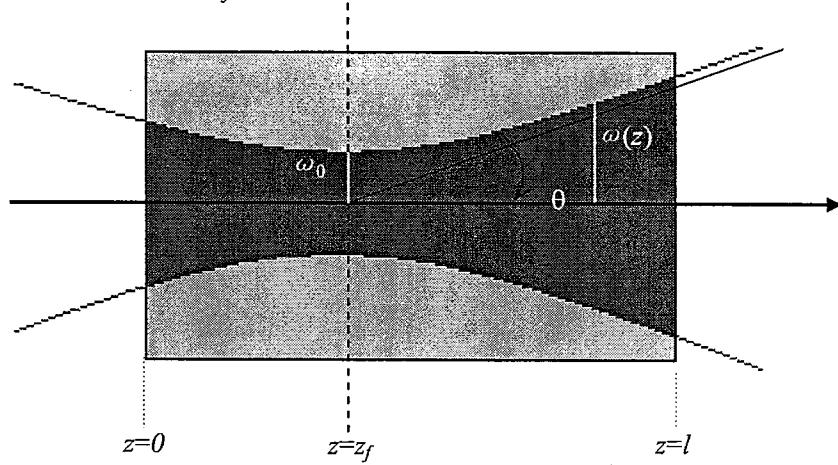


图 2.1 LD 的 Gauss 泵浦光束示意图

按 Gauss 光束传播理论，任意位置处 Gauss 光斑半径为^[2.1]

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \frac{\lambda^2 (z - z_f)^2}{(\pi \omega_0^2)^2} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

用发散角和束腰半径表示为

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 + \theta^2 (z - z_f)^2 \quad (2.2)$$

其中，半角发散角为

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega(z - z_f)}{z - z_f} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (2.3)$$

将端面泵浦下增益介质纵向对泵浦光的吸收考虑进去，设增益介质吸收系数为 α ，则泵浦光场分布函数可表示为：

$$r_p(x, y, z) = \frac{2\alpha}{\pi \omega^2(z) [1 - \exp(1 - \alpha l)]} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)} - \alpha z \right] \quad (2.4)$$

而稳态激光腔内振荡光的场分布一般为厄米-高斯分布，在基模状态下，光场分布函数也为类似 2.4 式的高斯分布，所以在设计激光谐振腔时，为了泵浦光和腔内振荡光基模模式相匹配，必须使泵浦光的场分布与基模振荡光的场分布在激光晶体处一致，至少很接近，但这方面的计算相当复杂，而通过 LasCAD 软件可以得到不同情况下腔内基模振荡光的模式图，借助该软件可方便且较为准确的设计谐振腔，具体过程将在第三章中讲述。

设计谐振腔，具体过程将在第三章中讲述。

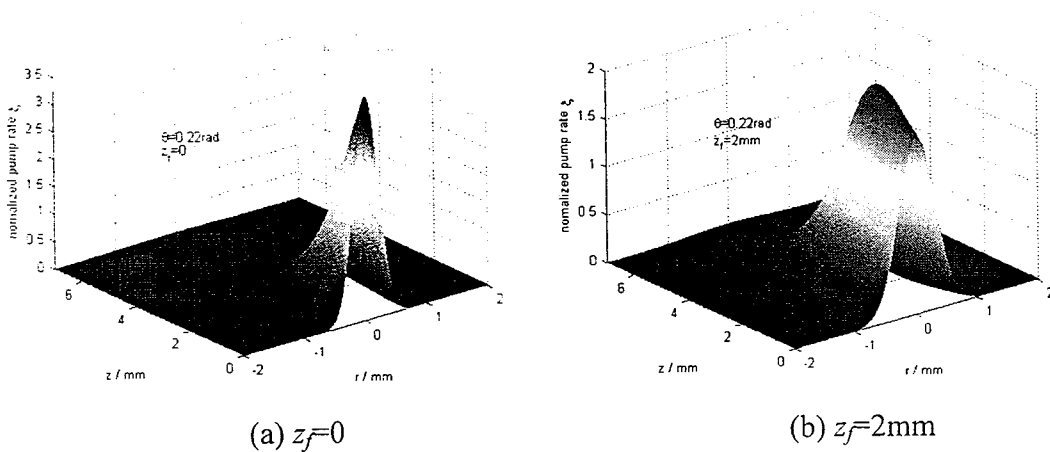
2.1.2 端面泵浦的泵浦速率

在端面泵浦条件下，泵浦光通常是被聚焦进晶体的，在晶体端面和聚焦中心处，由于泵浦光较强，泵浦速率也较高，可能会出现泵浦饱和的情况，达到泵浦饱和后，泵浦能量将转换为热损耗，尤其是在考虑放大自发辐射的情况下，达到泵浦饱和所需要的泵浦速率将更低一些，因此泵浦效率会有一些的下降，而且由于泵浦光在泵浦方向上由于晶体的吸收是呈指数递减的，有必要考虑泵浦光在晶体内的聚焦位置，优化晶体内的泵浦速率分布，最大化利用晶体处振荡光的基模模体积，以提高泵浦效率。下面就将泵浦速率随泵浦光束腰位置的变化情况作一定性分析。假设泵浦光空间强度分布仍遵循图 2.1 分布，则晶体不同位置处的泵浦速率为^[2,2]

$$w_p = \frac{\sigma_{12}}{h\nu_p} \frac{2}{\pi} \frac{P_0 \exp(-\alpha z)}{\omega_0^2 + \theta^2 (z - z_f)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2 + \theta^2 (z - z_f)^2}\right) \quad (2.5)$$

式中， σ_{12} 为晶体吸收截面， P_0 为泵浦总功率， $r^2 = x^2 + y^2$

可见，泵浦速率数值取决于泵浦光的束腰大小、发散角及在晶体内的聚焦位置，在实际的端面泵浦情形中，泵浦光一般都是经尾纤输出的，其光斑大小和发散度取决于光纤的芯径和数值孔径，假设光纤的芯径为 $400\mu\text{m}$ ，数值孔径为 $\text{N.A.}=0.22$ ，在经过光学耦合系统后，其光斑尺寸和发散角的乘积一般保持不变，假设聚焦光学系统的放大倍率 $M=1$ ，晶体尺寸为 $4\text{mm} \times 4\text{mm} \times 7\text{mm}$ ，定义 $\zeta = w_p \tau$ ，为归一化泵浦速率， τ 为晶体荧光寿命，则泵浦光聚焦位置取不同值时泵浦速率的分布情况如图 2.2 所示：



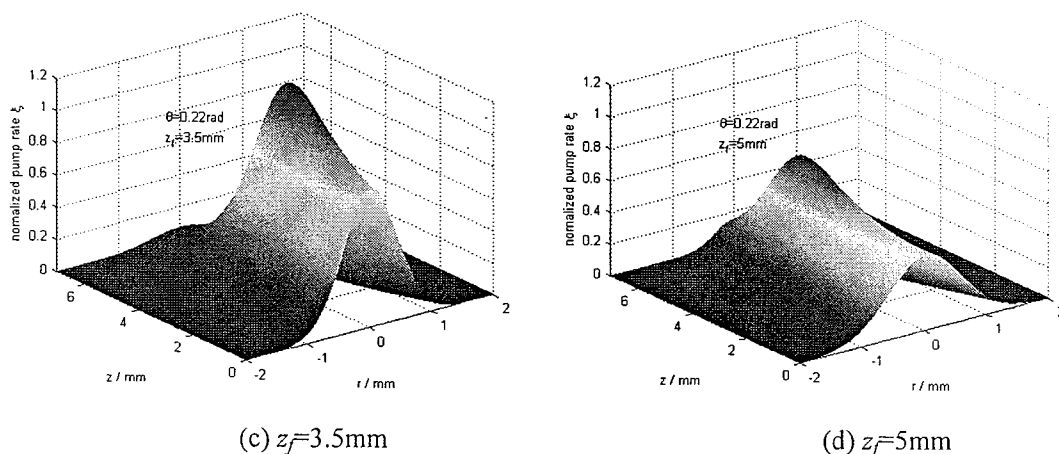


图 2.2 泵浦光光束聚焦位置不同时的泵浦速率分布-发散角 0.22rad

由图 2.2 可以得知, 无论聚焦点在何处, 激光晶体内大部分区域的泵浦速率都较低, 也即利用率较低, 且容易形成局部区域强泵浦, 使激光晶体中的热效应相对比较严重, 这也是端面泵浦较难实现大功率输出的原因之一。从图中还可以看到, 泵浦光聚焦在晶体端面时, 泵浦速率分布极不均匀, 端面中心位置的强泵浦很可能损伤晶体, 所以实验时尽量不要采取端面聚焦。泵浦光聚焦在晶体中部或稍靠后的区域时, 泵浦速率较为均匀, 且晶体利用率相对较高, 但焦点在晶体中部以后时总体泵浦速率较低, 所以综合考虑, 聚焦点应取晶体中部或稍靠前的区域, 这点也需在谐振腔设计时加以考虑。

2.2 电光调 Q 技术

调 Q 技术的出现和发展, 是激光技术发展史上的一个重要突破, 它是将激光能量压缩到宽度极窄的脉冲中发射, 从而使光源的峰值功率提高几个数量级的一种技术。调 Q 技术发展极为迅速, 现在, 要获得峰值功率在兆瓦级 (10^6W) 以上, 脉宽为纳秒级 (10^{-9}s) 的激光脉冲已并不困难。当相干性好的调 Q 激光巨脉冲与物质相互作用时, 易产生一系列具有重大意义的新现象和新技术, 直接推动了非线性光学技术的发展, 同时调 Q 激光脉冲非常短的脉冲宽度也推动了激光测距、激光雷达等应用技术的发展。调 Q 激光器已经成为许多应用领域不可取代的重要光源^[2,3]。

2.2.1 调 Q 技术基本原理

普通脉冲激光器的输出是由若干无规则的尖峰脉冲构成,称为激光器弛豫振荡。每一个尖峰脉冲都在阈值附近发生,而且脉宽又非常宽(只有微秒量级),激光器输出的能量分散在这样一串脉冲中,因而不可能有很高的峰值功率。这是因为通常的激光器谐振腔的损耗是不变的,一旦光泵浦使反转粒子数达到或略超过阈值时,激光器便开始振荡,于是激光上能级的粒子数因受激辐射而减少,致使上能级不能累积很大的反转粒子数,只能被限制在阈值反转数附近,这是普通激光器峰值功率不能提高的原因。通过改变激光器的阈值来提高上能级的反转粒子数是获得高峰值功率脉冲激光的主要方法,而激光器振荡的阈值条件可表示为[2.4]

$$\Delta n_{th} \geq \frac{1}{c\sigma} \cdot \frac{2\pi}{Q} \quad (2.6)$$

式中 c 是光速, τ_c 是光子在腔内的寿命, σ 是受激发射截面, Q 值称为品质因数,其定义为谐振腔内所存储的能量与谐振腔内以单位角频率消耗的能量之比。用 W 表示腔内存储的能量, δ 表示光在腔内传播单程能量的损耗率,那么光在一个单程中的能量损耗为 δW 。设 L 为腔长, n 为介质折射率, c 为光速,那么光在腔内走一单程所需要的时间为 nL/c 。因此,光在腔内每秒损耗的能量为 $\delta W/(nL/c)$ 。这样, Q 值可表示为

$$Q = 2\pi\nu_0 \frac{W}{\delta Wc/nL} = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0} \quad (2.7)$$

由式(2.6)和式(2.7)可见,当 λ 和 L 一定时, Q 值与谐振腔的损耗成反比,即损耗大, Q 值就低,腔内阈值高,激光器不易起振;当损耗小, Q 值就高,则阈值低,易于起振。由此可见,改变激光器的阈值可以通过突变谐振腔的 Q 值(或损耗 δ) 来实现,有效且简便。

调 Q 技术就是通过某种方法使谐振腔的 Q 值随时间按一定规律变化的技术。图 2.3 为 Q 开关脉冲的典型时间次序。在低 Q 值腔内不可能产生激光,在泵浦脉冲末端,当反转粒子数达到峰值时,谐振腔的 Q 值被调制到某一高值,腔内在此时开始形成激光振荡,经历了一段延时后发射出调 Q 巨脉冲。

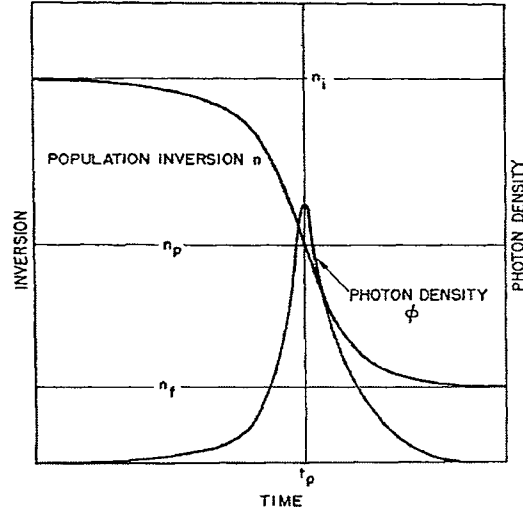


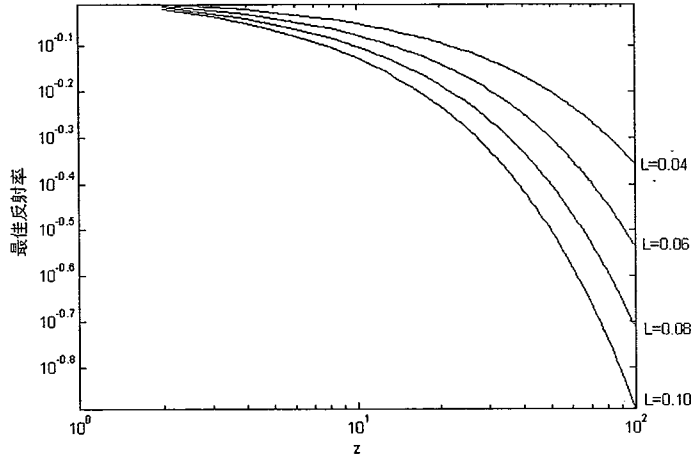
图 2.3 Q 开关脉冲典型时间次序

2.2.2 Degnan 的调 Q 速率方程优化理论

调 Q 脉冲的形成过程以及各种参量对激光脉冲特性的影响, 可以采用速率方程来进行分析, 它是描述腔内振荡光子数和工作物质的反转粒子数随时间变化规律的方程组。调 Q 激光脉冲的几个重要参量如能量、脉宽、峰值功率、升降时间和脉冲形成时间等都可以从速率方程中求得。Wagner 等人^[2.5]在 1963 年首先推导出了调 Q 速率方程并对其进行了求解, 分析了调 Q 巨脉冲的形成过程。研究发现, 调 Q 脉冲的性能和输出镜反射率有关, 对给定的泵浦条件和腔损耗, 输出镜反射率存在一个最佳值, 以使得脉冲能量最大。1989 年 Degnan^[2.6]对调 Q 速率方程的解进行了优化, 给出了输出耦合镜最佳反射率, 以及在最佳耦合输出时, 调 Q 脉冲的峰值功率、脉冲能量以及脉冲宽度的解析表达式。Degnan 的理论是近年来人们对调 Q 激光器进行优化设计的主要依据。下面就概述一下 Degnan 的优化结论。

Degnan 推导出的 Q 开关激光器优化的解析解, 可以用一个单一的无量纲变量函数 $z=2g_0l/L$ 来表示最佳反射率、输出能量、脉宽和峰值功率、提取效率等参量。式中 $2g_0l$ 是对数小信号增益, L 为往返损耗。(2.8) 式即推导出来的最佳反射率表达式, 图 2.4 为最佳反射率与 z 的关系, 参量为往返损耗 L 。

$$R_{opt} = \exp[-x_{opt}] = \exp\left(-L \frac{z-1-\ln z}{\ln z}\right) \quad (2.8)$$


 图 2.4 Q 开关激光器耦合输出镜最佳反射率与 z 的关系

由图 2.4 可知，往返损耗 L 相同时，当增益与损耗的比值较大，即 z 值较大时，输出镜的最佳反射率较小，这说明为了将更多的能量从谐振腔耦合出来，输出镜的透过率将随泵浦功率增大而增大。

利用 (2.8) 式可得最佳输出能量、FWHM 脉宽和提取效率分别为

$$E_{\max} = \frac{h\nu AL}{2\sigma\gamma} [z - 1 - \ln z] = E_{sc} [z - 1 - \ln z] \quad (2.9)$$

$$t_p = \frac{t_r}{L} \left\{ \left[\frac{\ln z}{z} \right] \left[\frac{1}{1 - \left[\frac{z-1}{\ln z} \right] \left[1 + \ln \left[\frac{z \ln z}{z-1} \right] \right]} \right] \right\} \quad (2.10)$$

$$\eta = 1 - \left(\frac{1 + \ln z}{z} \right) \quad (2.11)$$

图 2.5 为调 Q 激光器的归一化输出能量、FWHM 脉宽同 z 的关系。提取效率与 z 的关系则绘于图 2.6。

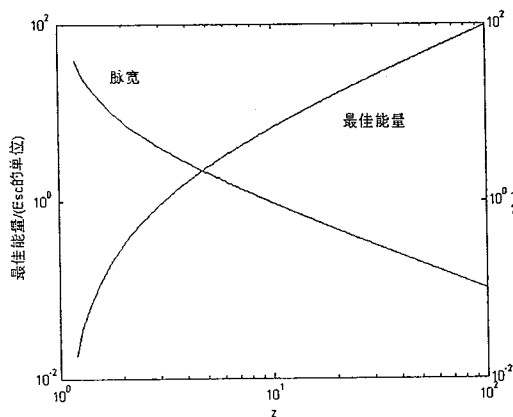


图 2.5 Q 开关激光器归一化输出能量、脉宽与 z 的关系

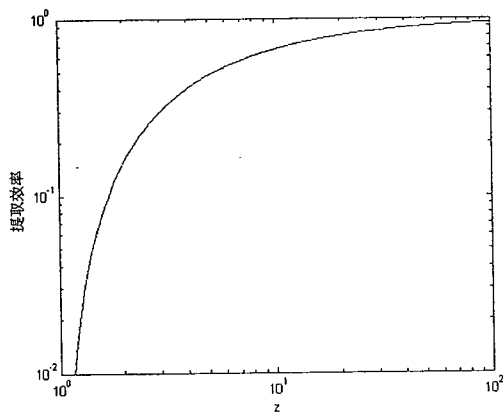


图 2.6 Q 开关激光器提取效率与 z 的关系

由图 2.5 可以看出, z 值越大, 激光器输出能量也越大, 而脉宽越窄, 这是由于 z 值(增益与损耗的比值)越大, 相同时间内粒子反转数(即上能级储能)也越多, 脉宽相应减小, 这一点也将在后续的实验中得以体现。从图 2.6 可以看出, z 值越大, Q 开关的提取效率就高。当对数增益与损耗的比值约为 10 时, 可得到 70% 的提取效率, 而对于较大的 z 值, 提取效率的增大是很缓慢的。Q 开关总的提取效率不仅和 Q 开关运行过程中的提取效率有关, 还和 Q 开关运行前的荧光损耗和放大自发辐射损耗有关。

2.2.3 电光 Q 开关技术

电光 Q 开关是利用某些晶体的电光效应制成的。电光调 Q 不但具有开关时间短(约 10^{-9} s), 输出脉冲宽度窄(可小于 10ns), 峰值功率高(可高于 MW 量级)等优点, 而且调 Q 时刻可以精确控制, 输出同步性高, 能量转换效率高。

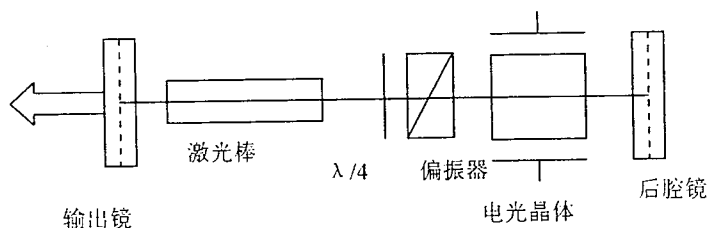


图 2.7 电光调 Q 装置工作原理图

图 2.7 为加压式电光调 Q 装置的工作原理图。激光棒在泵浦光抽运下发射自然光(无规偏光), 当电光晶体上未加电压时, 通过偏振器后, 变成 x 方向的线偏振光, 经过 $\lambda/4$ 波片和全反镜反射回来再次通过 $\lambda/4$ 波片时, 往返一次总共累

