

密级:_____



中国科学院大学

University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

LD 抽运大能量 Nd: YLF 绿光激光器特性研究

作者姓名: _____ 杨 琦

指导教师: _____ 朱小磊 研究员

_____ 中国科学院大学上海光学精密机械研究所

学位类别: _____ 工学博士

学科专业: _____ 光学工程

培养单位: _____ 中国科学院上海光学精密机械研究所

2015 年 5 月

Research on LD pumped high energy Nd: YLF green laser

By

Qi Yang

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Engineering

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics

May, 2015

中国科学院上海光学精密机械研究所

博士学位论文

论文题目 LD 抽运大能量 Nd: YLF 绿光激光器特性研究

专 业 光学工程

研究生姓名 杨 琦

导师姓名 朱小磊

研究生入学时间 2012 年 9 月

2015 年 05 月 14 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： 杨琦

签字日期：2015年 5 月 14 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： 杨琦

签字日期：2015年 5 月 14 日

指导教师签名： 朱新

签字日期：2015年 5 月 14 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： _____

LD 抽运大能量 Nd: YLF 绿光激光器特性研究

杨琦

导师：朱小磊研究员

摘要

全固态高能量绿光激光器在科学研究、工业、医疗、军事等众多领域都有着广泛的应用。尤其在水下通信领域，对高能绿光激光器有着强烈的需求。本论文的重点就是围绕着水下激光通信对激光-光源的需求，开展研究了一台波长区别于 532 nm 的高能量全固态绿光器，以实现双通道水下通信的应用要求。研究内容主要包括 Nd: YLF 激光振荡器，Nd: YLF 板条放大器以及腔外倍频器。

论文首先介绍了高能量全固态绿光激光器的应用背景和发展现状，介绍了 Nd: YLF 晶体的特性和研究进展以及常用的倍频晶体。论文综述了涉及高能量绿光激光器的基本理论，包括放大理论，热效应分析和倍频理论。

为了确定高能量 1047 nm MOPA 系统的技术方案，论文研究过程中尝试了端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器，侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器和端面泵浦的 Nd: LiLuF₄ 作为系统的前端振荡器。通过分析比较，我们最终确定端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器作为 MOPA 系统前端的技术方案。研究工作首先利用端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器技术，获得了脉宽为 13.7 ns，能量为 15 mJ 近衍射极限光束质量的调 Q 激光脉冲输出。

论文工作以理论分析为指导, 实验研究了影响 Nd: YLF 激光放大器输出的几个重要因素, 具体包括: 寄生振荡、泵浦光的耦合与匀化、存储效率等。研究过程中, 自主设计了放大器的冷却和泵浦结构, 自主设计了用于泵浦光耦合匀化的梯形波导棱镜。最终运用四级板条放大器, 在重复频率为 50 Hz 的情况下, 成功实现了单脉冲能量 840 mJ 的基波 1047 nm 激光脉冲序列输出, 整个激光器 MOPA 系统的光-光转化效率为 12.5%。输出激光的脉冲宽度为 9.13 ns, 对应的最大峰值功率达到 93 MW。测试结果显示, 放大后的激光脉冲光斑光强分布较均匀, 强度空间分布呈现了非高斯型分布, 其光束质量因子测试值为 $M_x^2=3.26$, $M_y^2=4.29$ 。研究工作最后利用非线性晶体 LBO, 通过腔外倍频的方式实现了 520 mJ 的 523.5 nm 绿光输出, 倍频效率高达 62%。

论文研究工作在深入研究 LD 侧面抽运 Nd: YLF 板条 MOPA 系统 1047 nm 波长的放大特性基础上, 进一步开展了 Nd:YLF 板条 MOPA 系统针对 1053 nm 波长的放大特性研究工作。首先, 通过 LD 双端抽运电光调 Q Nd:YLF 振荡器获得了单脉冲能量为 16 mJ 的 1053 nm 基波信号光。为了增大 Nd:YLF 板条激光放大器的光-光转换效率, MOPA 系统的预放大器采用了双程放大结构, 信号光通过四级放大后, 获得了 655 mJ 的能量输出, 光束质量为 $M_x^2=7.0$, $M_y^2=4.6$ 。利用 LBO 晶体进行腔外倍频, 获得了单脉冲能量为 400 mJ 的 527 nm 绿光脉冲输出, 倍频效率达到了 61%。

关键词: 板条放大器, 电光调 Q, 热效应分析, 腔外倍频, Nd: YLF, Nd: LiLuF₄, LBO

Research on LD pumped high energy Nd: YLF green laser

Qi Yang

Directed by Xiaolei Zhu

Abstract

All-solid-state high energy green lasers have widely used in scientific research, industry, medical, military and other fields. Especially in underwater communication, it is desired demanded for a high energy green laser. In this thesis, we carried out reaserch on the all-solid-state high energy green laser, which the wavelength is distinguished from the 532 nm, for the purpose of releasing application requirements of the two-channel underwater communication. Our research mainly included Nd: YLF oscillator, Nd: YLF slab amplifier and extra-cavity frequency doubling.

In this thesis, we reviewed the application background and development status of all-solid-state green laser, introduced the character of Nd: YLF and the normal frequency doubling crystal. The fundamental theory of high energy green laser is presented, including laser amplification, thermal analysis and frequency doubling.

We tried the end-pumped Nd: YLF oscillator, side-pumped Nd: YLF oscillator, end-pumped Nd: LiLuF₄ oscillator as the choice of seed laser of the MOPA system. By comparison, we determined to use the end-pumped Nd: YLF oscillator as the

master oscillator of the system. The dual end-pumped Nd: YLF oscillator provided Q-switched output energy of 15 mJ with pulse duration of 13.7 ns.

According to the instruction of the theoretical analysis, we researched the influence factors of the amplifier by experimental test. The influence factors included parasitic oscillation, coupling and homogenization of the pump light, storage efficiency and so on. We designed pumping and cooling structure of the amplifier ahead and the trapezoid waveguide for coupling the pump laser. By four stage amplification, at the repetition rate of 50 Hz, the system provided output energy of 840 mJ at the wavelength of 1047 nm. The total optical conversion efficiency of the system was 12.5%. The amplified pulse width duration was 9.1 ns, its peak power was around 93 MW. The far-field beam intensity distribution was well-distributed but became non-Gaussian in shape. On the condition of 840 mJ pulse energy output, the beam quality factors of $M_x^2=3.26$, $M_y^2=4.29$. A LBO crystal was used for the extra-cavity frequency doubling. The maximum pulse energy of 520 mJ was obtained. The frequency conversion was up to 62%.

On the basis of researching amplification character of the LD side-pumped 1047 nm Nd: YLF MOPA system. We also researched on the 1053 nm Nd: YLF high energy MOPA system. By utilizing an end-pumped EO Q-switched oscillator, 16 mJ 1053 nm Q-switched pulse energy was achieved. We used double-pass pre-amplifiers to increase the extraction efficiency of slab amplifier. We got the maximum output energy of 655 mJ at 1053 nm with the beam quality of $M_x^2=7.0$, $M_y^2=4.6$. When a nonlinear crystal LBO was used for extra-cavity frequency doubling, more than 400 mJ of 527 nm green laser was generated, the conversion efficiency was up to 61%.

Key words: slab amplifier, EO Q-switched, thermal analysis, extracavity frequency doubling, Nd: YLF, Nd: LiLuF₄, LBO

目录

摘要	I
Abstract	III
1. 绪论	1
1.1 研究背景和意义	1
1.2 激光二极管泵浦固体绿光激光器的特性和研究进展	3
1.2.1 激光二极管泵浦固体激光器特性	3
1.2.2 激光二极管泵浦的几种耦合方式	6
1.2.3 激光二极管泵浦固体绿光激光器的研究进展	9
1.3 Nd: YLF 晶体特性及激光器研究进展	10
1.3.1 Nd: YLF 晶体特性	10
1.3.2 Nd:YLF 激光器的研究进展	14
1.4 常见非线性晶体的物理及光学性质	18
1.4.1 KTP	18
1.4.2 LBO	19
1.4.3 BBO	20
1.5 论文的主要内容	20
2. 全固态大能量 Nd: YLF 绿光激光器理论基础	22
2.1 脉冲激光放大器的理论模型	22
2.2 热分析理论基础	26
2.2.1 温度分布求解	27
2.2.2 热应力方程	28
2.2.3 有限元法求解温度场、应力场	29
2.2.4 光弹效应和应力双折射效应	30
2.2.5 热透镜效应	32
2.2.6 热效应的补偿	33

2.3 倍频基本理论	34
2.3.1 三波互作用稳态耦合波方程	34
2.3.2 光学倍频的稳态小信号解	36
2.3.3 相位匹配原理	37
2.4 本章小结	38
3. Nd:YLF 激光振荡器设计与实验研究	39
3.1 端面泵浦 1047 nm Nd: YLF 板条振荡器	39
3.1.1 光学谐振腔的设计	39
3.1.2 实验结果及分析	42
3.2 侧面泵浦 1047 nm Nd: YLF 板条振荡器	44
3.3 新晶体 Nd: LiLuF ₄ 振荡器特性实验研究	47
3.3.1 50 Hz 1047 nm Nd: LiLuF ₄ 激光器	49
3.3.2 500 Hz 1053 nm Nd: LiLuF ₄ 激光器	50
3.4 本章小结	53
4. Nd:YLF 板条 1047 nm 基波放大器及谐波转换	54
4.1 Nd: YLF MOPA 系统设计	54
4.2 影响激光放大器放大效果的几个因素	56
4.2.1 寄生振荡	56
4.2.2 泵浦光的耦合与匀化	59
4.2.3 存储效率对放大效率的影响	64
4.2.4 信号光输入能量密度对放大器效率的影响	66
4.3 板条激光晶体的热效应分析	68
4.3.1 板条晶体的温度和热应力分布	68
4.3.2 热透镜效应的模拟	70
4.3.3 热透镜焦距的实验测量	72
4.3.4 板条晶体的瞬态热效应分析	75

4.4 激光放大器基波输出特性	78
4.5 腔外倍频 523.5 nm 实验结果.....	82
4.6 本章小结	84
5. Nd:YLF 板条 1053 nm 波长放大特性及倍频.....	85
5.1 端面泵浦 1053 nm Nd: YLF 激光振荡器.....	85
5.2 1053 nm Nd: YLF 激光放大器及腔外倍频结果.....	87
5.3 本章小结	94
6. 总结与展望	95
6.1 总结	95
6.2 展望	96
参考文献	97
杨琦在攻读博士学位期间发表的论文和专利项目	104
杨琦个人简历	105
致谢	106

1. 绪论

1.1 研究背景和意义

自从 1960 年世界上第一台激光器问世以来, 激光技术产业已经成为全球经济中一个重要的高端产业支柱。在可见光激光器中(约 400~760 nm), 绿光激光器是目前为止输出光功率最高、技术发展最成熟的一类激光器。全固态绿光激光器由于其具有电光效率高、激光输出光束质量好、运转可靠、体积小以及寿命长、易于维护等优点, 在科学研究、工业、医学、加工、通讯、国防军事、娱乐等方面都有着广泛的应用。

(1) 用作泵浦源

高能固体绿光激光器可以用来泵浦 $\text{Ti: Al}_2\text{O}_3$ 晶体激光器来获得飞秒超短激光脉冲输出。飞秒激光在光信息技术、超快现象、生命科学等领域具有重要的应用价值。1994 年 11 月, K. Lamb 采用半导体激光器泵浦 Nd:YLF 晶体连续倍频光产生的 523.5 nm 波长输出作泵浦源, 首次实现了 $\text{Ti: Al}_2\text{O}_3$ 晶体飞秒激光器的全固化运转, 在 700 mW 泵浦功率下获得了脉宽 110 fs, 平均功率 20 mW 的激光脉冲序列输出^[1]。

高能绿光激光器还可以作为可调谐激光器的泵浦源。可调谐激光器在科学研究、医学、军事、环境遥测等领域有着重要的应用。1999 年, 德国康斯坦茨大学的 U. Strossner 等人利用 532 nm 波长的单频窄线宽激光器作为泵浦源, 泵浦周期性极化晶体 LiTaO_3 , 实现了从 0.77 μm 到 1.73 μm 的可调谐激光输出, 输出平均功率达到 60 mW^[2]。

应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。紫外、深紫外激光器在军事、印刷、医学、工业上有着广泛的用途。2000 年, 日本三菱电机公司的 T. Kojima 利用 Nd: YAG 绿光激光器泵浦 $\text{C}_5\text{LiB}_6\text{O}_{10}$ (CLBO) 晶体, 在重复频率为 10 kHz 的情况下, 获得平均功率为 20.5 W 的深紫外激光输出^[3]。

(2) 医疗应用

人眼对绿光的反应最为敏感, 绿光能通过眼睛的水晶体抵达眼球的后部, 因此可以使用绿光脉冲激光治疗视网膜脱落、青光眼等疾病^[4]。大能量的绿光激光器可用于切除前列腺增生。激光选择性汽化切除术利用血红蛋白对绿光激光的选择吸收, 可以使激光能量全部传递到前列腺组织上, 能量在组织上有效沉积, 对

组织进行精确汽化、切割或凝固。由于作用在组织内的功率密度非常高,从而产生非常有效的组织汽化效果。绿光激光选择性汽化切除术具有不出血、安全、手术时间短、易操作、恢复快、痛苦小的优点^[5]。LASERSCOPE 公司对绿光与人体组织相互作用进行了深入的研究^[6,7]。通过研究表明,进行前列腺治疗对所需的巨脉冲绿光激光器的脉冲宽度、平均功率、峰值功率等指标的要求是比较严格的。功率不太高时,相同功率下全固态激光器运行于巨脉冲模式(即准连续泵浦调 Q 运转)比运行于准连续模式(即连续泵浦调 Q 运转)具有更快捷有效的组织切除效果。

(3) 工业加工

绿光激光由于其波长短、单光子能量大、亮度高、聚焦光斑小、作用时间短、热影响区小、工件不会因加工而产生大的形变等优点,而且可以对一些硬度高、脆性的材料进行加工,因此在精密加工中显示出它独特的优越性^[8]。

(4) 海洋通信

海水中含有的溶解物质、悬浮体和种类繁多的活性有机体造成了海水的各种不均匀性,使得光在水中传播时能量衰减比在大气中严重。一般波段的光在水中传播衰减非常快,所以一般的光波不能在水下通信。但是,1963年, S. A. Sullian 及 S. Q. Dimtley 等人在研究光波在海洋中的传播时发现,海水对 450~550 nm 波段内的蓝绿光的衰减比其他的波段要小得多(约为 10 dB/m),证实在海洋中亦存在一个类似于大气中存在的透光窗口。图 1.1 显示了海洋不同区域里海水对蓝绿光的衰减系数^[9]。

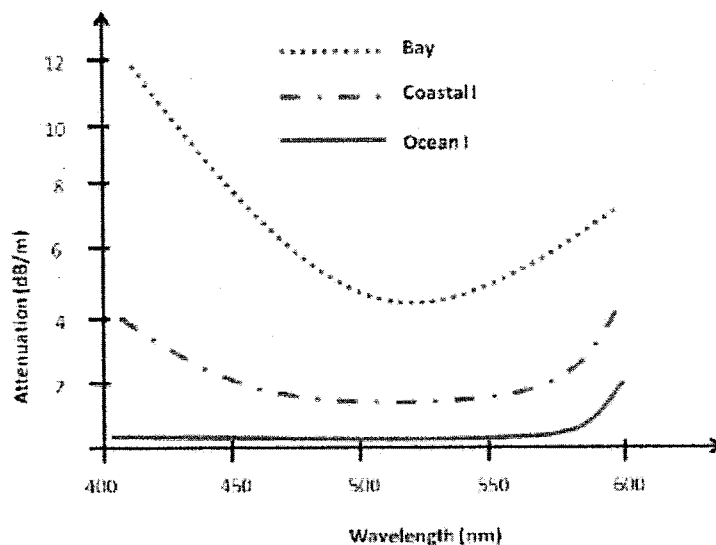


图 1.1 不同海洋区域海水对蓝绿光的衰减系数

美国、前苏联、英国、澳大利亚等国均有投入大量的人力、物力、财力进行过水下通信的实验经历,各自在技术上取得了一些突破性进展。1974年,美国率先提出利用在水中透射率最大的,波长为 498 nm 的蓝绿激光实施海洋激光通信的

设想。1981年,在美国圣地亚哥海域从12000米高度的T-39飞机上与水下300米的深度进行了激光通信实验。1986年美军将飞机上的蓝绿激光传送到冰层下,进行了激光通信实验。美国海军完成了蓝绿激光通信实验的初级阶段,并实施了激光通信的可行性和系统性实验,结果表明蓝绿激光的确能通过云层和海洋被深海接收器接收,机载蓝绿激光能在几乎全天候的气象和各种海洋条件下进行通信。前苏联也曾积极研究蓝绿激光海洋通信系统。1983年曾在塞瓦斯托波尔附近进行空间转发实验,即把蓝绿激光束发射到空间轨道上的反射镜,然后再转发给水下进行海洋通信^[10]。

相比较于非“海洋窗口”电磁波而言,蓝绿激光通信具有诸多优点。蓝绿激光的最大穿透深度可达600 m,比甚低频电磁波的10~15 m和超低频电磁波的80~120 m深很多,更有利于信息的接收和传送。蓝绿激光海洋通信的数据率高,传输容量大,可高效率传输数据、语音和图像信号。另外,蓝绿激光还具有波束宽度窄、方向性好、设备轻小、抗截获、抗干扰能力强及不受电磁和核辐射的影响等优点。

目前,用于海洋通信的蓝绿激光-光源最成熟的技术方案是基于非线性谐波转换技术的倍频Nd:YAG的532 nm绿光激光器。为了实现水下平台与空中光学平台之间的双向激光通信,研制一个有别于532 nm波长的大能量蓝绿激光-光源有着强烈的需求背景。

1.2 激光二极管泵浦固体绿光激光器的特性和研究进展

1.2.1 激光二极管泵浦固体激光器特性

激光二极管泵浦的固体绿光激光器相比传统的闪光灯泵浦的固体绿光激光器有非常大的优势。其中的原因就在于全固态(DPL)激光器综合了半导体激光器和固体激光器的优点。传统泵浦源闪光灯产生宽带辐射,而固体激光器的激光介质吸收带相当窄,真正被晶体吸收的有用能量并不多,这样使灯泵激光器的整体效率并不高,其余部分都转换成了热量。转换效率低和光束质量差是这类激光器的固有缺点。半导体激光器体积小、重量轻、直接电注入使其有高的量子效率,可以通过调整组分和控制温度从 $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 得到与常用的固体激光材料泵浦带相匹配的波长,但是其光束质量较差,横模特性也不尽理想,很难直接用于对光束质量要求高的应用。而固体激光器输出的光束质量高,有很好的时间与空间相干性,光谱线宽与光束发散角均比半导体小几个数量级。因此,用 LD 泵浦固体激光器,可有效选择激光波长,使之位于激光介质吸收带内,从而成为理想的泵浦源。

半导体激光器代替闪光灯作为固体激光器的泵浦源具有以下优点:

(1) 提高了有效吸收率和总体的转换率。对于掺 Nd^{3+} 离子的激光介质, 在 808 nm 附近具有较强的吸收峰, 对于闪光灯辐射的光谱能被晶体吸收的有效部分较少, 虽然闪光灯的总体发光效率较高, 但其发光-光谱较宽, 真正能被晶体吸收转换为激光输出的那部分的能量并不多, 这样就使灯泵激光器的总体效率并不高, 其余部分都转换成了热量, 而二极管发光谱线较窄, 可以根据实际需要来选择相应激励波长的 LD, 其发射光谱落在激活介质的吸收峰附近, 从而使泵浦光能更多地用来增加反转粒子数, 即使二极管的发光效率并没有闪光灯高, 但总体的光-光转换率要高于灯泵激光器。因此, 激光二极管泵浦的固体激光器的效率可以做得很高。目前, 其电光转换效率可以达到 15% 以上, 远高于传统灯泵浦固体激光器的转换效率。

(2) 可以使激光器具有更长的使用寿命, 更高的可靠性。激光二极管的使用寿命为 $10^4 \sim 10^5$ 小时, 在低功率下工作时寿命将更长, 而闪光灯属于高电压器件, 寿命只有 500 小时左右, 因此采用二极管激光器作为泵浦源可以大大提高激光器的寿命。

(3) 改善了输出激光的光束质量。激光二极管的发射光谱与激光增益物质的吸收谱匹配的很好, 大部分的泵浦光都可以转换为激光有效的输出, 因此可以降低废热的产生, 从而降低由于晶体的热效应对激光输出特性的影响, 有效的改善了光束质量。

(4) 增大了脉冲重复率。目前准连续脉冲的半导体激光器其调制频率可以达到千赫兹量级, 要比闪光灯的调制频率高的多。

(5) 有利于健康。由于弧光灯在高压放电时会产生紫外辐射, 既不利于人体的健康, 也将引起激光晶体质量的下降 (形成所谓色心), 使得激光晶体性能下降, 激光器系统工作不稳定, 导致需要频繁维修。而二极管发射谱线多集中在近红外光谱范围内, 不但不会对人体的健康产生影响, 而且避免了对激光增益介质的光损伤威胁。

(6) 二极管激光器泵浦的全固态激光器体积更小, 结构更紧凑和多样性。半导体激光器发射谱线与激光材料吸收谱相匹配, 这使得热损耗降低, 减少了外围冷却设备。端面泵浦方式也提高了系统效率, 从而打破了传统灯泵浦激光器系统体积庞大的局限, 可以获得高效率、结构紧凑的全固态激光器。相对于灯泵浦源, 半导体激光器输出光束的方向性较好, 使得新的泵浦结构, 比如端面泵浦激光器、微片激光器、板条激光器和光纤激光器等成为可能。

(7) 二极管泵浦的全固态激光器可以应用于更多的晶体材料。闪光灯可以应用于很多种激光材料作为泵浦源。但是, 很多种激光材料如 Nd:YVO_4 , Yb:YAG 和 Tm:YAG 等, 使用二极管激光器作为泵浦源更具优势。

现在通过组合激光二极管条已能实现大功率激光输出, 但是因为激光二极管本身还存在许多问题, 激光二极管泵浦的固体激光器在很多方面弥补了 LD 自身的不足。

(1) 高光束质量。半导体激光器由于 P-N 结的结构, 垂直于 P-N 结的方向的发散角宽度约为 40° , 平行于 P-N 结的方向的发散角约为 10° , 是一椭圆度很大的发散光。由于光束质量和模式差, 难以满足激光应用的要求。而固体激光器的发散角非常小, 端面泵浦的 DPL 很容易获得基模衍射极限的光束, 更便于激光器的应用。

(2) 高峰值功率。因为半导体激光器中电子和空穴复合寿命太短(1 ns), 限制了能量的有效存储, 而且激活区损伤阈值低(MW/cm^2), 所以半导体激光器不适合用来得到高峰值功率。相反, 固体激光介质中激活离子的上能级寿命一般大于几百个微秒, 使得它能够通过调 Q 技术获得高脉冲峰值功率, 采用锁模技术, 固体激光器可以得到低于 10 飞秒的脉冲输出, 峰值功率达到拍瓦量级, 这些特点使得它们被应用于许多领域, 有助于更深入地了解许多物理化学过程。

(3) 新波长器件和特种器件。DPL 通过采用不同的激光介质以及非线性光学频率变换技术, 可以得到多种新的振荡波长, 从紫外光—可见光—中红外皆可建立高效、小型、单色或连续可调谐相干辐射光源, 波长覆盖比 LD 宽, 而且可以靠多个 LD 泵浦使输出功率比单个 LD 大; 同时 DPL 可以有如双波长、可调谐等特种器件。而 LD 频率不易调节, 限制了应用范围。

(4) 稳定性高。半导体激光器输出波长不确定, 随温度升高而增长, 漂移量为 $0.2\sim 0.3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, 而 DPL 受环境的影响比 LD 小的多, 稳定性比 LD 提高很多。

总之, DPL 比灯泵浦固体激光器效率更高, 频率更稳定, 谱线宽度更窄, 寿命更长, 结构简单, 使用方便, 可制成小体积全固化器件, 和被直接使用的 LD 相比, 可得到质量更高的光束, 更大的峰值功率, 更窄的谱线, 以及可制成多种新波长器件等。

LD 泵浦固体激光器的许多优点极大地促进了它的开发和应用, 但是也存在了某些不足之处。

(1) LD 辐射区比较小, 激光束的发散角较大, 由于非圆形的光束截面, 所以耦合比较困难, 往往需要采用光束整形、光纤耦合等技术;

(2) 现在 LD 的价格还比较昂贵, 所以采用 LD 做泵浦源的整个激光系统的性能价格比受到限制, 这在某种程度上影响了它的应用;

(3) 由于在高功率工作时, 必须对 LD 采取一定的冷却措施, 以避免光损伤并且延长器件的寿命, 而且对温控的精度要求比较高, 一般来说要达到 0.1°C , 这将不可避免地导致整个激光系统的体积庞大复杂, 并且进一步增加系统的成本;

(4) LD 对电源的要求也比闪光灯对电源的要求要高, 必须严格控制驱动电流的尖峰并且要采取必要的保护措施以免 LD 在瞬间损坏或者降低其寿命;

(5) LD 泵浦的激光系统体积小、结构紧凑, 这在另一方面也给 LD 的装配造成了一定的困难, 必须设计良好的机械结构并预先进行模拟。

1.2.2 激光二极管泵浦的几种耦合方式

按照半导体激光器输出光与工作物质间的配置关系,我们把全固态激光器的泵浦方式归为端面泵浦、侧面泵浦和基于内反射的泵浦构型三类^[11]。

(1) 端面泵浦

端面泵浦,亦称纵向泵浦,是指泵浦光在增益介质内的传播方向与腔内激光-光束的传播方向平行或近似平行的一种泵浦方式。这是中小功率 LD 泵浦固体激光器常用的一种泵浦方式,如图 1.2 所示,具有结构紧凑、整体效率高、空间模式好的特点。通过对谐振腔参数的设计,能保证泵浦光束与谐振腔模的激发空间很好的重叠在一起,达到模式匹配。同时,纵向泵浦在入射方向的穿透深度很大,增益介质对泵浦光吸收充分,泵浦阈值功率低,斜率效率高。因此端面泵浦能够获得高转换效率和高光束质量的激光输出。但是,端面泵浦的激光系统也有它的局限性,首先,由于激光谐振腔基模体积的约束作用,泵浦光在激光介质端面面积较小,泵浦功率密度较高,局部温度梯度大,由此导致激光晶体端面存在较强的热应力,泵浦功率越大,热应力越强,因此,受激光晶体材料自身的断裂张力限制,很难从端面输入很大的泵浦功率,从而也就很难得到大功率的激光输出;其次,在小的泵浦空间中产生的无用热量会在激光介质中造成热透镜效应,从而使光产生畸变,降低了激光-光束质量,而且很难修正,限制了功率的提高。

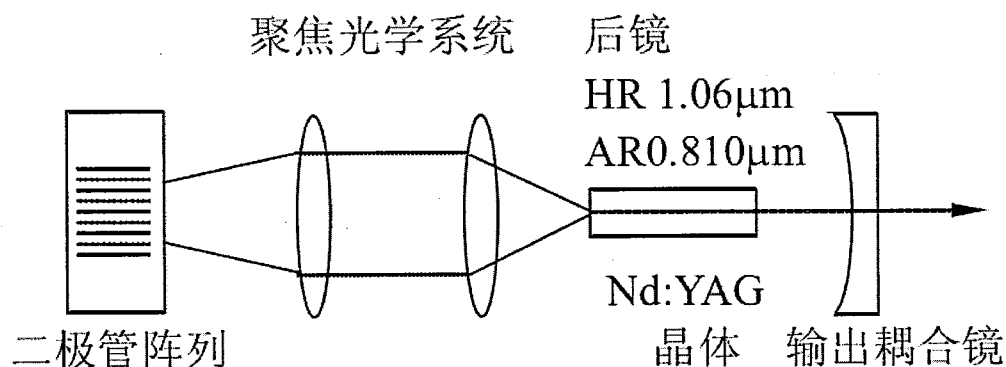


图 1.2 端面泵浦的固体激光器

端面泵浦要靠耦合光学系统将泵浦光耦合进激光晶体,端面耦合光学系统,如图 1.3 所示,主要有:成像光学系统(透镜、透镜组等)耦合、光纤耦合、透镜管道耦合等方式。

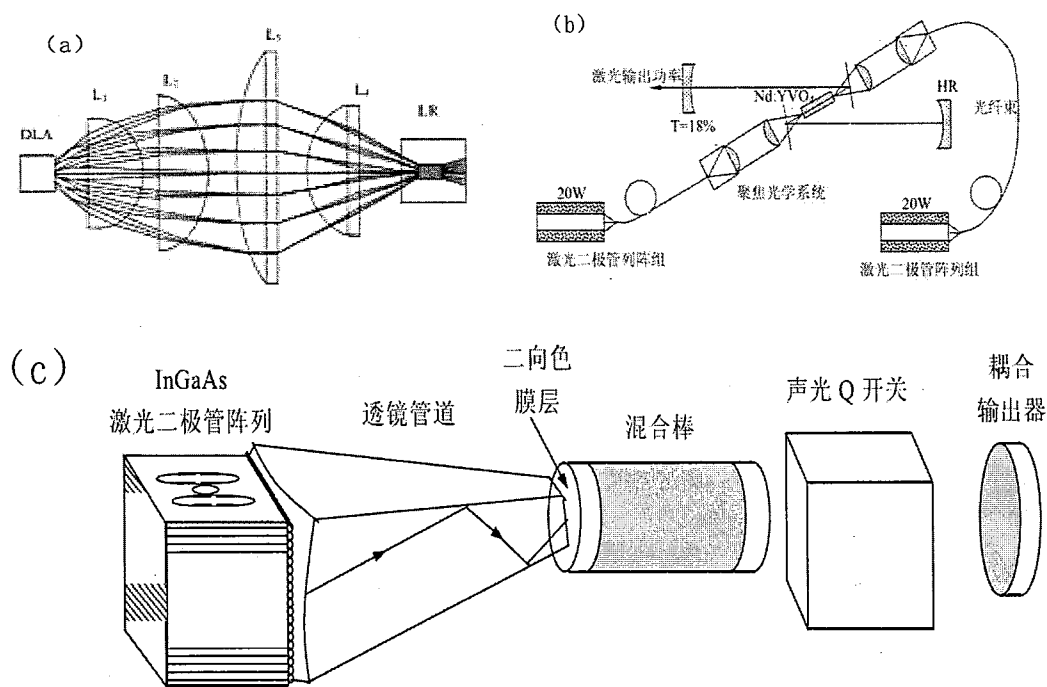


图 1.3 端面耦合光学系统 (a) 通过光学成像系统耦合泵浦光; (b) 通过光纤耦合泵浦光; (c) 通过微透镜管道耦合泵浦光

(2) 侧面泵浦

侧面泵浦通常是指激光增益介质的泵浦面与激光通光面不共面的泵浦方式, 其泵浦光方向与激光传输方向不平行, 通常是垂直的关系。当有了大功率二极管装置后, 人们就开始实验侧面泵浦方式, 侧面泵浦方式是提高半导体泵浦固体激光器输出功率的根本途径之一。侧面泵浦可以采用多个 LD 阵列, 并将它们沿增益介质长度方向放置, 通过长方体表面或圆柱体表面将泵浦光能量泵入晶体。由于激光晶体侧面面积较大, 导致 LD 泵浦功率密度较端面泵浦低得多, 因此晶体内部温度梯度较端面泵浦小得多, 相应的热应力也小得多, 从而允许将更多的泵浦光耦合到激光晶体(受激光晶体材料的断裂限制), 产生更高功率的激光输出, 这种泵浦方式极易得到几十到几百瓦的输出功率。但是, 由于泵浦光的入射方向与晶体中的光传播方向相互垂直, 泵浦光在晶体内产生的增益分布不易与谐振腔所决定的模式分布匹配, 由此导致在侧面泵浦中, 一般光束质量较差, 光-光转换效率低。侧面泵浦一般为多模输出, 应采用专门措施以提高光束质量。