积产生 π 相位差, 合成后得到 y 方向线偏振光, 因而不能通过偏振器。此时, 电光 Q 开关处于“关闭”状态。如果在电光晶体上施加 $\lambda/4$ 电压, 由于纵向电光效应, x 方向的线偏振光通过 $\lambda/4$ 波片以及电光晶体后, 得到 y 方向的线偏振光, 经全反镜反射回来, 再一次通过电光晶体和 $\lambda/4$ 波片后, 又变成了 x 方向的线偏振光, 可以无损耗的通过偏振器, 此时, 电光 Q 开关处于“打开”状态。因此, 在激光棒被泵浦时, 电光晶体未加电压, 谐振腔处于“关闭”的低 Q 值状态。待激光上能级反转的粒子数积累到最大时, 突然加上 $\lambda/4$ 调 Q 电压, 即“打开”Q 开关, 此时激光器瞬间处于高 Q 值状态, 将产生雪崩式的激光振荡, 瞬时输出一个巨脉冲。这种加压式电光调 Q 方式动态消光比较高, 本实验即采取这种调 Q 方式。

2.3 非线性光学二次谐波理论

2.3.1 二次谐波的产生及倍频效率的影响因素

根据光的电磁理论, 由 Maxwell 方程组出发, 可以得到非磁、均匀电介质中的三波混频的耦合波方程组为^[2,7]

$$\frac{dE(\omega_1, z)}{dz} = \frac{i\omega_1^2}{k_1 c^2} \chi_{eff}^{(2)} E(\omega_3, z) E^*(\omega_2, z) e^{-i\Delta k z} \quad (2.12)$$

$$\frac{dE(\omega_2, z)}{dz} = \frac{i\omega_2^2}{k_2 c^2} \chi_{eff}^{(2)} E(\omega_3, z) E^*(\omega_1, z) e^{-i\Delta k z} \quad (2.13)$$

$$\frac{dE(\omega_3, z)}{dz} = \frac{i\omega_3^2}{k_3 c^2} \chi_{eff}^{(2)} E(\omega_1, z) E(\omega_2, z) e^{i\Delta k z} \quad (2.14)$$

式中, $E(\omega_1, z)$ 、 $E(\omega_2, z)$ 、 $E(\omega_3, z)$ 分别为频率为 ω_1 , ω_2 , ω_3 沿 z 方向传播的单色平面波, 且有 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ 。 $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, 称为相位失配因子。 χ_{eff} 为极化率。

假定在光电场中开始没有频率为 ω_3 的光波分量, 该分量是由入射到非线性介质中频率为 ω_1 和 ω_2 的光波混频产生的。在这种情况下, 为确定产生的频率为 ω_3 的光波电场变化规律, 需要在给定入射光电场 $E(\omega_1, 0)$ 和 $E(\omega_2, 0)$ 的条件下, 求解基本耦合波方程组。为求解这个方程组, 采用小信号近似理论, 所谓小信号近似理论, 是认为在光混频过程中, 频率为 ω_1 和 ω_2 的光波强度改变很小, 以至于可认为它们的强度在光波耦合过程中是不变的, 此时可以把式(2.12~2.14)中的 $E(\omega_1, z)$ 和 $E(\omega_2, z)$ 视作常数, 因此只剩下关于频率为 ω_3 光波的一个方程

$$\frac{dE(\omega_3, z)}{dz} = \frac{i\omega_3^2}{k_3 c^2} \chi_{eff}^{(2)} E(\omega_1, z) E(\omega_2, z) e^{i\Delta k z} \quad (2.15)$$

这就是在小信号近似情况下得到的和频光电场 $E(\omega_3, z)$ 的变化规律。设非线性介质长为 L ，并认为入射端 ($z=0$) $E_3=0$ ，则对上式积分，有

$$E_3 = i \frac{2\pi\chi_{eff}}{\lambda_3 n_3} L E_1 E_2 \left[\sin\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) / \frac{\Delta k L}{2} \right] \exp\left(i\Delta k \frac{L}{2}\right) \quad (2.16)$$

在折射率为 n 的介质中，每单位面积的光功率（即功率密度） $I=1/2nc\epsilon_0|E|^2$ ，所以式(2.16)可用光功率密度表示为

$$I_3 = \frac{2\pi^2 \chi_{eff}^2 L^2}{\epsilon_0 c \lambda_3^2 n_1 n_2 n_3} I_2 I_1 \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (2.17)$$

当 $\omega_1=\omega_2=\omega$ ， $\omega_3=2\omega$ 时，就是倍频过程。通常把频率为 ω 的光波称为基波，频率为 2ω 的光波称为倍频波或二次谐波。倍频的光功率密度为

$$I_{2\omega} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}{\epsilon_0 c \lambda_\omega^2 n_{2\omega} n_\omega^2} I_\omega^2 \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (2.18)$$

其中， d_{eff} 为有效非线性系数， $d_{eff}=1/2\chi_{eff}$ 。

用输出的倍频光功率密度 $I_{2\omega}$ 与基波光功率密度 I_ω 之比来表征转换效率，称为倍频效率 η_{SHG} ，即

$$\eta_{SHG} = \frac{I_{2\omega}}{I_\omega} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}{\epsilon_0 c \lambda_\omega^2 n_{2\omega} n_\omega^2} I_\omega \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (2.19)$$

由式(2.19)可以看出，高效率的谐波转换取决于激光源和谐波发生器的一些参量，比如，相位失配因子、功率密度、光束发散角和非线性系数等。

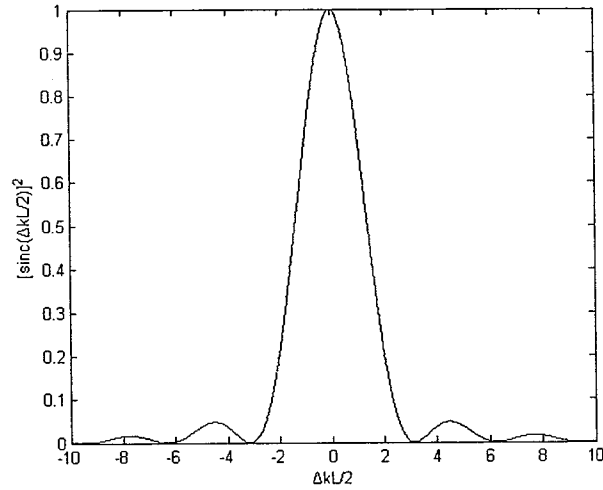


图 2.8 归一化倍频效率随相位失配因子 Δk 的变化关系

1) 相位失配因子

图 2.8 为归一化倍频效率即相关因子 $[\text{sinc}(\Delta kL/2)]^2$ 与 $\Delta kL/2$ 之间的关系曲线。在精确的相位匹配温度下，即当 $\Delta k=0$ 时，谐波功率达到最大值。若 $\Delta k \neq 0$ 时，可以看到相关因子急剧下降，谐波功率输出也会急剧下降。当 $\Delta kL_c = \pi$ 时有极大值，称 L_c 为相干长度，当相互作用超过一个相干长度时，倍频光强下降，在这种情况下使用更长的介质也是徒劳的。

2) 基波功率密度

由式(2.18)和式(2.19)可以看出，当 $\Delta k=0$ 时，倍频转换效率与基波光束的功率密度成正比，而谐波功率本身却与基波功率密度的平方成正比。因此，提高基波功率密度是取得高转换效率的最有效方法之一。

3) 非线性系数

当输入光功率（或基波功率）一定时，则与非线性介质的长度 L 和有效非线性极化率或有效非线性系数的平方成正比。从理论上讲，晶体非线性系数越高，谐波效率越高。晶体的损伤阈值、光学质量、角度及温度调节范围、走离角等也是很重要的参量。晶体的走离角越大，基频光和倍频光之间的有效相互作用距离越短，倍频转换效率越低。非线性系数小但具有能够产生长相互作用光路的材料，其效率等同于非线性系数大的作用长度短的晶体。

4) 光谱亮度

实际激光光束都有一定的发散角和线宽，其影响是使基频光的有效泵浦强度减小， Δk 增大，从而引起转换效率的下降。激光器的这些性能可以用一个参量即光谱亮度表示。为产生高效率的谐波，激光器必须有高的光谱亮度，尽可能压

缩发散角和线宽，通过选择基横模和单纵模可以大幅度提高激光束的光谱亮度。

2.3.2 相位匹配技术

以二次谐波产生过程为例，基频波的能量是通过介质的非线性极化不断转换（耦合）到二次谐波中的，即基波在介质内产生非线性极化强度 $P^{(2)}_{2\omega}$ ， $P^{(2)}_{2\omega}$ 作为一个激励源发射二次谐波。在介质输入端， $P^{(2)}_{2\omega}$ 与发射的二次谐波之间有一个合适的相位关系，只有在整个作用距离内始终保持此相位关系， $P^{(2)}_{2\omega}$ 才能不断的发射二次谐波，这就要求二次谐波辐射的波矢 k_2 与 $P^{(2)}_{2\omega}$ 的空间变化 $2k_1$ 必须相等，即 $\Delta k = 2k_1 - k_2 = 0$ 。如果 $\Delta k \neq 0$ ，则经过一段距离后，两者的相对相位将发生变化，导致 $P^{(2)}_{2\omega}$ 发射受阻碍。当它们之间相位发生 π 的变化时， $P^{(2)}_{2\omega}$ 不再发射能量，而是吸收二次谐波能量，并通过非线性极化强度 $P^{(2)}_{\omega}$ 发射基波，将二次谐波能量通过非线性极化反转到基波中去。所以，相应于 $\Delta k = 0$ 的相位匹配状态，是二次谐波产生过程效率最高的状态，而相应于 $\Delta k \neq 0$ 的相位失配状态，二次谐波的转化效率将大大降低。

在相位匹配情况下， $\Delta k = 0$ ，因此有

$$2k_1 = k_2 \quad (2.20)$$

通常将式(2.20)所给出的条件称为相位匹配条件。

同理，对于 $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ 的三波混频过程，相位匹配条件为

$$k_1 + k_2 = k_3 \quad (2.21)$$

式中， k_1 、 k_2 和 k_3 是频率为 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 的三束光波在非线性介质中的波矢。

由上所述，在二次谐波产生过程中，相位匹配条件是基波与倍频波的折射率相等，对于一般光学介质而言，由于色散效应，其折射率将随频率而变，例如在正常色散区，频率高的光波折射率总是较高，即有 $n_{2\omega} > n_{\omega}$ 。利用各向异性晶体的双折射特性^[2.8,2.9]，并使基波与倍频波有不同的偏振态，可以得到 $n_{2\omega} = n_{\omega}$ 。图 2.9 为负单轴晶体相应于基波频率和二次谐波频率的折射率曲线。

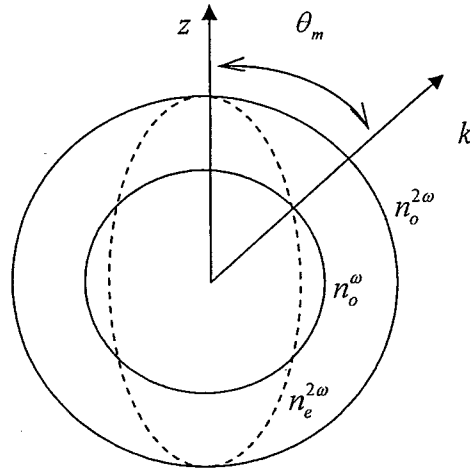


图 2.9 负单轴晶体折射率曲线

图中虚线为倍频波（e 光）的折射率曲线，与虚线相切的实线为倍频波（o 光）的折射率曲线，与虚线相交的实线为基频波（o 光）的折射率曲线。由图可见，基波的 o 光折射率曲线和倍频的 e 光折射率曲线有两个圆交线（在图中看到四个点），若交点 P 对应的方向与光轴 oz 方向的夹角为 θ_m ，恰好也是晶体中的基波法线方向与光轴方向的夹角，就有 $n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta_m)$ ，该 θ_m 就是相位匹配角。因为这种相位匹配是通过选择特定角度实现的，故称为角度相位匹配，又称临界相位匹配。

按照入射基波的偏振态，可将角度相位匹配方式分为两类：一类是入射的基波取单一的线偏振光（如 o 光），而倍频波为另偏振态的线偏振光（如 e 光）。这种情况通常称为 I 类相位匹配方式。例如上面所分析的负单轴晶体，其相位匹配条件为 $n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta_m)$ ，表示两束波矢方向与光轴成 θ_m 角，频率为 ω 的 o 偏振光，通过非线性晶体相互作用，产生波矢仍在 θ_m 方向的频率为 2ω 的 e 偏振光（倍频光）。这一倍频过程可以用符号 $o+o \rightarrow e$ 表示；另一类是基波取两种偏振态（o 光和 e 光），而倍频波为单一偏振态（如 e 光），这通常称为 II 类相位匹配方式，记作 $e+o \rightarrow e$ 。对于 II 类相位匹配方式，在非线性极化过程中，由于基波的 o 光和 e 光的折射率不同，故 k_i 值也不同，这时相位匹配条件为 $\Delta k = k_{1o} + k_{1e} - k_{2e} = 0$ 或 $\Delta k = k_{1o} + k_{1e} - k_{2e} = 0$ 。单轴晶体两类匹配方式的匹配条件列于表 2.1。

表 2.1 单轴晶体的相位匹配条件

晶体种类	第 I 类相位匹配		第 II 类相位匹配	
	偏振性质	相位匹配条件	偏振性质	相位匹配条件
正单轴晶体	$e + e \rightarrow o$	$n_e^\omega(\theta_m) = n_o^{2\omega}$	$o + e \rightarrow o$	$\frac{1}{2}[n_o^\omega + n_e^\omega(\theta_m)] = n_o^{2\omega}$
负单轴晶体	$o + o \rightarrow e$	$n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta_m)$	$e + o \rightarrow e$	$\frac{1}{2}[n_o^\omega + n_e^\omega(\theta_m)] = n_e^{2\omega}(\theta_m)$

两类角度相位匹配的相位匹配角 θ_m 都可以通过理论计算得出^[2.7]。对于双轴晶体, 由于晶体在三个主轴方向的折射率都不相同, 因此它的折射率椭球不具有单轴晶体的旋转对称性, 相位匹配角计算非常复杂, 文献^[2.10]详细讨论了双轴晶体的相位匹配情况。

在倍频过程中, 参与非线性作用的光束选取不同的偏振态时, 有限孔径内的光束之间将发生分离。例如, 在二次谐波产生过程中, 当晶体内光传播方向与光轴夹角 $\theta = \theta_m$ 时, 寻常光的波法线方向与光线方向一致, 而对于非常光, 其波法线方向与光线方向不一致, 在晶体作用长度中, 使得不同偏振态的基波与二次谐波的光线方向逐渐分离, 导致转换效率下降, 这就是走离效应。

以负单轴晶体 I 类相位匹配为例, 图 2.10 表示了 $n_{2e}(\theta)$ 和 n_{1o} 折射率曲面在 x - z 面内的截线, 两截线相交于 A。基波 (o 光) 进入晶体后, 沿 OA (即 z 轴) 方向传播。二次谐波 (e 光) 的波矢方向亦是 OA 方向, 但其光线方向却沿着 $n_{2e}(\theta)$ 曲线在 A 点处的法线方向—— α 角方向传播。 α 角称为走离角, 有

$$\tan \alpha = \frac{1}{2} (n_o^\omega)^2 \left[(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2} \right] \sin(2\theta_m) \quad (2.22)$$

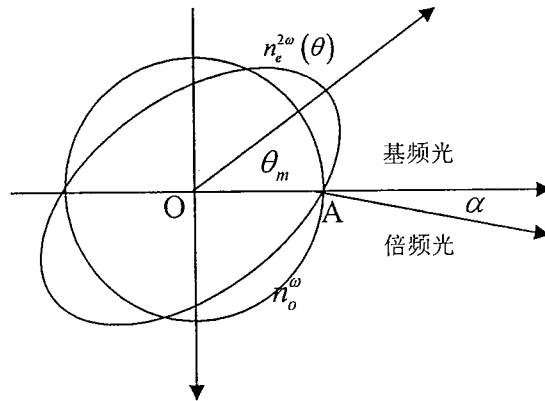


图 2.10 走离效应示意图

走离效应使基波在晶体内产生的二次谐波始终偏离基波 α 角, 所以从晶体射出的二次谐波光斑被“拉长”了。如果基波强度为高斯分布, 则二次谐波的光强度只能是准高斯分布, 即走离效应使二次谐波功率密度降低。设基波光束直径为 a , 则基波和倍频光的水平重叠长度

$$L_a = a / \tan \alpha \approx a / \alpha \quad (2.23)$$

a 越小, L_a 越短, 所以把 L_a 称为离散长度, 或孔径长度。

对于 II 类相位匹配, 基波分别为 o 光和 e 光, 当它们在空间上完全分离时, 就不能产生二次谐波了。要消除此效应, 需利用各向异性晶体的 n_e 随温度变化的特点, 调节温度来实现 $\theta_m=90^\circ$ 的相位匹配, 称为温度相位匹配, 又称非临界相位匹配, 但实现该相位匹配较为困难。

相位匹配角确定后, 方位角 φ 的选取根据有效非线性系数的大小来决定, 根据式(2.15~2.16), 取特定的偏振方向和相位匹配类型, 就可以求得有效非线性系数。使有效非线性系数达到最大的 φ 角就是所选取的方位角。

通过以上讨论可以得知, 大的非线性系数、接受角和小的走离角是理想倍频晶体的必备条件, 在选取倍频晶体时应该从晶体非线性系数、接收角、走离角等方面综合考虑。

2.4 本章小结

本章主要讲述了全固态端面泵浦电光调 Q 绿光激光器的理论基础, 首先介绍了 LD 端面泵浦固体激光器的工作特性, 分析了泵浦光不同聚焦情况下端面泵浦的泵浦速率, 结果表明泵浦光聚焦点取在晶体中部或稍靠前区域为宜。然后讨论了 Degnan 电光调 Q 脉冲激光器速率方程优化理论, 其理论表明增益与损耗的比值越大, 激光器输出能量也越大, 脉宽越窄, 输出镜的最佳反射率越小。最后讨论了二次谐波产生的机理和相位匹配技术, 同时分析了影响激光器倍频效率的主要因素: 相位失配因子、基波功率密度、非线性系数和光谱亮度。

参考文献

- [2.1] W.克希耐尔著, 孙文等译, 固体激光工程, 北京: 科学出版社, 2002: 175
- [2.2] 王春雨, 上海光机所博士研究生论文, 2006: 38
- [2.3] 蓝信钜等编著, 激光技术, 北京: 科学出版社, 2000: 83
- [2.4] 蓝信钜等编著, 激光技术, 北京: 科学出版社, 2000: 85 ~ 86
- [2.5] W.G.Wagner and B.A.Lengyel. Evolution of the giant pulse in a laser. J.Appl.Phys., 1963,

34:2040~2044

- [2.6] J. J. Degnan. Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Lasers. IEEE. J.QE, 1989, **QE-25(2)**:214~220
- [2.7] 石顺祥, 陈国夫, 赵卫等编著, 非线性光学, 西安: 西安电子科技大学出版社, 2003: 88~90
- [2.8] P.D.Maker, R.W.Terhune, M.Nisenoff, and C.M.Savage. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics Phys.Rev.Lett 1962, **8**:21~23
- [2.9] A.W.Smith. Optical harmonic generation in two ferroelectric crystals. Appl.Opt. 1964, **3**:147~150
- [2.10] M.V.Hobden. phase-matched second-harmonic generation in biaxial crystals .J.Appl.Phys. 1967, **38**:4365~4372

3 LD 泵浦固体激光器谐振腔设计

光学谐振腔是激光器的一个重要组成部分，它直接关系到输出激光的功率、模式特性、稳定性与光束质量，并最终影响到激光器应用的效果。随着样式多样的新型激光二极管泵浦全固态激光器的发展，光学谐振腔问题呈现出复杂的趋势，例如：激光二极管泵浦时引起了激光器件的热效应问题、选择合适几何结构和优化设计以提高激光器的输出效率问题、以及协调激光器输出光束质量、输出功率这个看似自相矛盾的问题等，为此需要研究含热透镜谐振腔的动态工作特性和动态稳定性以设计合理的谐振腔。本章针对实验目的和实验条件，利用 LasCAD 软件对含热透镜谐振腔的动态工作特性和动态稳定性进行了详细的理论仿真，设计出高效稳定的直线型和 V 型激光器谐振腔，并利用 ABCD 矩阵理论讨论了 V 型腔各参数对谐振腔稳定性的影响。

3.1 LD 泵浦固体激光器的热效应

固体激光器热效应包括 LD、激光介质以及其它光学元件的热效应。其中激光介质的热效应对激光器的影响最明显。虽然 LD 的发射光谱能与固体激光介质的吸收谱线能很好的匹配，大部分泵浦光能被激光介质吸收并转化为激光输出，相比闪光灯泵浦，其热负载要小得多，但由于 LD 发射的光能相对集中，泵浦光在晶体内分布很不均匀，尤其是在端面泵浦时，各种光学耦合系统的使用和工作物质尺寸的减小，导致局部泵浦功率密度很高，热分布不均匀，热梯度大，因此折射率分布和热应力均发生变化，最终导致热透镜和热应力双折射效应的出现，不仅限制了高功率输出，而且使输出光束质量变差。开展对固体激光器热效应的分析是非常重要的，几乎每一个从事固体激光器研发工作的人员都要在这一问题上投入相当的精力，相应的有关热效应的研究报道在国内外相关文献中也是多不胜数^[3.1~3.4]，本节仅对其作简要分析，为后续的谐振腔设计提供一定理论依据。