侧面泵浦固体激光器中, 增益介质可以做成圆柱、半圆柱或板条状, 端面可以是垂直的, 也可以切成布儒斯特角。侧面泵浦的关键是要对介质进行均匀对称的激发, 至今已发展出多种泵浦装置, 如图 1.4 (a) 采用直接耦合方式, 图 1.4(b) 采用柱透镜进行耦合。

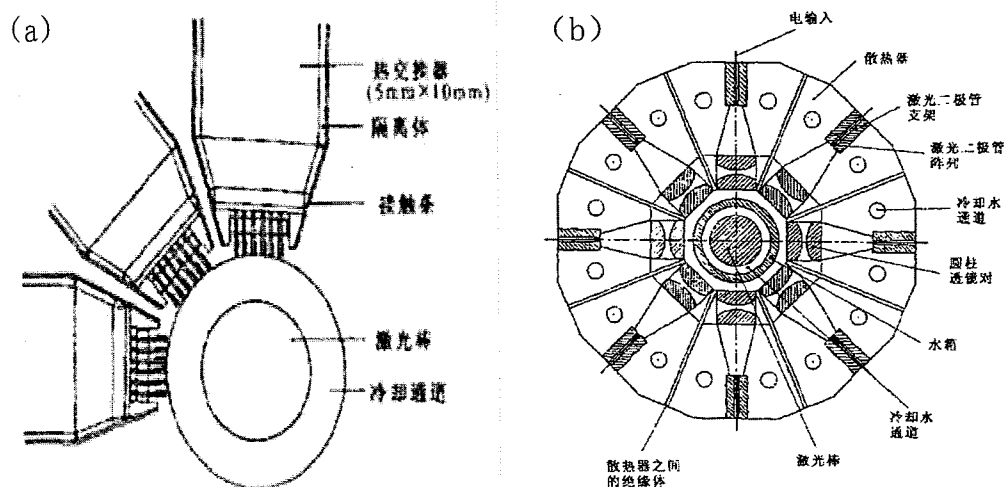


图 1.4 侧面泵浦耦合系统 (a) LD 直接泵浦激光增益介质; (b) 通过柱透镜耦合 LD 到激光增益介质

(3) 基于激光束内反射的泵浦结构

除了传统的端面泵浦和侧面泵浦结构,当然还有其它的泵浦方式,多数比较特殊的泵浦结构都是利用了激光束的内反射。如图 1.5 所示的泵浦结构设计中,激光束就有多次内反射。与端面泵浦情况一样,泵浦光与激光模体积之间的交叠可以实现最优化。同时综合了侧面泵浦的一个优点,即能够利用扩展泵浦源,这为很多应用提供了所需要的功率。侧面泵浦系统有效运转的关键,是利用在受到最大激励的表面附近吸收的泵浦辐射。基于激光内反射的泵浦结构就是综合利用了端面泵浦和侧面泵浦的优点,泵浦光利用效率高,热能够在较大表面散逸,既可容纳大功率泵浦又可保持基模较高的斜效率,是高光束质量、高效率 DPSSL 可选用的一种泵浦方法。现在很多设计方案都是基于这些方法,不时有新型泵浦结构的报道。

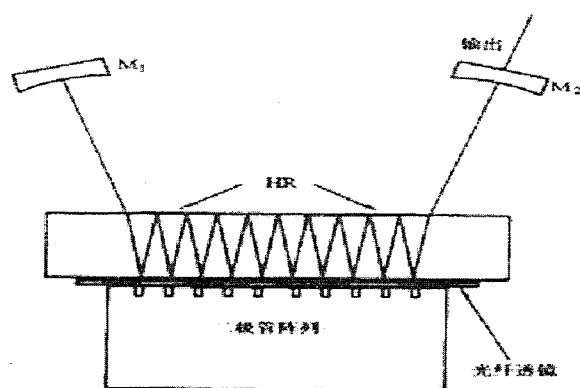


图 1.5 基于内反射的泵浦构型

1.2.3 激光二极管泵浦固体绿光激光器的研究进展

获得高能量全固态绿光激光器的方法通常有两种。一种方法是利用 Nd^{3+} 激光晶体腔内倍频实现绿光输出。这种方法的优点是结构简单，转化效率高；缺点是在获得高能量绿光输出的时候，由于热扰动造成激光谐振腔不稳定，从而导致光束质量一般较差。另一种方法是通过主振荡-放大系统（MOPA）获得 $1\ \mu\text{m}$ 的基频光，然后通过腔外倍频的方式获得绿光输出。这种方法的优点是可以获得高光束质量大能量绿光输出；缺点是结构比较复杂，倍频效率一般低于腔内倍频方式。

（1）腔内倍频研究进展

1996 年法国的 Garrec 等人采用 35 个 20 W 连续二极管激光器侧面泵浦单棒 Nd:YAG，在 Z 型腔中利用 KTP 晶体腔内倍频，双端输出，得到重复功率为 27 kHz、功率 106 W 的绿光输出，激光器光-光转化效率为 5.4%^[12]。1997 年，日本三菱电气公司的 S. Konno 等人报道了一种用 0.5 mm 厚的玻璃波导耦合二极管泵浦光，用高反射陶瓷材料作为漫反射壁的聚光腔结构，这种聚光腔具有光-光转换效率高，泵浦均匀的特点；1998 年，他们对这种聚光腔进行了进一步的改进，采用双棒三镜折叠腔，在二极管泵浦功率为 369 W，重复频率为 20 kHz 的条件下，实现了 68 W 的倍频绿光输出，光-光转换效率达 18.4%，电光转换效率为 7.1%^[13]。1998 年，美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Eric C. Honea 等人采用端面泵浦、声光调 Q 技术，利用 V 型腔内倍频，在重复频率为 10~30 kHz，得到最大 140 W 的绿光输出^[14]。1998 年，美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Jim J Chang 等人利用 KTP 晶体腔内倍频 Nd: YAG，实现了 315 W 脉冲绿光激光器，谐波转化效率达到了 82%^[15]。2000 年，S. Konno 等人改进谐振腔结构，采用双棒 L 型腔，在腔内进行双折射补偿，当泵浦功率为 800 W，重复频率 10 kHz 时，利用 LBO 晶体腔内倍频，单端输出 138 W 的绿光，光束质量因子 $M^2=11$ ^[16]。2004 年，韩国岭南大学的 Jonghoon Yi 等人采用 Z 型腔结构，在 398 W 泵浦功率下实现 101 W 的绿光输出，光-光转换效率为 25.4%^[17]。2005 年，中科院物理所耿爱丛利用 LBO 晶体，采用两个泵浦模块中间添加 90°石英旋光片的方式，利用双声光调 Q 器件获得 140 W 的绿光输出^[18]。2005 年，天津大学激光与光电子研究所姚建铨院士课题组使用美国 CEO 公司泵浦组件，采用平凹腔结构，利用高温 KTP 晶体倍频，实现了 110 W 的高稳定绿光输出^[19]。2006 年，中科院物理所的 Yong Bo 采用双棒 Nd: YAG 串联的热介稳腔，利用 LBO 腔内倍频，得到了 218 W 的绿光输出，光束质量 M^2 为 20.2^[20]。2009 年，美国相干公司的 D. Dudley 报道了利用 II 类相位匹配的 LBO 腔内倍频侧面泵浦的 Nd: YAG，在重复频率为 10 kHz 的情况下，得到了 420 W 的绿光输出，光束质量为 24，此输出是目前为止最高功率的腔内倍频的绿光输出^[21]。2010 年，中科院半导体所的 S. Zhang 报道了利用 II 类相位匹配的 LBO 腔内倍频侧面泵浦的 Nd: YAG，在 10 kHz 的重复频率下，

得到了 180.2 W 的绿光输出, 电光效率达到了 10.9%, 是到目前为止最高的电光效率^[22]。

(2) 腔外倍频研究进展

1994年, 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 S. P. Velsko 等人报道了一台 LD 泵浦, 电光调 Q 的 Nd: YAG 激光器, 利用 KTP 晶体进行腔外倍频, 在重复频率为 2.5 kHz 的情况下, 得到了 100 W 的绿光输出^[23]。1997年, 来自美国的 Randall J. St. Pierre 报道了一个 Nd: YAG 主振荡放大 (MOPA) 系统, 利用 KTP 晶体腔外倍频, 在重复频率为 2.5 kHz 情况下, 得到了 175 W 的 532 nm 绿光输出, 倍频效率为 45%^[24]。1998年, 日本原子能研究所的 Kazuyoku Tei 等人研制了一个 LD 泵浦的 zigzag 板条 Nd: YAG MOPA 系统, 利用 LBO 晶体进行腔外倍频, 在重复频率为 170 Hz 的情况下, 得到了 105 W 的绿光输出。此激光器的输出脉冲强度呈平顶分布, 适合作为泵浦源^[25]。2000年, 日本三菱电气公司的 Y. Hirano 报道了一台高重复频率的 Nd: YAG 棒状 MOPA 系统, 利用两级 KTP 腔外倍频, 在重复频率为 2.5 kHz 的情况下, 得到了 131 W 的绿光输出, 倍频效率为 65.2%, 在一百个小时的时间内, 绿光的衰减率为 0.07%/h^[26]。2003年, 日本原子能研究所的 H. Kiriya 报道了一台 Nd: YAG 板条 MOPA 系统, 应用了相位共轭技术对激光进行补偿, 利用 KTP 晶体进行腔外倍频, 在重复频率为 1 kHz 情况下, 得到了 132 W 的绿光输出, 倍频效率达到了 60%^[27]。2008年, 清华大学的柳强报道了一个 Nd: YVO₄ MOPA 系统, 腔外倍频采用一类相位匹配的 LBO, 在重复频率为 60 kHz 的情况下, 获得了 103.5 W 的绿光输出。绿光输出的光束质量达到了 $M_x^2 < 1.44$ 和 $M_y^2 < 1.23$, 不稳定性小于 4%。腔外倍频效率高达 67%^[28]。2013年, 上海光机所的李世光报道了一台重复频率为 250 Hz 的高能单频绿光激光器。系统的振荡器利用种子注入和电光调 Q 技术, 得到 12 ns 输出的单频种子光, 再利用 bounce 结构的板条放大器将种子光放大到 200 W (800 mJ), 最后利用 KTP 晶体进行腔外倍频, 得到了 100 W (400 mJ) 的绿光输出^[29]。

1.3 Nd: YLF 晶体特性及激光器研究进展

1.3.1 Nd: YLF 晶体特性

氟化钕锂 (YLiF₄) 简称 YLF, 属白钨矿型四方晶系结构的正单轴晶体, 空间群为 I₄/a, 对称轴为 4/m。Nd:YLF 晶体是用 Nd³⁺替代 Y³⁺而成。晶体结构如图 1.6 所示, 每个晶胞有四个 LiYF₄, 每个 Li⁺被空间等价的四个 F⁻包围, 构成 LiF₄四面体, 每个 Y³⁺与相邻的八个 F⁻形成对称性为 S₄的 YF₈多面体, 每个 Y³⁺周围有四个距离相等的次近邻 Li⁺, 每个 Li⁺周围有四个距离相等的次近邻 Y³⁺, 即由 Y 和 Li 构成亚晶格为两个相互渗透的类金刚石网。以三价稀土离子 Nd³⁺替换 Y³⁺, 不存在电价不平衡的问题, 掺杂后仍是白钨矿结构。掺杂后的化学分子式

为 $\text{LiY}_{1-x}\text{Nd}_x\text{F}_4$ 。但是这两种离子的半径不匹配，Nd 的离子半径为 0.112 nm，Y 的离子半径为 0.1015 nm，这样会导致掺杂后的晶体内部应力增大，晶体容易断裂，增加了晶体生长的难度。另外由于晶体的热导率小，所以生长过程中对温场的要求特殊，晶体生长中对原料的纯度依赖性强。所以，到目前，国内只有少数几家生产厂商和研究所能够生长出质量较好的 Nd:YLF 晶体。

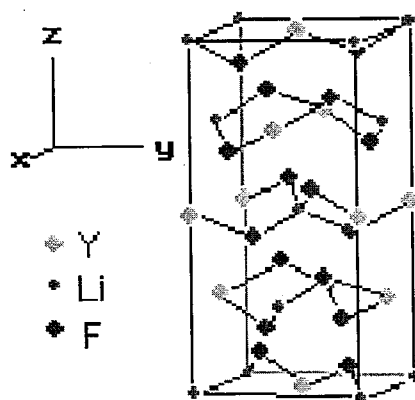


图1.6 LiYF_4 晶体结构

Nd:YLF 晶体与其他几种掺钕离子的晶体有着相似的能级结构。钕离子在 4f 轨道有 3 个电子： $4f^3 5s^2 5p^6 6s^2$ 。当形成三价离子的时候，原子释放最外层的 6s 电子，同时，4f 轨道失去一个电子： $4f^2 5s^2 5p^6$ 。4f 层的二个电子处于不同的运动状态形成不同的能级： $^4I_{9/2}$ 、 $^4I_{11/2}$ 、 $^4I_{13/2}$ 、 $^4I_{15/2}$ ，其中 $^4I_{9/2}$ 能量最低为基态，其余为受激态。图 1.7 为它的能级结构图，每一能级被晶格场分裂为 $\frac{L+1}{2}$ 个子能级，子能级位置因基质不同而有所区别。

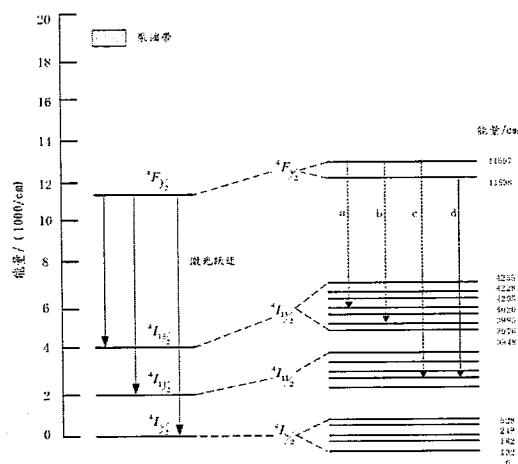


图1.7 Nd: YLF 能级图

Nd: YLF 晶体和目前商业化的半导体激光器波长相匹配的三个吸收峰如图 1.8 所示, 中心波长分别为 792 nm, 797 nm, 806 nm, 对于 π 偏振, 吸收主峰在 792 nm, 对于 σ 偏振, 吸收主峰在 797 nm。但是这两个波段的 LD 稳定性差, 不利于激光器的产品化。晶体在 806 nm 的吸收峰正好与商业化的 LD 发射波长相匹配, 而且带宽较宽, 因而泵浦波长的选择限制较松。

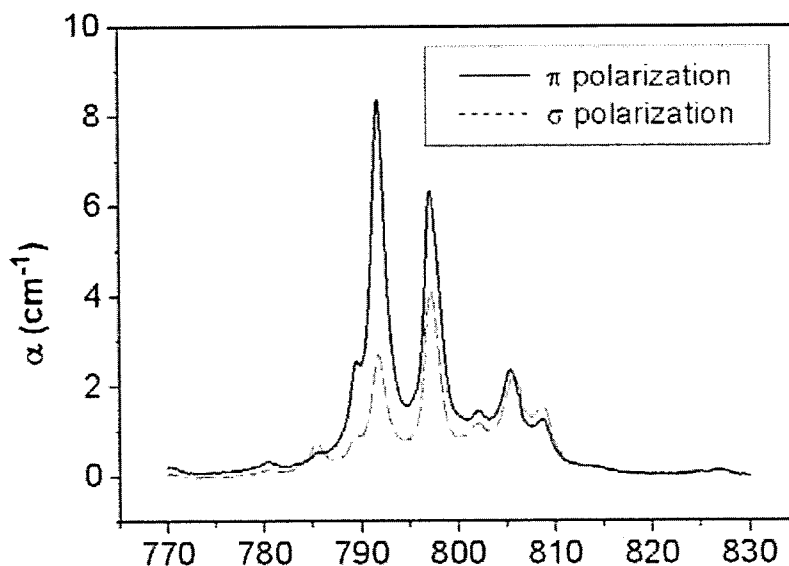


图 1.8 Nd^{3+} 掺杂浓度为 0.8% 的 Nd: YLF 晶体吸收光谱

图 1.9 显示了 a 切 Nd: YLF 的发射谱线, 三条主要的发射谱是 0.9 μm ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$), 1.0 μm ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$) 和 1.3 μm ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$), 其中 1.0 μm 的发射截面最大, 增益最强, 能产生 1047 nm (π 偏振) 和 1053 nm (σ 偏振) 的激光辐射, 其中 σ 偏振输出与掺钕磷酸盐玻璃的峰值增益非常匹配, 因而可以很好的作为这类增益介质的前级振荡源和预放装置。在 a 轴切割的晶体中, 1047 nm 的受激发射截面 ($1.8 \times 10^{-19} \text{cm}^2$) 是 1053 nm ($1.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2$) 的 1.5 倍。所以, 采用 a 轴切割晶体的谐振腔, 增益最大的输出是 1047 nm 波长, 可以通过加入布儒斯特片、将晶体切成布儒斯特角等方法来选择 1053 nm 波长输出。晶体在 1.3 μm 附近有两个发射峰, 是 π 偏振光 1321 nm 和 σ 偏振光 1313 nm, 在 0.9 μm 附近有两个发射峰 π 偏振光 903 nm 和 σ 偏振光 908 nm。相对于 a 切的 Nd: YLF 发射谱, c 切晶体的发射光谱在 1.0 μm 处只有垂直于 c 轴的 σ 偏振光 1053 nm 波长输出, 在 1.3 μm 处辐射是 σ 偏振光 1313 nm, 0.9 μm 处辐射波长是 σ 偏振光 908 nm。

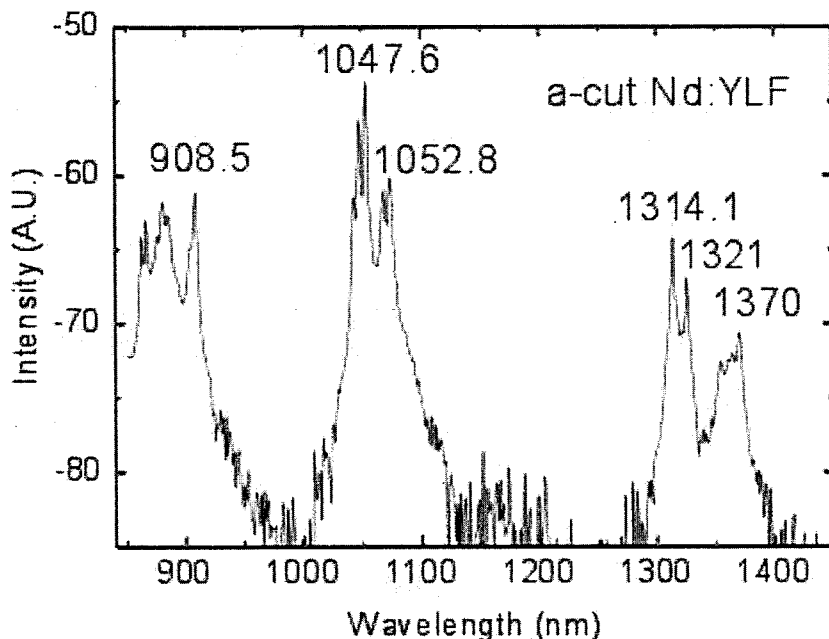


图1.9 a切Nd: YLF晶体的发射光谱

Nd: YLF晶体中粒子在亚稳态 $^4F_{3/2}$ 能级上的寿命大约为480 μs , 相比Nd: YAG (230 μs), Nd: YVO₄ (100 μs) 等其它掺钕离子晶体都要大, 这是由于LiYF₄基质晶体具有低的声子截止能, 使掺杂离子的能级具有更长的寿命。所以, 在调Q脉冲运转中, Nd: YLF更容易获得高的脉冲能量。在放大系统中, 在输出能量相同的情况下, 它所需要的放大器级数要少于Nd: YAG。另外, 该晶体的发热截面(σ)与辐射寿命(τ)的乘积较大, 所以它的激光阈值也较低。

Nd: YLF晶体的自然双折射效应大大超过泵浦导致的热致双折射效应, 这就根除了YAG等光学各向同性基质材料的热退偏问题。该晶体的折射率温度系数 dn/dt 是负值, 所产生的负透镜效应正好与端面效应造成的正热透镜效应相抵消, 因而Nd:YLF晶体有较小的热透镜效应。Nd: YLF晶体较弱的热透镜效应与大的自然双折射效用, 为其在许多应用中提供了一些Nd: YAG晶体不具备的独特优点^[30]。

Nd:YLF 的热导率为0.06 W/cm·K, 比Nd:YAG (0.13W/cm·K) 低, 但优于钕玻璃, 故其能够产生有效的散热, 在 Nd:YLF小功率连续运转时, 不必太过考虑制冷问题。但是, Nd:YLF的热机械性能不佳, 抗断裂极限仅有33 MPa, 约为Nd: YAG的五分之一。在高泵浦功率工作条件下, 要注意避免晶体由于泵浦功率密度过高造成热致断裂。

1.3.2 Nd:YLF 激光器的研究进展

自 1969 年, A. L. Harmer 首次报道了 Nd:YLF 晶体特性^[31], 各国科学家对 Nd:YLF 晶体展开了广泛的研究。1982 年, T. M. Pollak 首次报道了连续运转的 Nd:YLF 激光器^[32]。国内, 清华大学较早报道了该晶体, 1992 年, 霍玉晶等人采用中心发射波长为 806 nm, 最大输出功率为 200 mW 的 LD 泵浦 Nd:YLF 晶体, 获得了 5.2 mW 1047 nm 连续激光输出^[33]。

近年来, Nd:YLF 因其独特的晶体特性而受到广泛的关注。国内外多个研究小组应用不同的结构来实现 Nd:YLF 的激光输出。1993 年, 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 R. Beach 等人利用柱形透镜导管整形 LD 阵列的泵浦光, 运用电光调 Q 技术, 在重复频率为 30 Hz 的情况下, 单振荡器输出了 100 mJ, 4 ns 的 1047 nm 激光输出^[34]。

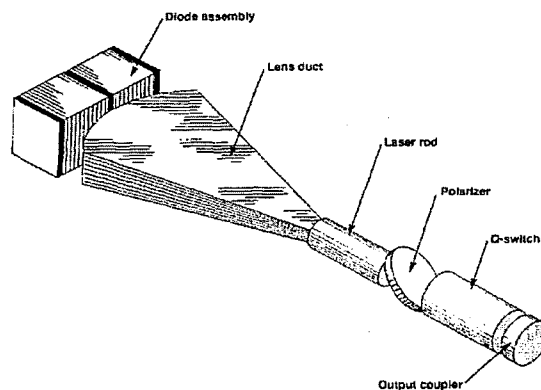


图 1.10 R. Beach 设计的端面泵浦 Nd:YLF 的实验装置图

1998 年, 英国南安普顿大学的 W. A. Clarkson 利用两个 20 W beam-shaped LD Bar 端面泵浦 Nd:YLF 晶体, 获得 11.1 W 的连续光输出, 在 40 kHz 情况下, 得到了 7.8 W 的调 Q 输出, 在重复频率为 1 kHz 的情况下, 获得了 2.6 mJ 的调 Q 波长为 1053 nm 的激光脉冲输出^[35]。

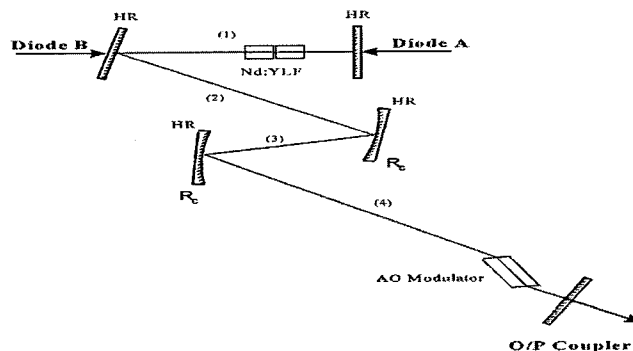


图 1.11 W. A. Clarkson 设计的端面泵浦 Nd:YLF 的实验装置图

2005 年, 美国罗切斯特大学的 Vincent Bagnoud 等人报道了一台闪光灯侧面泵浦的 Nd: YLF 527 nm 放大系统。实验中, Nd: YLF 采用了两个直径为 25.4 mm 的圆棒, 采用磁流变抛光技术对波前进行校正。在重复频率为 5 Hz 的情况下, 得到了 1.8 J 单脉冲能量输出^[36]。

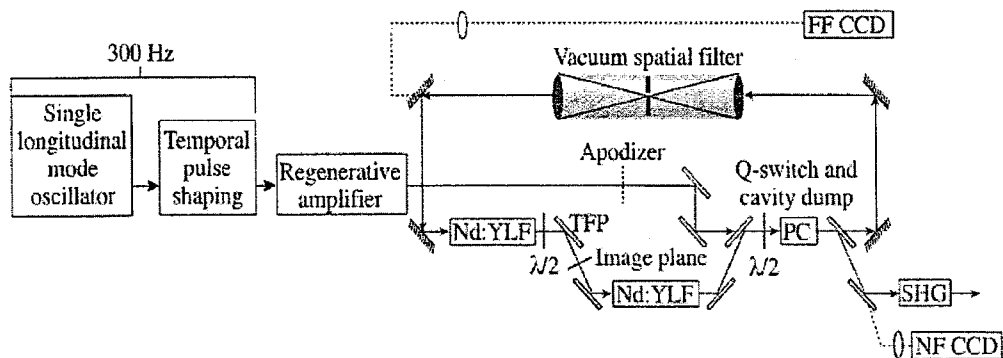


图 1.12 Vincent Bagnoud 设计的灯泵 Nd: YLF 实验装置图

美国 Q-peak 公司设计了一种多程板条放大结构。放大模块如图 1.13 所示, 采用了 LD 错位双侧面泵浦, 应用了柱透镜对 LD 发光面的快轴整形, 使泵浦光能够进入较薄的泵浦区域。板条晶体靠近 LD Bar 的侧面镀泵浦光的增透膜, 相对的侧面镀泵浦光的高反射膜, 使晶体再次吸收镀高反膜的侧面所返回来的未被晶体完全吸收的泵浦光。

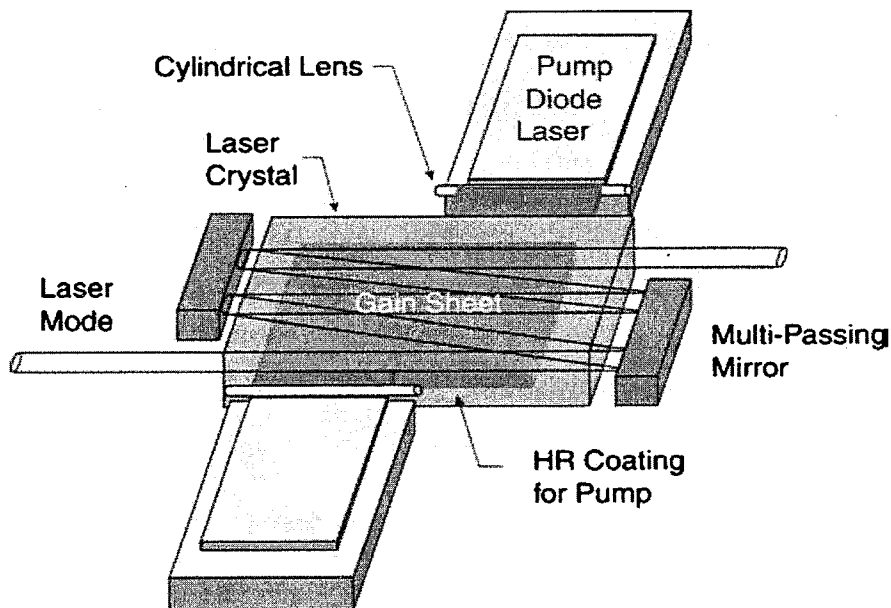


图 1.13 Q-peak 公司设计的多程放大泵浦结构

2007 年, 该公司报道了一个 Nd:YLF 多级 MOPA 放大系统。系统的振荡级采用端面泵浦 Cr:YAG 被动调 Q Nd:YLF 振荡器, 获得了 1mJ 1047 nm 单频激光脉冲输出。放大系统光路设计如图 1.14 所示。信号光经过三级预放和一级主放, 在重复频率为 1 kHz 的情况下, 获得了单脉冲能量为 55mJ 的 1047 nm 激光输出, 脉冲宽度约为 10ns, 光-光转换效率约 16.2%^[37]。

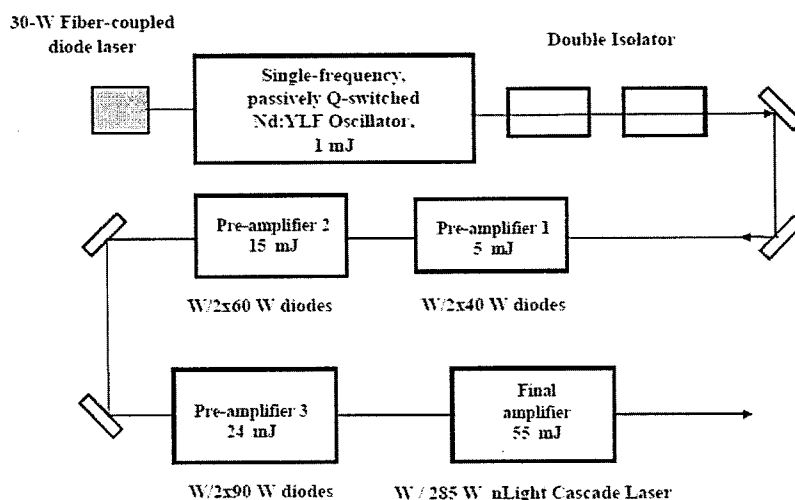


图 1.14 Q-peak 设计的 MOPA 系统实验装置图

2008 年, 德国的 Edgewave 公司报道了一台部分端面泵浦的, 电光调 Q 的 stable-unstable 结构的 Nd:YLF 振荡器。LD 泵浦光通过光束整形系统耦合到激光晶体上, 振荡器采用双端泵浦的 L 型结构, 使激光器结构紧凑。在重复频率为 1 kHz 的情况下, 获得了 24.2 mJ, 7.1 ns 的 1047 nm 单脉冲能量输出。通过 LBO 腔外倍频, 获得了 15.1 mJ 523 nm 的绿光输出^[38]。

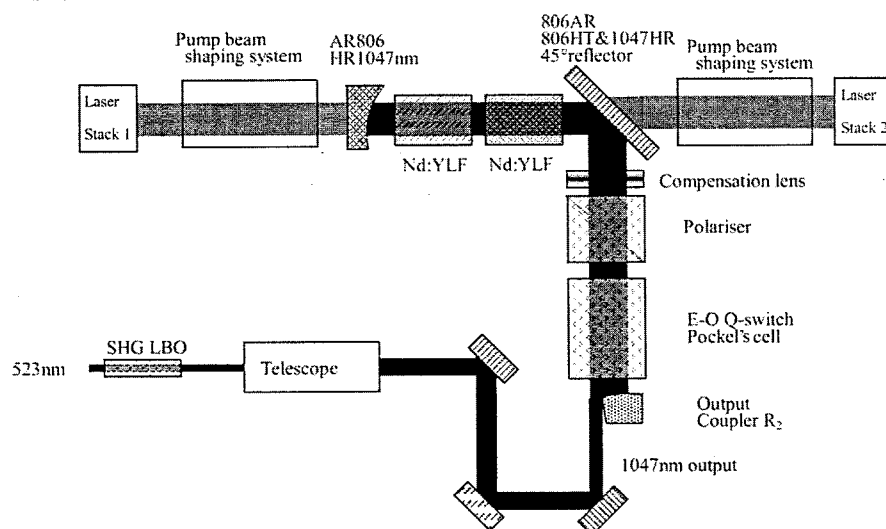


图 1.15 Edgewave 公司设计的 stable-unstable 结构的 Nd:YLF 振荡器

2013 年, 巴西人 Niklaus U Wetter 等人报道了一台侧面泵浦的 1053 nm Nd:YLF 振荡器。在实验中, 他们采用了增益指引, 模式选择的技术使激光两次经过 Nd:YLF 晶体, 大大提高了激光器的光-光转换效率。在平均功率为 35.4 W, 波长 792 nm 的 LD 泵浦下, 得到了 19 W 的连续运转激光输出, 斜效率达到了 65.3%, 光-光转换效率为 53.6%^[39]。

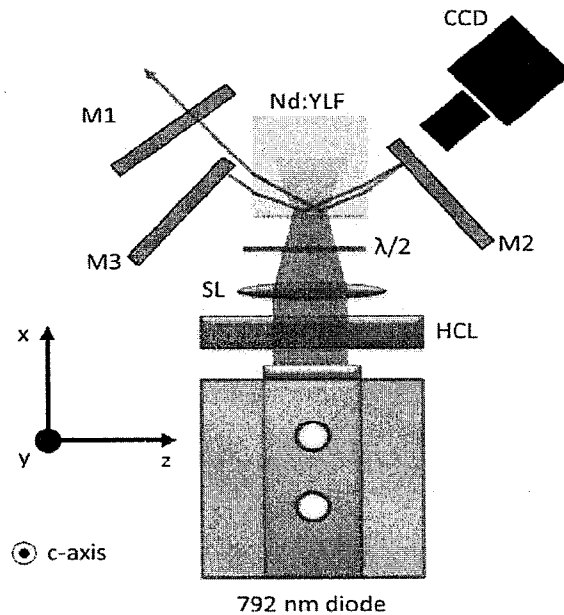


图 1.16 掠入射结构的 Nd: YLF 侧泵振荡器

2004 年, 中国工程物理研究院的张申金报道了一台晶体口径为 $\Phi 10$ mm 的 1053 nm Nd: YLF 两级双程放大系统。在重复频率为 1 Hz, 注入能量为 1.58 mJ 的情况下, 最终得到了 129.2 mJ 的单脉冲能量输出^[40]。

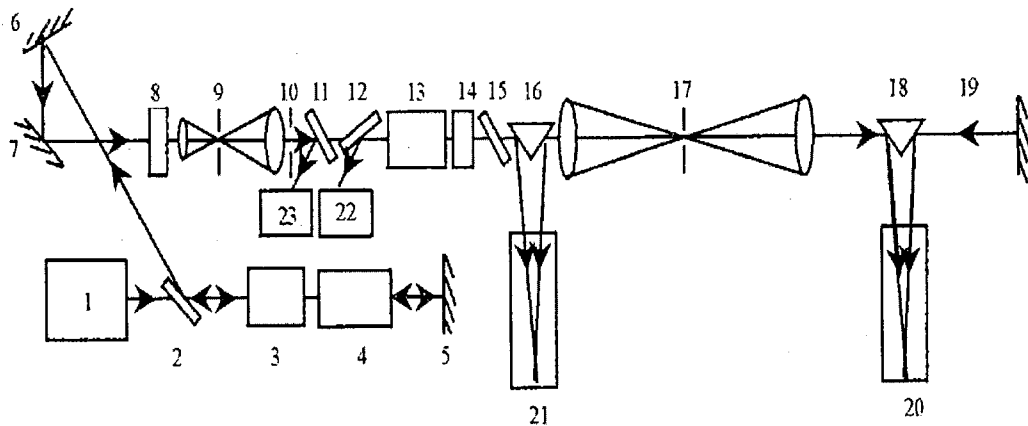


图 1.17 Nd: YLF 两级双程放大系统实验装置图

我们实验小组近年来也对 Nd:YLF 晶体进行了一定的研究。我们利用双侧端面泵浦, 电光调 Q 技术和 LBO 晶体腔内倍频的结构分别实现了 523 nm^[41], 527 nm^[42] 的高重复频率的绿光输出。在重复频率为 500 Hz 的情况下, 分别得到了光束质量为两倍衍射极限、单脉冲能量为 16.8 mJ 的 523 nm 绿光, 以及光束质量为一倍衍射极限, 11 mJ 脉冲能量的 527 nm 绿光脉冲激光输出。

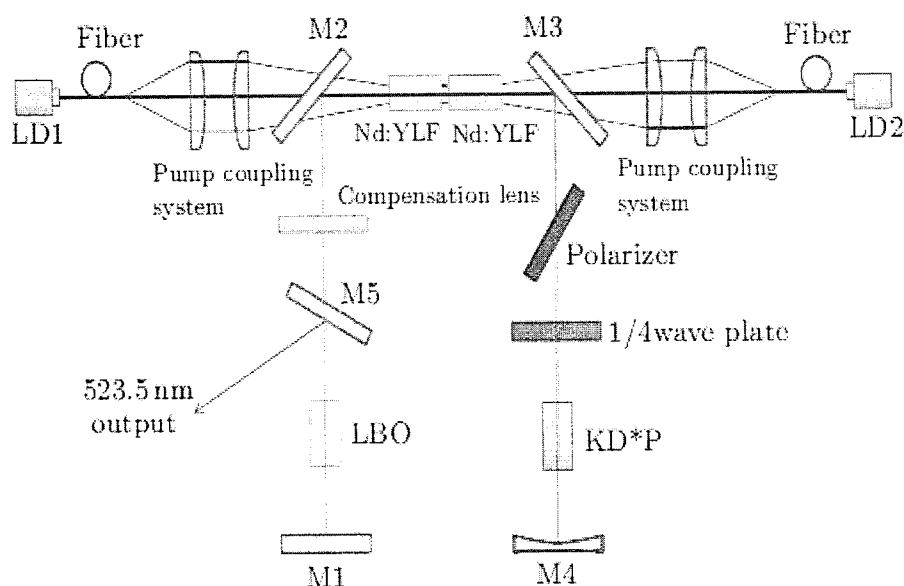


图 1.18 双端面泵浦, LBO 腔内倍频的实验装置图

1.4 常见非线性晶体的物理及光学性质

1.4.1 KTP

KTP 即 KTiOPO_4 (Potassium Titanyl Phosphate, 钛氧磷酸钾) 是 1976 年美国杜邦公司开发的一种具有较高倍频系数的可见区非线性光学晶体, 自诞生之日起至今一直得到广泛的应用。KTP 的晶格结构为正交 $\text{mm}2$ 点群, 晶胞参数为 $a=0.6404 \text{ nm}$, $b=1.0616 \text{ nm}$, $c=1.2814 \text{ nm}$, $z=8$, 属正交晶系, 正双轴晶, 晶体密度为 2.945 g/cm^3 , 莫氏硬度为 5。它的透光波段为 350~4500 nm, 因此除了紫外以为, 被认为是全透明的。该晶体具有一系列的优异性能: 非线性光学系数大(约为 KDP 的 15 倍), 宽的接受角和小的走离角, 电光系数高, 介电常数低, 热导率高(BNN 晶体的 2 倍), 化学和机械稳定性好, 对温度不敏感, 高热传导率, 不潮解, 小的失配度, 晶体表面易于抛光, 在 900 摄氏度以下不分解, 其破坏阈值为 500 MW/cm^2 , 价格比 BBO 和 LBO 低。KTP 的色散方程为 (λ 单位为 μm):

$$n_{01}^2(T_0)=3.0065+\frac{0.03901}{\lambda^2-0.04251}-0.01372\lambda^2 \quad (1-1)$$

$$n_{02}^2(T_0)=3.0333+\frac{0.05694}{\lambda^2-0.04547}-0.01408\lambda^2 \quad (1-2)$$

$$n_{03}^2(T_0)=3.3144+\frac{0.05694}{\lambda^2-0.05658}-0.01682\lambda^2 \quad (1-3)$$

KTP 的 I 类位相匹配的有效非线性系数非常的小, 一般很少采用 I 类位相匹配方式, 而 II 类位相匹配的有效非线性系数比较大, 因此常采用 II 类位相匹配形式, II 类位相匹配要求基频光的偏振方向互相正交, 并且当基波相互正交的分量数值相等时倍频的效率最高, 所以利用 KTP 晶体要得到高效的倍频效率必须采用一定角度放置。

1.4.2 LBO

LBO 即三硼酸锂(LiB_3O_5 , Lithium Triborate)晶体, 是我国中科院福建物质结构所在运用集团理论基础上, 于 1988 年发现并于 1989 年正式对外宣布的。目前, 它已经被广泛应用于 Nd: YAG、Nd: YVO₄、Nd: YLF 及 Nd: YAP 等激光器的二次、三次谐波产生(分别可获得 532 nm、355 nm 的相干辐射); 染料激光器、钦宝石激光器的二次谐波产生及由 532 nm、355 nm 及 308 nm 泵浦的光参量振荡器(OPO)及光参量放大器(OPA)。

LBO 晶体为 mm2 点群, 属正交晶系, 负双轴晶体。单胞参数 $a=0.84473(7)$ nm、 $b=0.73788(6)$ nm、 $c=0.51395(5)$ nm、 $z=2$ 。此晶体的结晶轴和光学轴不一致, 它们的对应关系为: $x \rightarrow a$, $y \rightarrow c$, $z \rightarrow b$ 。该晶体的密度为 2.47 g/cm^3 , 莫氏硬度为 6。LBO 晶体具有宽的透光波段(165~3200 nm), 良好的光学均匀性, 可以通过角度或者温度调谐实现相位匹配, 同时可以实现非临界相位匹配, 接受角大, 走离角小等优点。由于 LBO 晶体具有很宽的带隙, 同时它的晶格又十分致密, 因此晶体具有很高的光损伤阈值, 可达 25 GW/cm^2 ($\tau=1.3 \text{ ns}@1064 \text{ nm}$)。LBO 晶体轻微的潮解, 一般这种晶体都镀有防潮解膜。LBO 的色散方程为(λ 单位为 μm):

$$n_x^2=2.4542+\frac{0.01125}{\lambda^2-0.01135}-0.01388\lambda^2 \quad (1-4)$$

$$n_y^2=2.5390+\frac{0.01277}{\lambda^2-0.01189}-0.01848\lambda^2 \quad (1-5)$$

$$n_z^2=2.5865+\frac{0.01310}{\lambda^2-0.01223}-0.01861\lambda^2 \quad (1-6)$$

与 KTP 晶体相比 LBO 的有效非线性系数较小, 但其走离角小, 可以把晶体的长度增加来弥补这方面的不足。LBO 晶体在 x - y 和 y - z 平面上(也就是 $\theta = 90^\circ$ 或 $\phi = 90^\circ$) 具有最大的有效倍频系数和可允许接收角, 因此在多数 LBO

倍频器件的设计都是使基波沿着这两个主平面入射的。作为倍频材料的 LBO 晶体，最大的特点具有目前为止最宽的 90°非临界相位匹配波长范围。I 类 90°非临界相位匹配波长范围为 0.95 μm ~1.8 μm ；II 类 90°非临界相位匹配波长范围为 1.13 μm ~1.45 μm (在 -40℃~39℃ 温度范围内)。

1.4.3 BBO

BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, 偏硼酸钡, beta Barium Borate) 晶体也是中科院福建物质结构所研制成功的可用于紫外波段的激光晶体。该晶体为三角晶系, 3 (C_3) 点群, 负单轴晶体, 单胞参数为。a=b=1.2547(6) nm, c=1.2736(9) nm, z=6, 晶体密度为 3.85 g/cm³, 莫氏硬度为 4.5。BBO 晶体具有损伤阈值高, 透明范围宽, 大的双折射和低色散等优点, 但 BBO 具有较好的温度稳定性, 因此不能实现温度匹配, BBO 的接受角较小, 在调试过程中较为敏感, 此外 BBO 还具有潮解特性, 需要镀制防潮解膜。其色散方程为 (λ 单位为 μm):

$$n_o^2(\lambda)=2.7359+\frac{0.01878}{\lambda^2-0.01822}-0.01354\lambda^2 \quad (1-7)$$

$$n_e^2(\lambda)=2.3753+\frac{0.01224}{\lambda^2-0.01667}-0.01516\lambda^2 \quad (1-8)$$

BBO 晶体具有很宽的透光波段 (189 nm~3500 nm), 在很大的波长范围内可实现相位匹配 (410 nm~3500 nm), 但其接受角较小, 因此 BBO 在非线性频率变换过程中对激光的光束质量及调整精度要求较为严格。

1.5 论文的主要内容

本文根据海洋蓝绿激光通讯技术的应用需求, 探索了一种结构紧凑, 波长有别于 532 nm 的全固态高能绿光激光器。研究工作选用 Nd: YLF 晶体作为激光增益介质, 采用主振荡放大系统来获得高能量 1047 nm 基频激光脉冲输出, 然后再利用 LBO 晶体进行腔外倍频来获得大脉冲能量 523 nm 绿光激光脉冲序列输出。

论文首先介绍了 LD 泵浦绿光激光器的应用和发展现状; 阐述了 LD 泵浦固体激光器的优势, 比较了全固态激光器的几种泵浦耦合方式; 介绍了 Nd: YLF 晶体特性和研究现状; 介绍了几种常见的非线性晶体。

第二章从速率方程出发, 推导了激光放大方程; 以热传导方程和边界条件为基础, 建立了热分析模型, 并讨论了激光晶体的补偿技术; 讨论了非线性晶体倍频产生的机理和相位匹配技术, 分析了影响激光器倍频效率的主要因素。

第三章分别尝试了端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器, 端面泵浦的 Nd: LiLuF₄ 振荡器以及侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器。经过各种性能比较, 决定采用端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器作为整个 MOPA 系统的前端振荡器。

第四章阐述了 1047 nm Nd: YLF 板条放大器的特性。重点讨论了泵浦光的耦合匀化需求,影响放大器效率的诸多因素,以及板条晶体的热效应以及补偿技术。通过实验最终得到了单脉冲能量 840 mJ 的 1047 nm 输出,通过 LBO 晶体进行腔外倍频,得到了 520 mJ 的 523 nm 绿光。

第五章介绍了一台 527 nm 波长 Nd: YLF 高能绿光 MOPA 系统。通过双程放大技术提高了预放大器的光-光效率。最终获得了脉冲能量 655 mJ 的 1053 nm 激光输出,通过 LBO 晶体腔外倍频,得到了脉冲能量为 400 mJ 的 527 nm 绿光激光脉冲输出。

2. 全固态大能量 Nd:YLF 绿光激光器理论基础

2.1 脉冲激光放大器的理论模型

设放大器的运行时间比泵浦速率 W_p 和自发发射时间 τ_f 快, 则有 $t_p \ll \tau_f, W_p^{-1}$, t_p 是通过放大介质的脉宽。因此, 放大过程是以输入信号之前就存储于上激光能级的能量为基础的。当输入脉冲通过放大器时, 原子受到激励释放出存储的能量。设激光放大器工作物质的长度为 L , 光信号脉冲沿着 x 方向入射激光工作物质, 如图 2.1 所示。

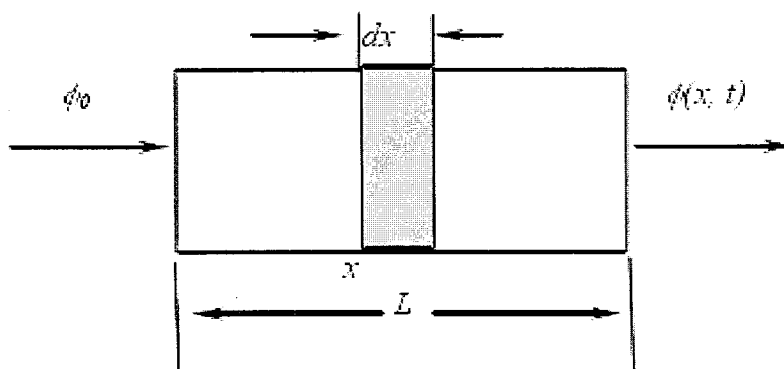


图 2.1 激光放大过程示意图

单位体积中的粒子束和反转粒子束分别以 ϕ 和 n 来表示。如果忽略荧光和泵浦在脉冲持续时间内的影响, 则反转粒子数表示为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\gamma n c \phi \quad (2-1)$$

当脉冲通过具有反转粒子数的介质时, 可以用下述与时间有关的非线性光子传输方程来描述其增大。光子数密度随时间的变化率可以用一个偏微分方程来表示:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c n \sigma \phi - \frac{\partial \phi}{\partial x} c \quad (2-2)$$

现在来考察单色光入射到长度为 L 的放大器前表面的一维情况。将光束射入增益介质的点定位参照点, 即 $x=0$ 。为了得到反转电子数 n 和光子通量 ϕ , Frantz、Nodvik^[43]针对多种输入脉冲的形状, 解出了这些非线性方程。

为了方便讨论,我们假设输入到放大器的是矩形脉冲,其持续时间为 t_p , 初始光子密度为 ϕ_0 , 则光子密度的解为:

$$\frac{\phi(x,t)}{\phi_0} = \left\{ 1 - [1 - \exp(-\sigma n x)] \exp[-\gamma \sigma \phi_0 c(t - \frac{x}{c})] \right\}^{-1} \quad (2-3)$$

假定在 $t=0$ 时, n 在整个增益介质中是均匀分布的。光束通过整个激光工作物质后能量增益为:

$$G = \frac{1}{\phi_0 t_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(l, t) dt \quad (2-4)$$

通过积分以上公式, 得到:

$$G = \frac{1}{c \gamma \phi_0 t_p} \ln \{ 1 + [\exp[c \gamma \phi_0 \tau_0 \sigma] - 1] \exp[n \sigma l] \} \quad (2-5)$$

通过对上式变形, 使其包含可以直接测量的激光能量。单位面积的输入能量可以表示为:

$$E_{in} = c \phi_0 t_p h \nu \quad (2-6)$$

可将饱和能量密度 E_s 定义为:

$$E_s = \frac{h \nu}{\gamma \delta} = \frac{E_{st}}{\gamma g_0} \quad (2-7)$$

式中, $E_{st} = h \nu n$, 表示单位体积存储的能量; $g = n \delta$, 表示小信号的增益系数。在四能级系统中, $\gamma=1$, 放大器中单位体积内储存的总能量为:

$$E_{st} = g_0 E_s \quad (2-8)$$

能量提取效率 η_E 表示从放大器提取的能量与脉冲到达时上激光能级存储的能量之商, 即

$$\eta_E = \frac{E_{out} - E_{in}}{g_0 l E_s} \quad (2-9)$$

式中, E_{out} , E_{in} 分别为表示放大器的输出与输入的能量密度。从理论上, 四能级系统中所有储存的能量均可以被信号光提取出来。在三能级系统中, $\gamma = 1 + \frac{g_2}{g_1}$,

因为在消耗上激光能级的同时正建立低能级的密度, 所以只释放出部分储能。将式 (2-6)、(2-7) 代入式 (2-5), 得

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right] G_0 \right\} \quad (2-10)$$

上式给出了增益 G 、输入脉冲能量密度 E_{in} 、饱和能量密度 E_s 和小信号单程增益 $G_0 = \exp(g_0 l)$ 间的关系。以上对矩形脉冲推导得出的方程, 从小信号增益到放大器完全饱和, 它都是有效的。对上述两种极端情况, 方程可以简化。当输入信号 E_{in} 很小时, 即 $\frac{E_{in}}{E_s} \ll 1$, 所以有 $G_0 \frac{E_{in}}{E_s} \ll 1$, 式 (2-10) 可近似表示为:

$$G \approx G_0 \equiv \exp(g_0 l) \quad (2-11)$$

在这种情况下,小信号能量增益与晶体的长度之间存在指数关系,并且没有出现饱和效应。

对于高能量密度, $\frac{E_{in}}{E_s} \gg 1$, 则 (2-10) 式变为

$$G \approx 1 + \left(\frac{E_s}{E_{in}}\right) g_0 l \quad (2-12)$$

上式中,能量增益与增益介质的长度成线性关系,意味着每个激发态都有助于光束的受激发射。这种条件表明了储能向光能的最有效转换,因此,在所有的应用中都将放大器设计成在饱和状态下工作。这样,主要的限制因素就是激光器的损伤阈值。

该式也可以转换一种形式,清楚的显示放大的输出能量与提取效率之间的关系,即 Frantz-Nodvik 方程 (F-N 方程):

$$E_1 = E_s \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{E_0}{E_s}\right) - 1 \right] \exp(g_0 l) \right\} \quad (2-13)$$

式中, E_0 为放大器的输入能量密度, E_1 为输出的能量密度。

根据式 (2-9), 提取效率为:

$$\eta_1 = \frac{E_1 - E_0}{g_0 l E_s} \quad (2-14)$$

若要从放大器中有效的提取能量,放大器通常采用双程工作结构,如图 2.2 所示。反射镜使信号光反射回来,使之第二次通过放大器。一般采用插入 1/4 波片或者旋光器的方法使反射回的光束偏振旋转 90 度。放大器前面的起偏器将输入信号和输出信号分开。在某些情况下,用相位共轭镜取代普通的反射镜,会减小放大器的光学畸变。

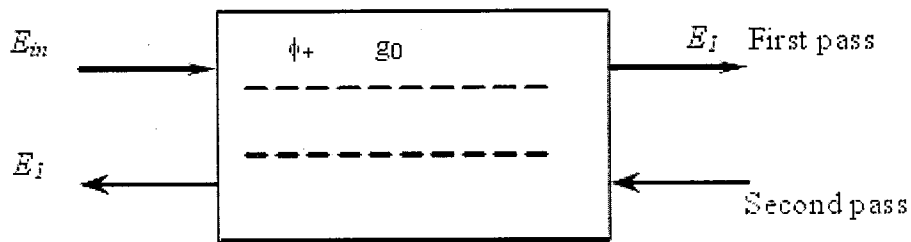


图 2.2 双程激光放大器原理示意图

经双程放大器内的输出能量密度 E_2 由下式求出:

$$E_2 = E_s \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{E_1}{E_s}\right) - 1 \right] \exp(g'_0 l) \right\} \quad (2-15)$$

式中,

$$g'_0 = (1 - \eta_1) g_0 \quad (2-16)$$

返程中的输入能量是第一个光程中的输出能量。返程中的增益变小了。因为在第一个光程中，已经从增益介质中提取了能量，其双程放大器的提取效率为：

$$\eta_2 = \frac{E_2 - E_0}{g_0 l E_s} \quad (2-17)$$

对于多程激光放大器，巩马理给出了推导方程^[44]：
双程放大器的输出能量密度可写成：

$$\begin{aligned} E_2 &= E_s \ln \left[G_1 \left(e^{\frac{E_1}{E_s}} - 1 \right) + 1 \right] \\ &= E_s \ln \left[G_0^2 \frac{e^{\frac{E_{in}}{E_s}}}{G_0 \left(e^{\frac{E_{in}}{E_s}} - 1 \right) + 1} \left(e^{\frac{E_{in}}{E_s}} - 1 \right) + 1 \right] \end{aligned} \quad (2-18)$$

整理可得：

$$e^{\frac{E_2}{E_s}} - 1 = \frac{G_0^2 e^{\frac{E_{in}}{E_s}}}{G_0 + \frac{1}{e^{\frac{E_{in}}{E_s}} - 1}} \quad (2-19)$$

同样的，对于三程激光放大器：

$$e^{\frac{E_3}{E_s}} - 1 = \frac{G_0^3 e^{\frac{2E_{in}}{E_s}}}{G_0^2 e^{\frac{E_{in}}{E_s}} + G_0 + \frac{1}{e^{\frac{E_{in}}{E_s}} - 1}} \quad (2-20)$$

依此，我们可以推导出 M 程放大的输出能量密度 E_{out} 与注入能量密度 E_{in} 之间的关系：

$$e^{\frac{E_{out}}{E_s}} - 1 = \frac{G_0^M e^{\frac{(M-1)E_{in}}{E_s}}}{\sum_2^M \left[G_0^{M-1} e^{\frac{(M-2)E_{in}}{E_s}} \right] + \frac{1}{e^{\frac{E_{in}}{E_s}} - 1}} \quad (2-21)$$

M 程放大的能量提取效率为：

$$\eta_M = \frac{E_{out} - E_{in}}{g_0 l E_s} \quad (2-22)$$

图 2.3 绘出了在一个单程和双程放大器中，对于不同的 $g_0 l$ 值和归一化输入能量密度，根据式 (2.13-2.17) 求出的提取效率。这些分析结果表明，输入较高的能量，提取效率会增大，并且能够明显改进双程放大器的性能。我们在设计激光放大器时，应该尽量提高输入信号光的能量密度来提高激光放大器的能量提取效率。