3.1.1 固体激光器的热产生机理

在 DPSSL 中，输入的总泵浦能量中只有部分转变为激光输出，其余能量中有很大部分转化为热损耗。在 DPSSL 中产生热的原因主要有：

- 1) 非匹配波长上的能量吸收: 泵浦光谱线中与工作物质泵浦能带不匹配的部分被基质材料吸收转化为热能;
- 2) 泵浦带和激光上能级间的能量差以热的形式散逸到基质中, 如非辐射跃迁。类似的, 激光下能级和基态间的能量差也会产生热耗散;
- 3) 激光跃迁的荧光过程的量子效率小于 1, 产生激光后, 其余的能量因淬灭机制会产生热;

图 3.1 给出了相应的热耗散过程。

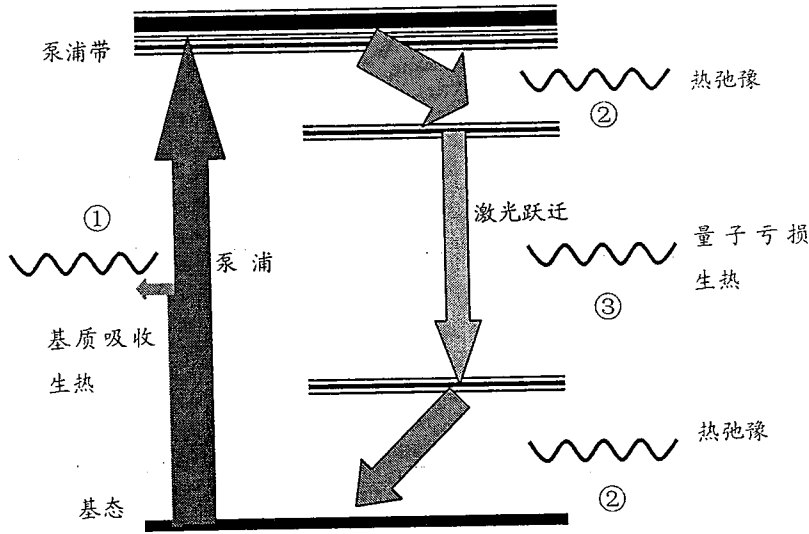


图 3.1 LD 泵浦固体激光器热产生机理

3.1.2 端面泵浦热效应分析

如前所述, 在所有的固体激光器系统中, 激光介质吸收的抽运光中有一部分转变成热能沉积在介质内部, 同时, 激光介质受到外界的冷却, 使得激光介质内部形成非均匀的温度场分布, 温度分布的不均匀, 进而在介质内产生热应力, 温度梯度和热应力将导致介质折射率发生变化, 引起热透镜效应和热致双折射效应。同时, 在温度梯度和应力的作用下, 激光介质端面也将产生畸变, 即端面效应。W.Koechner 对激光介质热效应作了详细的讨论^[3,5], 计入热透镜效应、热应力双折射和端面效应的影响, 得出连续均匀泵浦下, 介质棒的热焦距表达式为:

$$f = \frac{KA}{P_a} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha_c C_{r,\varphi} n_0^3 + \alpha_c \frac{r_0(n_0 - 1)}{l} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

其中, K 为热传导系数, A 为介质棒的截面, P_a 为耗散的总热量, α_c 为热膨

胀系数, $C_{r\theta}$ 为与晶体弹光系数有关的函数, dn/dT 为激活介质折射率随温度的变化率, r_0 、 n_0 和 l 分别为晶体的半径、折射率和长度。式中, 括号内三项分别代表热透镜效应、热应力双折射和端面效应对热焦距的影响。

式 (3.1) 是在泵浦光均匀分布的前提下得到的, 而在 LD 端面泵浦条件下, 泵浦光能量在晶体长度方向是递减的, 温度梯度也是变化的, 所以需要作相应的修正。Innocenzi 等人^[3.6]建立了典型的连续波端面抽运固体激光棒内的热效应分析模型, 给出了稳态温升解析近似表达式和数值计算结果, 并在一阶近似下给出了热透镜焦距的表达式。在文献^[3.7]的基础上, 国内山东大学的张行愚等人^[3.8]和法国的 Sébastien Chénais 等人^[3.9]考虑了泵浦光为 Gauss 光束的情形, 对热透镜焦距作了修正, 修正后的热焦距表达式为

$$f = \frac{\pi K_c}{\eta_H P_{in} (dn/dT)} \frac{1}{\int_0^l \frac{\exp(-\alpha z)}{\omega_{p0}^2 + \theta |z - z_0|^2} \alpha dz} \quad (3.2)$$

其中 K_c 为激活介质的热传导系数, α 为激活介质对抽运光的吸收系数, P_{in} 为抽运光功率, η_H 为激活介质内作为热所耗散的功率占吸收功率的比例, z 为沿晶体轴向的坐标, ω_{p0} 为束腰半径, z_0 为束腰位置, θ 为泵浦光的发散角。在 (3.2) 式中, 只考虑了温度梯度对热焦距的影响, 在考虑热致双折射和晶体端面效应对热透镜焦距影响时可以参考 W.Koechner 的文章^[3.10]和长春光机所的余锦等人的文章^[3.11]。

在一般的讨论中, 以上分析都是具有指导意义的, 但在实际的激光器中, 由于晶体形状、泵浦结构和冷却条件的不同, 分析的结果很难完全真实的反应实际情况, 因此想用一個普适的解析表达式描述热焦距是很困难的。针对本论文研究工作的实验条件和目的, 我们利用 LasCAD 软件在进行谐振腔设计的同时, 对激光晶体的温度、应力分布等热特性进行模拟, 这样既可以反应激光晶体的热效应状况, 又便于研究含热透镜谐振腔的动态工作特性和动态稳定性, 达到设计稳定谐振腔的最终目的。

3.2 谐振腔设计

在固体激光器中, 光学谐振腔乃是实现正反馈、选模和起输出耦合作用的器件。针对不同固体激光介质及其几何结构和输出功率要求, 选择合适光学谐振腔, 可获得满足实际应用要求的高光束质量激光输出。在 LD 端面泵浦情形下, 激光晶体对泵浦光的吸收局限在一个很小的体积内, 此时获得高效率基模输出的必要条件是在宽的热稳定范围实现泵浦光与基模的模匹配。本节将围绕

这一必要条件利用 LasCAD 软件设计激光谐振腔。

3.2.1 LasCAD 软件简介

LasCAD 是一款功能强大的固体激光器谐振腔设计软件，不但可以通过 ABCD 理论在各种泵浦方式下计算高斯光束在腔内的传播和模式分布情况，还可以对激光晶体进行热分析，LasCAD 进行热分析的基础是有限元分析（Finite Element Analysis-FEA）方法，对选定形状和尺寸的晶体，设置泵浦参数和边界条件（由冷却方式决定），利用自动网格生成器在晶体内生成大量等间距的网格，对热传导方程进行数值求解，并通过三维可视化代码将 FEA 的结果可视化，给出温度和应力分布的三维视图。最新的版本还可以进行多模振荡的动力学分析和腔外光束传播的模拟。图 3.2 即为 LasCAD 软件的操作界面：

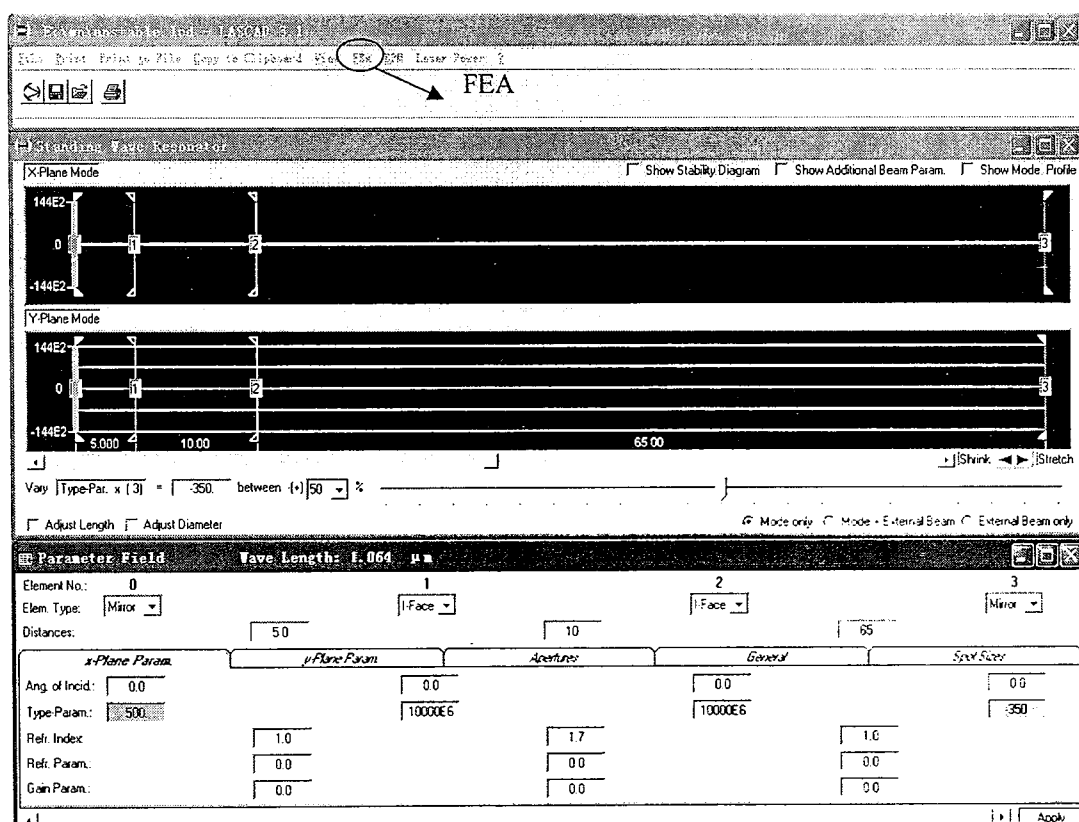


图 3.2 LasCAD 主窗口示意图

3.2.2 直线腔 1064nm 激光器谐振腔设计

实验中，我们首先设计一直线腔开展电光晶体的高重复率调 Q 性能研究，

为后续实验提供一些指导依据。激光器结构为带尾纤输出的 LD 端面泵浦的 Nd:YVO₄ 激光器, 晶体尺寸 4mm×4mm×7mm, 为了降低热效应, 选择掺杂浓度为 0.3at%, 除通光方向外, 其余四个面进行传导冷却。LD 尾纤的纤芯直径为 400 μ m, 数值孔径为 0.22, 最大输出功率 24W, 泵浦光经 1:1 的光学系统聚焦在晶体内部, 实测焦点处光斑直径约为 500 μ m, 光束发散角约为 200mrad。谐振腔采用平凹腔结构, 在图 3.2 中设置各腔镜的曲率半径, 腔长和激光晶体的位置, 然后在 FEA 选项中选择 Crystal, Pump beam and Material Parameters 对话框, 弹出窗口如图 3.3 所示, 可在该对话框中设定泵浦光和激光晶体的参数。

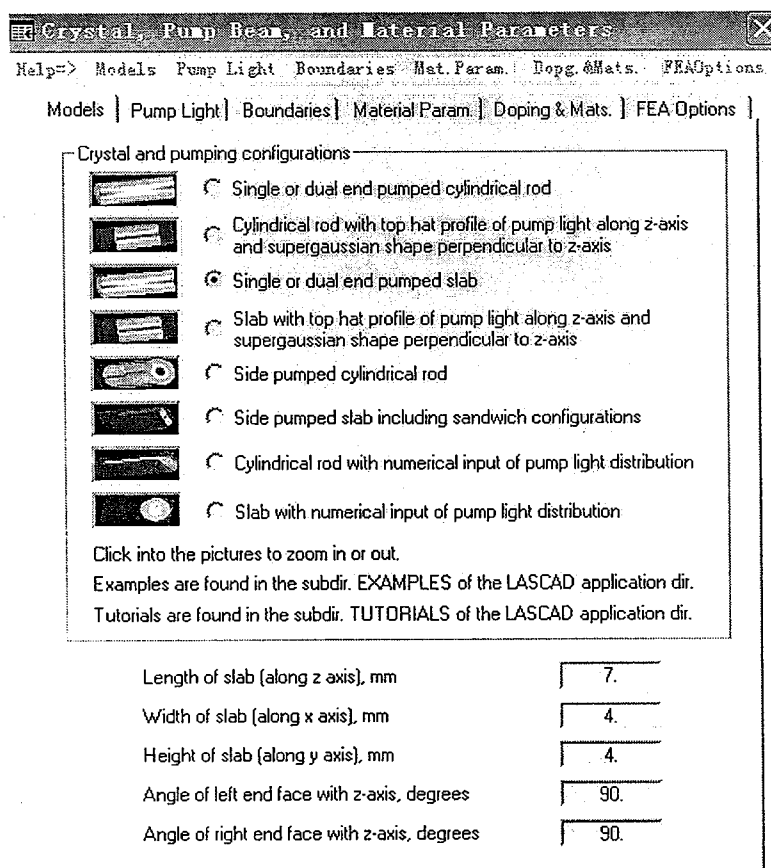


图 3.3 LasCAD 的参数设定

泵浦方式(Models)设定为端面泵浦, 晶体的长、宽、高分别设定为 4mm, 4mm 和 7mm, 晶体左右端面与光轴 z 轴的夹角设为 90 度; 泵浦光焦点距入射端面位置 z_f 和泵浦功率为可选参量, 按照第二章的分析, 我们将泵浦光聚焦在晶体中部, 即取 $z_f=3.5$ mm, 同时为了考查泵浦功率范围内谐振腔的稳定性, 设泵浦功率为 25W; 边界冷却条件(Boundaries)设为传导冷却, 表面温度设为 300K。在材料参数(Material Param)一栏中可设置晶体的参数, 我们直接从 LasCAD 材料库

中调用 Nd:YVO₄ 晶体, 将吸收系数按浓度修正, 并保持其他参数的默认值不变, 其材料库中所给值为 7.8cm^{-1} , 1% 掺杂, 吸收系数与掺杂浓度是成正比的, 换算为 0.3% 掺杂, 吸收系数约为 2.34cm^{-1} 。接下来的一栏是掺杂长度 (Doping+Mats) 设定, 我们所用的晶体是均匀掺杂的, 因此掺杂区尺寸即为晶体的实际尺寸。图 3.3 中最后一栏为 FEA 选项, 可设置迭代次数和收敛条件, 这些决定了 FEA 的计算精度, 我们保持其默认参数值不变。全部设定完成后, 就可以进行有限元分析了。图 3.4 给出了利用上述参数进行计算所得到的一些主要结果。

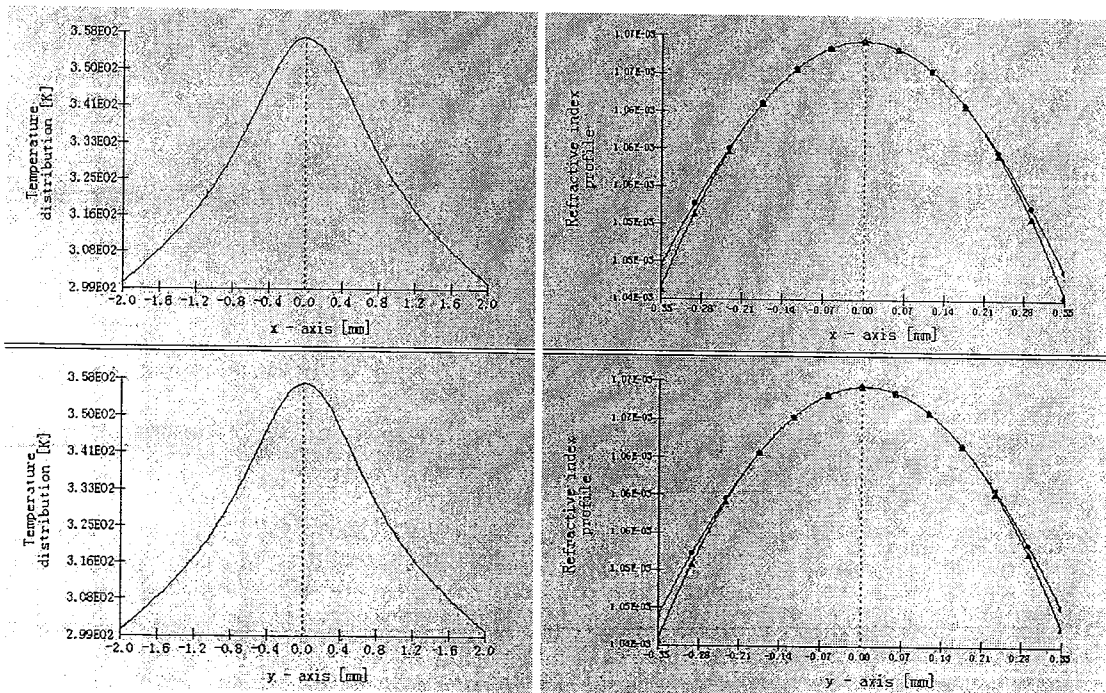
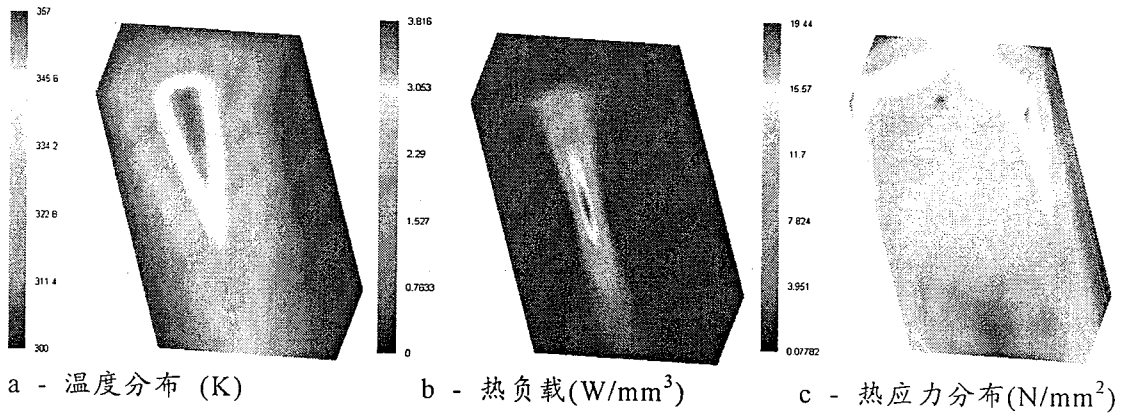


图 3.4 利用 LasCAD 进行有限元分析所得晶体内的热分布特性

a 温度; b 热负载; c 热应力; d 晶体端面附近热梯度; e 折射率及其抛物线拟合

为了验证设计的合理性,同时考察泵浦光聚焦位置和晶体掺杂浓度对热分布的影响,我们在不同参数情况下对结果进行对比:

- ① 将泵浦光聚焦点设置在晶体端面处,此时晶体的温度分布如图 3.5(b)
- ② 将晶体的掺杂浓度设置为 1.0at%,此时晶体的温度分布如图 3.5(c)

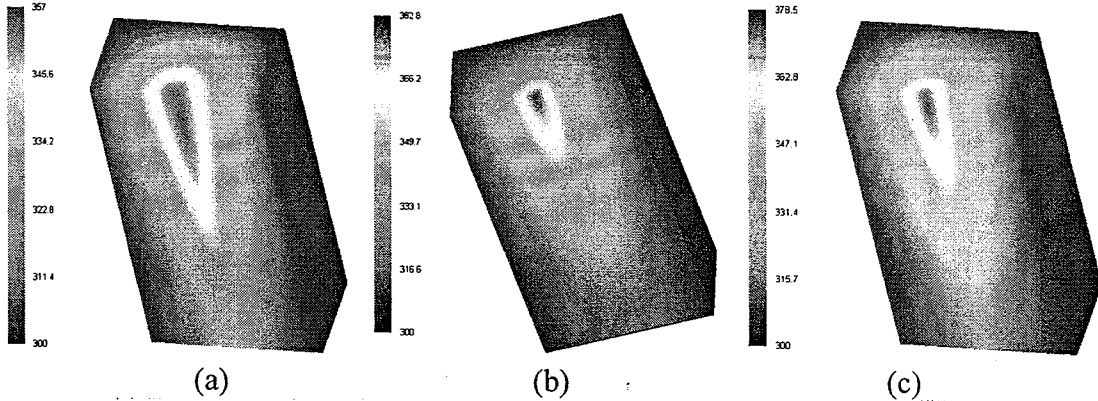


图 3.5 不同参数情况下晶体的温度分布

(a) $z_f=3.5\text{mm}; 0.3\text{at.}\%$ (b) $z_f=0; 0.3\text{at.}\%$ (c) $z_f=3.5\text{mm}; 1.0\text{at.}\%$