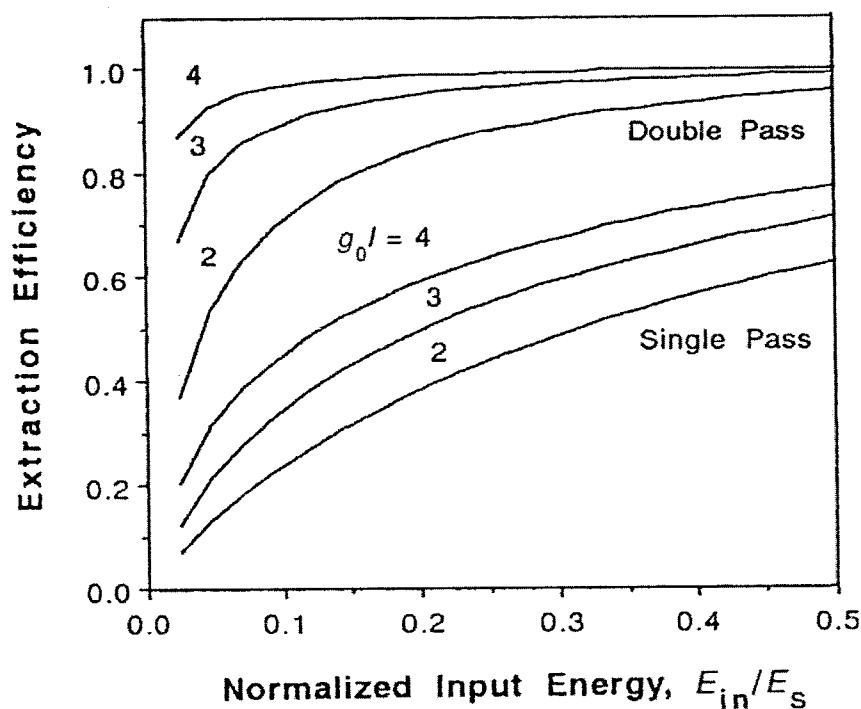


图 2.3 单程和双程放大器的提取效率同输入能量密度 E_{in} , 小信号增益对数 $g_0 l$ 的归一化函数关系

2.2 热分析理论基础

固体激光器激光晶体热来源主要可以分为两个部分, 一是激光晶体各种无激光辐射弛豫过程; 二是系统背景光的吸收。前者是固体激光器晶体生热的内因; 后者则是激光晶体热的外因来源。固体激光晶体的无激光辐射弛豫过程是固体激光器的主要热来源, 由以下原因而产生热^[11]:

- (a) 泵浦带与上激光能级之间的光子能差以热的方式散逸到基质品格中, 造成所谓的量子亏损发热;
- (b) 激光下能级与基能态之间的能差转化为热能;
- (c) 因为激光跃迁的荧光过程的量子效率小于 1, 特别是温度较高时, 荧光谱线加宽, 因淬灭机制产生热。
- (d) 泵浦光谱分布宽, 使得基质材料对光能有大的吸收而产生热。

2.2.1 温度分布求解

由于温度梯度的存在,引起完全接触的两个物体之间或者是一个物体的不同部分之间进行的热容转换过程。遵循能量守恒定律和傅里叶定律,直角坐标系下的热传导方程可表示为:

$$K_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q(x, y, z) = \rho c \frac{dT}{dt} \quad (2-23)$$

式中, K_x, K_y, K_z 为热导率, $Q(x, y, z)$ 为热源分布函数, ρ 为物体的密度, c 为物体比热容, $\frac{dT}{dt}$ 为物体温度随时间变化率。

当介质处于热平衡时, 方程可简化为:

$$K_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q(x, y, z) = 0 \quad (2-24)$$

热分析的边界条件有以下几种:

(1) 第一类边界条件即等温边界条件: 已知物体边界上的温度。
对于非稳态导热条件符合以下关系:

$$\tau > 0 \text{ 时}, \quad T|_{\Gamma_1} = T_w \quad (2-25)$$

即保持物体表面的 Γ_1 温度不变。

(2) 第二类边界条件: 已知物体表面的 Γ_2 上的热流密度。
对于非稳态导入条件符合以下关系:

$$\tau > 0 \text{ 时}, \quad K_x \frac{\partial T}{\partial x} n_x + K_y \frac{\partial T}{\partial y} n_y + K_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z = q \quad (2-26)$$

式中, n 为物体表面的法线方向, 当 $q=0$ 时为绝热边界条件。

(3) 第三类边界条件即对流边界条件: 已知物体表面 Γ_3 与外部环境的温度 t_f 以及外部的对流传热系数 h 。

由波尔兹曼定律可知, 在单位时间内由物体流向外部环境的热流大小与二者的温度差成正比, 即:

$$K_x \frac{\partial T}{\partial x} n_x + K_y \frac{\partial T}{\partial y} n_y + K_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z = h (T_a - T) \quad (2-27)$$

式中, T_a 在强迫对流条件下是物体边界温度, 在自然对流条件下是外部环境的温度; h 是流体的对流换热系数。如果流体的流速较大, 即物体表面等于外部的环境温度, 即等温条件成立:

$$T = T_a (\text{在 } \Gamma_3 \text{ 边界上}) \quad (2-28)$$

2.2.2 热应力方程

当固体的温度变化时,其内部将随温度的减少而收缩,随着温度的增加而膨胀。这种随温度的变化导致的形变称为热变形。如果固体的热变形没有受到限制时,则固体会产生形变而不会形成热应力。相反,如果固体内部温度分布不均匀,或者热变形受到限制时,就会在固体内部形成热应力。在这里我们首先引入如下的基本假设:

- (1) 假定物体是连续的,即在变形前后都不会出现缝隙和重叠。
- (2) 假定物体是线性弹性的,材料服从胡克定律。
- (3) 假定物体是均匀的。
- (4) 假定物体的变形是微小的。

当固体激光增益介质中的热场分布不均匀时,会产生不均匀的热膨胀进而在固体介质内部产生机械应力。即固体介质内的温度梯度会引起热致应力应变,虎克定律使应变张量与应力张量服从于^[45,46]:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{(1-\nu)} \left\{ \varepsilon_{ij} + \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \right) (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \delta_{ij} - \left(\frac{1+\nu}{1-2\nu} \right) \alpha T \delta_{ij} \right\} \quad (2-29)$$

式中, E 为杨氏模量, ν 为材料的泊松比, α 为材料的热膨胀系数, δ_{ij} 是 Kronecker 函数, 其满足:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (2-30)$$

在稳态情况下,若假设截面相对温度分布满足 $\int_A T'(x,y) dA = 0$ 已知时,则温度可以表示为:

$$T(x,y) = T'(x,y) + T_a \quad (2-31)$$

式中, T_a 为平均温度。

在无外力情况下,各应力张量满足:

$$\sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (2-32)$$

对于自由边界满足:

$$\sum_j \sigma_{ij} \mu_j = 0, \quad (2-33)$$

则该截面的应力、应变分布可表示为:

$$\sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) - E\alpha T'(x,y), \quad (2-34)$$

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E} \{ (1 - \nu^2) \sigma_{xx} - \nu(1 + \nu) \sigma_{yy} \} + (1 + \nu) \alpha T'(x, y), \quad (2-35)$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} \{ (1 - \nu^2) \sigma_{yy} - \nu(1 + \nu) \sigma_{xx} \} + (1 + \nu) \alpha T'(x, y), \quad (2-36)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1 + \nu}{E} \sigma_{xy}, \quad (2-37)$$

假定所有面自由伸缩，则切应力为 0，即：

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad (2-38)$$

2.2.3 有限元法求解温度场、应力场

目前，热分析采取研究方法主要有数值法（有限元法、有限差分法等）和半解析法^[47]。有限单元法(The finite element method(FEM))是一种求解微分方程近似解^[48,49]的方法。它的基本方程可以由泛函变分求得，也可以由权余法得到。基本思想就是一个连续量，如物体的位移、温度，用一个离散的模型来近似，而此离散模型由每个有限单元内定义的分片连续函数组成，在每一个局部的网络单元进行变分计算，最后再合成为整体的线性代数方程组求解。有限元法与有限差分法的主要区别是：有限元法可以任意布置节点和网格，从而对复杂区域和复杂边界问题的求解带来极大的适应性和灵活性。

ANSYS 是大型通用性有限元软件，在解决热分析相关问题方面具有强大的功能，具有使用方便、功能强大、效率高、结果可靠等优点。ANSYS 进行热分析模拟的基本原理是^[50]：(1) 将所模拟的对象划分为包含若干节点的有限个小分析单元；(2) 基于能量守恒定律，求解特定初始、边界条件下的各节点的具体温度值；(3) 根据实际需求，计算其他分析参量。

ANSYS 软件操作的基本模拟流程：(1) 定义分析文件名、单元类型、材料属性；(2) 创建几何模型，划分网格单元；(3) 施加热载荷和边界条件；(4) 设置输出控制和求解项；(5) 求解，后处理。

ANSYS 软件的优势在于：(1) 建模强大：前处理模块有实体建模，直接建模，导入其他 CAD 模型，能够方便地创建有限元模型；(2) 网格划分：能将复杂的物体划分为有限多个互不重叠的单元，从而将一个在微观上看起来无限的区域简化为有限的区域。所以有限元法能够处理复杂的结构和边界条件；(3) 功能丰富：包括结构分析、流体动力学分析、电磁场分析、声场分析、压电分析以及多物理场的耦合分析等；(4) 显示强大：能够以温度、梯度、矢量、粒子流、半透明显示等图形方式显示出来，也可将计算结果以图表、曲线形式显示或输出。

2.2.4 光弹效应和应力双折射效应

应力在晶体中产生的热应变通过光弹效应改变了折射率,使原来的各向同性材料变为各向异性,或者使各向异性材料原有的双折射特性发生变化,即产生热应力双折射。我们现在以 Nd: YAG 晶体棒为例进行有关计算, Nd:YAG 激光晶体为立方晶体,所以其光率体是一个圆球,应力作用下变为椭球。Nd:YAG 棒的圆柱轴呈[111]方向,晶体沿着此方向生长,激光也沿着此方向传播,因此主要考虑[111]方向的折射率变化。

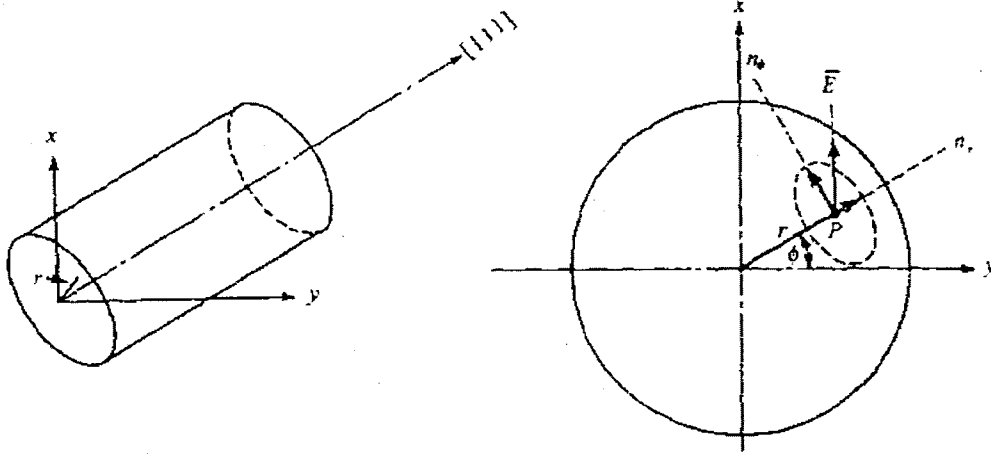


图 2.4 Nd:YAG 晶体的取向(左),热应力 YAG 棒的光率体取向(右)

图 2.4 可见横向应力是在径向和切向,所以局部的折射率面也处在这两个方向。圆柱坐标系中,因热应变光弹效应导致径向及切向折射率的变化量^[51]:

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2}n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2 \quad (2-39)$$

$$\Delta n_\phi = -\frac{1}{2}n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_\phi r^2 \quad (2-40)$$

式中, C_r , C_ϕ 为 Nd:YAG 的光弹系数的函数,

$$C_r = \frac{(17\nu-7)P_{11}+(31\nu-17)P_{12}+8(\nu+1)P_{44}}{48(\nu-1)} \quad (2-41)$$

$$C_\phi = \frac{(10\nu-6)P_{11}+2(11\nu-5)P_{12}}{32(\nu-1)} \quad (2-42)$$

式 (2-39) (2-40) 决定了感应双折射:

$$\Delta n_r - \Delta n_\phi = n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_B r^2 \quad (2-43)$$

式中,

$$C_B = \frac{1+\nu}{48(1-\nu)} (P_{11} - P_{12} + 4P_{44}) \quad (2-44)$$

将 Nd: YAG 的光弹系数和材料参量值 $a = 7.5 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, $K = 0.14\text{W}/\text{cm} \cdot ^{\circ}\text{C}$, $\nu=0.25$, $n_0=1.82$ 代入 (2-41) ~ (2-43) 得到 $C_r=0.017$, $C_\phi=-0.0025$, $C_B=-0.0099$, 以及

$$\begin{aligned}\Delta n_r &= (-2.8 \times 10^{-6}) Q r^2, \\ \Delta n_\phi &= (+0.4 \times 10^{-6}) Q r^2, \\ \Delta n_r - \Delta n_\phi &= (-3.2 \times 10^{-6}) Q r^2,\end{aligned}$$

式中, Q 和 r 的单位分别是 W/cm^3 和 cm 。

径向和切向所导致的折射率差为

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L (\Delta n_\phi - \Delta n_r) \quad (2-45)$$

为了说明 Nd: YAG 棒中应力双折射的大小, 图 2.5 给出了光程差与泵浦功率之间的函数关系:

$$\delta_l = \frac{L(\Delta n_\phi - \Delta n_r)}{\lambda} \quad (2-46)$$

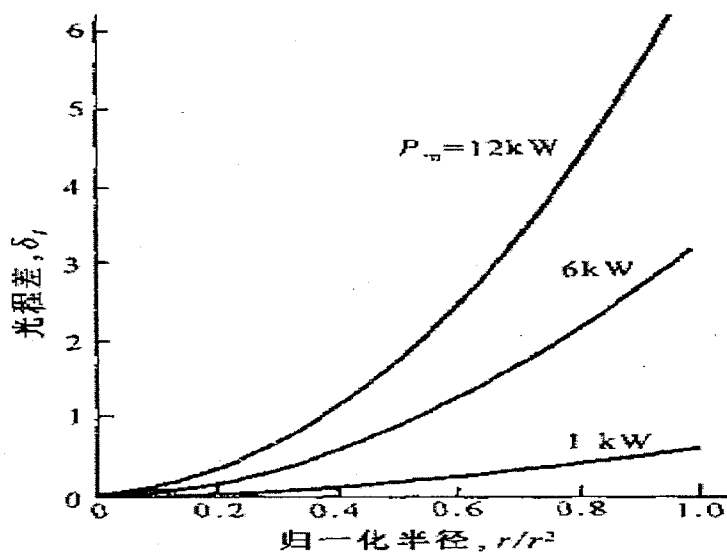


图 2.4 Nd: YAG 棒中的光程差与归一化半径的函数关系

从图 2.4 中可以看出, 在 12 kW 的最大输入功率的情况下, 光程差约为 6 个波长。由于激光棒内任一点处的折射率严格来说与光的偏振方向有关, 因此一线偏光入射并且经过不同区域时, 将变成不同参量和状态的椭圆偏振光, 从而使通过整个棒后的光束总偏振状态变得非常复杂而且与空间位置有关, 这显然不利于线偏振光的运转。

2.2.5 热透镜效应

固体激光器热透镜效应的本质是激光经过晶体的光程差分布或者说是相位分布随晶体温度分布变化而变化。由公式 $OPD = \Delta(n \cdot L) = \Delta n \cdot L + n \cdot \Delta L$ 可知, 光程差实质上是由折射率差和空间距离差决定的。因此, 激光晶体受热效应的影响而产生的折射率变化和几何尺寸变化是固体激光器热透镜效应的根本成因。固体激光器热透镜效应的成因主要有三个, 热致折射率变化, 应力致折射率变化和端面效应。由于固体激光晶体的发热和对晶体的表面冷却, 激光晶体内部产生了不均匀的温度分布, 产生温度梯度。由于光热效应, 晶体的温度不均匀分布会引起晶体折射率变化, 变化量与温度梯度和晶体材料的光热系数 $\frac{dn}{dT}$ 有关, 这部分变化量是与温度直接相关的, 因此可称为热致折射率变化量。由于激光晶体较冷的外部制约着较热的内部的膨胀, 于是温度梯度在激光晶体内部产生了机械应力和热应变, 热应变通过光弹效应改变了折射率, 这一部分由应力产生的折射率变化则称为应力致折射率变化量。同时, 在温度和应力的作用下晶体的端面曲率也产生畸变, 这就是晶体的端面效应。热致折射率变化, 应力致折射率变化, 端面效应共同作用, 形成了热透镜效应。其中, 在大多数固体激光器中, 热致折射率变化是热透镜的最主要组成部分, 应力致折射率和变化端面效应导致的热效应一般要比前者小得多。另外, 一些研究表明, 对于 Yb: YAG 这样的三能级晶体, 其上能级粒子密度的变化也会导致晶体折射率的变化^[52]。但由于上能级粒子密度变化导致折射率变化在总的热透镜效应所占比例较小, 所以我们对热透镜效应的分析未涉及到上能级粒子密度变化对热透镜效应的影响。

由晶体热效应所带来的光程差 (OPD) 变化可表示为^[53]:

$$dOPD(r) = \frac{\partial n}{\partial T} T(r) dz + (n_0 - 1) \frac{\partial u(r)}{\partial z} dz + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \varepsilon_{ij}(r) dz \quad (2-47)$$

其中, 参考光束沿着 z 方向传播, 上式中的第一项表示热光效应所带来的光程差变化, 第二项表示端面形变所导致的光程差影响; 第三项表示热致双折射所带来的影响。

对于一个振荡腔, 激光在一个晶体长度为 L 的晶体中往返一次, 光程差 (OPD) 可以表示为:

$$OPD(r) = 2 \left[\int_0^L \frac{\partial n}{\partial T} T(r) dz + n_0 \Delta u(r) + \sum_{i,j=1}^3 \int_0^L \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{ij}} \varepsilon_{ij}(r) dz \right] \quad (2-48)$$

当激光通过晶体时, 在泵浦范围内由于光程差导致的热透镜可以近似为一个焦距为 f 的球面透镜。 f 与 OPD 的关系为:

$$f_T(r, t) = (r^2 / 2 [OPD_0 - OPD(r, t)]) \quad (2-49)$$

式中, OPD_0 为泵浦面中心处的光程差。

我们可以把对激光晶体热透镜效应的分析归结为以下三步:

- (1) 激光晶体的温度场计算, 即通过晶体的产热、冷却等实际条件, 建立起导热方程及边界条件, 计算激光晶体的温度分布;
- (2) 激光晶体应力与应变分布, 即通过已知的温度场分布, 利用弹性力学理论, 结合相关边界条件, 计算该温度场条件下激光晶体的应力与应变分布以及晶体的端面形变;
- (3) 等效光程(OPD)及热焦距计算, 即通过已知的温度场、应变分布以及端面形变, 计算激光晶体的等效光程, 并由此推出激光晶体等效热焦距。

2.2.6 热效应的补偿

固体激光器的热效应严重妨碍了激光输出功率(能量)的进一步提高, 并使光束质量劣化, 在实际工作中应当采取必要的措施来消除或减小热效应。全固态激光器采用半导体泵浦代替闪光灯泵浦大大减小了激光介质中的热耗散能量。在全固态激光器中, 我们主要需要补偿的热效应为热透镜效应和热致双折射。

(1) 热透镜效应的补偿

要完全补偿激光晶体产生的热像差是难以做到的, 主要原因如下: (a) 热焦距取决于激光器的工作条件, 并且随着泵浦功率和重复率的变化而变化; (b) 折射率的改变与应力有关, 热透镜是双聚焦的; (c) 不均匀泵浦导致非球面像差的产生, 在很多闪光灯和激光二极管泵浦的结构中, 激光晶体中心的泵浦辐射比边缘的强, 在激光晶体中指定区域的焦距与所吸收的泵浦辐射强度成反比, 所以泵浦光在轴上聚焦时中心的焦距就比边缘的短, 或者认为热致折射率的分布含有大于二次方的项。负透镜可以消除二次项, 但不能够补偿高阶效应, 而且如果考虑到激光晶体的热导率和热膨胀率是温度的函数, 情况将变得更加复杂, 同样也是产生了负透镜不能够补偿的高次项。

对激光晶体的正热透镜效应进行一级修正的方法: 可以采用在谐振腔内加入负透镜的方法来补偿热透镜, 或者将激光棒的平端面修磨成凹面, 此法仅在热焦距保持常量时有较好的效果, 当热焦距偏离时会产生欠补偿或者过补偿; 也可以在设计谐振腔时考虑到激光晶体作为厚的正透镜的影响, 采用相应的谐振腔(如凹凸腔、热不灵敏腔等)以减小热透镜的影响。利用可移动的光学元件, 能够实现不同泵浦功率的一级动态补偿, 这可以采用移动透镜或者反射镜的方法来实现。也有采用热效应来补偿热效应, 它主要是利用某些材料在谐振腔内受热产生负透镜效应来补偿激光晶体所产生的正透镜效应, 而且还可以实现一定范围内的动态补偿。在腔内插入固定的或者移动的负透镜, 只是修正了热致折射率分布的二次项, 对球面相位畸变的修正相对简单。修正高级热致畸变的方法比较复杂, 可以采用相位共轭的方法对热致波前畸变进行动态修正, 或者用非球面修正板进行静态修正。

在放大器中, 光学相位共轭镜能够消除波前畸变。这种方法要求使用种子注入、输出衍射窄带宽脉冲的振荡器和双程放大器。在放大器中, 只有像差才能被

修正,所以振荡器的典型输出功率低。光学相位共轭镜能够在大的范围内完全修正波前畸变,这一点与球面发散透镜不同。光路中的非球面光学元件可以修正热致相前畸变。像光学相位共轭镜一样,这类元件能够修正非球面和球面像差;不过,只能在一定的工作条件下才能实现修正。

(2) 热致双折射的补偿

双折射补偿的目的是为了在晶体的截面上每一点的径向和切向偏振辐射都获得相同的相位延迟。这可以通过旋转两个相同激光晶体之间的或者同一晶体的连续光路中的偏振光束,也就是交换径向和切向偏振分量来实现补偿。

光线每一次通过径向温度分布的激光晶体时,都会在相同半径的径向偏振光和切向偏振光之间产生相位差。如果两束光通过 90° 的偏振旋转器。径向偏振光就会变成切向偏振光,反之亦然。如果两束光又通过同一晶体或者相同的晶体,就会消除两束光之间的相位差。例如,对在一个激光振荡器中有两块性能相同的晶体串接情况,可在两块晶体中间放置一个 90° 的石英偏振旋转器。石英旋转器将激光电场的两个分量都做 90° 旋转,于是在第一块晶体中沿径向偏振分量将在第二块晶体中沿切向偏振,因此在第一块晶体中引起的相位差被第二块晶体抵消。同样的双折射补偿方法也能用于两个相同的放大器之间,来补偿双折射,并明显减少了总的线退偏。如果激光系统只使用单放大器,那么位于放大器与后反射镜之间能旋转 45° 的法拉第旋转器,就会等效于两个相同放大器之间的 90° 旋转器。此外,用 Porro 棱镜对入射光有翻转作用,也可采用 Porro 棱镜腔实现对热致应力双折射和退偏效应的补偿。

当存在热致应力双折射时,能够通过以上的技术手段将光学损失减小或消除,另外有两种情况不需要此类补偿,一种是以自然双折射晶体作为激光介质;另一种方法是采用矩形而非圆柱形结构,如板条激光器。

2.3 倍频基本理论

激光倍频技术是最早在实验上发现的非线性光学效应,是将激光向短波长方向变换的主要技术方法之一。1961 年由 Franken 等人进行的红宝石激光倍频实验,标志着人类对非线性光学研究的开端。1962 年, Giodmaine^[54]和 Maker^[55]分别提出相位匹配技术,这使得光倍频及光混频等得到了较高的转换效率。

2.3.1 三波相互作用稳态耦合波方程

从光波与非线性介质相互作用的经典电磁场理论出发,由麦克斯韦方程组和物质方程可以得到电磁场在非磁性、各向同性均匀且无自由电荷 ($\rho=0$) 的介质中的波动方程为:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2-50)$$

式中, σ 为介质的电导率, μ_0 、 ε_0 分别为介质在真空中的磁导率和介电常数, $E = E(r, t)$ 为电场强度, $P = P(r, t)$ 为电极化强度。假设电场是沿 z 方向传播的单色平面波, 将电场强度 E 和电极化强度 P 用它们的傅里叶分量表示, 有:

$$\begin{aligned} E(z, t) &= \sum_n E(z) \exp(ikz) \exp(-i\omega_n t) \\ P(z, t) &= \sum_n P(z) \exp(ikz) \exp(-i\omega_n t) \end{aligned} \quad (2-51)$$

上式中认为同一频率的电磁波和其相对应的极化波的波矢相同, 将式 (2-51) 代入式 (2-50), 并利用慢变振幅近似:

$$\left| \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial E}{\partial z} \right| \quad (2-52)$$

那么对应每一个频率分量来说, 相应的波动方程变为:

$$2ik \frac{\partial E(z)}{\partial z} + \left[i\mu_0 \sigma \omega + (1 - n^2) \frac{\omega^2}{c^2} \right] E(z) = -\mu_0 \omega^2 P(z) \quad (2-53)$$

在非线形过程中, 电极化强度 P 可分为线性部分 P_L 和非线性部分 P_{NL} , 即:

$$P = P_N + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + P_{NL} \quad (2-54)$$

这里, $\chi^{(1)}$ 是介质的线性电极化率。把式 (2-53) 代入式 (2-54) 中, 并利用

$n^2 = 1 + \chi^{(1)}$, 整理后波动方程变为:

$$\frac{\partial E(z)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} E(z) = \frac{i\omega}{2\varepsilon_0 c n} P_{NL}(z) \quad (2-55)$$

式中, $\alpha = \mu_0 \sigma c / n$ 为介质的吸收系数。该波动方程实际上是在一定简化条件下及非线性极化的麦克斯韦方程。

对于三波耦合的情况, 假设参与互作用的光波频率分别为 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 且满足 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, 忽略二阶以上的高阶非线性效应, 则对应各个频率的二阶电极化度可分别表示为:

$$\begin{cases} P_{NL}^{(2)}(z, \omega_1) = \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_1; \omega_3, -\omega_2): E^*(z, \omega_2) E(z, \omega_3) \\ P_{NL}^{(2)}(z, \omega_2) = \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_2; \omega_3, -\omega_1): E^*(z, \omega_1) E(z, \omega_3) \\ P_{NL}^{(2)}(z, \omega_3) = \varepsilon_0 \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2): E(z, \omega_1) E(z, \omega_2) \end{cases} \quad (2-56)$$

设 e_1, e_2, e_3 分别为 $E_1(z, t)$, $E_2(z, t)$ 和 $E_3(z, t)$ 偏振方向的单位矢量, 即:

$$\begin{cases} E_1(z, t) = E_1(z, t) e_1(z, t) \\ E_2(z, t) = E_2(z, t) e_2(z, t) \\ E_3(z, t) = E_3(z, t) e_3(z, t) \end{cases} \quad (2-57)$$

考虑在 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 及其频率组合都远离介质的跃迁频率时, Kleinman 对称性成立, 得到:

$$e_1(z, t) \cdot \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_1; \omega_3, -\omega_2): e_2(z, t) e_3(z, t)$$

$$\begin{aligned}
&= e_2(z, t) \cdot \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_2; \omega_3, -\omega_1): e_1(z, t) e_3(z, t) \\
&= e_3(z, t) \cdot \tilde{\chi}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2): e_1(z, t) e_2(z, t) \\
&= d_{eff}
\end{aligned} \tag{2-58}$$

将式 (2-56)、(2-57) 代入式 (2-55), 假设介质的吸收可以忽略 $\alpha=0$, 并考虑到 (2-58), 可以得到三波相互作用稳态耦合波方程为:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_1}{\partial z} &= \frac{i\omega_1 d_{eff}}{2cn_1} E_2^* E_3 \exp(i\Delta kz) \\
\frac{\partial E_2}{\partial z} &= \frac{i\omega_2 d_{eff}}{2cn_2} E_1^* E_3 \exp(i\Delta kz) \\
\frac{\partial E_3}{\partial z} &= \frac{i\omega_3 d_{eff}}{2cn_3} E_1 E_2 \exp(-i\Delta kz)
\end{aligned} \tag{2-59}$$

式中, d_{eff} 为有效非线性系数, 它与介质的性质和匹配方式有关。 $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ 为相位失配量, n_j ($j=1,2,3$) 为介质中各个光波对应的折射率。若 $\Delta k = 0$, 相当于光波动量守恒, 此时三波相互作用是相位匹配的。

2.3.2 光学倍频的稳态小信号解

倍频过程时, 满足 $\omega_1=\omega_2$, $\omega_3=\omega_1+\omega_2=2\omega_1$, 此时, 耦合波方程为:

$$\frac{dA_1}{dz} = iB_1 A_1^* A_2 \exp(-iz\Delta k) \tag{2-60}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = iB_2 A_1^2 \exp(iz\Delta k) \tag{2-61}$$

式中, $\Delta k = 2k_1 - k_2$, $|A_i|$ 为电场振幅, B_1, B_2 定义为

$$\begin{aligned}
B_1 &= \frac{\omega}{n_1 c} d_{eff} \\
B_2 &= \frac{\omega}{n_2 c} d_{eff}
\end{aligned} \tag{2-62}$$

小信号时, 可视 A_1 为常数, 对式 (2-61) 积分, 并设 $A_2(0)=0$, 则可以得到:

$$A_2 = i \frac{2\pi L d_{eff}}{n_2 \lambda_1} A_1^2 \text{sinc}\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \exp\left(\frac{i\Delta k L}{2}\right) \tag{2-63}$$