从图 3.5 可以看出,在 (b)、(c) 两种情况下,晶体的温度梯度都较大,而且造成端面局部高温,会直接影响泵浦效率,这也与第二章分析结果一致。

有限元分析和折射率拟和后, LasCAD 会自动生成热透镜,将其插入谐振腔内相应位置后,就可得到腔内激光模式图,我们不断改变谐振腔参数,考察振荡模光场与泵浦光的匹配情况,同时考虑缩短腔长以压缩调 Q 脉宽,最后得到一稳定的超短谐振腔,图 3.6 图 3.7 分别为泵浦功率为 25W 时模拟谐振腔 TEM_{00} 模模式图 and 不同泵浦功率下腔稳定性的变化情况。图 3.7 中, $G_1 * G_2$ 为引入激光晶体热效应后,即将激光晶体视为可变焦距的热透镜后的腔稳定性参数,其值由 LasCAD 软件计算得出,此时谐振腔的稳定性条件为 $0 < G_1 * G_2 < 1$ 。

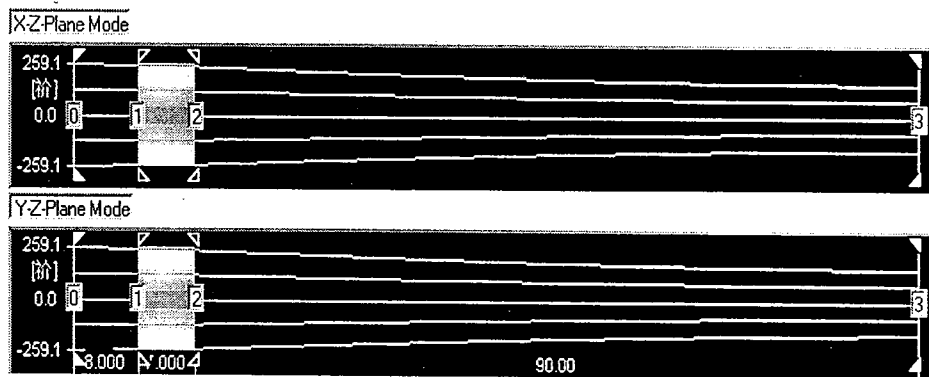


图 3.6 1064nm 激光器谐振腔的 TEM_{00} 模模式图

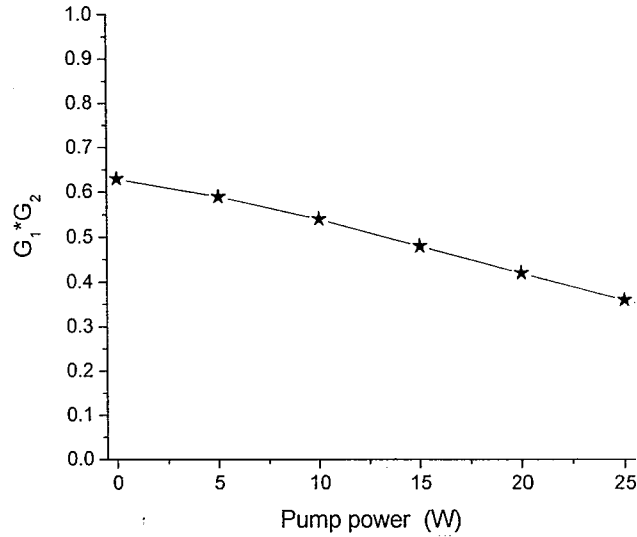


图 3.7 1064nm 激光器腔稳定性随泵浦功率的变化关系

图 3.6 中, 标号为 0 和 3 的界面分别表示后腔镜和输出镜, 而界面 1 和界面 2 之间的部分为激光晶体, 后腔镜曲率半径为 250mm, 输出镜为平面镜, 腔长为 105mm。从图中可以看到, 谐振腔中 TEM_{00} 模最大腰斑半径为 $259.1\mu m$, 而激光晶体处的腰斑半径约为 $256\mu m$, 与泵浦光焦点处的腰斑半径接近, 这种泵浦方式既能充分利用激光晶体处的 TEM_{00} 模模体积又能防止多模振荡, 同时从图 3.7 可知, 在泵浦功率范围内谐振腔皆具有较好的稳定性, 因此通过该谐振腔可获得较高的泵浦效率和较好的光束质量。

3.2.3 V 型腔 532nm 绿光激光器谐振腔设计

为有效产生 532nm 谐波, 非线性晶体内部具有高功率密度是很重要的, 所以我们选择腔内倍频方式。另外, 由第二章理论分析可知, 倍频效率与倍频晶体上基模束腰半径的平方成反比, 对 KTP、LBO 晶体最佳束腰半径为几十个 μm , 而增益介质处腔模半径大约几百 μm , 采用 V 型折叠腔可以在腔内形成两个束腰, 进而满足激光增益介质内的光斑与非线性晶体倍频时的光斑需要, 还可以实现双通倍频、单向输出, 大大提高倍频效率, 同时也避免了增益介质对倍频光的吸收。我们依然采用 LasCAD 软件对 V 型折叠腔进行模拟, 设计要求和初始条件设置均不变, 最后得到一稳定谐振腔, 图 3.8、图 3.9 分别为泵浦功率为 25W 时模拟谐振腔 TEM_{00} 模模式图 and 不同泵浦功率下腔稳定性的变化情况。

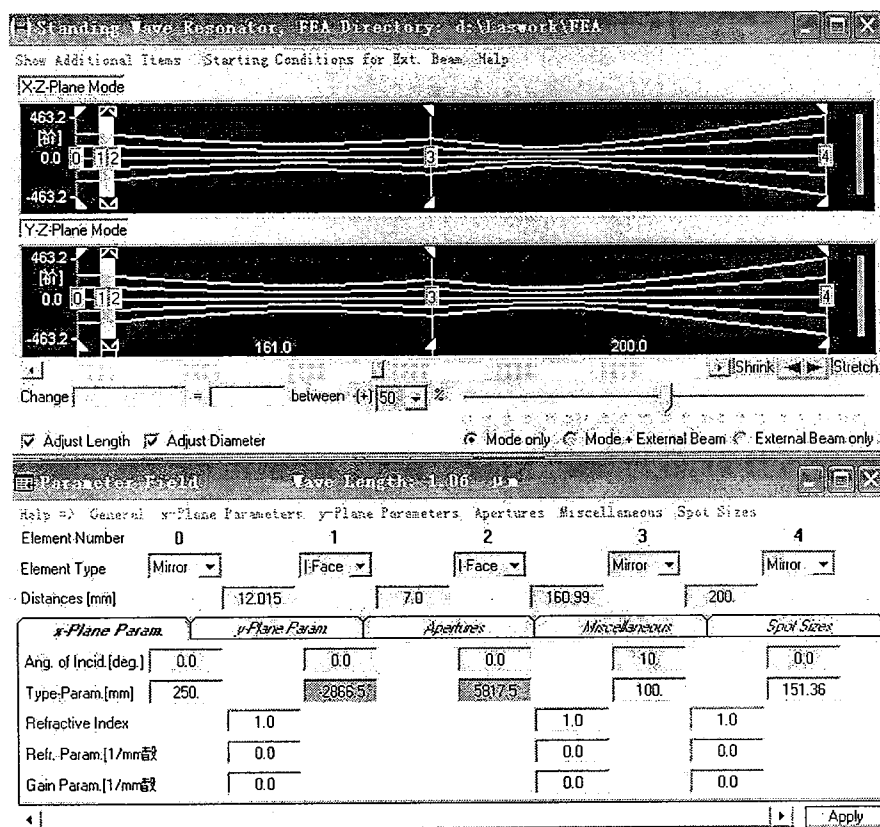


图 3.8 532nm 激光器谐振腔的 TEM_{00} 模模式图

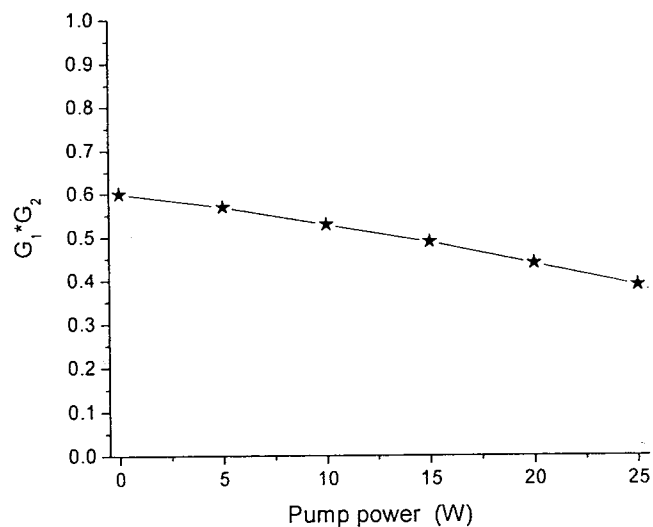


图 3.9 532nm 激光器腔稳定性随泵浦功率的变化关系

从图 3.8 可以看到, 腔镜 M_1 到增益介质前端面的距离 l_1 为 12mm, 增益介质后端面到折叠镜 M_2 的距离 l_2 为 161mm, 腔镜 M_2 到 M_3 的距离 l_3 为 200mm。即臂 L_1 、 L_2 长分别为 180mm、200mm, 折叠半角 θ 为 10° 。腔镜 M_1 , M_2 , M_3 曲率半径分别为 250mm, 100mm, 151.36mm。利用 LasCAD 软件, 还可得到如下参数: 增益介质处腔模半径约为 $260\mu\text{m}$ 、臂 L_1 束腰半径 ω_1 约为 $220\mu\text{m}$ 、臂 L_2 束腰半径 ω_2 约为 $80\mu\text{m}$, 既满足了单模振荡条件又实现了上述腔内倍频的要求。 ω_2 离折叠镜约为 52mm, 实验时倍频晶体即放置于该处。稳定性参数 $G_1 \cdot G_2 = 0.38$ (子午) / 0.40 (弧矢), 图 3.9 是以子午面的稳定性参数值绘出的。

必须要注意的是 V 型折叠腔由于两臂离轴放置而引入像散, 折叠镜在子午面和弧矢面内的焦距是不同的, 分别为:

$$f_{\text{子午}} = \frac{R}{2} * \cos\theta \quad (3.3)$$

$$f_{\text{弧矢}} = \frac{R}{2} * \sec\theta \quad (3.4)$$

由于像散, 会产生以下影响:

- 1) 一般情况下, 在子午面和弧矢面内光束的模参数不同。
- 2) 在分臂上, 子午面和弧矢面内腰斑大小不等, 位置也不重合。
- 3) 在子午面和弧矢面内稳定区的交叉部分才是系统的稳定区。故像散作用不仅影响输出激光光束质量, 而且使谐振腔稳定区缩小, 这一点已经从上图中体现。

所以, 折叠半角应该越小越好, 能够使光学器件顺利放置即可。为了验证腔型的合理性, 我们将激光晶体等效为焦距为 f 的热透镜, 同时将三镜折叠腔展开成多元件直腔, 如图 3.10 所示,

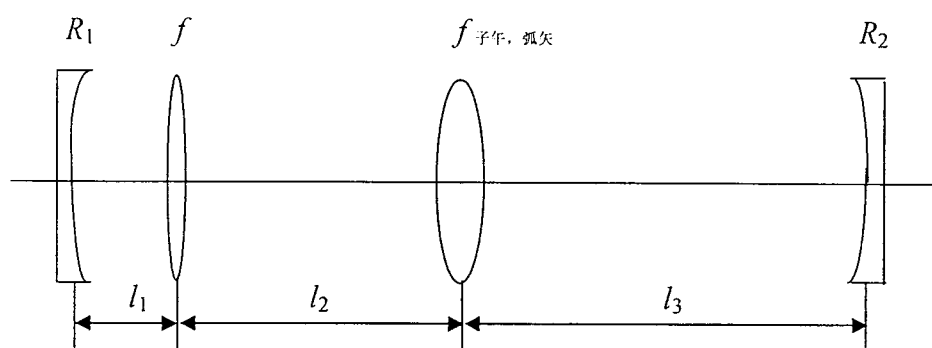


图 3.10 与折叠腔等价的直腔示意图

利用 ABCD 矩阵光学理论^[3.12], 在考虑像散后考察各参数对系统的影响, 此时腔内往返矩阵为

$$m = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_{\text{子午, 弧矢}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & b \\ c & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

且有

$$G_1 = a - \frac{b}{R_1} \quad (3.7)$$

$$G_2 = d - \frac{b}{R_2} \quad (3.8)$$

此时稳定性条件为

$$0 < G_1 * G_2 < 1 \quad (3.9)$$

两个臂上的腰斑半径分别为

$$\omega_1^2 = \frac{\lambda b \sqrt{G_1 * G_2 * (1 - G_1 * G_2)}}{\pi(G_1 + a^2 * G_2 - 2 * a * G_1 * G_2)} \quad (3.10)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\lambda b \sqrt{G_1 * G_2 * (1 - G_1 * G_2)}}{\pi(G_2 + d^2 * G_1 - 2 * d * G_1 * G_2)} \quad (3.11)$$

为分析具有一般性，我们将泵浦功率为 15W 时激光晶体的等效热焦距带入计算，此时 $f=450\text{mm}$ ，其值可由 LasCAD 软件模拟得出^[3.13]，图 3.11、图 3.12 分别为 l_2 、 l_3 和折叠半角 θ 的变化对谐振腔的影响。

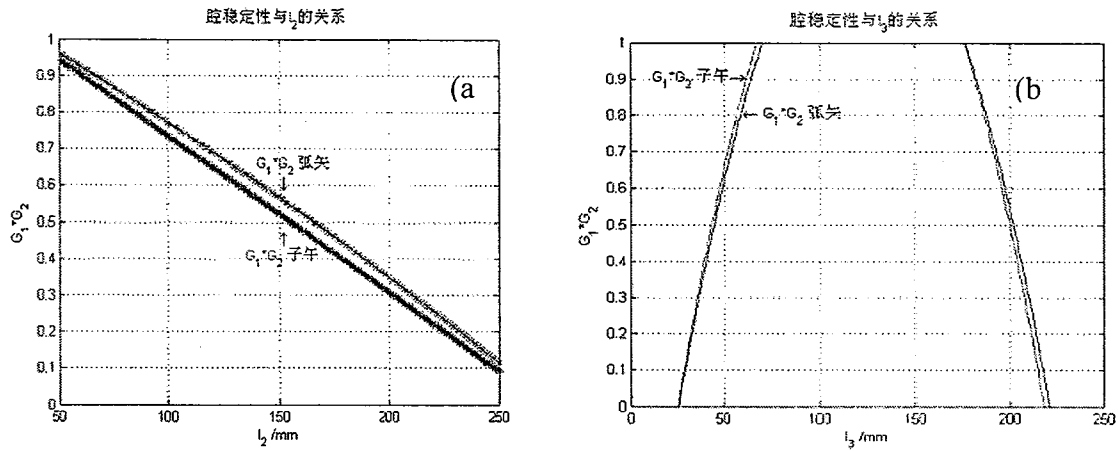


图 3.11 532nm 激光器腔长与腔稳定性的关系

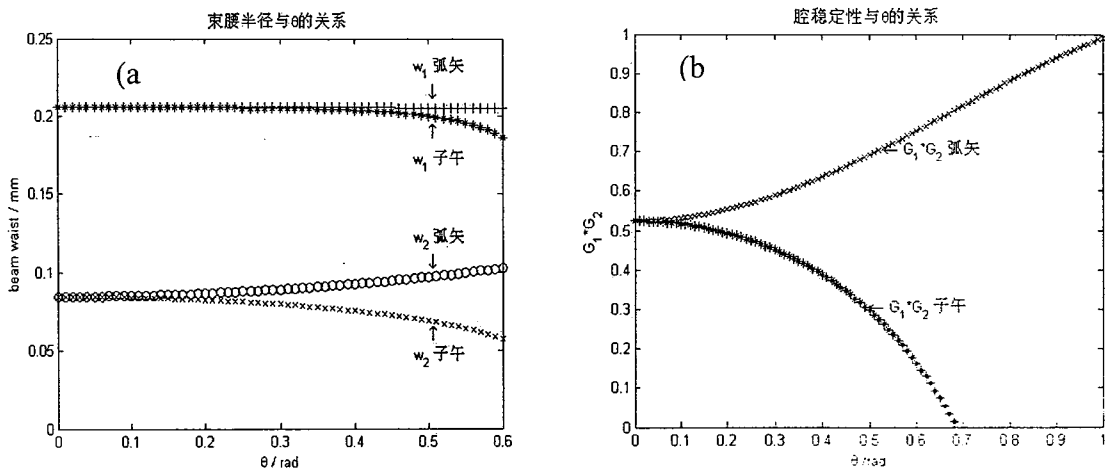
 (a) 腔稳定性与 l_2 的关系 (b) 腔稳定性与 l_3 的关系


图 3.12 532nm 激光器折叠半角对谐振腔的影响

 (a) 束腰半径与 θ 的关系 (b) 腔稳定性与 θ 的关系

从图 3.11、3.12 可看出, l_2 , l_3 的设计长度均为最佳选择; 而折叠半角的选择 (0.17rad) 也使像散带来的影响变得很小, 束腰半径在子午、弧矢面上的差异很小, 而且 θ 为 10° 时的计算值与 LasCAD 模拟结果相符。

分析 LasCAD 模拟结果及等效谐振腔的模拟结果, 可以看出, 我们设定的谐振腔参数对于建立稳定的振荡模是合理的。

3.2.4 最佳输出耦合率计算

谐振腔的输出耦合率直接影响到激光器的输出特性, 所以我们对模拟得到的直线腔 1064nm 激光器进行理论计算, 而 V 型腔 532nm 绿光激光器的输出是通过输出镜镀双色膜实现的。

对于 LD 泵浦的全固态激光器, 最佳输出耦合率可由下式计算^[3.14]:

$$T_m = \sqrt{2g_m l \beta} - \beta \quad (3.12)$$

其中, g_m 为小信号增益系数, 与泵浦功率有关; β 为往返指数净损耗因子, l 为增益介质长度。又有:

$$g_m/g_t = P_p/P_{pt} \quad (3.13)$$

其中, $g_t = \Delta n_t \sigma_{21}$ 为阈值增益系数, σ_{21} 为受激辐射截面, P_p 为泵浦功率, P_{pt} 为阈值泵浦功率。对于 7mm 长的 Nd:YVO₄ 晶体, $\Delta n_t = 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_{21} = 15.6 \times 10^{-19} \text{cm}^2$; $P_{pt}/V = 875 \text{W/cm}^3$, V 为泵浦体积, 利用 (2.2) 式积分可得 $V = 5.167 \text{mm}^3$ 。而对于该短腔激光器, 往返指数净损耗主要为晶体的吸收、散射和晶体端面的反射, 对于 Nd:YVO₄ 晶体, 取 $\beta = 0.008 \text{cm}^{-1}$, 在我们实验条件下, 由 (3.12)、(3.13) 式可得 $T_m = 25.3\%$ 。而对于 V 型腔 532nm 绿光激光器, 其双色膜输出耦合镜的光学参数为: $T_{532\text{nm}} = 100\% @ 10^\circ$ 角, $T_{1064\text{nm}} = 0\% @ 10^\circ$ 角。

3.3 本章小结

在简要分析了固体激光器热效应的基础上, 然后针对论文实验目的和实验条件, 利用 LasCAD 软件对含热透镜谐振腔的动态工作特性和动态稳定性进行了详细的理论仿真。比较数值模拟结果可以发现, 泵浦光聚焦在晶体中部能够明显降低晶体的热效应, 这与第二章结论一致。另外, 降低晶体的掺杂浓度也可减轻晶体的热效应。综合考虑各种影响因素后, 利用 LasCAD 仿真结果不断优化、逼近, 最终确定了高效稳定的直线腔 1064nm 激光器谐振腔和 V 型腔 532nm 绿光激光器谐振腔的结构参数。随后, 进一步利用 ABCD 矩阵理论讨论了 V 型腔各参数对谐振腔稳定性的影响, 验证了利用 LasCAD 软件设计的谐振腔结构参数的合理性。最后, 对激光器的最佳输出耦合率进行了理论预估, 为后续实验对输出耦合镜的正确选用提供参考。