式中, L 为晶体长度, λ_1 为基波在真空中的波长。进一步可解出倍频效率为:

$$\eta = \frac{8\pi^2 L^2 d_{eff}^2}{n_1^2 n_2 \lambda_2^2 \epsilon_0 c} |I_1| \text{sinc}^2 \left[\frac{\Delta k L}{2} \right] \tag{2-64}$$

式中, $\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$ 。由式 (2-64) 可见, 在小信号近似下, η 与 L^2 、 d_{eff}^2 以及基波的光强成正比, 而且与相位失配量 Δk 有密切关系。如图 2.5 所示, 当 $\Delta k = 0$ 时,

η 有最大值,此时为相位匹配位置。当 Δk 增加时, sinc 函数值下降迅速, 倍频效率随着相位失配的下落很快, 处于相位失配状况下。共线倍频时, 条件为 $n_1=n_2$, 我们可以定义相干长度为 L_0 为:

$$L_0 = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (2-65)$$

这里 L_0 的意义为, 当非线性晶体的长度超过相干长度时, 倍频转换效率会很快下降, $\Delta k \neq 0$ 时为相位失配。

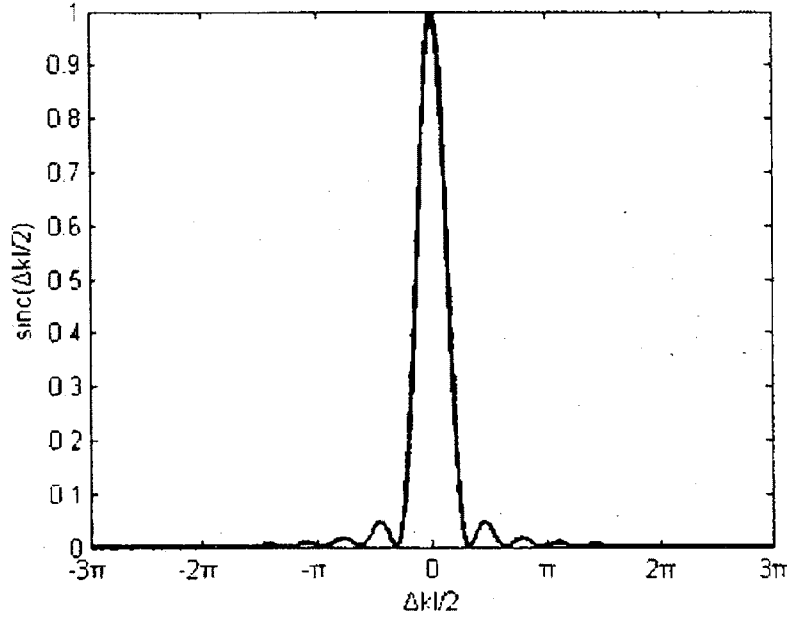


图 2.5 倍频效率随相位失配因子 Δk 的变化关系

2.3.3 相位匹配原理

为实现相位匹配, 一个有效的方法是利用单光轴或双光轴晶体的自然双折射特性以补偿色散。这些晶体在给定的传播方向, 对应于两个允许的正交偏振态有两种不同的折射率, 例如使基频光在晶体内以寻常光 o 光方式传播, 折射率为 n_1^0 ; 而使所产生的倍频光为非寻常光 e 光, 并且折射率为 n_2^0 , 则适当地选择偏振态、传播方向或调节晶体的温度, 可使 $\Delta k = 0$ 。这种相位匹配常称为双折射相位匹配 (BPM)。通常有两类相位匹配: 基频光偏振态平行而与倍频光偏振态正交的情况为 I 类相位匹配(o, o $\rightarrow$ e 匹配); 基频光偏振态正交且其中之一与倍频光偏振态平行的情况为 II 类相位匹配(o, e $\rightarrow$ e 匹配)。对单轴晶体, 其相立匹配角、接收角、吸收带宽、温度带宽等参数可通过公式直接求得, 而对双轴晶体情况比较复杂, 可用数值解法来获得。

匹配角 $\theta_m \neq 90^\circ$ 的情况称为临界相位匹配, 又称角度匹配。在这种情况下, 仅使基频光和倍频光相速度一致并不意味着二者的光线(即能流)方向一致。只有当波前法线方向对光轴的夹角为 0° 或 90° 时, 光线方向才与波法线方向一致。我们称满足角度匹配时, 晶体内基频光和倍频光-光线方向不一致而影响倍频效果为现象为光孔效应, 也称走离效应。光束宽度为 a 的基频光在晶体内传播距离 la 后, 产生的倍频光和基频光在空间上分离开了。在 la 距离内产生的倍频光可在空间相干叠加而提高亮度: 当超过 la 后, 产生的倍频光将不再与前面产生的倍频光相干叠加, 倍频效率将不再提高。

la 是限制倍频晶体长度的一个重要参数, 并且即使在 la 之内走离效应也会使三波相互作用的有效非线性系数变小, 从而降低相互作用效率^[56]。为克服走离效应提高倍频效率, 我们通过控制倍频晶体的温度来使匹配角 $\theta_m = 90^\circ$, 从而实现相位匹配。这种方法称为非临界相位匹配, 也称为温度匹配。但并非所有的非线性晶体都能实现温度匹配, 只有像某些铁电晶体, 其折射率的双折射量与色散量均是对晶体温度比较敏感的函数, 才能用来实现温度匹配。

高效率的倍频过程, 除了与相位匹配因子 $\Delta kl/2$ 有关外, 还取决于激光器腔内基波的光束质量、功率密度和倍频晶体本身的有关参数, 如有效非线性系数、晶体长度、调谐角度以及温度对于最佳工作点的偏离, 晶体的吸收和不均匀性等。

2.4 本章小结

本章主要介绍了关于高能量绿光激光器所涉及到的基本理论。首先, 介绍了脉冲激光放大理论, 从速率方程出发, 推导出了激光放大器的输出能量密度和输入能量密度之间的关系, 给出了单程放大, 双程放大以及多程放大的输出能量密度表达式, 同时给出了提取效率的计算方法。然后介绍了热分析理论, 通过热传导方程和边界条件来求解激光晶体的温度分布; 给出了热应力方程; 介绍了应用有限元分析方法求解温度场和应力场的方法和步骤; 给出了激光晶体应力双折射和热透镜的计算公式; 针对于激光晶体的热效应, 提出了一些补偿方法。最后讨论了倍频基本理论, 推导出了三波互作用稳态耦合波方程, 给出了倍频稳态小信号解, 介绍了相位匹配原理。

3. Nd:YLF 激光振荡器设计与实验研究

为了获得大能量的 523 nm 绿光激光,我们采用的技术方案是通过主振荡-放大系统(MOPA)获得大能量高光束质量的 1047 nm 基频光,然后通过腔外倍频的方式获得 523 nm 绿光输出。本论文研究工作的目标是获得重复频率为 50 Hz,波长为 523 nm 的大能量绿光激光脉冲输出。针对 1047 nm 主振荡器,论文研究工作初期,尝试采用了双端面泵浦的 Nd:YLF 晶体振荡器,侧面泵浦的 Nd:YLF 晶体振荡器,双端面泵浦的 Nd:LiLuF₄ 晶体振荡器。通过比较上述三种激光振荡器输出特性,最终确定采用双端面泵浦的 Nd:YLF 晶体振荡器作为整个 MOPA 系统的前端信号源。

3.1 端面泵浦 1047 nm Nd:YLF 板条振荡器

3.1.1 光学谐振腔的设计

在固体激光器中,光学谐振腔是实现正反馈、选模和输出耦合作用的核心器件。要实现大能量高光束质量的激光输出,必须选择设计良好的光学谐振腔,这样才能够更加有效地将激活介质中储存的潜在能量提取出来,同时选择具有优良特性的激光模式振荡并输出。所以光学谐振腔的设计是固体激光器中的一个重要问题。

固体激光器的光学谐振腔中除了各反射镜之外,腔内还包括激光传输介质。考虑到激光各种物质的热透镜效应,可以将激光晶体近似等效为一个薄透镜,或者精确视为类透镜介质。一般来说,不管腔内含有何种激光传输介质,我们都可以根据自洽原理得出谐振腔的稳定条件。

论文研究工作首先设计了如图 3.1 所示的 LD 双端面泵浦的 Nd:YLF 板条激光振荡器。激光泵浦源 LD(美国 nlight 公司生产)带尾纤输出,中心波长为 806 nm,纤芯直径为 600 μm ,数值孔径(NA)为 0.22。通过驱动电源调制,LD 泵浦源工作在重复频率为 50 Hz 的准连续状态,每个泵浦脉冲持续时间约为 480 μs 。泵浦光经光学耦合系统聚焦后入射到 Nd:YLF 晶体内,泵浦光束的焦点位置在晶体中心和晶体入射面之间。激光晶体选择了 a 轴切割,掺杂浓度为 1%的 Nd:YLF 晶体。掺杂浓度为 1%的 Nd:YLF 对波长为 806 nm 泵浦光的吸收系数仅约为 2/cm^[37]。为了保证泵浦光被激光晶体充分吸收,同时,为了降低 Nd:YLF 板条晶体因夹持应力而造成断裂的风险,我们采用了两块尺寸为 4 mm×4 mm×12 mm 的 Nd:YLF 板条晶体串联排布的放置方式。激光晶体除了通光端面之外的四个侧面均被铟皮包裹,并夹持在紫铜热沉上,通过传导冷却方式散热。

激光谐振腔采用平-凹型设计, 整个激光腔的长度为 620 mm, 为了使整个激光器外形尺寸更加紧凑, 同时提高激光器的结构稳定性, 将激光腔的 1047 nm 全反射凹面镜 M4, 1047 nm 输出镜 M1, 45° 双色镜 M2 和 M3 (对 806 nm 高透, 对 1047 nm 增透) 组成“U”型折叠腔排布。为了使激光谐振腔能在高能量状态下安全工作, 同时保持激光器的高效率输出, 我们选择对 1047 nm 输出率为 60% 的平面镜作为输出镜。在谐振腔内插入 KD*P 普克尔盒、布儒斯特偏振片和四分之一波片构成电光 Q 开关。理论上, a 轴切割的 Nd: YLF 晶体可以同时有 1053 nm (σ 偏振) 和 1047 nm (π 偏振) 两种波长的光在谐振腔中起振。在实验中, 将 Nd: YLF 激光晶体的光轴方向置于平行于腔平面, 在插入布儒斯特偏振片后, σ 偏振的 1053 nm 波长的激光受到抑制, 只有 π 偏振的 1047 nm 波长的激光形成了振荡。

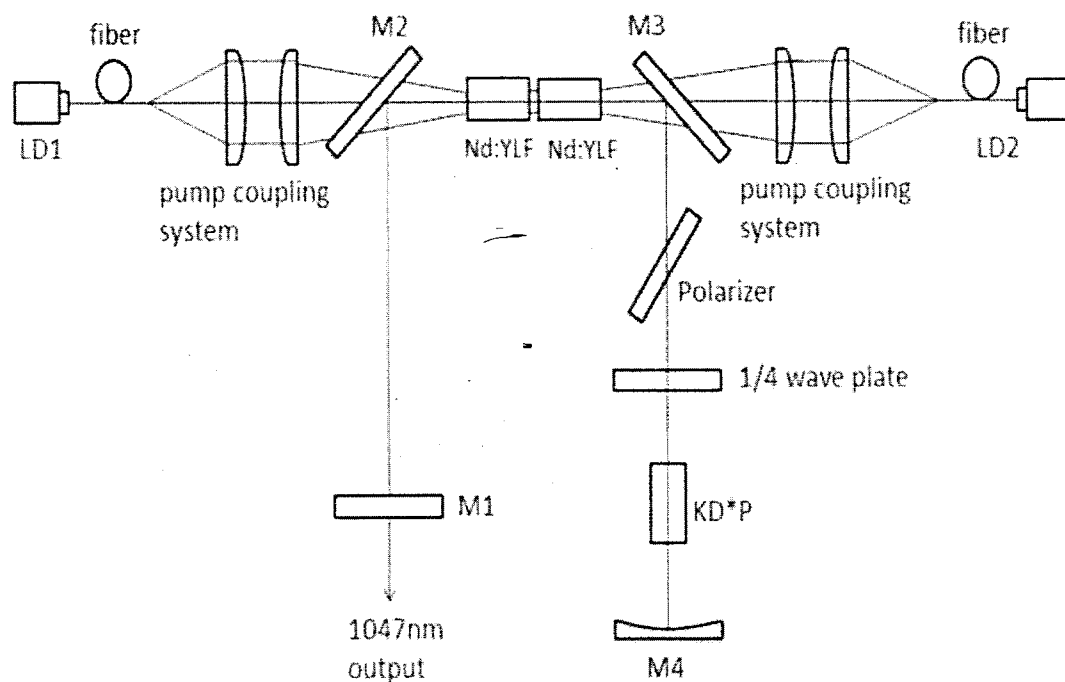
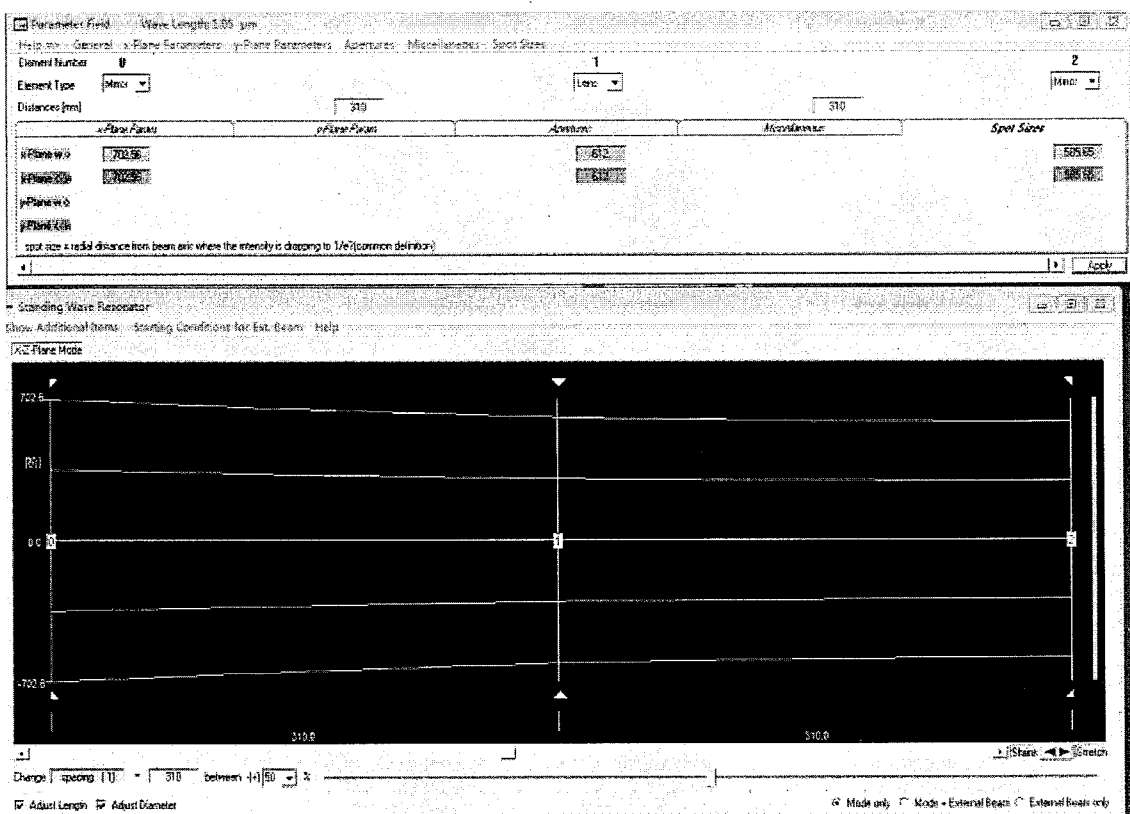


图 3.1 1047 nm Nd: YLF 激光振荡器实验装置图

我们通过激光器谐振腔设计软件 Lascad 设置激光振荡器的谐振腔的长度及各腔镜的曲率半径等参数, 将激光晶体插入谐振腔内相应位置, 就可以得到激光振荡模式的分布图。我们通过软件来模拟, 计算激光-光斑在激光晶体处的模体积大小, 再根据激光-光斑与泵浦光-光斑的模式匹配关系来确定谐振腔全反射镜的曲率半径大小。图 3.2 所示的用 Lascad 软件仿真模拟得到的谐振腔 TEM₀₀ 模式分布图, 此时输入泵浦功率为 4 W 时, 凹面反射镜 M4 的曲率半径为 R=2000 mm。

图 3.2 模拟谐振腔 TEM_{00} 模式图

在图 3.2 中, 界面 0 为曲率半径为 2000 mm 的全反射后腔镜, 界面 1 为最大泵浦功率时等效为薄透镜的激光晶体, 界面 2 为平面输出镜。通过软件计算得到激光晶体处的振荡模半径约为 $600\ \mu\text{m}$ 。我们用软件计算出全反镜曲率半径为 1000 mm, 4000 mm 时, 激光晶体处的振荡模半径分别约为 $500\ \mu\text{m}$, $800\ \mu\text{m}$ 。综合考虑腔内振荡模与泵浦光分布的模式匹配情况, 以及腔镜的衍射损耗等因素。我们最终确定采用耦合比为 1:2.5 的光学系统将泵浦光聚焦到激光晶体上, 后腔镜选择为曲率半径为 2000 mm 的全反射镜。此时, 泵浦光焦点处的腰斑半径为 $750\ \mu\text{m}$, 与激光晶体处的振荡模基本匹配。这种泵浦耦合方式既能充分利用激光晶体中增益区的反转粒子数, 又能抑制高阶模振荡输出。

实验过程中, 选用曲率半径分别为 1000 mm, 2000 mm, 4000 mm 的全反射镜作为后腔镜, 使激光器工作在自由运转状态, 激光输出结果如图 3.3 所示, 通过对比数据发现, 选用曲率半径为 2000 mm 的全反射镜作为后腔镜时, 输出效果最佳, 与模拟仿真结果相一致。

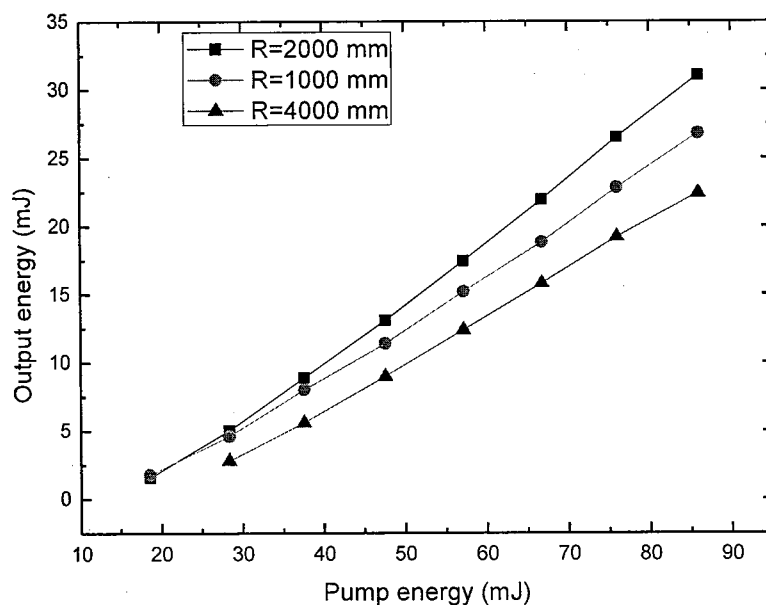


图 3.3 不同曲率半径后腔镜的输出结果比较

3.1.2 实验结果及分析

激光器工作在自由运转状态和调 Q 状态下的脉冲能量输出随泵浦能量的变化情况如图 3.4 所示。在泵浦脉冲能量为 86 mJ 时，获得了自由运转状态下最大的激光输出能量为 31 mJ。在同样的泵浦能量下，最大的调 Q 脉冲能量输出为 15 mJ，如果继续增加泵浦能量，激光器调 Q 输出脉冲能量呈现饱和态势，增加缓慢。此时相对应的激光器的光-光转换效率为 17.5%，斜率效率为 21%。

实验中用高速 pin 管对激光脉冲的时间特性进行探测，得到的调 Q 输出的脉冲宽度随泵浦能量的变化规律如图 3.4 中所示。很显然，随着泵浦脉冲能量的增加，调 Q 脉冲的脉冲宽度逐渐变窄。

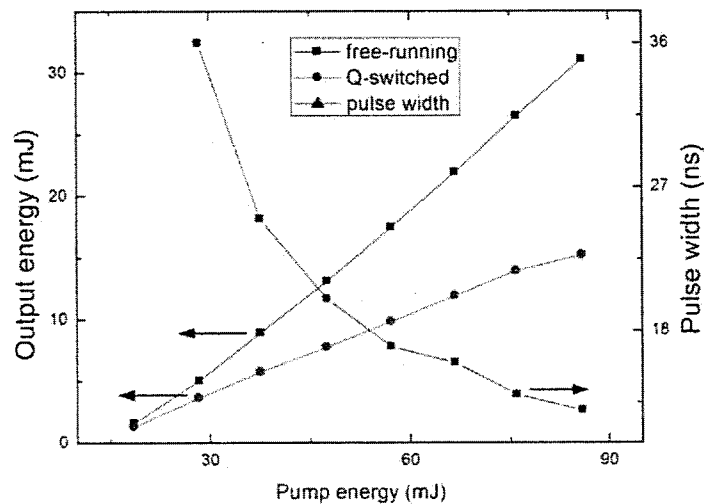


图 3.4 1047 nm Nd: YLF 振荡器输出能量以及输出脉宽输出特性曲线

当输出脉冲达到最大能量时,调 Q 脉冲如图 3.5 所示,脉冲宽度为 13.7 ns, 相对应的脉冲峰值功率约为 1.09 MW。我们用型号为 Spiricon M²-200 的光束质量分析仪测试了最大输出能量时调 Q 激光的光束质量。光束质量的测量结果如图 3.6 (a) 所示, 其结果为 $M_x^2=1.26$, $M_y^2=1.47$ 。激光-光斑的远场空间分布情况如图 3.6 (b) 所示, 光斑强度空间分布成良好的高斯分布。这表明, 该激光器的设计在输出大能量 1047 nm 激光的同时, 保证了输出激光较高的光束质量和较好的光强空间分布。

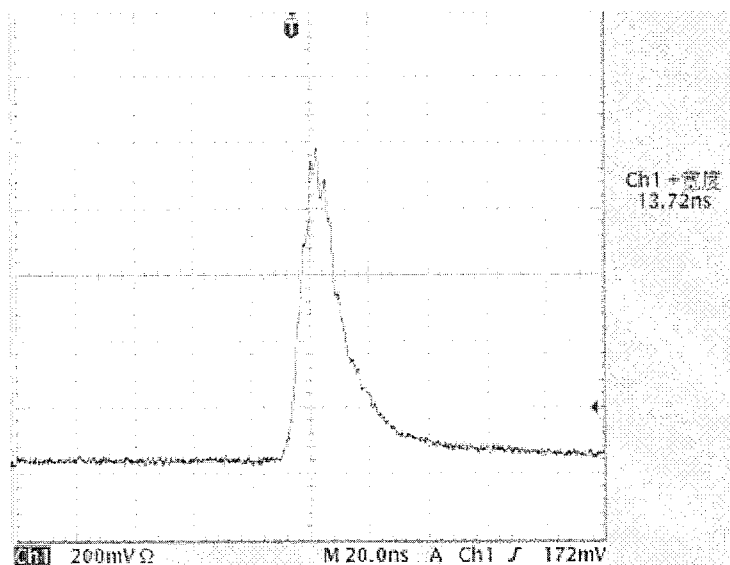


图 3.5 Nd: YLF 振荡器调 Q 脉冲波形图

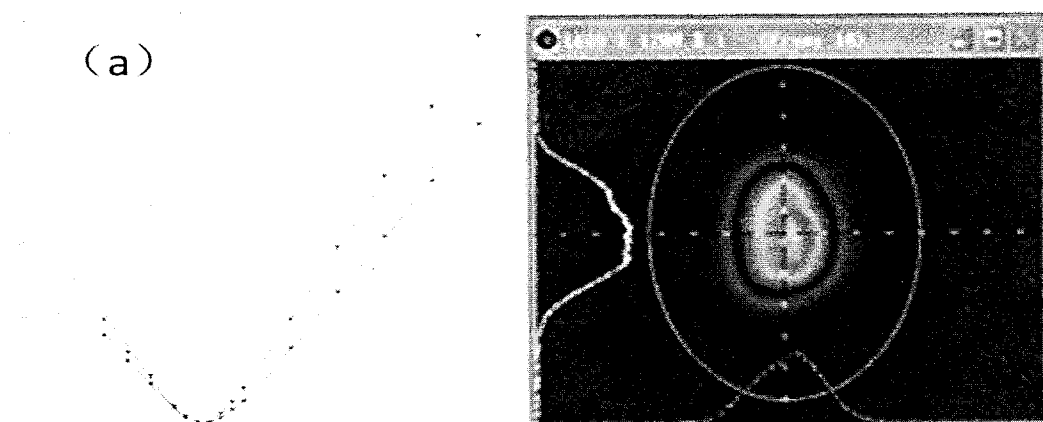


图 3.6 Spiricon M2-200 光束质量分析仪的测试 1047 nm Nd: YLF 端面泵浦振荡器的结果

3.2 侧面泵浦 1047 nm Nd: YLF 板条振荡器

正如我们第一章所述的那样,端面泵浦的激光振荡器能够获得高转换效率和高光束质量的激光输出。但是,端面泵浦的激光系统也有它的局限性,应用端面泵浦的激光器很难得到高能量的激光脉冲输出。在激光放大器中,高能量密度的信号光可以提高放大器的能量提取效率。因此,我们尝试用侧面泵浦的 Nd: YLF 板条振荡器来获得高能量的激光脉冲输出。

人们最近把获得大能量 1 μ m 激光振荡器输出的研究重点放在 Nd: YAG 晶体激光振荡器上^[57-61]。研究方法,多选用棒状或者板条状的 Nd: YAG 晶体,采用介稳腔结构来获得大能量高功率输出。但是,对于有关 LD 侧面泵浦的 Nd: YLF 板条振荡器的报道比较少见。

本小节中描述的研究工作,增益介质采用的 Nd: YLF 晶体板条尺寸为 72 mm $\times$ 6 mm $\times$ 6 mm,离子掺杂浓度为 1%。为了抑制寄生振荡,已经把晶体的端面切成 3° 角。实验中应用的泵浦源是 6 个准连续运转的 LD 阵列。每个阵列包含四条 10.7 mm 长的准连续 LD bar 条。我们将这 6 个 LD 阵列叠层错位排布在板条晶体的两侧。泵浦光通过我们自主设计的梯形波导耦合匀化到板条晶体内。为了增大激光振荡模的模体积,同时增加激光器的稳定性和紧凑性,我们采用了凹凸腔镜的直线形腔的设计,实验装置图如图 3.7 所示。激光腔后腔镜 M1 采用曲率半径为 1300 mm 的对 1047 nm 波长激光的全反射凹面镜,输出镜 M2 为对 1047 nm 波长激光输出率为 60%,曲率半径为 -800 mm 的凸镜。一个大口径的 KD*P 普克尔盒、一个布儒斯特偏振片和一个四分之一波片构成电光 Q 开关。由于激光晶体的放置位置如图 3.8 所示,晶体的 c 轴垂直于 LD bar 的发散角快轴方向。我们

在KD*P晶体和激光晶体之间插入一片二分之一波片来抑制 1053 nm 的激光输出，只获得 1047 nm 激光输出。

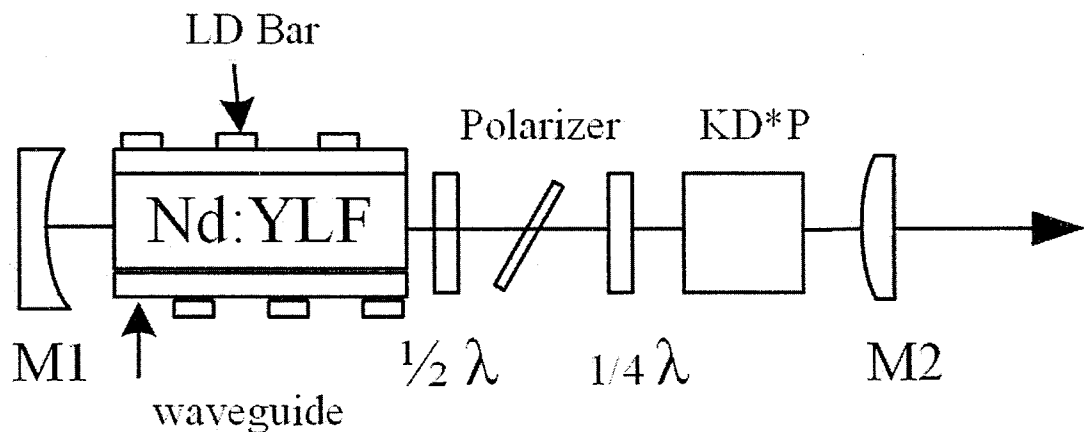


图 3.7 1047 nm 侧面泵浦 Nd: YLF 激光振荡器实验装置图;

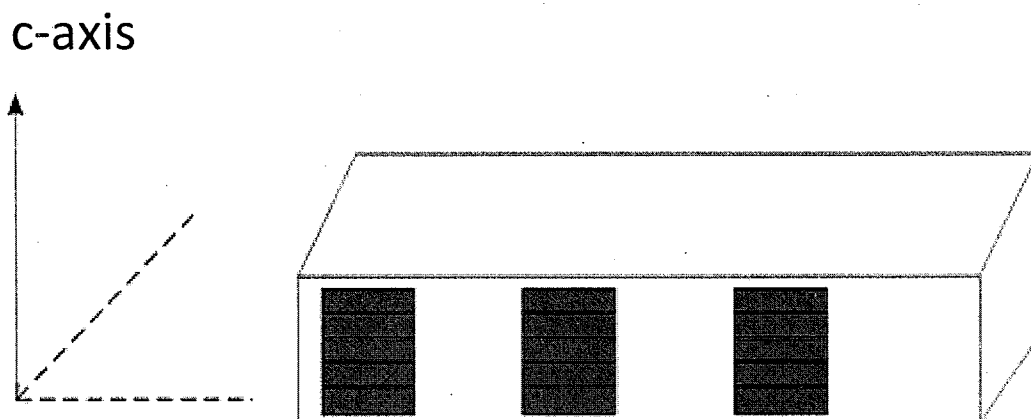


图 3.8 Nd: YLF 板条晶体的 c 轴与 LD 阵列的相对位置

实验中，激光器工作在自由运转状态和调 Q 状态下的输出能量与泵浦能量的关系如图 3.9 所示。当泵浦能量增加到 818 mJ 时，自由运转下的准连续输出能量为 228 mJ。在同样的泵浦能量下，最大的调 Q 脉冲能量输出为 160 mJ，相对应的斜率效率为 27.8%，光-光转换效率为 19.6%。图 3.8 同样描述了调 Q 输出的脉冲宽度与泵浦能量之间的关系。通过数据显示，脉冲宽度随着泵浦能量的增加而变窄，当泵浦能量增加到最大时，输出激光的脉冲宽度为 9 ns。图 3.10 显示的是最大输出时，典型的调 Q 脉冲输出的脉冲形状，此时对应的峰值功率为 17.8 MW。

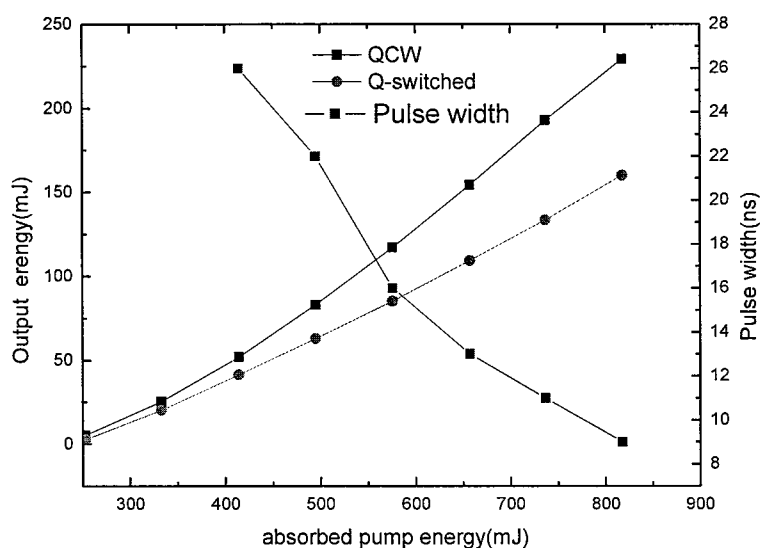


图 3.9 1047 nm 侧面泵浦 Nd: YLF 振荡器输出能量以及输出脉宽输出特性曲线

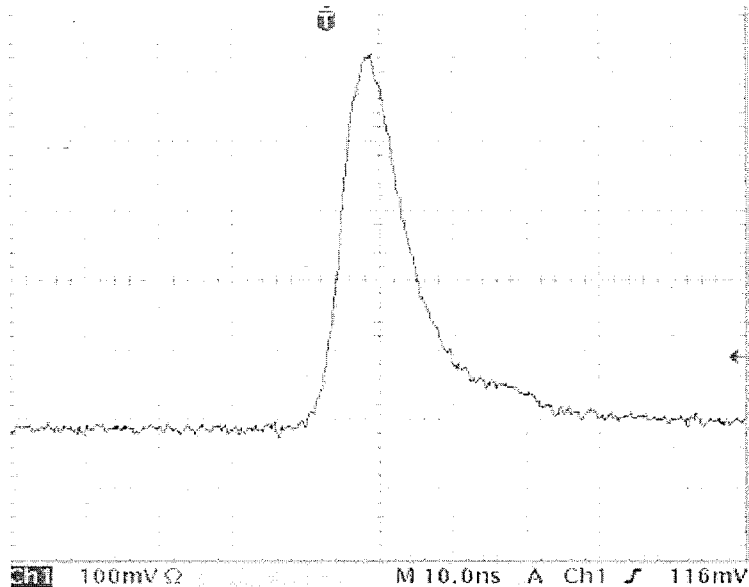


图 3.10 Nd: YLF 侧面泵浦振荡器调 Q 脉冲波形图

我们用型号为 Spiricon M²-200 的光束质量分析仪测试了最大输出能量时调 Q 激光的光束质量。光束质量的测量结果如图 3.11 所示, $M_x^2=8.39$, $M_y^2=7.37$ 。激光-光斑的远场强度空间分布情况如图 3.12 所示, 显然, 光斑强度空间分布均匀, 但是呈现非典型高斯型分布。较差的光束质量和非高斯型光斑强度分布主要是由于激光晶体的口径较大, 泵浦激发区的大小和激光腔模式不能形成好的模式

匹配而产生高阶模振荡。我们在实验中可以采用在腔内插入光阑等方法来提高激光输出的光束质量。

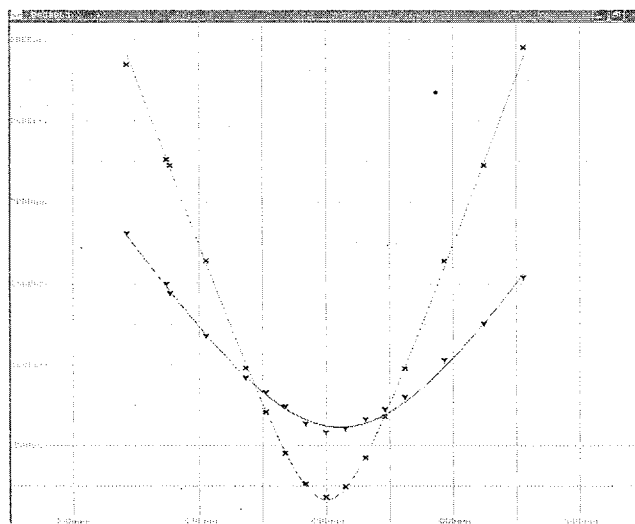


图 3.11 Nd: YLF 侧面泵浦振荡器的输出激光的光束质量

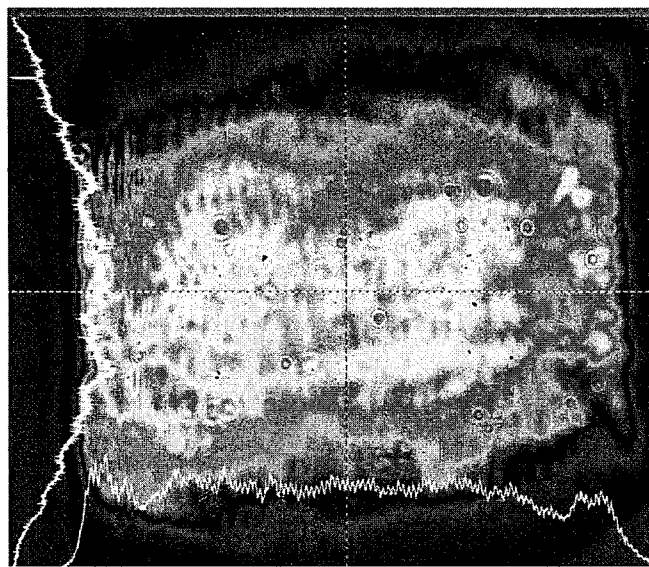


图 3.12 Nd: YLF 侧面泵浦振荡器远场光斑光强分布

我们尝试侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器来提高输出能量，但是输出激光的光束质量和光斑强度分布情况出现了恶化，在这个方面不利于后续的放大来进一步提高脉冲能量，同时不利于基波的倍频和输出激光的应用。

3.3 新晶体 Nd: LiLuF₄ 振荡器特性实验研究

Nd:YLF 晶体在氟化物晶体中被研究的最早, 应用也最多, 然而该晶体的生长却比较困难, 由于不是同成分熔化, 获得光学质量高的晶体比较困难。而与之结构十分相似的 Nd: LiLuF₄ 晶体却是同成分熔化^[62], 生长较为容易, 近年来也受到了人们的重视。Nd: LiLuF₄ 晶体与 Nd:YLF 晶体有着相似的光学特性, 它的荧光时间为 489 μ s, 比 Nd: YAG (230 μ s) 和 Nd: YVO₄ (100 μ s) 长。Nd: LiLuF₄ 和 Nd:YLF 晶体一样也是自然双折射晶体和有着负的热光系数, 使得输出激光有着较好的光束质量。1993 年, 俄罗斯人 A. A. Kaminskii 报道了 LD 泵浦的 Nd: LiLuF₄ 激光器。在激光晶体未镀膜的情况下, 吸收了 330 mW 的 805 nm 泵浦光, 输出了 8 mW 的 1047 nm 激光, 输出斜效率为 9.2%^[63]。1998 年, 美国 NASA 研究中心报道了一台闪光灯泵浦的 Nd: LiLuF₄ 电光调 Q 激光器, 然而激光器的效率非常低^[64]。近几年, 上海光机所科研人员对该晶体进行了较为深入的研究。2011 年, 李锐等人采用 792 nm 的 LD 端面泵浦 Nd: LiLuF₄, 获得了 1.3 W 的 1047 nm 连续光输出, 斜率效率为 20.1%^[65]。同样是在 2011 年, 王明建等人报道一台 1053 nm 的 Nd: LiLuF₄ 激光器。他们利用 792 nm 的 LD 作为泵浦源, 端面泵浦 Nd: LiLuF₄ 晶体, 在泵浦吸收功率为 14.6 W 的情况下, 获得了 6.22 W 的最大连续输出。利用声光调制, 在重复频率为 500 Hz 的情况下, 获得了 2.24 mJ 的最大单脉冲能量输出, 最大输出能量时, 脉宽为 17 ns, 相对应的峰值功率为 131.8 KW^[66]。2012 年, 赵呈春等人利用 792 nm 的 LD 端面泵浦 Nd: LiLuF₄ 晶体, 获得了 1.17 W 的 910 nm 连续激光输出^[67]。

Nd: LiLuF₄ 晶体在 800 nm 附近有三个吸收峰如图 3.13 所示, 其中 806 nm 附近的吸收峰相对 791 nm 和 796 nm, 虽然吸收系数较低, 但是吸收波长范围较大。为了保持激光器输出的稳定性, 我们选用 806 nm 的 LD 作为本实验的泵浦源, 同时采用两块晶体线形排列的形式来弥补晶体对 806 nm 泵浦源吸收系数低的缺陷。

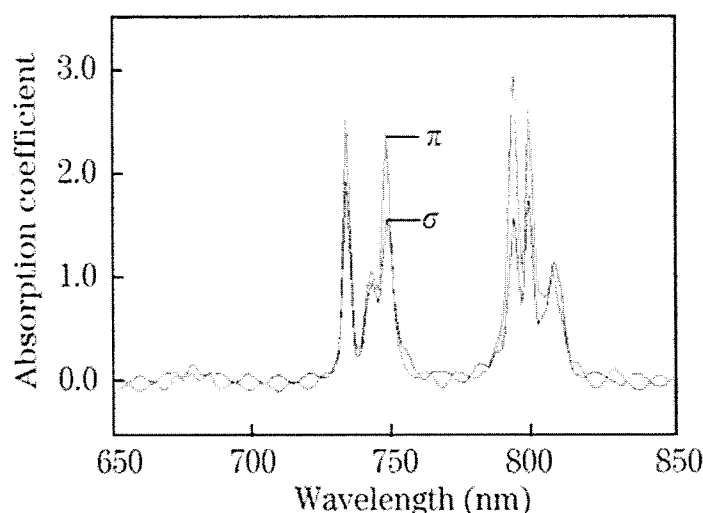


图 3.13 Nd: LiLuF₄ 晶体的吸收光谱

3.3.1 50 Hz 1047 nm Nd: LiLuF₄ 激光器

我们采用了与 3.1 小节中相似的谐振腔腔型, 实验装置如图 3.14 所示。激光晶体选择了两块尺寸为 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 8\text{ mm}$ 的 a 轴切割, 掺杂浓度为 1% 的 Nd: LiLuF₄ 晶体。M1 为激光腔的曲率半径为 2000 mm 的 1047 nm 全反射凹面镜, M4 为对 1047 nm 激光输出率为 60% 的输出镜, M2 和 M3 (对 806 nm 高透, 对 1047 nm 增透) 为 45° 双色镜。谐振腔中的 KD*P 普克尔盒、布儒斯特偏振片和四分之一波片构成电光 Q 开关。整个激光谐振腔的长度为 420 mm。

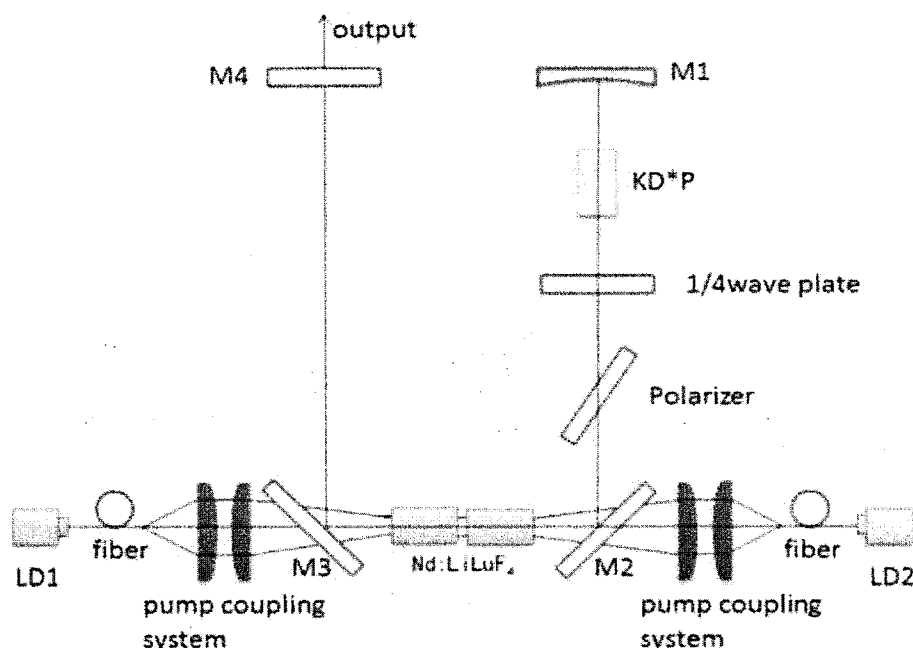


图 3.14 端面泵浦 Nd: LiLuF₄ 激光振荡器实验装置图

Nd: LiLuF₄ 激光器工作在自由运转状态和调 Q 状态下的能量输出与泵浦能量的对应关系如图 3.15 所示。在泵浦能量为 54 mJ 的情况下, 获得了自由运转状态下最大的输出能量为 20.6 mJ。在同样的泵浦能量下, 最大的调 Q 脉冲输出模式为近衍射极限状态, 能量输出为 11.6 mJ, 继续增加泵浦能量, 激光器的输出能量不再增加, 此时相对应的激光器的光-光转换效率为 21.5%。调 Q 输出的脉冲宽度随泵浦能量的变化情况也可以在图 3.14 中看出, 随着泵浦能量的增加, 调 Q 脉冲宽度变窄。当泵浦能量增加到最大时, 输出激光的脉冲宽度为 11 ns, 此时对应的峰值功率为 1.05 MW。

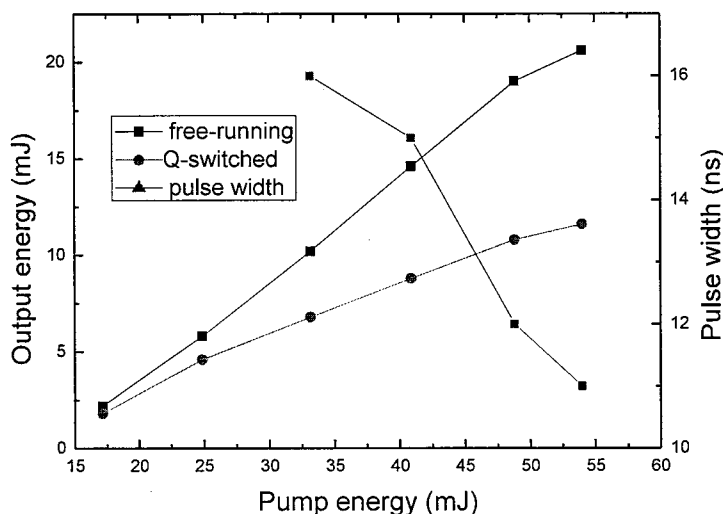


图 3.15 1047 nm Nd: LiLuF₄ 振荡器输出能量以及输出脉宽输出特性曲线

1047 nm 端面泵浦 Nd: LiLuF₄ 振荡器的实验结果与本章 3.1 小节 1047 nm 端面泵浦 Nd: YLF 振荡器的实验结果相比较, 发现 Nd: LiLuF₄ 振荡器的光-光转换效率高于 Nd: YLF 振荡器, 但是, Nd: LiLuF₄ 振荡器的最大输出能量低于 Nd: YLF 振荡器。实验结果表明, Nd: LiLuF₄ 是一种性能优良的激光晶体, 有潜力作为取代 Nd: YLF 而产生 1047 nm 波长激光输出的激光晶体。

3.3.2 500 Hz 1053 nm Nd: LiLuF₄ 激光器

在研究了 Nd: LiLuF₄ 晶体的 1047 nm 输出特性后, 我们又继续研究了该晶体的 1053 nm 输出特性。考虑到激光器的实际应用, 我们把激光器的重复频率提高到 500 Hz。激光器的装置图和前一小节相似。我们将 Nd: LiLuF₄ 激光晶体的光轴旋转 90 度, 使其与腔平面垂直。此时, 该晶体的 1047 nm 波长的振荡光被偏振器件抑制, 只获得了 1053 nm 的激光输出。由于激光器的重复频率提高, Nd: LiLuF₄ 晶体的热透镜效应较之前大大提高。根据理论模拟和实验研究, 我们把激光腔的后腔镜 M1 的曲率半径更换为 1000 mm 的 1053 nm 全反射镜, 同时分别研究了对 1053 nm 输出率为 30%, 48% 和 60% 的平面镜作为输出镜时激光器的输出特性。

在自由运转状态下, 激光器在不同输出率情况时的输出特性如图 3.16 所示。在三种输出率下, 激光器的阈值功率分别为 7.3 W (T=30%), 8.0 W (T=48%) 和 10.3 W (T=60%)。在泵浦功率为 24.4 W, 输出镜选用输出率为 48% 的情况下, 激光器的输出功率为 7.3 W。这是此晶体报道过的最大输出功率, 此时的光-光转换

效率为 29.8%，斜率效率为 34.7%。在输出镜输出率为 30%和 60%的情况下，激光器的最大输出功率分别为 5.9 W 和 6.4 W。

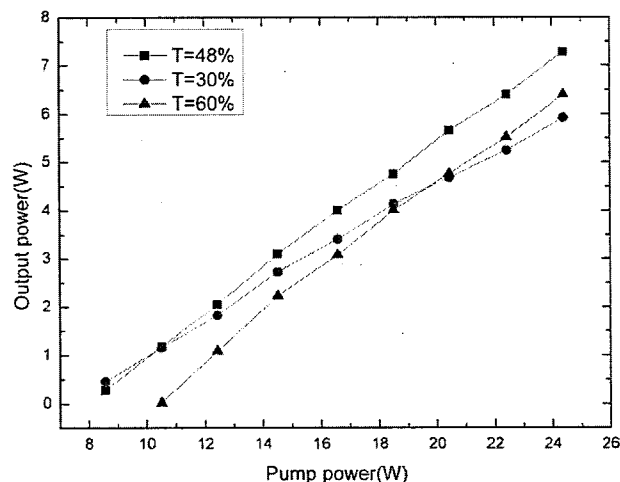


图 3.16 自由运转状态下，1053 nm Nd: LiLuF₄ 激光器激光输出情况

在调 Q 状态下，晶体最大的脉冲能量输出是在输出镜输出率为 48%的情况下得到的。激光器在输出率为 48%的情况下，调 Q 脉冲输出能量和准连续输出能量与泵浦能量的关系如图 3.17 所示。在 37.7 mJ 的泵浦能量下，激光器获得了 5.9 mJ 的脉冲能量输出，此时的光-光转换效率为 15.5%。输出激光在一个小时内的不稳定性小于 1% (rms)。激光器在最大能量输出时的波形如图 3.18 所示，此时激光脉冲的脉宽为 17 ns，相对应的峰值功率为 0.35 MW。

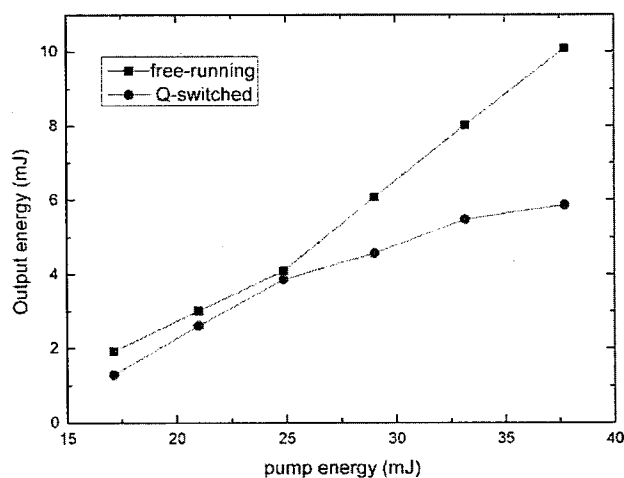


图 3.17 1053 nm Nd: LiLuF₄ 振荡器脉冲能量随泵浦能量的变化情况

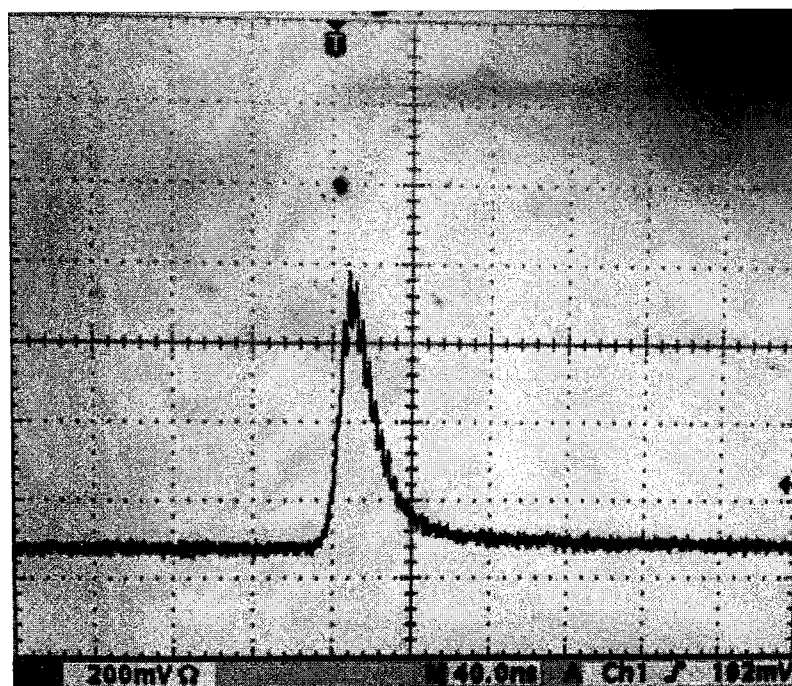


图 3.18 1053 nm Nd: LiLuF₄ 振荡器调 Q 脉冲波形图

实验过程中, 选用型号为 Spiricon M²-200 的光束质量分析仪测试了 1053 nm 500 Hz Nd: LiLuF₄ 最大输出能量时调 Q 激光的光束质量。光束质量的测量结果如图 3.19 (a) 所示, $M_x^2=1.13$, $M_y^2=1.09$ 。激光-光斑的远场空间分布情况如图 3.19(b)所示, 光斑强度空间分布成良好的高斯分布。这表明 Nd: LiLuF₄ 是一种性能良好的激光晶体。

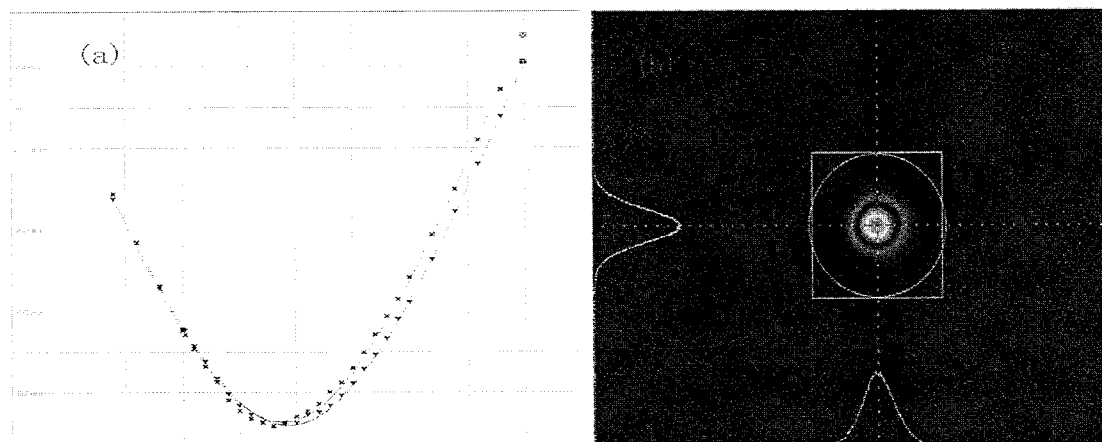


图 3.19 Spiricon M²-200 光束质量分析仪的测试 1053 nm Nd: LiLuF₄ 端面泵浦振荡器的结果

3.4 本章小结

为了确定 50 Hz 1047 nm MOPA 系统的前端振荡器，在实验中分别尝试了端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器，侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器和端面泵浦新型晶体 Nd: LiLuF₄ 的振荡器。在端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器实验研究中，我们获得了最大能量为 15 mJ 近衍射极限的调 Q 激光脉冲输出。在侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器实验研究中，我们获得了 160 mJ 的调 Q 激光脉冲输出，但是输出激光的光束质量较差，不利于后续的放大实验。在新型晶体 Nd: LiLuF₄ 1047 nm 的振荡器实验中，我们获得了最大能量为 11.2 mJ 的近衍射激光脉冲输出。通过分析比较，端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器的最大输出能量高于端面泵浦 Nd: LiLuF₄ 振荡器，光束质量明显的高于侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器，最终确定采用端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器作为整个 MOPA 系统的前端振荡器。同时，我们还进行了 500 Hz 1053 nm 新型晶体 Nd: LiLuF₄ 的激光特性研究。我们获得了 7.3 W 的最大平均输出功率，在调 Q 状态下，获得了 5.9 mJ 的近衍射极限的脉冲式输出。实验结果表明，Nd: LiLuF₄ 晶体是一个非常有前途的氟化物激光晶体。

4. Nd:YLF 板条 1047 nm 基波放大器及谐波转换

众所周知,采用主振荡-功率放大器结构是获得高能量激光脉冲输出的重要途径。这种能量放大方式在通过激光放大器实现脉冲能量的放大的同时,保持了激光振荡器输出激光的一些重要特性,因此可以实现高光束质量、大能量的激光脉冲输出。同时由于振荡器和放大器分别实现不同功能,因此可以将整个激光器系统的设计难度分散,使得结构简单,因而得到了广泛的应用。

本章以第三章设计的端面泵浦的 Nd: YLF 振荡器作为种子源,采用侧面泵浦的 Nd: YLF 板条的直通结构作为放大模块,研究了 Nd: YLF 板条激光放大器的放大特性。首先,我们给出了 Nd: YLF MOPA 参数设计及最终实验系统组成;然后讨论了影响激光放大器放大效果的几个核心因素,如寄生振荡、泵浦光的耦合与匀化、存储效率等;又对 Nd: YLF 板条晶体进行了热效应分析和测量的基础上,进行了热透镜效应补偿;最后给出了激光放大器的基波输出特性以及腔外倍频实验结果。论文实验工作最终实现了在重复频率为 50 Hz 的情况下,单脉冲能量为 840 mJ 的 1047 nm 基波激光脉冲输出,放大后激光-光束质量达到 $M_x^2=3.26$; $M_y^2=4.29$;利用 LBO 晶体对基波进行腔外倍频,获得了 520 mJ 的 523.5 nm 绿光激光脉冲输出,倍频效率达到 62%。

4.1 Nd: YLF MOPA 系统设计

我们的放大系统包含了两级预放大器和两级主放大器。整个 MOPA 系统的实验装置如图 4.1 所示。振荡器输出的种子光经法拉第隔离器和二分之一波片进入放大系统。隔离器和波片所起的作用是防止由于放大器链路系统的器件反馈回的光返回振荡器而影响振荡器的稳定输出。种子光在每级放大系统的光斑大小分别由每级的扩束系统精确控制,以求获得较大的交叠效率,同时减少因衍射效应带来的光学畸变。为了补偿板条晶体的热透镜效应,在放大器预放大级与主放大级之间分别插入 X,Y 方向的柱透镜来补偿。

在每级的放大器中,泵浦模块有着相似的结构设计,如图 4.2 所示。板条晶体被铜质热沉上下夹持,并通水冷却。泵浦源 LD 阵列错位分布在板条晶体两侧,泵浦光通过我们自主设计的梯形波导棱镜耦合匀化到板条晶体上。LD 阵列通过侧面的铜质热沉通水冷却。通过精密装配,使得晶体上下面热沉和侧面的 LD 叠层铜质热沉成为一个整体模块。