参考文献

- [3.1] Pfistner.C, Weber.R and Weber. H. P et al. Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG , Nd:GSGG, and Nd:YLF rods. IEEE J QE.,1994,30(7):1605~1615
- [3.2] 朱广志, 陈培锋, 邹雪芬等, 激光棒热透镜效应的有限元分析, 激光与红外, 2003, 33(6): 437~439
- [3.3] 杨永明, 过振, 王石语等, 干涉条纹法测量 LD 端面泵浦 Nd:YAG 热透镜焦距, 光子学报, 2005, 34 (2): 202~204
- [3.4] 岱钦, 李新忠, 王希军, LDA 侧面泵浦 Nd:YAG 激光器的热效应分析, 强激光与粒子束, 2006, 19 (2): 197~201
- [3.5] W.克希耐尔著,孙文等译.固体激光工程.北京:科学出版社,2002:364
- [3.6] Farruch.U.O,Buocristiani.A.M and ByvikCE. Ananalysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods.IEEE J QE.1988,24(11):2253~2263
- [3.7] Innocenzi.M.E,Yura.H.T and Frucher.C.L et al.. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid state lasers. Appl.Phys.Lett,1990,56(19):1831 ~ 1833
- [3.8] 张行愚, 赵胜之, 王青圃等, 激光二极管抽运的激光器热透镜效应的研究, 中国激光, 2000, 27(9): 777~781
- [3.9] Chenais. S, Balembois. F and Druon. F et al.Thermal lensing in diode-pumped ytterbium Lasers-Part I: theoretical analysis and wavefront measurements IEEE J QE 2004, 40(9):1217~1234
- [3.10] W. Koechner and D. Rice.. Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd Lasers.IEEE J QE,1970,6(9):557~566
- [3.11] 余锦, 檀慧明, 钱龙生等, 纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究, 强激光与粒子束, 2000, 12 (1): 27~31
- [3.12] 吕百达著, 激光光学. 成都: 四川大学出版社, 1992: 292 ~ 294
- [3.13] 王春雨, 上海光机所博士研究生论文, 2006: 67~68
- [3.14] 周炳琨, 高以智等. 激光原理. 北京: 国防工业出版社, 2000: 175

4 直线腔高重复率电光调 Q 激光器实验研究

如前面 1.2.2 节所述，由于电光调 Q 获得的激光脉冲宽度窄，峰值功率高，工作稳定性好，在应用中具有声光调 Q 和被动调 Q 方式所不具备的优势。但传统的电光调 Q 激光器重复频率比较低，限制了其应用范围。本章首先结合高重复率电光调 Q 的主要难点进行实验的整体设计；接下来研究 LD 端面泵浦 Nd:YVO₄ 激光器的静态工作性能；然后利用 LGS 晶体和 RTP 晶体进行高重复率电光调 Q 实验，并对比这两种晶体的性能；最后在输出端加入非线性晶体进行腔外倍频研究，便于与后续 V 型腔腔内倍频实验做对比。

4.1 实验整体设计

在高重复率电光调 Q 实验的设计中需要考虑的问题主要包括激光介质的选择，冷却方式、电光材料的选择以及高频驱动源的设计等。

4.1.1 激光介质

调 Q 脉冲的输出性能取决于泵浦超阈值度 γ ，它表征了上能级储能位于阈值以上部分的水平，用反转粒子数密度表示

$$\gamma = \frac{n_i}{n_t} \quad (4.1)$$

由 Degnan 的优化理论^[2.6]，我们可以得到

$$\gamma \propto \tau_2 \sigma_{21} (1 - \exp(-1/f\tau_2)) \quad (4.2)$$

由 (4.2) 式可知，在单脉冲或低重复率运转时，泵浦时间足够长， γ 只取决于 $\tau_2 \sigma_{21}$ ，但在高重复率时，除了这一乘积项外，还将决定于式中的指数项，即要求发射截面与能级寿命的乘积值 $\tau_2 \sigma_{21}$ 尽量大的同时，自发辐射寿命 τ_2 尽量短。表 4.1 给出了几种常用固体激光材料的比较，其中能级寿命和发射截面的数据来源于文献^[4.1]，从表 4.1 中可以看出，在高重复率时，与其它两种材料相比，发射截面大能级寿命短的 Nd:YVO₄ 晶体在储能上具有较大的优势。此外，Nd:YVO₄

晶体还有一个特别有利于电光调 Q 应用的特点,即它是自然双折射晶体,其输出是线偏振的,这就避免了多余的热致双折射,使得热退偏损耗大大减小。但 Nd:YVO₄ 晶体也存在固有的缺陷,如不易制备大体积的晶体,而且热导率较小,抗损伤阈值较低,在大功率器件应用中会受到一定的限制,为了降低晶体的热效应,我们选用一块 4mm×4mm×7mm,掺杂浓度为 0.3at% 的 Nd:YVO₄ 晶体,从 3.2.2 节理论分析可知,此时晶体内部的热梯度明显低于掺杂浓度为 1.0at% 时的晶体。同时,为了结构小型化,我们利用 TEC 制冷片对激光晶体进行传导冷却,为该激光器将来在空间应用提供条件。

表 4.1 几种常用固体激光材料用于高重复率调 Q 时的性能比较

激光介质	能级寿命 $\tau_2(\mu\text{s})$	发射截面 $\sigma_{21}(\times 10^{-19}\text{cm}^2)$	$\tau_2 \sigma_{21}$	$\tau_2 \sigma_{21}[1-\exp(-1/f\tau_2)]$		
				$f=5\text{k}$	$f=10\text{k}$	$f=50\text{k}$
Nd:YAG	230	2.8	644	374	227	53
Nd:YLF	480	2.0	960	327	180	39
Nd:YVO ₄	100	15.6	1560	1348	986	283

4.1.2 电光调 Q 晶体

对于一般的电光调 Q 运转,通常要求电光材料要具有消光比高(要求折射率分布尽可能均匀,通常要利用折射率匹配技术),透过率高、插入损耗小(常用方法是针对所需要的工作波长镀增透膜),半波工作电压低(要求电光系数大)以及抗损伤阈值高等特点。在高重复率调 Q 情况下,除上述条件外,电光晶体的压电环效应(Piezoelectric ring Effect)将成为主要限制因素。较大的压电系数会产生大的光弹效应,使得退压后,晶体内仍存在一定的双折射。晶体压电环效应体现在对调 Q 工作性能的影响上,即在脉冲加压式调 Q 中,使得 Q 开关不能完全关死;而在脉冲退压式工作中,则使得激光器 Q 开关打开时谐振腔损耗仍然较大, Q 值较小,等效于 Q 开关未完全打开。据文献^[4,2]报道,由电光晶体因压电环效应而产生的光弹噪声是限制电光器件以较高重复率工作的主要因素,而且重复率越高,光弹噪声越大。

目前文献上报道的可用于高重复率的晶体主要有 RTP, BBO, PPLN 和光学陶瓷等,它们的具体性能如下:

1) RTP (RbTiOPO₄)

RTP 晶体是一种可在高重复率下工作、性能优越的电光材料,不仅具有高的

抗损伤阈值和高的消光比,而且插入损耗小,透光范围宽。其还具有特别适合高重复率电光调 Q 的两个优点:一是电光系数很大,其半波电压一般只要 1000~2000V,降低了对调 Q 驱动源的要求;二是压电环效应小,开关性能优异,以色列 Raicol Crystals 公司网站上的数据表明^[4.3], RTP 晶体在 100kHz 重复频率工作时未观察到明显压电噪声。尽管 RTP 晶体具有诸多优势,但在早期,由于没有较为容易且成熟的制备方法,并且应用中需要两块尺寸完全一样的晶体以补偿自然双折射作用, RTP 作为调 Q 元件一直没有引起人们的足够重视,近年来,随着顶部籽晶法(the top-seeded solution growth:TSSG)^[4.4,4.5]制备 RTP 晶体的日渐成熟, RTP 晶体已越来越多的应用于高重复率电光调 Q 的研究中,目前,英国 LEYSOP 公司已经可以生产在 200 kHz 重复频率下工作的 RTP 电光 Q 开关^[4.6]。在激光器系统实验研究方面,国际上具有代表性的是在 2000 年,以色列索雷克原子能研究中心非线性光学研究小组 E.Lebiush 等人^[4.7]成功的将 RTP 晶体用于电光调 Q 实验,以 Nd:YVO₄ 为增益介质,重复率可高达 20~75kHz,脉冲宽度 8~20ns,脉冲能量最大 20μJ。在国内,2008 年,山东大学赵佳等人^[4.8]也利用 RTP 晶体进行了高重复率电光调 Q 实验,虽然采用氙灯泵浦,但仍获得了重复频率 20~40kHz,最窄脉宽 15.5ns 的调 Q 脉冲,最大单脉冲能量 39.2mJ。

2) BBO (β -BaB₂O₄)

BBO 也是一种典型的电光调 Q 晶体,其特点是消光比和抗损伤阈值高 (23GW/cm², 14ns@1.06μm),且吸收损耗低,压电环效应相对较小,对于高平均功率及高重复频率的 Q 开关和再生放大系统, BBO 晶体是很好的选择^[4.9]。BBO 晶体作为电光 Q 开关的缺点是非线性系数较低,半波电压较高,而且大尺寸 BBO 晶体的加工非常困难,不易通过尺寸的选择来降低半波电压,较高的工作电压相应增加了对驱动源的要求,所以虽然对 BBO 晶体高重复率电光调 Q 的报道较多,但目前还没有较为成熟的工作频率超过 50kHz 的 BBO 电光 Q 开关产品和激光器系统。2008 年,我国福建福晶科技股份有限公司设计的双 BBO 晶体电光 Q 开关,最高重复率可达 50kHz,四分之一波电压低于 4000V,代表了国际先进水平。在激光器系统实验研究方面,2003 年,德国弗朗禾费激光技术所杜可明等人^[4.10]利用 BBO 晶体进行电光调 Q 实验,得到了重复率 10~50kHz,脉宽最窄 6.45ns 的窄脉冲。该实验的另一个突破是应用了一种新型部分端面抽运混合腔,并且使用板条状激光晶体,可以在紧凑的空间内实现在大功率高光束质量的光电调 Q 脉冲输出。

3) PPLN(Periodically Poled LiNbO₃)

近年来,基于其优良的非线性光学性能,采用准相位匹配技术将周期极化的铌酸锂晶体(PPLN)用于高效非线性频率变换的研究引起了人们的广泛关注。在研

究中,人们发现,PPLN 不仅可用于高效频率变换,其较大的电光系数预示了其在电光调 Q 应用中也具有很好的前景^[4.11]。2003 年,Y.H.Chen 等人^[4.12]成功的利用 PPLN 晶体实现了电光调 Q 运转,在 6.5kHz 重复率下得到了 9ns 的窄脉冲,但脉冲能量不大,只有 7.6mJ。研究表明,PPLN 晶体半波电压极低,只需要几十~近百 V,且具有较高的消光比。但是 PPLN 有一个很大的缺点,它的抗损伤阈值很小,很难在高功率下应用。

4) 光学陶瓷

在压电陶瓷材料中掺入稀土元素,可以使陶瓷材料对光透明,且当陶瓷组分与掺杂元素比例适当时,可以产生较大的二次电光系数,从而可以很低的工作电压实现电光调 Q。1998 年,美国 NZAT 公司 Gary Y.Wang 等人^[4.13]报道了利用掺 La 的 PZT 陶瓷材料 PLZT((Pb,La)(Zr,Ti)O₃)作为电光元件进行调 Q 实验的结果,最高重复频率 10kHz,脉宽 14ns,单脉冲能量 7μJ,而工作电压仅需 300V。2005 年,美国波士顿应用技术公司 Y. K. Zou 等人^[4.14]利用 PMN-ZT (Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃-PbTiO₃)光学陶瓷进行了电光调 Q 的实验研究,调 Q 重复频率可高达 200kHz,脉宽 13ns,工作电压低至 48V,大大降低了对驱动源的要求。尽管光学陶瓷用于电光调 Q 的实验和分析工作还比较少,技术上也不够成熟,但文献报道已经表明这一类材料具有较大的应用潜力,尤其是在高重复率调 Q 的情况下。

上面提到的几种晶体尽管可用于高重复率调 Q,但应用起来还有较大困难。RTP 晶体制备较为复杂,价格相当昂贵;BBO 晶体调 Q 对驱动源要求太高;而光学陶瓷制备还不够成熟。因此寻找合适的电光材料对于高重复率电光调 Q 的研究是非常重要的。最近,对 LGS (La₃Ga₅SiO₁₄)进行了电光调 Q 实验研究不断取得突破,LGS 是一种新型的电光调 Q 晶体,其具备电光材料的一般要求,且物理化学性能稳定,制备方法也较为成熟,但在早期,LGS 晶体的电光性质因其较大旋光性干扰而未受到重视,2002 年,山东大学晶体材料国家重点实验室尹鑫等人^[4.15]首先进行了 LGS 晶体电光应用的研究,提出了消除晶体旋光性影响而设计电光 Q 开关的方法,此后对 LGS 电光调 Q 的研究逐渐活跃,相关报道表明其在工作频率为 50kHz 时仍未见明显压电环效应^[4.16],是一种非常有应用前景的电光材料。2006 年,上海光机所王春雨^[4.17]等人利用 LGS 晶体作为电光 Q 开关,获得了最高重复频率 10kHz 的 1064nm 激光输出,并指出其巨大的应用潜力。

利用 LGS 晶体的横向电光效应,在 x 方向施加电压,其半波电压可表示为^[4.15]

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{2n_0^3 \gamma_{11}} \frac{d}{l} \quad (4.3)$$

LGS 的电光系数 $\gamma_{11}=2.26\times 10^{-12}\text{m/V}$, 折射率为 $n_0=1.88$, 计算可得到其对 1064nm 波长的半波电压为 $V_{\pi}=(3.54\times 10^4\times \frac{d}{l})\text{V}$ 。我们使用的 LGS 晶体由山东大学提供, 尺寸为 $4\text{mm}\times 4\text{mm}\times 40\text{mm}$, LGS 晶体 10:1 的纵横比值, 大大降低了调 Q 所需的电压值, $V_{\lambda/4}$ 理论值仅为 1760V, 有利于高重复频率驱动。为了更好的了解 LGS 晶体的性能, 表 4.2 给出了 LGS 晶体与其他几种电光晶体性能参数的比较。

表 4.2 LGS 晶体和其它几种电光材料的性能比较

晶体	KD*P	BBO	RTP	LGS
化学式	KD_2PO_4	$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$	RbTiOPO_4	$\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$
折射率 (1.06 μm)	$n_o=1.495$ $n_e=1.455$	$n_o=1.655$ $n_e=1.542$	$n_x=1.764$ $n_y=1.773$ $n_z=1.850$	$n_o=1.881$ $n_e=1.892$
透光范围 / μm	0.20~2.10	0.19~3.5	0.35~4.5	0.24~2.4
电光系数 / (pm/V)	$\gamma_{63}=26.4$	$\gamma_{11}=2.7$	$\gamma_{c2}=23.6$	$\gamma_{11}=2.26$
半波电压表达式	$V_{\lambda/2}=\frac{\lambda}{2n_o^3\gamma_{63}}$	$V_{\lambda/2}=\frac{\lambda}{2n_o^3\gamma_{11}}\frac{d}{L}$	$V_{\lambda/2}=\frac{\lambda}{2n_z^3\gamma_{c2}}\frac{d}{L}$	$V_{\lambda/2}=\frac{\lambda}{2n_o^3\gamma_{11}}\frac{d}{L}$
消光比(0.63 μm)	1000:1	>500:1	100:1	80~100:1
抗损伤阈值(10ns @1.06 μm) / (MW/cm ²)	500	5000	600	950
介电常数(ϵ)	48	6.7	13	23
电导率(S/cm)	$<10^{-12}$	$<10^{-12}$	$\sim 10^{11}$	10^{-12}
吸收系数(1.06 μm) / mm ⁻¹	5%	1%	0.5%	1.9%
潮解性	有	轻微	无	无
压电环效应	有	轻微	无	轻微
旋光性	无	无	无	有
晶体制备	易	较易	难	较易
最大重复频率 / kHz	1	50	>75	>10

为了对 LGS 晶体的高重复率工作性能做出综合评价, 我们使用 RTP 晶体在相同条件下进行实验, 对实验结果进行分析和比较。如前文所述, RTP 应用中需要两块尺寸完全一样的晶体以补偿自然双折射作用, 其调 Q 示意图如图 4.1 所示:

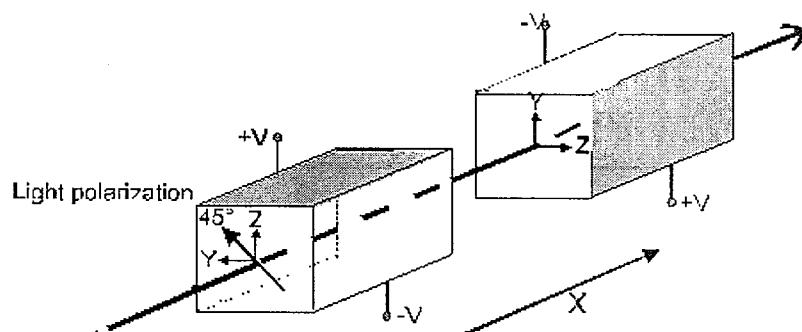


图 4.1 RTP 电光调 Q 示意图

同样利用其横向电光效应，其半波电压可表示为^[4,8]：

$$V_{\lambda/2} = \frac{\lambda}{2n_z^3 \gamma_{c2}} \frac{d}{L} \quad (4.4)$$

RTP 晶体的电光系数 $\gamma_{c2}=23.6 \times 10^{-12} \text{m/V}$ ，折射率为 $n_z=1.85$ ，对由两块尺寸为 $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 8\text{mm}$ 的 RTP 晶体组成的 Q 开关，计算可得到其对 1064nm 波长的半波电压为 1113V ，大大降低了对驱动源的要求。

4.1.3 高重复率电光调 Q 驱动源

电光开关要求开关速度快，时间抖动小，使用寿命较长，比较常用的器件是雪崩管和场效应管。雪崩管的上升时间很快，可以小到几百 ps，但不适合于长脉冲工作和高重复频率运转，通常脉冲持续时间为几十 ns，重复频率也只能做到几千 Hz。因此在较低重复率（小于 10kHz ）条件下，且调 Q 脉冲建立时间比较快时，常用雪崩管做 Q 开关驱动，有利于得到较窄的调 Q 脉冲。而场效应管尽管其上升沿比较缓慢，可长达几个 ns，不利于获得窄的调 Q 脉冲宽度，但能以较高的重复频率工作，并且具有较好的脉冲稳定性和保真度。所以，目前国际上有报道的高重复率电光调 Q 驱动源一般都是基于场效应管的^[4,18]。

高频高压驱动源是高重复率调 Q 的关键部件之一，我们利用特殊的高频开关组件，自行研制驱动和控制电路，制成了高重复率电光调 Q 驱动源，输出重复频率在 $1\text{Hz} \sim 30\text{kHz}$ 范围内连续可调，高压输出最高可达 4kV 。图 4.2 给出了重复频率为 30kHz 时的高压脉冲波形，其中图 4.2(b) 是将图 4.2(a) 时间轴展开得到的，从图中可以看出，脉冲上升沿小于 10ns ，整个脉冲持续时间小于 $10\mu\text{s}$ 。该驱动源为实现高重复率调 Q 提供了保证。

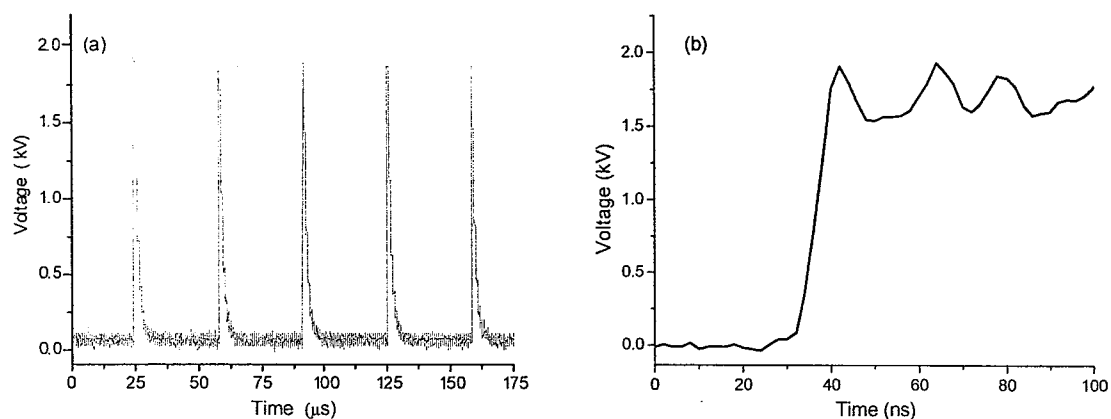


图 4.2 高压驱动源输出波形

4.1.4 非线性光学晶体

没有非线性光学晶体就没有二阶非线性光学效应,也就没有激光频率的变换与扩展。从实用的角度看,非线性光学晶体应该具备的条件有^[4.19]:

- ① 大的非线性极化系数;
- ② 宽的透明范围和宽的相位匹配范围;
- ③ 高的损伤阈值;
- ④ 光学均匀性好,对光场吸收损耗小;
- ⑤ 相位匹配容许的角度范围、线宽范围、温度范围大;
- ⑥ 化学稳定性好,不潮解;
- ⑦ 可生长出大体积的光学性能优良的晶体;
- ⑧ 材料便宜,生长容易、成本低;
- ⑨ 机械强度高,加工和使用方便。