实验过程中采用的半导体泵浦源是准连续工作状态下的 LD 阵列(美国 nlight 公司生产)。在预放大级,每个阵列含有 4 条长 10.7 mm 的发光 bar;在主放大级,每个阵列含有 6 条长 10.7 mm 的发光 bar。LD bar 的中心波长为 806 nm,最大峰值功率为 150 W,发光面快轴方向的发散角约为 40° ,发光面慢轴方向的发散角为 10° 。在预放大器中,每个泵浦模块包含有 6 个 LD 阵列;主放-1 放大器中包含有 10 个 LD 阵列;主放-2 放大器中包含有 11 个 LD 阵列。

实验中选用的激光晶体是掺杂 Nd^{3+} 浓度为 1% 的 Nd: YLF 板条晶体。为了抑制寄生振荡,我们将晶体的端面切成 3° 角。晶体的两个通光端面镀 1047 nm 增透膜;晶体的四个侧面有三个加工成毛面,一个面抛光并镀 806 nm 和 1047 nm 增透膜。我们综合考虑信号光的能量密度和晶体镀膜的伤害阈值,将板条晶体尺寸确定为 $6\text{ mm} \times 6\text{ mm} \times 72\text{ mm}$ (预放大器), $8\text{ mm} \times 8\text{ mm} \times 110\text{ mm}$ (主放大器-1) 和 $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 120\text{ mm}$ (主放大器-2)。

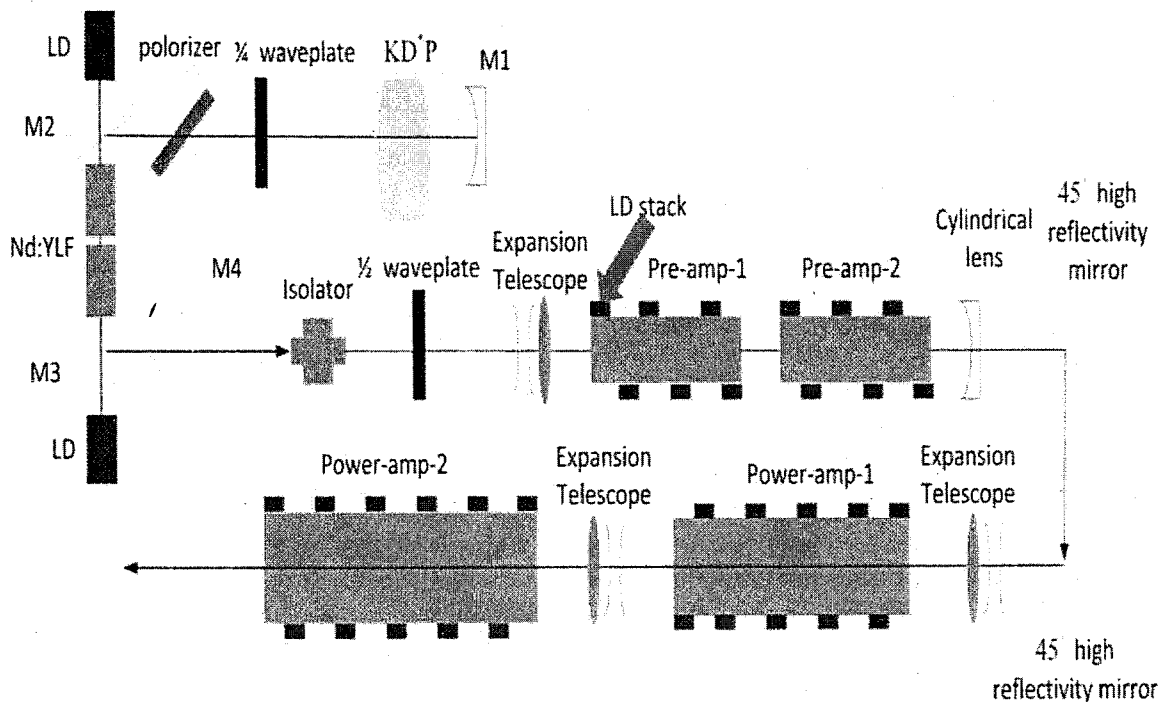


图 4.1 1047 nm Nd: YLF MOPA 系统的实验装置图

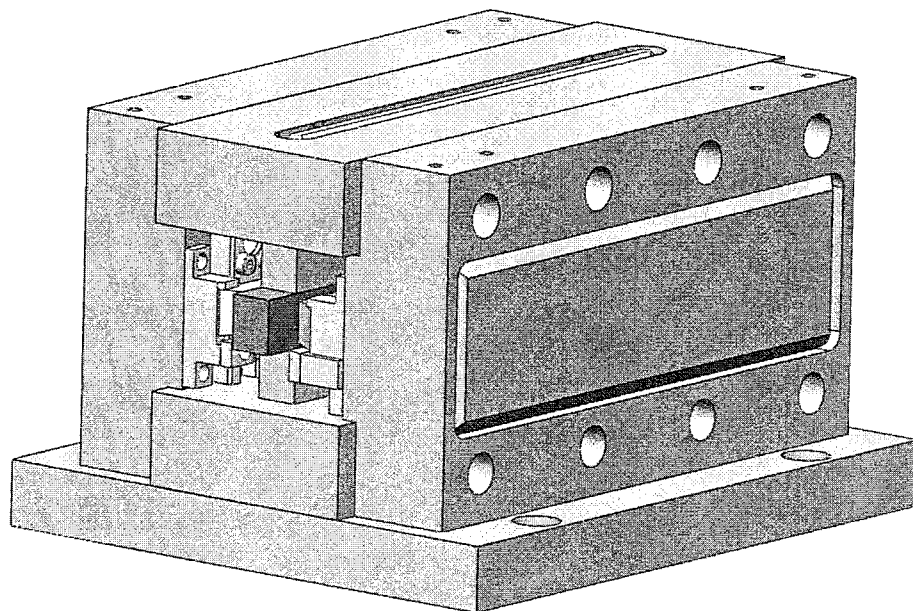


图 4.2 激光放大器的泵浦冷却模块示意图

4.2 影响激光放大器放大效果的几个因素

4.2.1 寄生振荡

寄生振荡的产生是由于光学表面的光反馈引起的,当在增益介质不同界面的反射光产生封闭路径时就更加容易引起寄生振荡。寄生振荡的产生使得放大器在种子光到达之前就消耗了大量的反转粒子数,降低了晶体的峰值增益和存储效率,影响了大能量激光放大器的性能,因此研究如何消除激光放大器工作物质内的寄生振荡对提高激光器的效率有着重要的意义。

国内外的科研机构对高功率钕玻璃激光装置,薄片激光器和板条激光器的寄生振荡做了一些研究^[68-76]。上海光学精密机械研究所的郑玉霞等人对“神光-II”实验装置主放大器中的寄生振荡给出了理论计算和实验结果,最终研究表明减小钕玻璃掺杂浓度,增加钕玻璃片的厚度是提高装置输出效率的有效措施^[68]。美国劳伦斯里弗莫尔国家实验室的 J. A. Glaze 等人研究了大口径钕玻璃片放大器的寄生振荡,他们激光器的设计和添加的包层有效的抑制了寄生振荡,提高了激光

器的储能效率^[69]。美国斯坦福大学的 Shally Saraf 对板条激光器的寄生振荡做了一些研究^[70]。

对于振荡器产生激光的阈值条件是：

$$R_1 R_2 \exp(g - \alpha) 2L = 1 \quad (4-1)$$

式中， R_1 ， R_2 为激光振荡器两面镜子的反射率， L 为激光晶体的长度， g 为单位长度激光晶体的增益系数， α 为单位长度内的损耗系数。晶体自身形成寄生振荡时，晶体的表面就等效于激光振荡器的反射镜。在激光晶体内，存在不止一条路径能形成回路，根据（4-1）式，可以推导出激光晶体内第 i 条回路形成寄生振荡的阈值条件：

$$\prod_j R_j \exp(g_i - \alpha_i) L_i = 1 \quad (4-2)$$

式中 j 为表面发生反射的次数， R_j 为表面的反射率， g_i 为激光晶体单位长度内的增益系数， α_i 为激光晶体单位长度的损耗系数， L_i 为光在晶体内走过的路程。

激光晶体内存在不止一条寄生振荡的路径，并考虑到晶体掺杂的不均匀性，可以给出晶体内平均单位长度内的增益系数，

$$\bar{g} = \sum_i g_i / \sum_i i \quad (4-3)$$

通过以上分析可知，减少增益系数 g 可以降低寄生振荡产生的可能性，但是这是以降低泵浦能量密度为代价的。因此，抑制寄生振荡有效的方法是减小激光晶体表面的反射率和几何关系上破坏辐射光形成回路的可能性。

我们分别对预放大器所使用的一块激光晶体作了如下几种处理方法，来研究抑制寄生振荡的效果。

（i）激光晶体端面保持矩形形状，左右两个泵浦面抛光，镀 806 nm & 1047 nm 的增透膜，上下两个侧面打毛。

我们将 11 mJ 的信号注入到单块晶体的放大模块之后，泵浦光能量从 200 mJ 到 800 mJ 都没有观察到明显的放大效果。我们在没有信号光输入的情况下，仅开启放大器的泵浦 LD，用红外观测仪在晶体的端面和两个抛光侧面均观察到了明显的荧光，用光谱仪测试的荧光波长为 1047 nm。用聚焦透镜将一侧端面发出的荧光聚焦后测得了 mJ 量级的能量。由此可以判断，此种状态下的激光晶体存在严重的寄生振荡，在信号光脉冲到来之前，放大模块的晶体的储能已经被大量消耗，影响了激光晶体对信号光的放大能力。

（ii）激光晶体端面切 3° 角，左右两个泵浦面抛光，镀 806 nm & 1047 nm 的增透膜，上下两个侧面打毛。

在这种条件下，我们将信号光注入到放大模块，依然没有观察到明显的放大效果。在无信号光注入到放大模块时，只开启放大器的泵浦源，能观察到明显的荧光现象。说明晶体切角虽然可以在几何形状上破坏一部分寄生振荡形成的回路，但是辐射光依然能够在抛光的两个晶体端面和侧面之间产生封闭的回路，从而形成寄生振荡。

（iii）激光晶体端面切 3° 角，四个侧面均打毛。

我们将 11 mJ 的信号光注入到放大模块后, 观察到了放大效果, 放大器激光输出能量与泵浦能量的关系如图 4.3 所示。在泵浦能量为 836 mJ 的情况下得到了 38.4 mJ 的放大输出, 放大倍数为 3.5 倍。在没有信号光注入, 只开放大器的泵浦 LD 时, 荧光现象不明显。通过打毛四个侧面, 大大降低了侧面对 1047 nm 激光的反射率, 同时晶体端面的切角也在几何形状上破坏了一部分辐射激光形成的回路, 激光晶体的寄生振荡被有效的抑制。

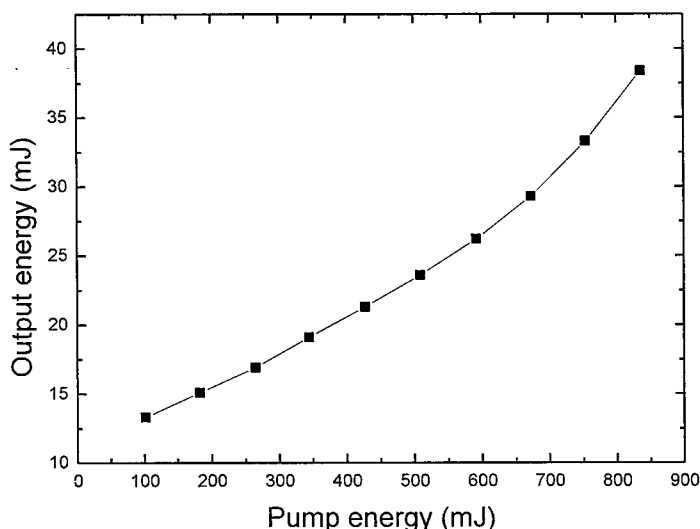


图 4.3 四个侧面均打毛时的放大效果

(iv) 激光晶体端面切 3° 角, 上下两个侧面均打毛, 一个泵浦侧面抛光, 镀 806 nm & 1047 nm 的增透膜, 另一个泵浦侧面打毛。

我们将 11 mJ 的信号光注入到先前相同的放大模块, 信号光的输入特性也保持与之前的情况相同。激光放大器的输出能量与泵浦能量的关系如图 4.4 所示。在泵浦能量为 836 mJ 的情况下得到了 41.6 mJ 的放大输出, 放大倍数为 3.8 倍。在没有信号光注入, 只开放大器的泵浦 LD 时, 没有观察到明显的荧光现象。实验结果证明, 三个侧面打毛也可以有效的抑制寄生振荡, 同时由于有一个泵浦侧面抛光并镀了泵浦光 806 nm 的增透膜, 晶体能够更有效的吸收泵浦光, 增大了激光放大模块的储能, 提高了激光放大器的光-光转换效率。

综合以上实验研究结果, 我们在后续的激光放大实验中, 选择的激光晶体采用端面切角, 三个侧面打毛, 另一个侧面抛光并镀 806 nm & 1047 nm 增透膜的加工方式。

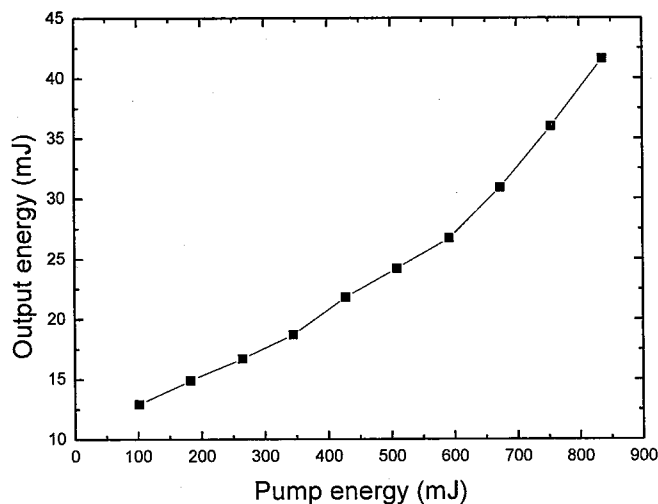


图 4.4 三个侧面打毛时的放大效果

4.2.2 泵浦光的耦合与匀化

我们曾经在第一章介绍过, LD 阵列的发光辐射区比较小, 每个 bar 条之间有一定的间距 (pitch 值) 并且激光束的发散角较大, 所以耦合 LD 阵列发射的激光比较困难。对于 LD 阵列, 人们一般采用微柱面透镜^[77,78]或者透镜导管^[79-83]的方式将泵浦光耦合到激光增益介质。这几种方法可以将 LD 阵列发出的泵浦光耦合到较集中的区域, 同时还可以压缩泵浦光的发散角。但是, 这些方法的耦合效率不高, 一般低于 90%, 同时装置结构较复杂, 占用空间较大, 不利于结构紧凑型固体激光器的设计。为了克服以上方法的弊端, 我们自主设计了一种用于耦合匀化 LD 阵列泵浦光的梯形波导棱镜。

添加梯形波导后的泵浦结构示意图如图 4.5 (b) 所示, 波导置于 LD 阵列和板条晶体之间, 波导和 LD 阵列之间的距离以及波导和板条晶体之间的距离都小于 1 mm。我们利用光束追迹的方法分别设计了不同放大级的梯形波导的尺寸, 梯形波导的厚度为 5 mm (预放大器) 和 6 mm (主放大器), 这大大简化了泵浦模块的结构, 同时泵浦光的耦合效率达到了 99%。

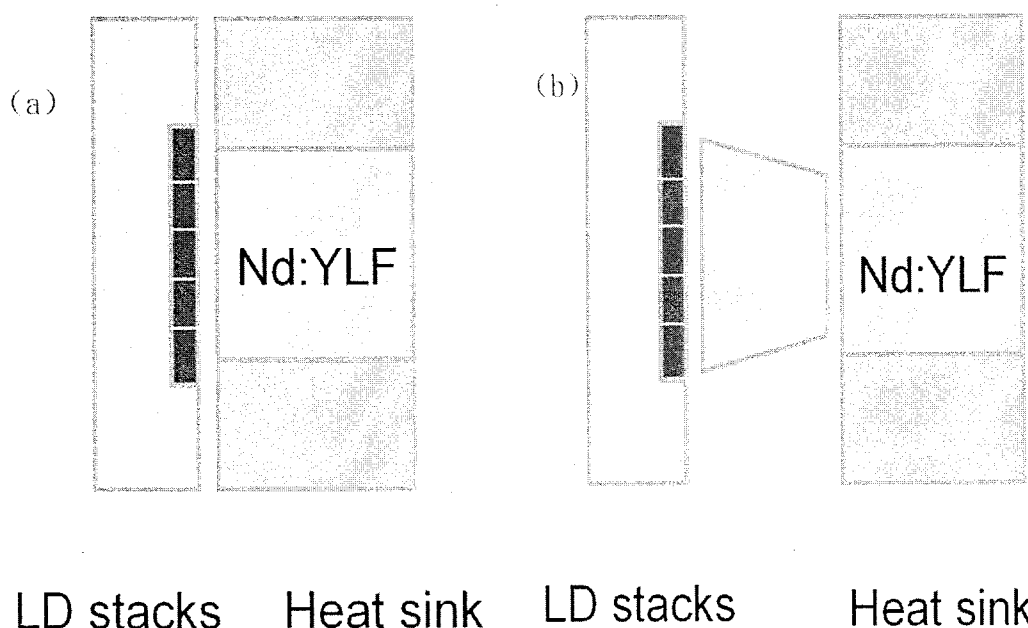


图 4.5 晶体泵浦结构. (a) 未加梯形波导时; (b) 添加梯形波导后

我们利用光学设计软件 ZEMAX 模拟比较了在不同泵浦耦合情况下板条晶体侧面泵浦光强的分布。论文研究工作关注的重点是 LD 阵列快轴方向的光强分布，为了简化分析模型，我们只选取了一个 LD 阵列作为发光源。

在激光放大器预放大级，泵浦光未经过任何耦合系统直接泵浦到板条晶体，靠近泵浦 LD 侧面的光强分布情况如图 4.6 所示。通过观察图 4.6，我们也看出泵浦光在板条晶体侧面的分布不均匀，光强集中在四条较窄的细线上，这样会导致晶体的储能分布不均匀，使放大输出激光的光强空间分布不均匀，甚至会在激光-光斑中出现“热点”，造成光学元器件的损伤。我们模拟了不同几何参数的梯形波导作为耦合器件对泵浦光进行匀化，通过分析比较，我们确定了激光放大器预放大级梯形波导的参数，梯形长边为 5 mm，短边为 4 mm，厚度为 5 mm。泵浦光经过梯形波导的耦合匀化后，在靠近 LD 阵列的板条晶体侧面的光强分布如图 4.7 所示。我们可以看出泵浦光-光强在板条晶体侧面的分布变的均匀，没有出现明显的强区。对比没有进行泵浦光耦合的情况，加入梯形波导对泵浦光进行耦合匀化，效果明显，有利于提高激光放大器输出的光斑光强分布均匀性。

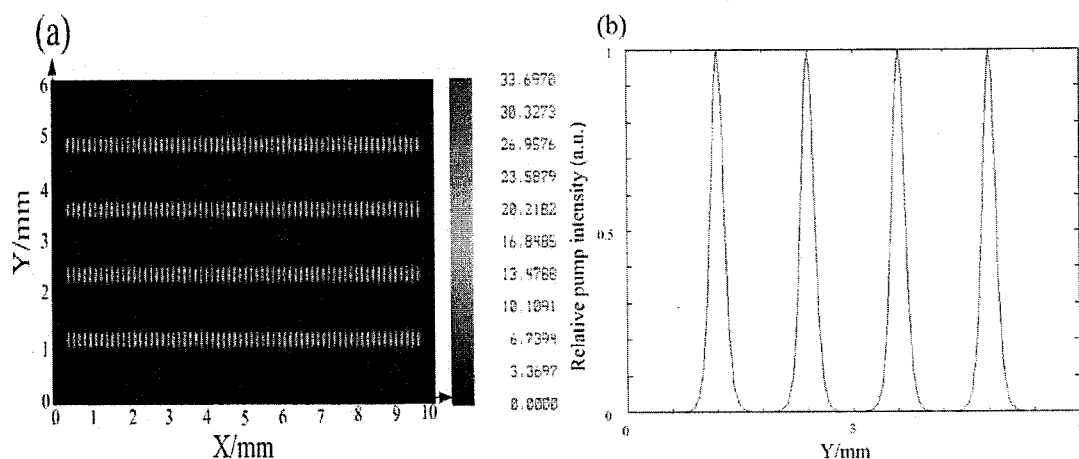


图 4.6 未加任何耦合系统. (a) 板条晶体侧面的光强分布; (b) 快轴方向上光强分布的轮廓

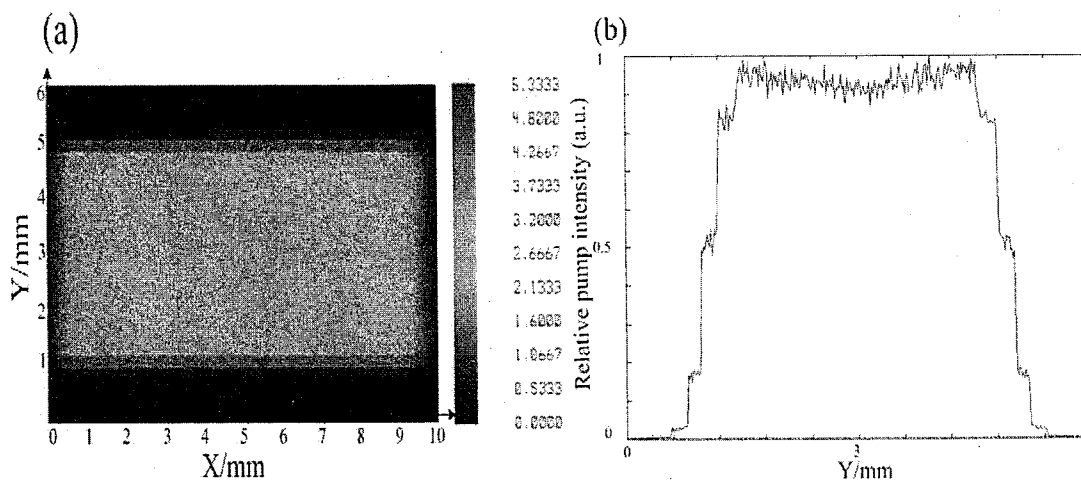


图 4.7 梯形波导耦合. (a) 板条晶体侧面的光强分布; (b) 快轴方向上光强分布的轮廓

在激光放大器主放大级,我们采用同样的分析方法设计了它们各自的泵浦光耦合器件-梯形波导。我们通过分析比较了不同几何参数的梯形波导作为耦合器件对泵浦光进行匀化,最终确定了激光放大器主放大级各自不同的梯形波导的参数。主放-1级在有无梯形波导耦合情况下的光强分布对比如图 4.8 所示;图 4.9 对比显示了主放-2级在有无梯形波导耦合情况下的光强分布。通过比较,在有梯形波导耦合的情况下,泵浦光-光强分布得到了匀化。

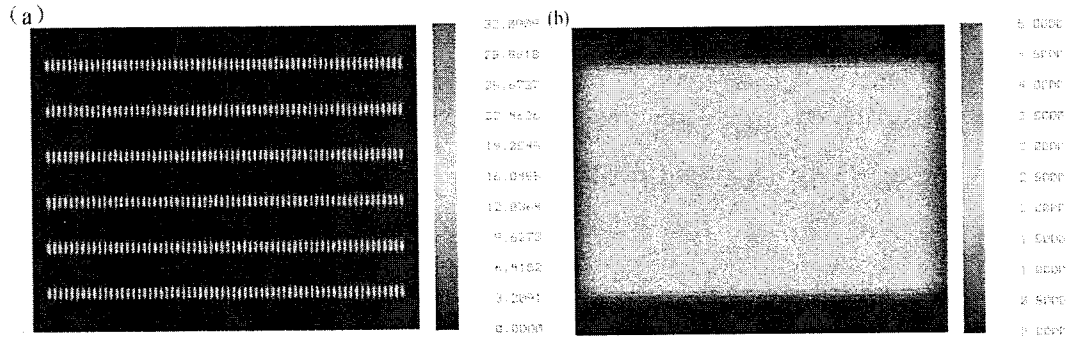


图 4.8 主放-1 级板条晶体侧面光强分布情况 (a) 无任何耦合系统情况下; (b) 在梯形波导耦合情况下

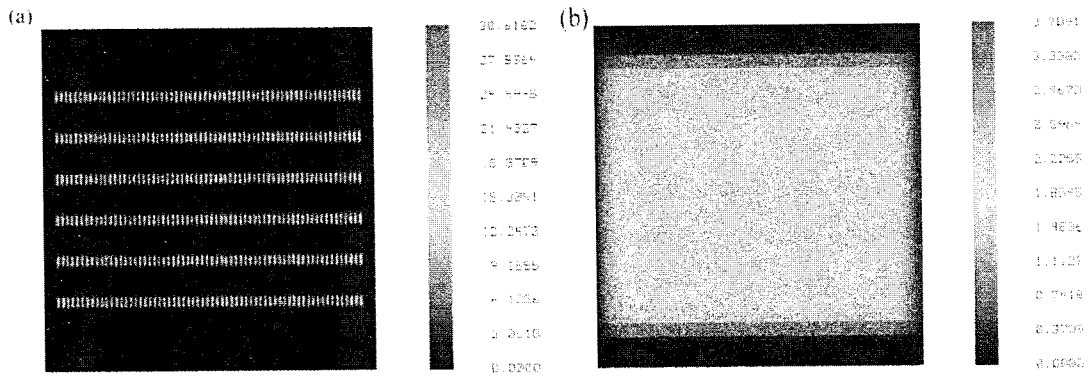


图 4.9 主放-2 级板条晶体侧面光强分布情况. (a) 无任何耦合系统情况下; (b) 在梯形波导耦合情况下

我们利用预放大器的泵浦模块验证了梯形波导对泵浦光的匀化效果。我们分别利用了单程放大和双程放大的激光器结构对比了有无梯形波导时信号光经过放大器之后的输出激光-光斑光强分布。我们首先将 LD 阵列放置在板条晶体的一侧,在没有任何耦合器件的情况下,将 LD 发出的激光直接泵浦到板条晶体上;然后改变泵浦结构,将 LD 阵列错位分布在板条晶体两侧,利用梯形波导将泵浦光耦合到板条晶体上。在直接泵浦情况下,信号光经过放大模块后的光强分布如图 4.10 所示。我们发现,经过放大器的输出激光-光斑出现了明显的畸变,尤其是靠近 LD 阵列一侧,激光-光斑的光强强于远离 LD 阵列的一侧。同时,靠近 LD 一侧的激光-光斑在纵向上也存在由于 LD 泵浦光在快轴方向上分布不均匀而造成四条比较明显的光学强区。

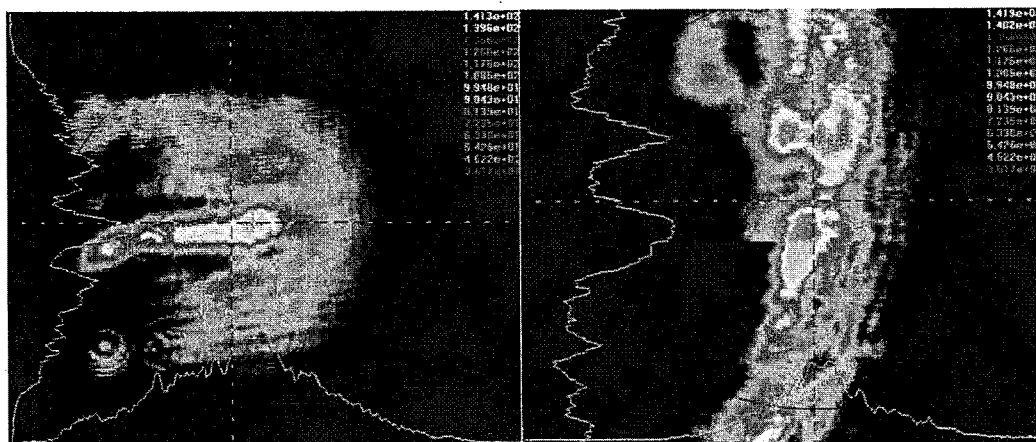


图 4.10 LD 直接泵浦板条晶体时，放大输出激光的光强分布。(a) 单程放大时；
(b) 双程放大时

信号光经过带有梯形波导整形的放大模块后，输出激光-光斑的光强分布如图 4.11 所示。激光-光斑光强的空间分布均匀，没有明显的光学强区。单程放大的输出激光仍然呈现良好的高斯型分布，双程放大的光斑由于受到负的热透镜效应影响，在竖直方向上光斑有拉长的趋势。相比较没有梯形波导耦合情况时激光-光斑经过放大器的输出，光斑的空间分布变均匀。