能完全满足上述各项条件的晶体很难找到,只能根据实际需要选择相对合适的晶体。表 4.3 列出了几种重要的非线性光学晶体材料的特性参数。

表 4.3 常用非线性材料的重要特性参数

材料	相位 匹配 类型	有效非 线性系 数 /(pm/V)	损伤阈值 ($1.06\mu\text{m}@10\text{ns}$) /(GW/cm ²)	走离角 /mrad	容限参量(FWHM)	
					角度 ($\Delta\theta/\Delta\varphi$) /mrad*cm	温度/°C*cm
KDP	II	0.4	0.5	24	2.2	18
KD*P	II	0.38	0.5	24	1.8	6.7
KTP	II	7.4	0.5	9.6	75/85	25
BBO	I	1.83	1.5	56	0.9	55
LBO	I	1.17	1.5	7.5	57/9	4
LN	I	5.37	0.1		0.7	0.7

从表 4.3 可以看出, KTP(KTiOPO_4)和 LBO(LiB_3O_5)是综合性能最优秀的非线性光学晶体, KTP 晶体 II 类相位匹配非线性系数大, 接收角大, 倍频效率高; 而 LBO 晶体抗损伤阈值高, I 类相位匹配走离角小, 长期工作性能稳定。我们分别选用尺寸 $5\text{mm}\times 5\text{mm}\times 6\text{mm}$ 的 II 类相位匹配 KTP 晶体和尺寸 $2\text{mm}\times 2\text{mm}\times 10\text{mm}$ 的 I 类相位匹配 LBO 晶体进行倍频实验。

4.1.5 倍频晶体调节装置设计

因为 KTP 晶体 II 类相位匹配要求入射光偏振态与光轴成 45° , 而 LBO 晶体 I 类相位匹配则要求入射光偏振态与光轴平行; 同时考虑到我们主要研究的电光晶体 LGS 具有很强的旋光性^[4.15], 虽然在直线腔调 Q 实验中, 光束来回一次抵消了旋光角度, 消除了晶体旋光性对调 Q 的影响, 但输出光偏振态发生了改变, 而此变化会大大影响倍频效率。基于以上两个原因, 我们设计了能使倍频晶体沿轴向旋转的夹具, 并置于调整架上便于精密调节, 如图 4.3 所示。

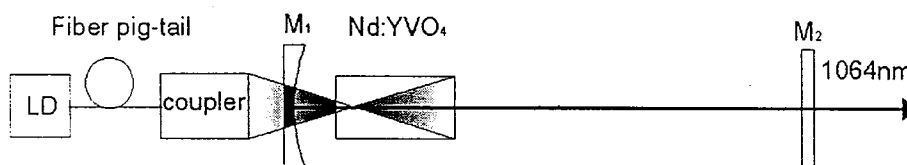


图 4.3 倍频晶体调节装置

4.2 激光器的连续运转特性

4.2.1 实验装置

按照第三章的模拟结果和上一节的实验整体设计, 论文研究工作的实验装置如图 4.4 所示, 泵浦源为带尾纤输出的 808nm 波段 LD, LD 尾纤的数值孔径为 $N.A.=0.22$, 纤芯直径为 $d=400\mu\text{m}$, 尾纤输出最大泵浦功率约为 24W, 经由放大率为 1:1 的光学耦合系统 (光学系统焦距为 15mm), 将泵浦光聚焦在 Nd:YVO₄ 晶体中心。平凹谐振腔腔长为 105mm, 从左至右依次放置有后腔镜 M₁、Nd:YVO₄ 晶体、耦合输出镜 M₂。后腔镜 M₁ 凹面的曲率半径为 250mm, 双面镀有 808nm 增透膜和 1064nm 全反膜, 耦合输出镜 M₂ 为镀有一定 1064nm 透过率膜的平面镜。Nd:YVO₄ 晶体为 α 轴切割, 尺寸为 4mm×4mm×7mm。4mm×4mm 的两个面做为通光面, 镀有 808nm 和 1064nm 增透膜, 为了使结构更加紧凑, 我们将 Nd:YVO₄ 晶体的非通光面安装在半导体制冷片 (TEC) 制冷的铜制热沉中, 通过温控系统将温度控制在 21℃, 完全舍弃水循环冷却系统。

图 4.4 LD 端面泵浦 Nd:YVO₄1064nm 激光器实验装置图

4.2.2 泵浦源的输出特性和泵浦效率

LD 泵浦源的输出功率曲线以及光谱特性是我们实验中必须首先知道的参数,因此在实验中我们先期对其进行了测量,测量结果如图 4.5 所示。随着泵浦电流的增加,LD 的输出功率基本是线性的,在最大电流 38A 时,输出为 24W。其发射波长偏短,在工作温度 $T=25^{\circ}\text{C}$ 时,其最大输出功率处的波长小于 808.5nm。工作温度升高,会使其波长向长波方向移动,图 4.6 给出了泵浦电流 30A (对应功率 17W) 时波长随温度的变化曲线,从图中可以看出,温度每升高 1°C ,波长增大约 0.25nm,在电流为 30A 时,要让波长达到 808nm,工作温度需升高到 29°C 左右。由于温度的升高会影响 LD 的使用寿命,因此我们在实验中除非特别需要,一般都将温度控制在 $T=25^{\circ}\text{C}$,此时在 LD 的使用电流范围 (15A~38A) 内,其波长在 805.2nm~808nm 范围变化。Nd:YVO₄ 的峰值吸收波长在 808.5nm,但其吸收光谱较宽,因此其吸收效率受到的影响不算太大,图 4.7 给出了工作温度为 $T=25^{\circ}\text{C}$ 时,不同泵浦电流下 Nd:YVO₄ 的吸收效率。泵浦电流较低时,由于波长离 Nd:YVO₄ 的吸收峰较远,因此吸收效率也较低,只有 87%左右,随着电流增加,吸收效率逐渐变大,在 38A 左右时,吸收可达 94%。

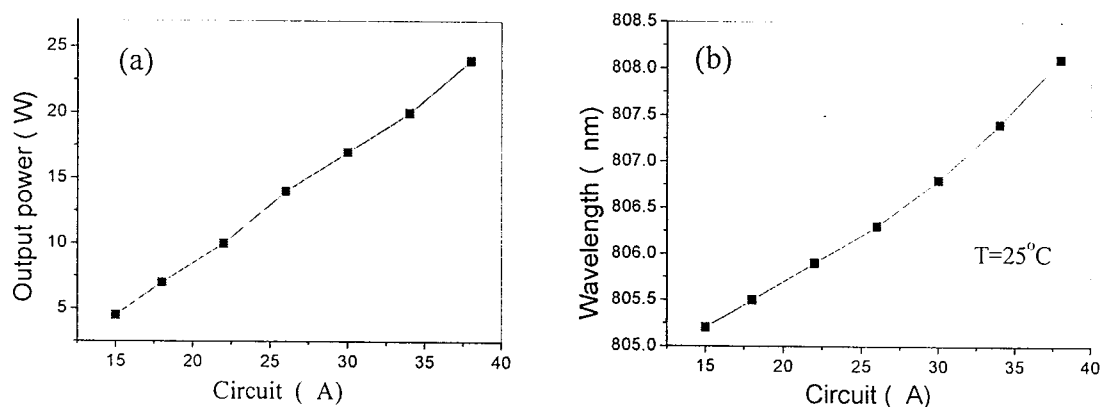


图 4.5 LD 的输出特性

(a) 输出功率曲线 (b) 输出光谱曲线

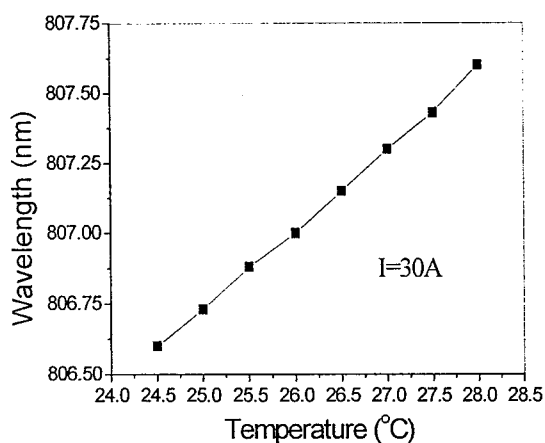
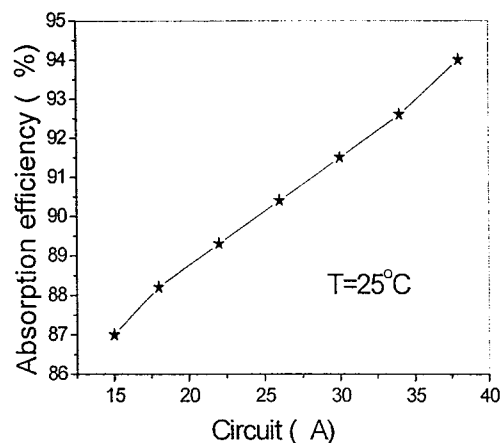


图 4.6 LD 的峰值波长随温度的变化关系

图 4.7 Nd:YVO₄ 的吸收效率

4.2.3 连续运转实验结果

利用上面的实验装置，我们首先对连续运转的激光输出特性进行了实验研究，图 4.8 给出了不同输出透过率下的实验结果。可以看出，当输出耦合镜的透过率选用 28.3% 时，在 24W 泵浦输入的条件下，获得 9.43W 的最大输出功率。此时，斜率效率为 41.67%，相应的最大光-光转换效率为 40.5%。考虑到激光晶体的实际吸收效率，计算得到激光器的实际光-光转换效率已达到 43%。实验结果显现的最佳输出耦合率值与第三章理论估算的值 $T=25.3\%$ 非常接近。

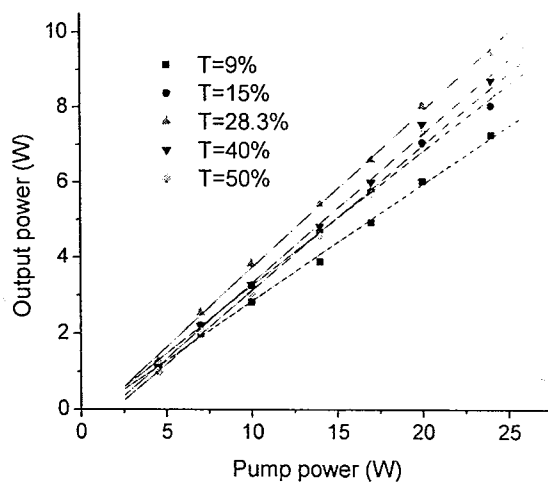


图 4.8 不同输出耦合透过率时 1064nm 激光器的连续输出特性

4.3 LGS 晶体和 RTP 晶体电光调 Q 实验研究

4.3.1 实验装置

LD 连续端面泵浦电光调 Q Nd:YVO₄ 激光器的实验装置如图 4.9 所示。除了增加的由偏振片，四分之一波片 (Quarter Wave Plate-QWP) 和电光晶体共同构成的电光 Q 开关外，其它元件及腔参数与连续运转时完全一样。实验中采用脉冲加压式电光调 Q 模式，在电光晶体不加电压时，Q 开关处于关闭状态，当在电光晶体上加四分之一波电压后，腔内光束往返一次后偏振方向转过 180 度，Q 开关打开，释放出巨脉冲。尽管 Nd:YVO₄ 的输出是线偏振的，不需要在腔内插入起偏元件，但为了保证在晶体不加电压时，谐振腔处于高损耗状态，即 Q 开关处于关闭状态，因此一个可将光束偏振方向旋转 90 度 (往返通过) 的 QWP，和一个用于阻止正交偏振光通过的检偏器仍是必需的。

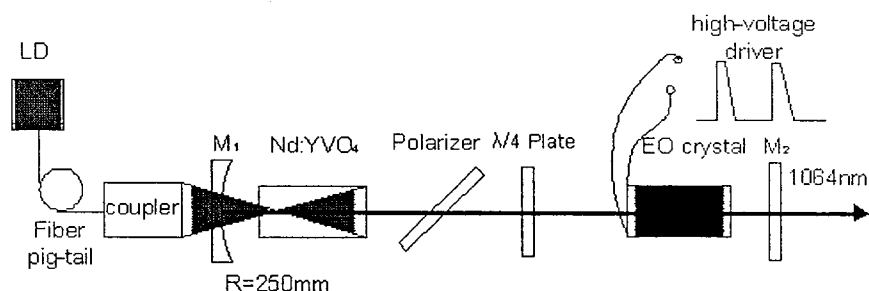


图 4.9 高重复率电光调 Q 1064nm 激光器实验装置图

4.3.2 静态输出性能测试

由于在腔内插入调 Q 元件，尤其是偏振片的插入，将使得激光器的插入损耗变大，因此实验中需要对各个元件对激光器输出特性的影响进行测量，对插入偏振片和电光晶体而引入的附加损耗进行评估。

Nd:YVO₄ 晶体是线偏振输出的，理论上，如果偏振片的消光比足够高，偏振片的插入将不会影响激光器的输出，但实际上，即使严格的偏振光通过与其偏振方向相同的偏振片时，也会有一部分反射和散射吸收等损耗，加上实验调节时起偏器的放置方位可能不够精确，因此其斜率的下降是不可不免的。实验中插入起偏器后，激光器阈值略有升高，斜率效率也有所下降，参见图 4.10 实测的输出功率变化曲线。另外，电光晶体特别是 LGS 晶体带来的插入损耗较为明显，而四分之一波片的插入基本未带来明显的损耗。表 4.4 给出了插入各个元件后谐振腔阈值泵浦功率的变化情况，实验中所用的输出耦合镜透过率为 $T=50\%$ 。

表 4.4 腔内插入元件对阈值的影响

Cavity state	Empty cavity	With polarizer	With $\lambda/4$ plate	With LGS/RTP
Threshold circuit / A	10.8	11.2	11.2	11.5/11.3
P_{th} / W	1.05	1.34	1.34	1.5/1.4
Slope efficiency	38.2%	35.4%	35.4%	34.8%/35.3%

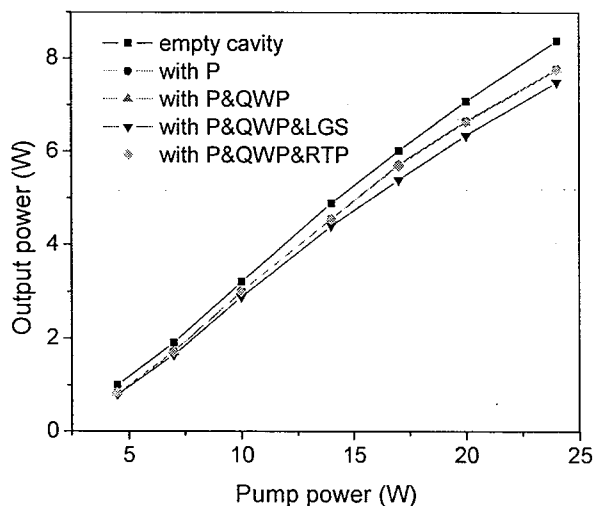


图 4.10 腔内插入偏振片和调 Q 晶体等元件对激光器斜效率的影响

4.3.3 不同重复率下电光调 Q 的实验结果

为了实现调 Q 运转，在电光晶体不加电压时，需要让谐振腔处于低 Q 值状态，我们在上述静态实验的基础上，将 QWP 的光轴方向旋转 45 度，水平偏振的线偏振光两次经过 QWP 后将产生 π 相位延迟，偏振方向旋转 90 度，变为垂直偏振光，不能通过检偏器，因此激光振荡无法形成，Q 开关关闭。此时在电光晶体上加 $\lambda/4$ 电压，Q 开关打开，实现调 Q 脉冲输出。为了解 LGS 晶体作为电光 Q 开关的工作性能，实验工作首先在较低重复率下用 LGS 电光开关进行了调 Q 实验研究，图 4.11 给出了重复频率为 5kHz 时相应的实验结果。

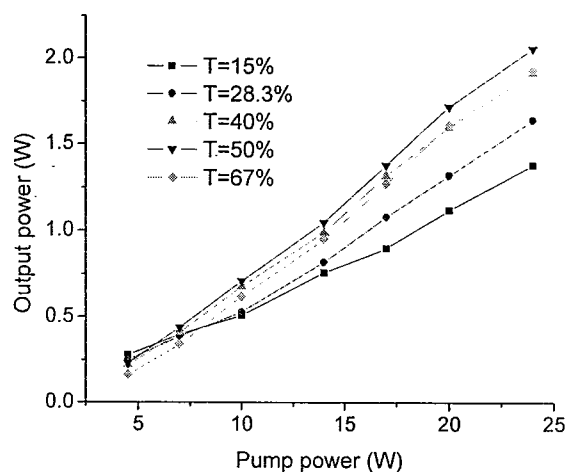


图 4.11 不同输出耦合透过率时 5kHz 调 Q 输出特性

由图 4.11 可知, 当使用透过率 $T=50\%$ 的耦合输出镜时, 实验获得最佳耦合输出。随着泵浦功率的增加, 输出功率相应线性增加, 脉宽则逐渐变窄, 最大单脉冲能量为 0.4mJ , 相应最窄脉宽为 6.3ns , 激光脉冲波形如图 4.12 所示:

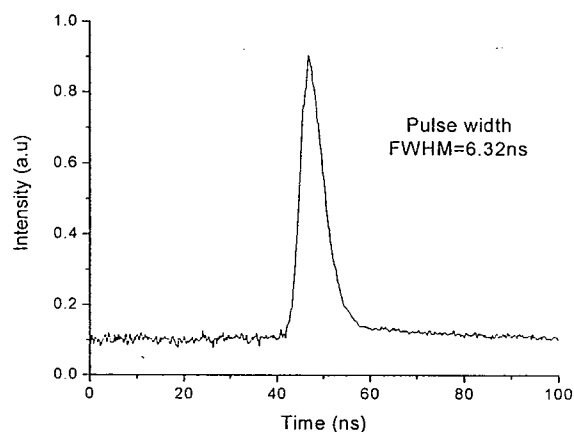


图 4.12 5kHz 时的调 Q 脉冲波形

在实验中, 虽然我们使用的 LGS 晶体 $\lambda/4$ 电压理论计算值约为 1760V , 但由于电路损耗和接触电阻的存在, 实际的最佳工作电压为 2000V 左右, 而 RTP 晶体调 Q 的实际工作电压也在 1400V 左右。当工作电压在最佳值附近 50V 范围内变化时, 激光输出变化不明显, 但当偏离较多, 超过 100V 时, 输出功率就会有明显的下降。在考察完低重复率调 Q 特性后, 我们继续使用透过率 $T=50\%$ 的耦合输出镜, 改变电光 Q 开关重复率, 考察输出功率随重复率的变化情况。利用 LGS 晶体和 RTP 晶体, 在 $5\text{kHz}\sim 30\text{kHz}$ 频率范围内, 均获得了稳定的调 Q 输出,

实验测得的激光器输出功率变化结果如图 4.13 和 4.14 所示:

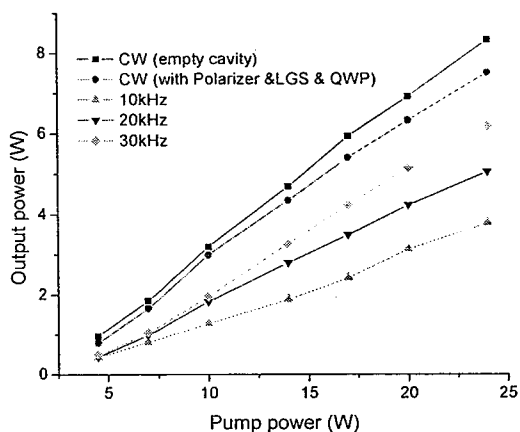


图 4.13 LGS 电光调 Q 在不同重复率下的输出功率曲线

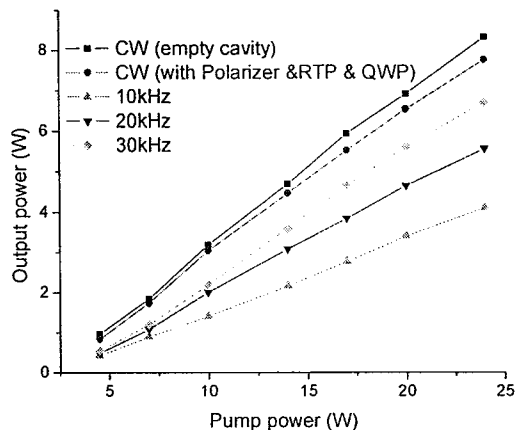


图 4.14 RTP 电光调 Q 在不同重复率下的输出功率曲线

从图 4.13 和图 4.14 的实测功率曲线可以看出, 调 Q 激光输出功率随着重复频率的增加而增加, 在实验条件限制的最大泵浦条件下, 并没有观测到输出饱和迹象。当把重复频率提升到 30kHz, 泵浦输入功率为最大的 24W 时, 利用 LGS 晶体 Q 开关和 RTP 晶体 Q 开关, 分别获得了最大平均功率输出 6.2W 和 6.7W, 按激光晶体实际吸收 22W 泵浦光功率计算, 激光器的光-光转换效率分别约为 28%和 30%, 斜率效率分别为 32.7%和 34.9%, 调 Q 动静比分别约为 76%和 81%。相应的激光脉冲能量及脉冲宽度随重复频率的变化关系如图 4.15 所示:

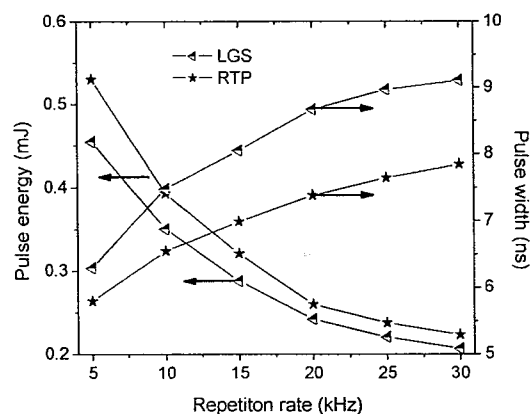


图 4.15 1064nm 激光器脉冲能量和脉宽随重复频率的变化曲线

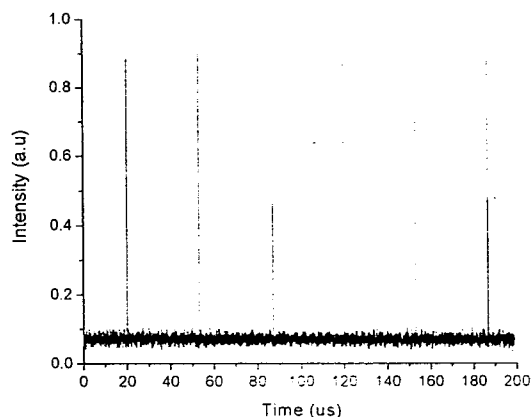


图 4.16 1064nm 激光器 30kHz 时的调 Q 输出脉冲序列

分析图 4.15 的实验结果可以发现,在相同泵浦功率条件下,激光单脉冲能量随着重复频率的增加而减小,而脉宽随着重复频率的增加而增加。横向比较可知,使用 RTP 晶体调 Q 可以获得相对较大的激光脉冲能量和相对较窄的脉宽,我们认为这跟 LGS 晶体存在较大插入损耗和压电环效应有关。当重复频率为 30kHz 时,使用 LGS 晶体开关,获得最大单脉冲能量约 0.21mJ,最窄脉宽~9.1ns,相应峰值功率 22kW 的调 Q 脉冲序列输出;而使用 RTP 晶体,获得最大单脉冲能量约 0.23mJ,最窄脉宽 7.8ns,相应峰值功率高达 29kW 的调 Q 输出。实验中我们用示波器监测 30kHz 重复频率下的调 Q 脉冲序列,发现 LGS 晶体调 Q 脉冲序列和 RTP 晶体调 Q 脉冲序列均具有较好的稳定性,见图 4.16。用示波器探测到的调 Q 激光脉冲时间波形如图 4.17 所示。

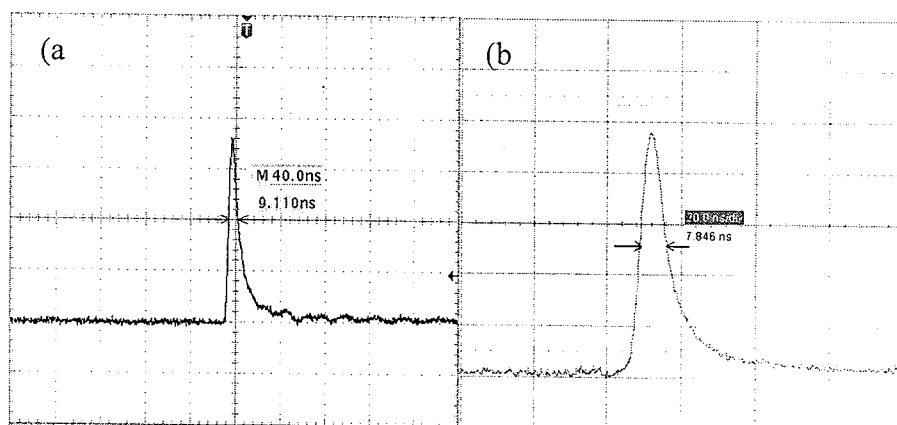


图 4.17 30kHz1064nm 激光器脉冲波形

(a) LGS 电光调 Q (b) RTP 电光调 Q

4.3.4 光束质量测量

我们用 Spiricon 公司生产的 M²-200 型光束传输分析仪测量了重复频率为 30kHz 时 LGS 晶体电光调 Q 和 RTP 晶体电光调 Q 输出激光束的光束质量,测量结果显示,在一定的频率变化范围内 ($\leq 30\text{kHz}$), M² 因子皆小于 2,这说明实验获得了高光束质量的窄脉冲激光。表 4.5 给出了 LGS 晶体电光调 Q 实验中在不同泵浦电流下测量得到的 M² 因子、光束束腰半径和发散角,前后分别为 x, y 方向的值。图 4.18 为泵浦功率 10W,输出功率约为 2W 时的光束质量测量结果,此时, $M_x^2 = 1.50$, $M_y^2 = 1.39$, 图 4.18(b)为激光能量远场空间分布。

表 4.5 1064nm 激光器的光束质量测量结果

pump circuit / A	15	22	26	30
beam waist / μm	428/392	448/406	465/435	488/467
beam divergence/mrad	4.23/4.16	4.53/4.35	4.75/4.59	4.98/4.79
M^2	1.35/1.21	1.5/1.39	1.71/1.59	1.94/1.82

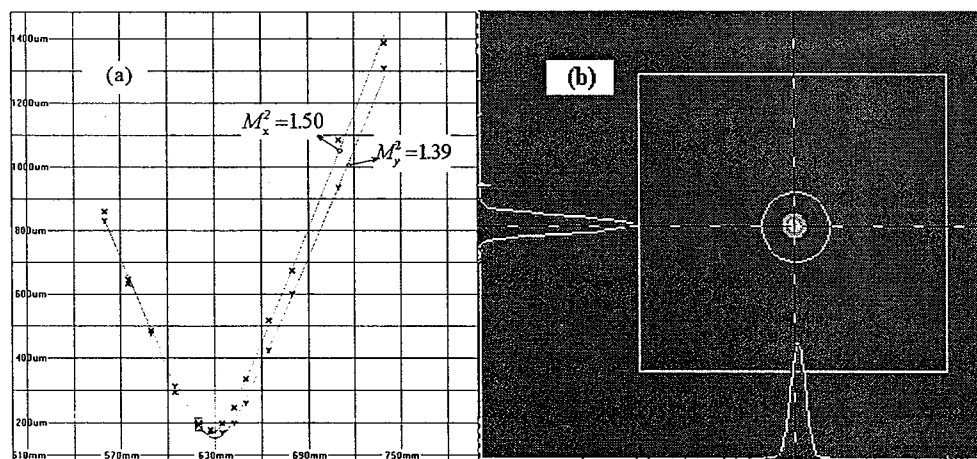


图 4.18 输出功率 2W 时的光束质量测量

从表 4.5 可看出, 虽然在实验测量范围内, M^2 因子皆小于 2, 但当泵浦电流达到 30A (对应功率 17W), 即泵浦功率较大时, 光束质量下降较为明显。用 RTP 电光调 Q 输出激光束的光束质量测量结果也大致与 LGS 测量结果相近, 原因可能是因为我们使用的 TEC 制冷片功率不够, 导致晶体温控在较大泵浦功率下不能达到稳定。实验中发现, 当泵浦电流升到 38A (对应功率 24W) 时, 温控系统探测激光晶体温度已升至 23℃, 显著的温升势必导致较为严重的热透镜效应, 加上泵浦功率较大时由于增益较大容易导致多模振荡, 光束质量难免有所下降。

4.4 直线腔电光调 Q 激光器腔外倍频实验研究

4.4.1 实验装置

为了与后续实验——V 型腔电光调 Q 腔内倍频绿光激光器实验结果做对比, 我们在直线腔电光调 Q 激光器输出端插入倍频晶体进行腔外倍频实验研究, 实

验装置如图 4.19 所示:

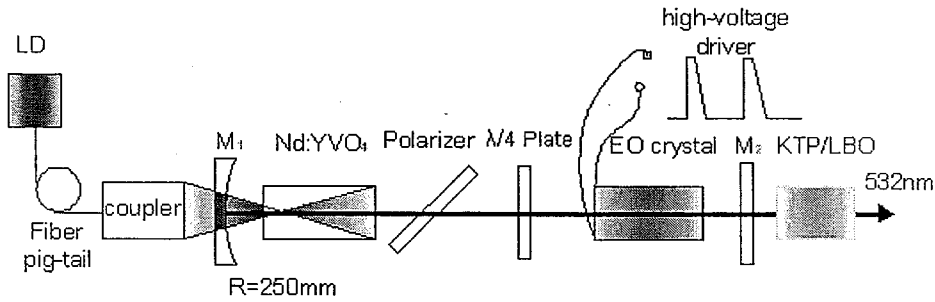


图 4.19 直线腔电光调 Q 激光器腔外倍频实验装置图

4.4.2 实验结果

我们在 RTP 晶体电光调 Q 激光器输出耦合镜后插入 II 类匹配 KTP 倍频晶体，调 Q 重复率为 30kHz 时，实验测得的绿光输出结果如图 4.20。

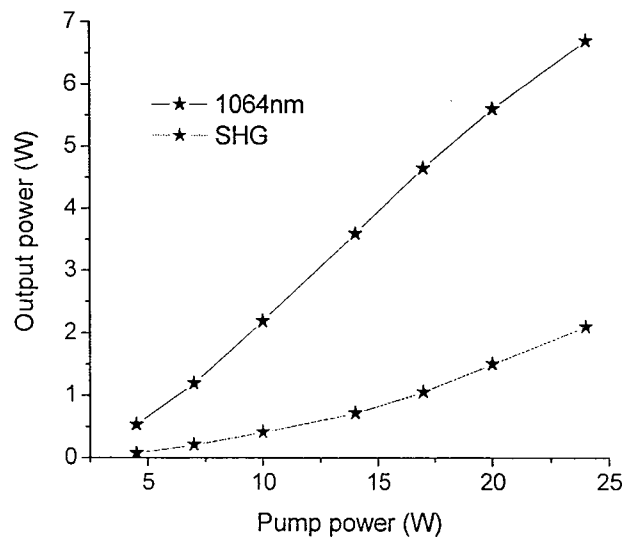


图 4.20 KTP 腔外倍频实验结果

从图 4.20 可以看到，腔外倍频的倍频效率总体较低，且随着泵浦功率的增加而增加。在最大泵浦功率时，获得 532nm 绿光最大功率输出 2.1W，倍频效率约为 31%。用示波器检测输出绿光脉冲波形，发现谐波脉冲脉宽普遍要窄于基频光脉冲，在最高泵浦功率时，脉宽可窄至 5.8ns，如图 4.21 所示：

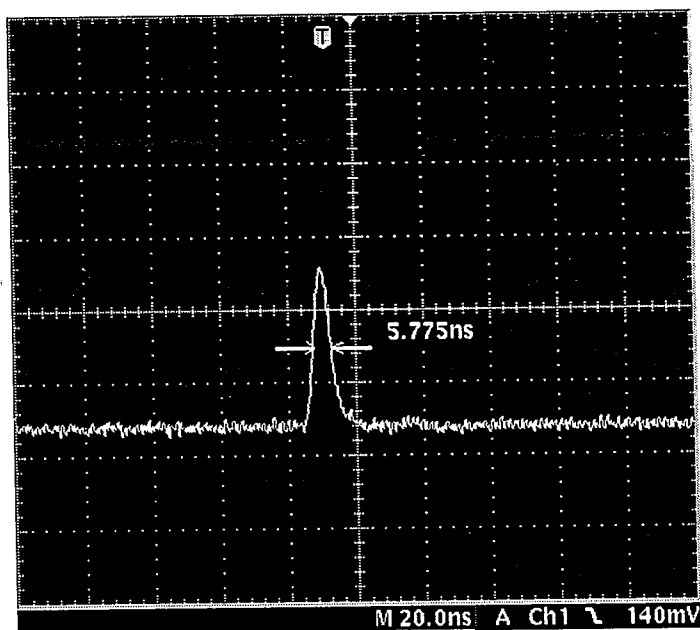


图 4.21 30kHz 腔外倍频绿光脉冲波形

实验中我们发现,当绿光输出功率超过 1W 时,倍频输出出现明显的不稳定现象,激光器工作一段时间后,功率即开始下降。我们认为这一现象主要是因为入射基频光功率较大时,倍频晶体产生了一定的温升使相位匹配条件发生变化,导致倍频效率的下降。当然也存在高功率条件下基波光光束质量下降影响倍频效率的可能。

实验中,我们将倍频晶体换为 LBO 晶体,但实验效果不佳,绿光输出最大在百 mW 量级,分析原因可能是因为 LBO 的倍频系数和接收角较 KTP 晶体小(由表 4.3 可知,Ⅰ类临界相位匹配的 LBO 晶体倍频系数约为Ⅱ类临界相位匹配的 KTP 晶体的 1/7;接收角 ϕ 也比 KTP 晶体小一个数量级)造成的。当然激光脉冲较低的功率密度,使 LBO 倍频器无法获得高转换效率。

4.5 本章小结

本章首先结合高重复率电光调 Q 的主要难点进行实验装置的整体设计,在此基础上,研究了激光器的静态工作性能,然后利用 LGS 晶体和 RTP 晶体着重进行高重复率电光调 Q 实验。在 30kHz 时,分别获得了单脉冲能量 0.21mJ、脉宽 9.1ns 和单脉冲能量 0.23mJ、脉宽 7.8ns 的 1064nm 调 Q 输出,斜率效率分别为 32.7%和 34.9%,光束质量良好。实验表明 LGS 晶体的插入损耗较 RTP 晶体大,获得的脉冲脉宽稍宽,但在 30kHz 的重复率下工作可以获得稳定无噪声的

脉冲波形和脉冲序列, 是一种性能优良的电光调 Q 晶体。最后在该激光器输出端插入倍频晶体进行腔外倍频实验, 发现 KTP 晶体实验效果要好于 LBO 晶体, 最大输出功率 2.1 W。

参考文献

- [4.1] W.克希耐尔著.孙文等译.固体激光工程. 北京:科学出版社,2002: 175
- [4.2] http://www.eoc-inc.com/leysop/100_rtp_pockels_cell_qswitch.htm
- [4.3] http://www.raicol.com/product_details.asp
- [4.4] M. Roth a, N. Angert b, M. Tseitlin *et al.*.Ferroelectric phase transition temperatures of self-flux-grown RbTiOPO₄ crystals.Optical Materials ,2004 ,26 :465~470
- [4.5] M. Tseitlina, E. Mojaevb, M. Roth.Growth of high resistivity RbTiOPO₄ crystals.J. Crystal Growth.2008,**310**:1929~1933
- [4.6] <http://www.leysop.com/pockels.htm>
- [4.7] Lebiush .E , Lavi .R , Tzuk .Y *et al* ..High repetition rate end-pumped electro-optic RTP Q-switch Nd:YVO₄ laser Proc.CLEO Europe'2000, 2000: 1
- [4.8] 赵佳, 董磊, 卓壮, 李桂秋, 赵圣之.高重复率 RTP 电光调 Q Nd:YAG 激光特性研究. 红外与激光工程, 2008, **37** (4): 647~650
- [4.9] J.KLEINBAUER ,R.KNAPPE,R.WALLENSTEIN.13-W picosecond Nd:GdVO₄ regenerative amplifier with 200-kHz repetition rate.*Appl. Phys. B* ,2005,**81**, 163~166
- [4.10] Keming Du ,Hengli Zhang ,Peng Shi *et al.*.Electro-optically Q-switched Nd:YVO₄ slab laser with a high repetition rate and a short pulse width.*Opt.Lett* ,2003, **28**(2):87~89
- [4.11] Yan-Qing Lu, Zhi-Liang Wan and Quan Wang *et al.* Electro-optic effect of periodically poled optical superlattice LiNbO₃ and its applications. *Appl.Phys.Lett.* 2000,**77**: 3719~3722
- [4.12] Y.H.Chen and Y.C.Huang. Actively Q-switched Nd:YVO₄ laser using an electro- optic periodically poled lithium niobate crystal as a laser Q-switch. *Opt.Lett.* 2003,**28**(16): 1460~1462
- [4.13] Gary Y. Wang, Huai Jiang, Jing Zhao *et al.*.Low-voltage electro-optic Q switching of 1.06μm microlasers by PLZT,*Proc.of CLEO'98*,1998:485
- [4.14] Yingyin Kevin Zou, Qiushui Chen, Run Zhang, *et al.*...Low Voltage. High Repetition Rate Electro-Optic Q-switch.*Proc.of CLEO '2005*,2005:1094~1096
- [4.15] X. Yin, J. Wang, H. Zhang, *et al.*.,Electrooptic properties and electrooptic Q switch of La₃Ga₅SiO₁₄ single crystal, *Jpn. J. Appl. Phys.* Part 1 ,2002,**41**,7419~7421
- [4.16] 王继扬, 尹 鑫, 张少军等.硅酸镓铟单晶的生长、性质及电光应用的研究.物理学进展,

2007,27(9):344~360

- [4.17] Chunyu Wang , Huaguo Zang , Xiaoli Li , Yutian Lu, and Xiaolei Zhu .LD-pumped high repetition rate Q-switched Nd:YVO₄ laser by using La₃Ga₅SiO₁₄ single crystal electro-optic modulator.*Chin. Opt.Lett.*,2006,4(6):329~331
- [4.18] http://home.btconnect.com/akldb/PDF/Regen_driver.pdf
- [4.19] 李港著, 激光频率的变换与扩展, 北京, 科学出版社, 2005: 278

5 V 型腔高重复率电光调 Q 绿光激光器实验研究

如前文 1.2.1 节所述, 高重复率窄脉宽绿光激光器在科研、工业加工、水下探测、激光显示和国防军事等领域都具有广阔的应用前景。电光调 Q 绿光激光器在应用中具有声光调 Q 和被动调 Q 方式所不具备的优势, 但由于高重复率电光调 Q 绿光激光器技术尚不成熟, 因此开展高重复率窄脉宽的电光调 Q 绿光激光器的研究非常有必要。

5.1 实验整体设计

在高重复率电光调 Q 绿光激光器的设计中需要考虑的问题主要是非线性光学晶体的选取和系统相关调节机构的设计。由上一章讨论可知, 必须采取措施消除 LGS 晶体旋光效应对倍频效率带来的影响, 并且要将倍频晶体安置于谐振腔的细束腰位置以获得最高的倍频效率。

5.2 V 型腔基频光连续输出实验

5.2.1 实验装置

按照第三章的模拟结果和上一节的实验整体设计, 我们的 V 型腔实验装置如图 5.1 所示。腔参数设置与模拟条件一致, 腔镜 M_1 到增益介质前端面的距离 l_1 为 12mm, 增益介质后端面到折叠镜 M_2 的距离 l_2 为 161mm, 腔镜 M_2 到 M_3 的距离 l_3 为 200mm。即臂 L_1 、 L_2 长分别为 180mm、200mm, 折叠半角 θ 为 10° 。腔镜 M_1 , M_2 , M_3 曲率半径分别为 250mm, 100mm, 151.36mm。 M_2 镀有 1064nm 全反膜和 532nm 增透膜, M_3 为镀有一定 1064nm 透过率的输出镜。在实验初始阶段的激光器静态性能测试过程中, 我们特意将偏振片加入到谐振腔内进行测试, 以消除因偏振片的插入造成光轴偏移的影响。

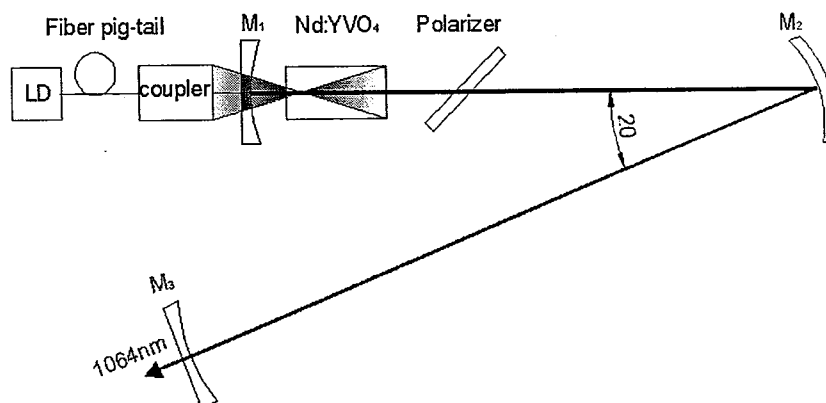


图 5.1 V 型腔 1064nm 激光器实验装置图

5.2.2 连续运转实验结果

利用上面的实验装置，我们分别使用了 $T=10\%$ 和 $T=25\%$ 的输出耦合镜，获得了稳定的激光输出，实验测得的激光器输入输出功率曲线如图 5.2 所示：

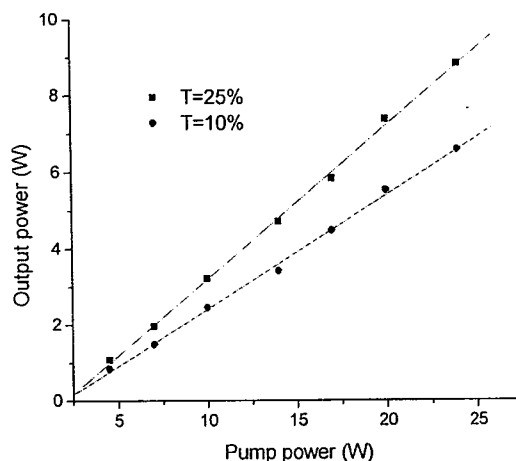


图 5.2 V 型腔基频光连续运转特性

可以看到，在透过率为 25% 时，激光器获得了高效率的基波输出，最大激光输出功率达到 8.8W，斜率效率为 40%，证明该谐振腔设计是高效可行的。虽然 25% 输出耦合率不一定是最佳值，但在 V 型腔内我们将重点进行倍频激光的研究工作，届时该输出镜将替换成全反射镜。因此实验中并未深入探索最佳输出耦合

率值。

5.3 V 型腔基频光电光调 Q 实验研究

在 V 型腔基频光实验装置的基础上, 加入四分之一波片、LGS 晶体, 与起偏器共同组成 Q 开关, 进行基频光的电光调 Q 实验。此时我们仍然使用透过率为 25% 的耦合输出镜。实验结果显示, 在 1Hz~30kHz 范围内, 都能够获得稳定的调 Q 输出, 输出激光平均功率随重复率的增加而增加, 同样未出现饱和迹象。图 5.3 为实际测得的激光器输入输出功率变化曲线。很显然, 在 30kHz 的重复频率下, 实验获得了 5.5W 的基波最大平均功率输出, 激光器斜率效率为 25%, 最大光-光效率达 23.1%。

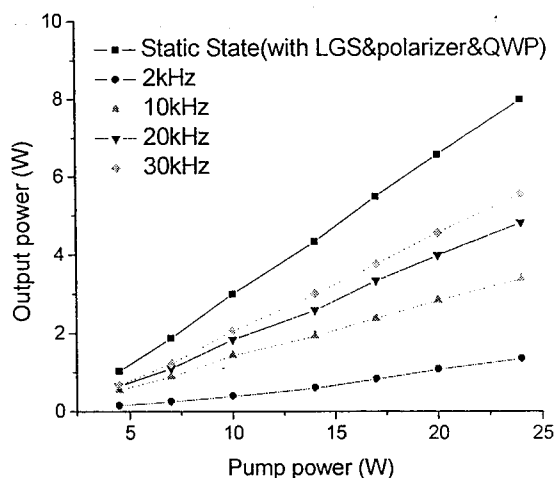


图 5.3 V 型腔基频光电光调 Q 输出特性

5.4 V 型腔 532nm 绿光电光调 Q 实验

5.4.1 实验装置

在 V 型折叠腔基波电光调 Q 实验基础上, 将 M_3 镜更换为 1064nm/532nm 全反镜, 然后在该臂束腰位置插入倍频晶体 LBO, 即可在折叠镜 M_2 处获得绿光脉冲输出。实验装置示意图及实物照片分别如图 5.4 和图 5.5 所示。

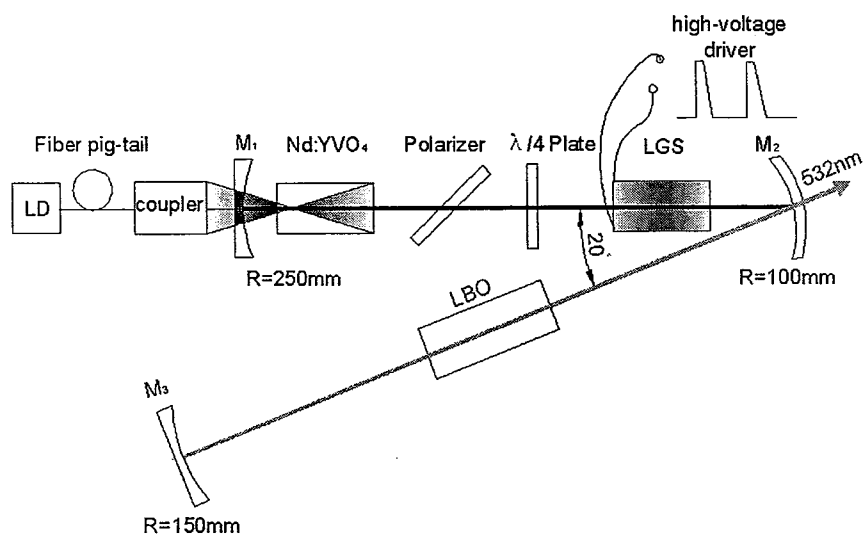


图 5.4 高重复率电光调 Q 绿光激光器实验装置

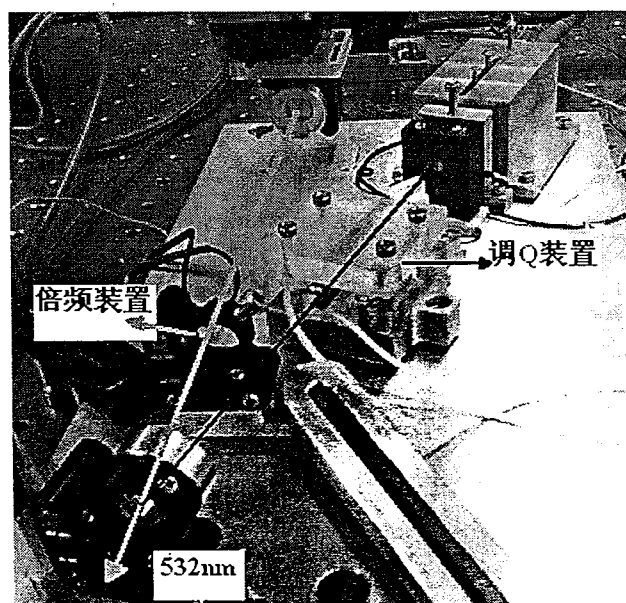


图 5.5 高重复率电光调 Q 绿光激光器实物图

5.4.2 高重复率电光调 Q 绿光输出实验结果

实验中我们首先尝试用 II 类相位匹配的 KTP 晶体获得高效率倍频输出，但实验效果并不理想，绿光输出不但功率不稳定，而且倍频效率也很低，并且发现旋转四分之一波片并不能使调 Q 光开关处于完全“关闭”状态。分析其原因应

该是：当在谐振腔内插入 II 类相位匹配倍频晶体时，入射的 o 光和 e 光经过倍频晶体后产生了附加的相位差，未倍频的基频光（包括 o 光、e 光分量）往返通过倍频晶体后，再次合成的光束偏振态已发生改变，导致始终存在部分光可以通过检偏器，即光开关无法达到“关闭”状态。所以选用 II 类相位匹配设计是不合理的。

随后我们使用 I 类临界相位匹配的 LBO 晶体进行实验，成功获得了 30kHz 范围内高重复率电光调 Q 绿光输出，激光器输出功率测量结果如图 5.6 所示。可以看出，跟基波电光调 Q 的输出特性一样，绿光激光输出平均功率随重复频率的增加而增加，但当重复频率大于 20kHz 时，输出功率变化曲线出现变缓现象，即在泵浦功率较大时，绿光激光输出功率增长并不明显。我们分析了其中的原因，将会在下节讲述。在 30kHz 时，获得绿光最大平均功率输出 2.5W，光光效率约为 11%，相应单脉冲能量约为 80 μ J，脉宽 10.8ns，脉冲时间波形和检测到的脉冲序列如图 5.7 所示。与直线腔 LBO 晶体腔外倍频实验结果对比可知，采用腔内倍频方式使输出功率大幅度增加（从百 mW 量级提升到 2.5W），证明了采用 V 型腔腔内倍频方式的合理性。

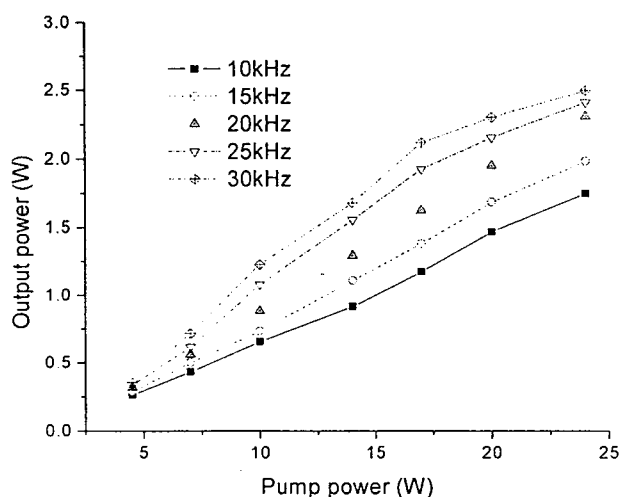


图 5.6 532nm 电光调 Q 激光器不同重复率下的输出功率曲线

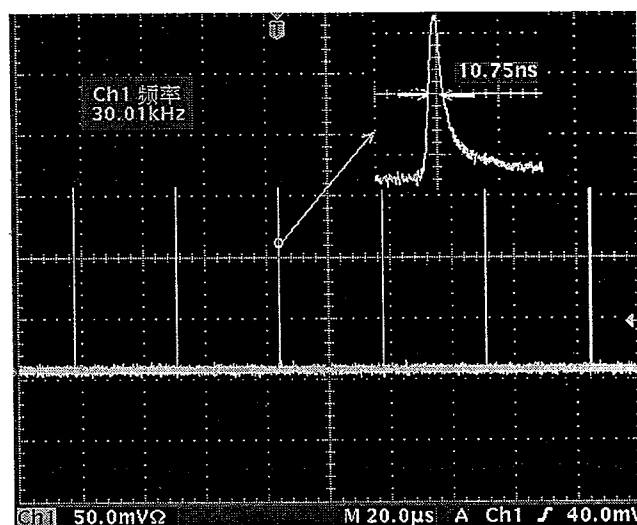


图 5.7 30kHz 532nm 绿光调 Q 脉冲序列及波形

在绿光激光输出功率约为 1.5W 时，我们测量了绿光输出功率的稳定性，持续时间为一个小时。测量结果如图 5.8 所示，经计算，绿光功率输出的不稳定性为 1.4%(rms)。

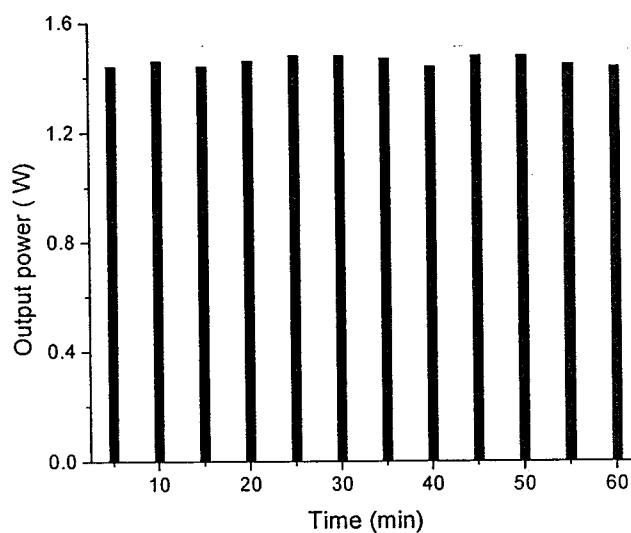


图 5.8 绿光输出稳定性测量

5.4.3 光束质量测量

在重复频率为 20kHz 时，我们测量了绿光输出的光束质量，表 5.1 给出了实

验中在不同泵浦电流下测量得到的 M^2 因子、光束束腰半径和发散角，前后分别为 x, y 方向的值。可以看到，在低功率时输出光束质量较好，图 5.9 为输出功率约为 500mW 时的远场光斑，其光束质量测量图如图 5.10 所示，其中图 5.10(b) 为激光能量远场空间分布。

表 5.1 532nm 激光器的光束质量测量结果

pump circuit / A	15	18	22	30
beam waist / μm	298/312	313/334	336/345	340/351
beam divergence/mrad	2.55/2.89	3.05/3.19	3.17/3.27	3.29/3.80
M^2	1.19/1.32	1.41/1.57	1.57/1.63	1.69/1.92



图 5.9 500mW 绿光输出远场光斑

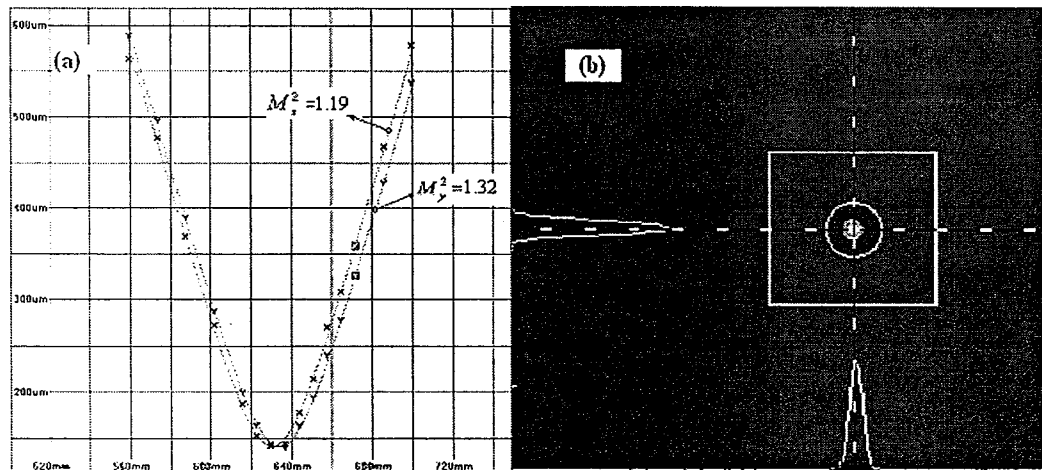


图 5.10 输出功率 500mW 时绿光光束质量测量

(a) 测量图 (b) 远场光强分布

但从表 5.1 也可以看到, 在驱动电流为 30A (对应功率 17W) 时, M^2 因子已经接近 2, 光束质量下降很明显。可以这么认为: 当重复频率高于 20kHz 时, 在较大泵浦功率注入的条件下, 振荡模光束质量的下降, 是造成绿光激光输出未能同步获得线性增加的主要原因。而造成激光光束质量下降明显的原因除了激光晶体温控系统有失控现象外, 另一个重要原因是倍频晶体在较高泵浦功率时产生了较大的温升, 使相位匹配条件发生改变, 影响了倍频效率, 在今后的实验中必须考虑给倍频晶体设置恒温控制系统。

5.5 本章小结

本章工作结合 LGS 晶体电光调 Q 绿光激光器的主要难点进行谐振腔结构的整体设计, 并研究了折叠腔 1064nm 基频光的静态和调 Q 工作特性。在此基础上, 利用 LBO 晶体进行高重复率电光调 Q 激光器的腔内倍频实验, 在 1Hz -- 30kHz 范围内均获得了稳定的调 Q 绿光输出。当电光开关工作在 30kHz 重复频率时, 获得了单脉冲能量约 80 μ J、脉宽 10.8ns 的 532nm 绿光调 Q 激光脉冲输出, 激光器光光转换效率约为 11%。实验结果同时证明了在高重复频率工作模式下, 采用腔内倍频方式比腔外倍频方式能够获得高的倍频转换效率。该激光器在低功率运转时, 可以获得高光束质量绿光脉冲输出, 但随着泵浦功率的增加, 光束质量出现了明显的下降。我们认为, 若能进一步改善激光晶体和倍频晶体的制冷性能, 激光输出光束质量有望得到提高, 输出功率也能同步提高。

6 总结与展望

6.1 工作内容总结

高重复率电光调 Q 全固态激光器以能够同步输出具有一定能量的高重复率窄脉冲序列的优势,在激光微加工领域和空间领域都有重要的应用前景。本论文在大量文献调研的基础上,从理论和实验两方面对这一课题进行了详细研究,得到了一些有实用价值的结果,实现了预期的目标。总结如下:

理论分析方面:

1、针对激光二极管端面泵浦情况,分析了泵浦光空间分布特性和在晶体内的聚焦位置对泵浦速率的影响。结果表明,泵浦光聚焦在晶体中部或稍靠前的区域时,泵浦速率较为均匀,且晶体利用率相对较高,分析结果也为以后的谐振腔设计提供了理论指导。

2、利用 LasCAD 软件分析了激光晶体的热效应,模拟了不同泵浦条件下晶体的温度和应力分布,然后设计了高效稳定的直线谐振腔和 V 型谐振腔,最后利用 ABCD 矩阵光学理论对谐振腔进行分析,验证了 V 型谐振腔设计的合理性。两谐振腔的设计分别为高重复率电光调 Q 基波 1064nm 激光器和 532nm 谐波激光器的实验研究做好了准备。

实验工作:

1、设计并制作了电光调 Q 的激光二极管端面泵浦 Nd:YVO₄ 1064nm 激光器,利用新型电光晶体 LGS 进行高重复率电光调 Q 的实验研究,获得了重复频率 1~30kHz 的调 Q 输出。在重复频率为 5kHz 时,单脉冲能量达 0.4mJ,脉宽可窄至 6.3ns;当重复频率达到 30kHz 时,获得最大平均功率 6.2W,脉宽最窄 9.2ns 的调 Q 输出,斜率效率 32.7%。输出光束质量良好,在输出功率为 2W 时, $M^2 < 1.5$ 。后在相同实验条件下进行 RTP 晶体高重复率电光调 Q 实验,在 30kHz 时,获得了最大平均功率 6.7W、脉宽 7.8ns 的调 Q 输出,斜率效率达 34.9%。最后在该激光器输出端插入倍频晶体进行腔外倍频实验,发现 KTP 晶体实验效果要好于 LBO 晶体,最大输出功率 2.1W。

2、设计并制作了 LGS 电光调 Q 的激光二极管端面泵浦 Nd:YVO₄ 532nm 绿光激光器,选用 I 类临界相位匹配的 LBO 作为倍频晶体,同样获得了重复频率 1Hz~30kHz 的调 Q 输出,而利用 II 类临界相位匹配的 KTP 晶体进行的对比实验结果表明,在电光调 Q 的激光器中,采用 I 类临界相位匹配的倍频晶体更有利于

得稳定谐波输出。在重复频率为 30kHz 时, 获得最大平均功率 2.5W, 脉宽 10.8ns 的稳定脉冲输出, 也证明了 V 型腔腔内倍频的转换效率比直线腔腔外倍频的转换效率高, 可以获得更大的输出功率。测量了激光器工作在 20kHz 时的光束质量及输出稳定性, 在输出功率为 500mW 时, $M^2 < 1.4$; 在输出功率为 1.5W 时, $M^2 < 2$, 输出不稳定性为 1.4%(rms)。

6.2 论文的不足和后续工作展望

1、激光晶体通过半导体制冷片 (TEC) 传导冷却, 彻底抛弃了水冷系统, 有利于空间应用, 但我们选用的制冷片功率和温控系统精度都不够高, 在较大泵浦功率时制冷系统有失控现象, 使激光晶体存在严重的热效应, 直接导致光束质量的下降, 在后续工作中应注意制冷片功率的选取, 其值为可能产生的热功率的两倍以上为宜。

2、在高重复率电光调 Q 绿光激光器的研究中, 虽然从理论上设计了稳定的谐振腔, 但未考虑倍频晶体的温控问题, 而实验发现倍频晶体在高重复率高功率工作时的温升引起的相位失配对实验影响很大, 加上高功率时基频光光束质量的下降, 导致重复频率高于 20kHz、泵浦功率较大时绿光输出功率并未明显增加。在以后的工作中应注意倍频晶体的温控设计。

3、本文重点在于研究新型电光调 Q 晶体 LGS 的性能, 而从直线腔 LGS 和 RTP 晶体的调 Q 对比实验来看, 若使用 RTP 作为 V 型腔腔内倍频绿光激光器的电光调 Q 晶体, 实验效果可能会更好。另外本文未对 RTP 晶体的调 Q 性能做详细研究, 若能获得输出重复率更高 (大于 30kHz) 的电光调 Q 驱动源, 则激光器的输出功率应会更高, 这一部分工作有待于进一步完善。