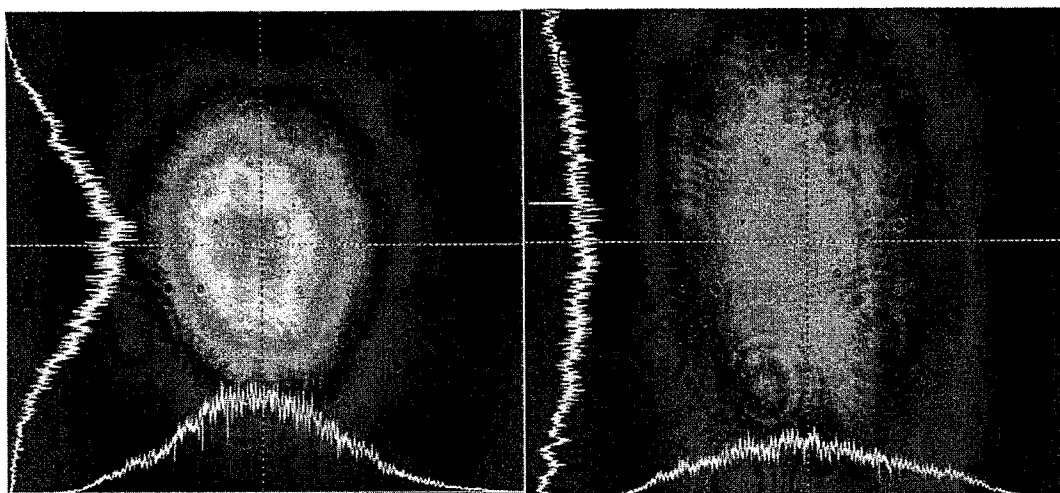


图 4.11 泵浦光经过梯形波导耦合匀化到板条晶体时，放大输出激光的光强分布。
(a) 单程放大时；(b) 双程放大时

综上所述，我们通过理论模拟和实验测试证明，梯形波导在耦合匀化泵浦光方面起到了良好的效果。同时，梯形波导较小的几何尺寸使激光放大器的结构变的非常紧凑。另外，将 LD 阵列错位放置于板条晶体两侧时，泵浦光在激光晶体的分布要比 LD 在晶体单侧排布时均匀。所以，在我们的放大器实验研究中，选择的泵浦方式是，LD 阵列错位放置于板条晶体两侧，通过梯形波导耦合匀化泵浦光至板条晶体。

4.2.3 存储效率对放大效率的影响

脉冲激光放大器要求泵浦时间是一定的以便积聚激发态的反转粒子数。在泵浦的过程中,有些激发态粒子会因为发射荧光-光子而衰退。对于计算荧光损耗 η_{fl} ,即存储效率的公式可表示为^[84]:

$$\eta_{fl} = \frac{\tau_{fl}}{T_p} \left(1 - \exp \left(-\frac{T_p}{\tau_{fl}} \right) \right) \quad (4-4)$$

式中, τ_{fl} 是激光晶体的荧光时间, T_p 是脉冲激光器的泵浦时间。另一方面, 激光器的储能 E_{st} 可以写成:

$$E_{st} = R_p \tau_{fl} \left(1 - \exp \left(-\frac{T_p}{\tau_{fl}} \right) \right) \quad (4-5)$$

对于一定的泵浦速率 R_p , 激光晶体的储能 E_{st} 跟晶体的荧光时间 τ_{fl} 成正比。式(4-5)

表明, 激光晶体的储能 E_{st} 与激光器的泵浦时间 T_p 成正比, 而式(4-4)表明, 激

光器的存储效率 η_{fl} 与泵浦时间 T_p 成反比。Nd:YLF 晶体的荧光时间为 480 μs , 图

4.12 是我们计算得到的 Nd: YLF 晶体的储能和存储效率与泵浦时间的关系。其中, 激光晶体的储能我们采用了归一化的单位。从图 4.12 我们可以看到, 激光晶体的储能随着泵浦时间的增加而增加, 激光晶体的存储效率随着泵浦时间的增加而减小。理论上, 当脉冲激光器的泵浦时间非常短时 (即 $T_p \ll \tau_{fl}$), 荧光损耗

的问题可以基本上解决。但是, 在实际工作中, 由于泵浦源 LD 的亮度是有限的, 而且高峰值功率的 LD 一般价钱比较昂贵。所以, 我们必须在储能和存储效率之间做一定的权衡, 选择合适的泵浦时间。

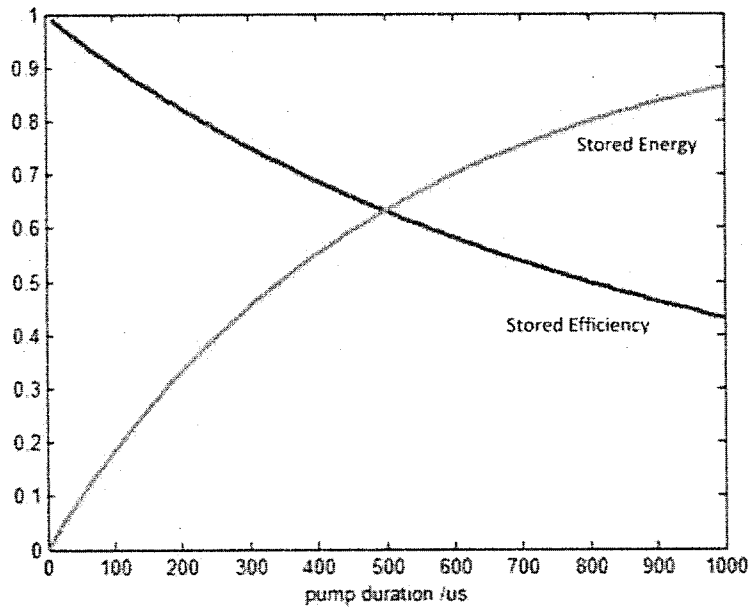


图 4.12 Nd: YLF 晶体储能和存储效率与泵浦时间的关系

我们将预放大器的泵浦时间分别设定为 400 μs , 350 μs , 300 μs 来验证荧光损耗对激光放大器输出效率的影响。在实验中, 每次实验的输入信号能量均为 10 mJ, 实验结果如图 4.13 所示。

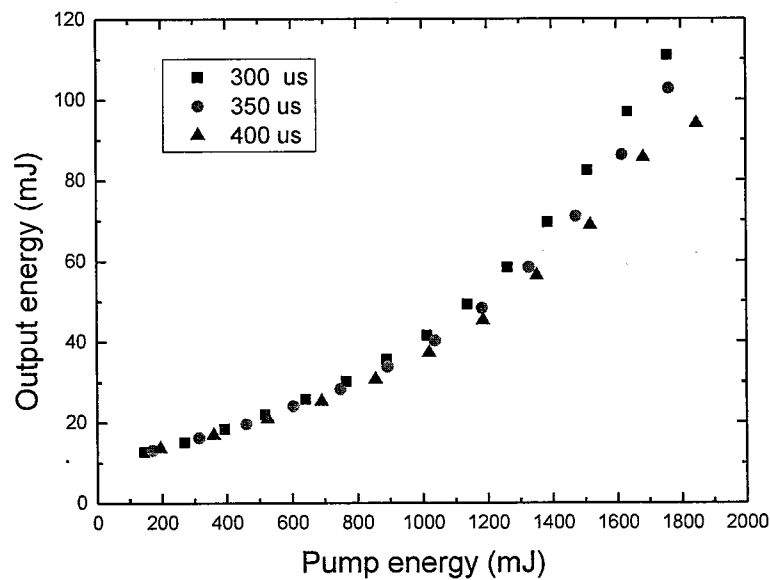


图 4.13 激光器输出能量与泵浦时间的关系

通过实验结果,我们看出,在泵浦脉冲能量相同的情况下,较短的泵浦时间会有较高的存储效率,从而带来较高的放大效率。但是考虑到泵浦源 LD 有限的最大峰值输出功率,论文研究工作在后续的实验中,我们还是将泵浦时间设定为较长的 $400\ \mu\text{s}$ 左右,以保证激光晶体有足够的储能。如果,泵浦源 LD 能够提供更高的峰值输出功率,我们可以减少激光放大器的泵浦时间,激光放大器的输出效率还会有所提高。

4.2.4 信号光输入能量密度对放大器效率的影响

激光放大器的能量提取效率跟信号光输入能量密度有直接的关系。对于脉冲激光放大器,我们总是希望放大器能够工作在饱和放大状态来提高它的能量提取效率。因此,激光放大器设计中,在保证激光放大器增益介质安全工作的前提下,我们也是希望信号光能量密度能尽快的接近饱和通量,来增加放大器的能量提取效率。

我们在预放大器实验中,在泵浦能量相同,不同信号光输入能量密度的情况下,来验证信号光能量密度对放大器输出的影响。我们控制信号光的输入能量分别为 $3\ \text{mJ}$, $6\ \text{mJ}$, $8.7\ \text{mJ}$, $10.9\ \text{mJ}$, 并保持相同的光斑大小,在相同的泵浦能量下,放大器的输出能量与泵浦能量的关系如图 4.14 所示,激光放大器的输出能量随输入能量的增大而增大。

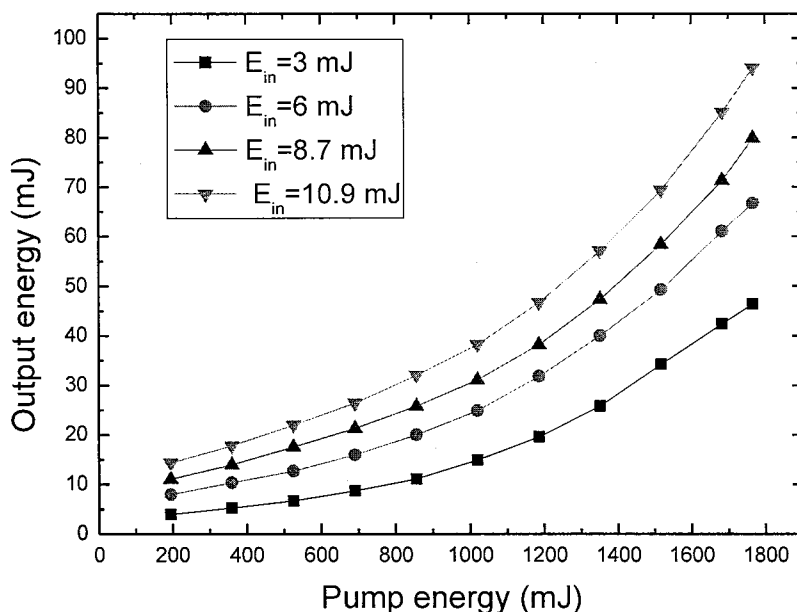


图 4.14 不同输入能量条件下放大器的输出能量

激光放大器在不同输入能量情况下, 能量提取效率与泵浦能量的关系如图 4.15 所示, 激光放大器的能量提取效率随着输入信号能量密度的增加而提高, 在最大泵浦能量 1766 mJ 情况下, 输入能量为 10.9 mJ 时, 能量提取效率为 4.71%; 而输入能量为 3 mJ 时, 能量提取效率仅为 2.46%。由此可以看出, 我们要想提高激光放大器的能量提取效率, 在保证低于激光晶体以及光学器件的镀膜损伤阈值的情况下, 提高输入信号光的能量密度是一个十分有效的方法。同时, 我们可以看到, 当 10.9 mJ 的输入能量注入到激光放大器, 泵浦能量为 195 mJ 时, 激光放大器的能量提取效率为 1.79%, 当将泵浦能量增加至 1766 mJ 时, 激光放大器的能量提取效率提升至 4.03%, 其他输入能量时, 能量提取效率有着相同的变大趋势。由此可以看出, 在低增益的情况下, 提高激光放大器的泵浦能量密度也可以提升放大器的能量提取效率。当然, 这也保证泵浦光所带来的热效应不至于使激光晶体发生热致断裂。综上所述, 既要保证激光放大器的安全运行, 又要获得较高的能量提取效率, 我们要合理的设计激光放大器的信号光能量密度和泵浦光的能量密度。

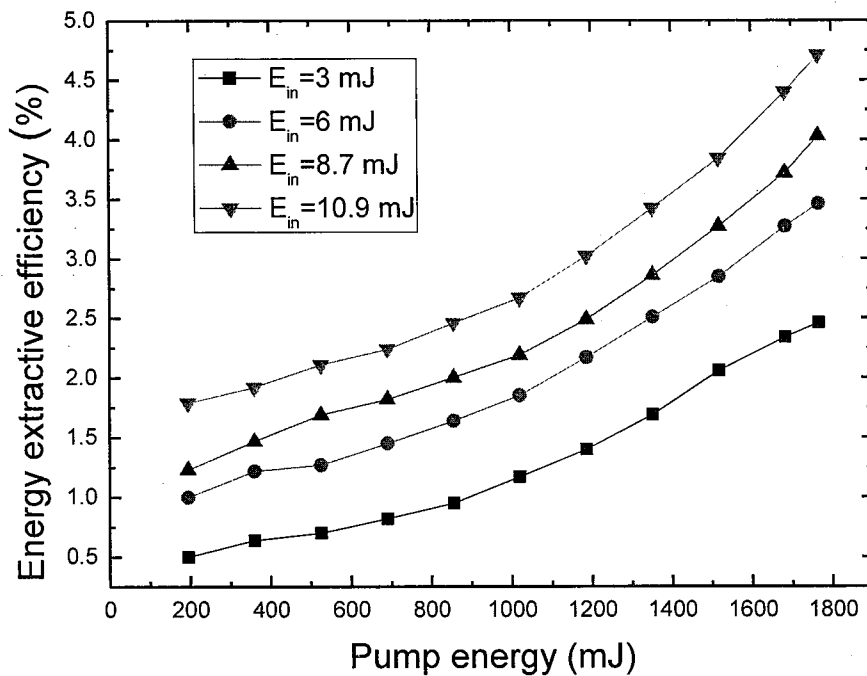


图 4.15 不同输入能量下放大器的提取效率

4.3 板条激光晶体的热效应分析

4.3.1 板条晶体的温度和热应力分布

激光二极管阵列输出的泵浦光经过梯形波导的耦合匀化,再加载到激光晶体上,将其强度近似看作是均匀的。LD 阵列错位对称的分布在板条晶体的两侧,泵浦光从板条晶体的两侧对称均匀入射,被吸收的泵浦光的一部分转化为热,其作用可等效于一个存在于介质内部的内热源 q_v 。内热源密度 q_v 可以表示为:

$$q_v = \eta_h P_{abs} \quad (4-6)$$

式中, η_h 为热载荷系数,它表示增益介质吸收的泵浦功率转变为热载的百分比,晶体中泵浦转换为热的热载荷系数由量子亏损决定, $\eta_h = 1 - 806/1047 \approx 0.23$,但是由于高功率密度泵浦下的固体激光器中由于非辐射弛豫和跃迁^[85],荧光淬灭效应^[86],以及能量上转换、激发态吸收、俄歇复合等非线性过程^[87],热载荷和系数还包含由这些非线性效应所导致的一个附加系数,很多文献报道把热载荷系数取为 0.3 左右^[88-90],我们在这里将 η_h 取值为 0.3。 P_{abs} 为晶体内部吸收的泵浦功率密度分布,表示为:

$$P_{abs} = \begin{cases} \alpha \cdot P \cdot \eta_o \cdot \{\exp(-\alpha \cdot x)\}/A \\ \alpha \cdot P \cdot \eta_o \cdot \{\exp[-\alpha \cdot (H - x)]\}/A \end{cases} \quad (4-7)$$

这两个表达式分别表示分布在板条两侧的泵浦功率密度分布。其中式中, α 为吸收系数, P 为平均输入功率, A 为泵浦吸收面积, η_o 为泵浦耦合效率, H 为板条的宽度。

板条晶体上下表面被热沉夹持并通水冷却,其余四个面与空气接触,通过对流换热的形式将热量传递给空气。Nd:YLF 板条晶体的边界条件的数学表达式为:

$$K \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\pm \frac{a}{2}} + h_1 T = h_1 T_e \quad (4-8)$$

$$K \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\pm \frac{b}{2}} + h_2 T = h_2 T_e \quad (4-9)$$

$$K \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\pm \frac{c}{2}} + h_1 T = h_1 T_e \quad (4-10)$$

式中, $h_1 = 50W/m^2K$,是 Nd:YLF 板条晶体与空气间的对流换热系数; $h_2 = 10000W/m^2K$,是 Nd:YLF 板条晶体与通水热沉的热传导系数, T_e 为热沉的温度以及室温。

采用 ANSYS 软件的 APDL 语言程序编程对激光放大器各级 Nd:YLF 晶体的温度和热应力分布进行有限元模拟,设置激光晶体温度的边界条件和热交换系数以及板条晶体在各方向的位移束缚条件。计算中所用 Nd:YLF 晶体的参数如表格 4.1 所示。

表 4.1 Nd: YLF 晶体的参数设定

参数	数值
密度 / (kg/m^3)	3.99×10^3
热导率 / ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)	6
比热 / ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	790
弹性模量 (N/m^2)	7.5×10^{10}
泊松比	0.33
热膨胀系数 ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)	a 轴: 13×10^{-6} c 轴: 8×10^{-6}
折射率温度梯度	-2.0 (σ) -4.3 (π)
Nd:YLF 晶体 (1% 掺杂) 对 806 nm 抽运光吸收系数/ m^{-1}	230
环境温度&循环水温度 / ($^{\circ}\text{C}$)	20
冷却面上换热系数 / ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)	10000
空气换热系数 / ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)	50

图 4.16 所示的是激光预放大器板条晶体在最大平均泵浦功率下 (58 W) 的温度分布和热应力分布图。板条晶体在 LD 阵列泵浦的位置温度最高, 达到近 27°C , 热应力分布不均匀, 最大应力处位于泵浦区域的冷却面和泵浦面的边缘位置, 最大的热应力值为 20.5 MPa, 低于该晶体的断裂极限应力 33 MPa, 可以保证板条晶体安全工作。

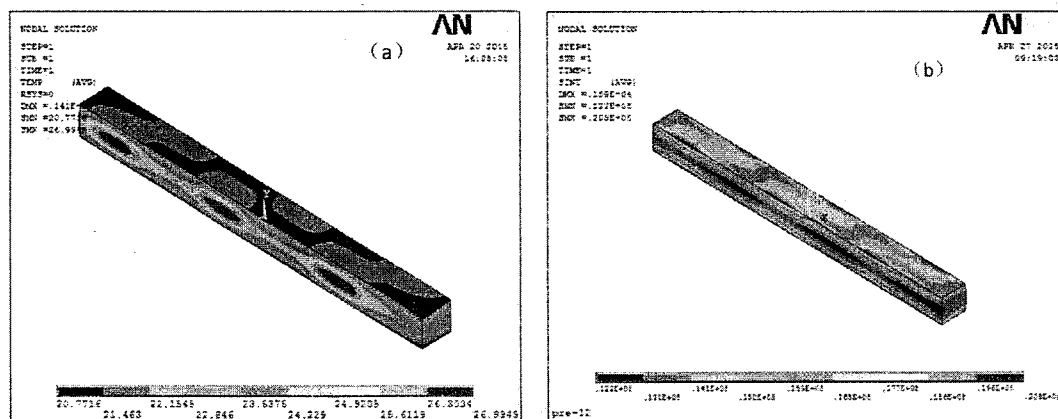


图 4.16 激光预放大器板条晶体 ANSYS 软件分析结果:(a) 温度分布图; (b) 热应力分布图

激光主放大器板条晶体的温度和应力分布如图 4.17 和图 4.18 所示。在最大平均泵浦功率 (130 W) 下, 主放-1 级的板条晶体的最高温度为 30.7°C , 最大应力为 25.2 MPa。在最大平均泵浦功率下 (160 W), 主放-2 级的最高温度为 38.8°C ,

最大应力为 24.7 MPa。主放大器的板条晶体的最大应力均低于 Nd: YLF 的断裂极限, 可以确保 Nd: YLF 晶体长期安全工作。

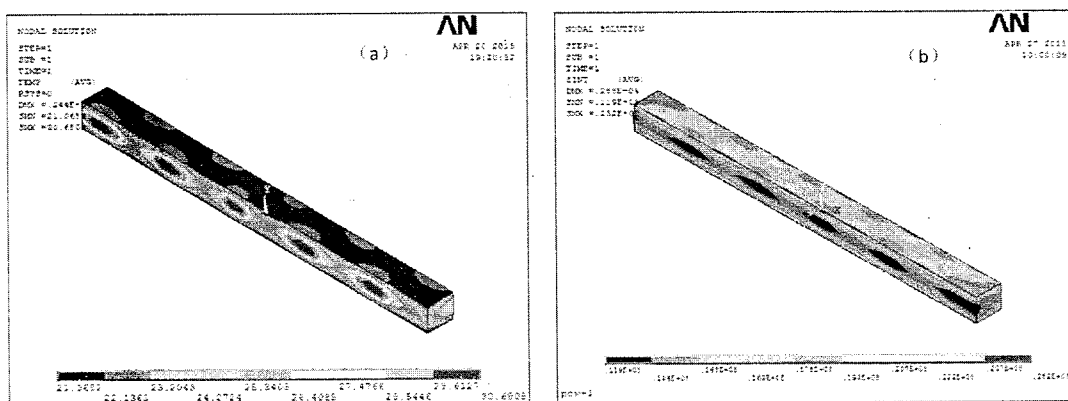


图 4.17 激光主放大器-1 板条晶体 ANSYS 软件分析结果.(a) 温度分布图; (b) 热应力分布图

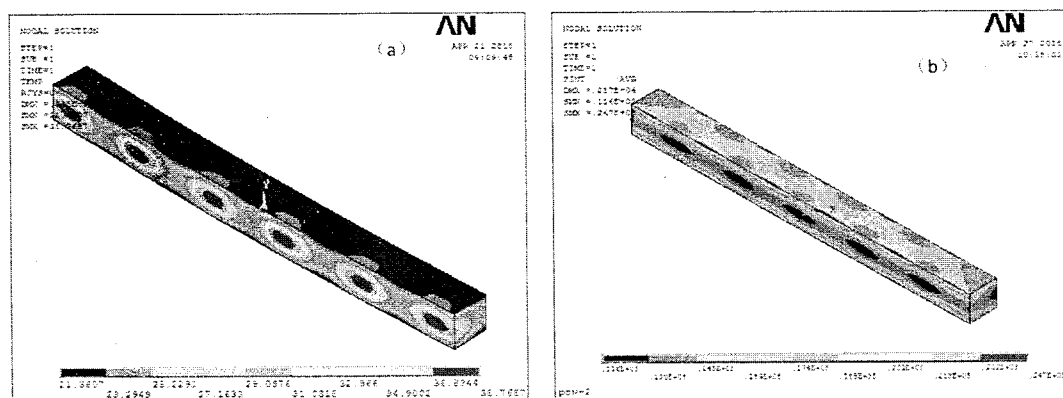


图 4.18 激光主放大器-2 板条晶体 ANSYS 软件分析结果.(a) 温度分布图; (b) 热应力分布图

4.3.2 热透镜效应的模拟

通过第二章关于热透镜效应理论的介绍, 我们可以知道影响热透镜效应的主要因素有三个因素, 在大部分报道中, 热光效应被认为是影响热透镜效应的主要因素, 其次还有晶体的端面形变和热致双折射带来的影响。在我们的分析中, 由于 Nd: YLF 晶体是自然双折射晶体, 热致双折射在热透镜效应所引起的影响很小, 所以在我们的分析计算中忽略热致双折射因素。

我们将 ANSYS 软件分析得到的板条晶体各节点的温度分布和端面形变量的信息导出, 运用 Matlab 软件程序进行光追迹分析, 得到激光通过板条晶体后的光程差 (OPD)。我们首先分析了激光预放大器中板条晶体的热透镜效应。根据公式:

$$OPD = \frac{dn}{dT} \int_0^l [T(x, y, z) - T_0] dl \quad (4-11)$$

求解出由于热光效应带来的激光晶体在正交的两个方向上激光束通过端面各节点的 OPD，如图 4.19 和图 4.20 所示。

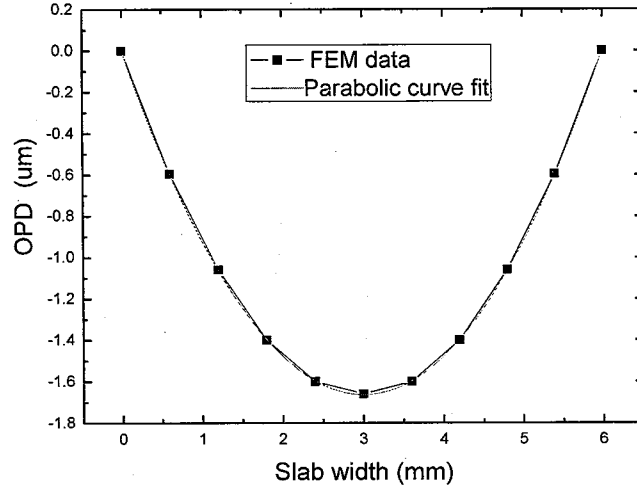


图 4.19 板条晶体在竖直方向上的光程差

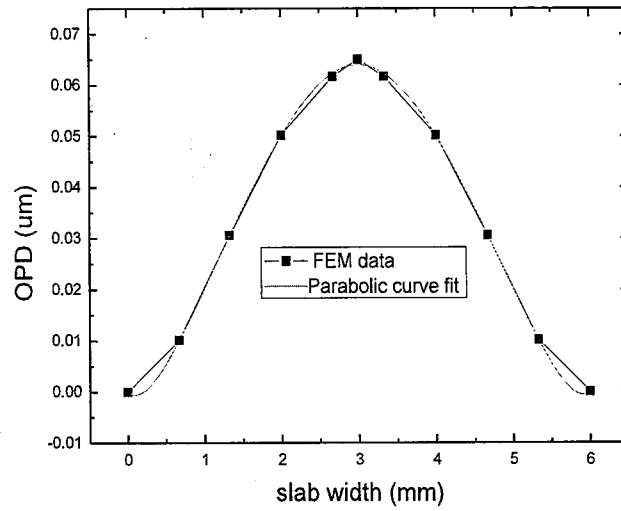


图 4.20 板条晶体在水平方向上的光程差
光程差和热透镜焦距之间的关系可以用如下关系式表示：

$$f_T(r) = r^2 / 2 [OPD(0) - OPD(R)] \quad (4-12)$$

式中, $OPD(0)$ 代表晶体中心处的光程差, 通过数据代入计算得到, 在竖直方向上, 热透镜焦距为-2.7 m; 在水平方向上, 热透镜焦距为仅 65.0 m。我们可以看到由于激光晶体的冷却结构, 水平方向上的温度梯度很小, 所带来的热透镜效应可以忽略。

我们又将板条晶体的端面形变量数据代入如下表达式:

$$f_D(r) = r^2 / [\text{Dis}(R_1) + \text{Dis}(R_2) - 2\text{Dis}(0)] \quad (4-13)$$

式中, $\text{Dis}(0)$ 代表板条晶体处的形变量, $\text{Dis}(R)$ 代表板条晶体边缘的形变量。

由于板条晶体上下两个侧面被铜质热沉夹持, 我们在进行有限元分析的时候, 设定两个面的节点在竖直方向上的位移量为 0, 所以考虑端面形变时, 竖直方向上的形变量不考虑。通过计算, 水平方向上, 由于端面形变带来的热透镜效应焦距为 3m。

我们用相同的计算方法, 计算得到了主放大器的板条晶体的热透镜效应。主放-1 级板条晶体在竖直方向的热透镜焦距约为-3.0 m, 水平方向上的热透镜焦距约为 2.5 m。主放-2 级板条晶体在水平方向的热透镜焦距约为-2.5 m, 在竖直方向上的热透镜焦距约为 2.0 m。

4.3.3 热透镜焦距的实验测量

由于板条晶体在竖直和水平两个方向上, 热透镜效应的规律不同(竖直方向上是负透镜效应, 水平方向上是正透镜效应)。我们分别采用了不同的测量方法来分别测试两个方向上的热焦距大小。对于水平方向上的正透镜大小, 我们采用如图 4.21 所示的光路设计, 将扩束后的 He-Ne 光入射到 LD 泵浦的板条晶体上, 由于正的热透镜效应, 经过板条晶体的 He-Ne 光会被聚焦, 在板条晶体后加上一个辅助透镜, 可使组合焦距变短, 激光束腰明显, 记录此时的聚焦点。

根据几何光学和透镜组合公式可以得到热焦距表达式^[91]为:

$$F = d + \frac{cf}{f-c} \quad (4-14)$$

式中, d 为板条晶体中心至辅助透镜之间的距离, 认为是热透镜主平面到辅助透镜的距离; c 为辅助透镜到聚焦点的距离, f 为辅助透镜焦距。我们用上述方法测试了激光预放大器的板条晶体在平均泵浦加到最大时的热焦距, 我们经过多次测量, 得到板条晶体在水平方向上的热焦距为 2.5 m, 与前一小节理论模拟的数据相当。

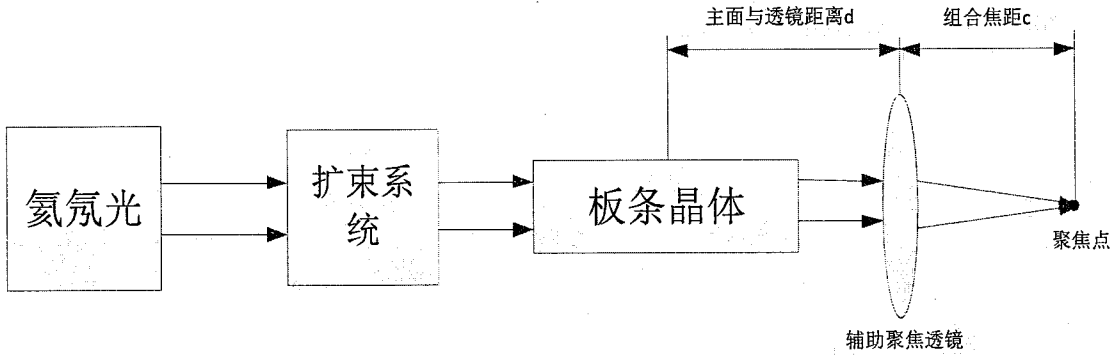


图 4.21 板条晶体水平方向正透镜的测量光路图

对于板条晶体在竖直方向上负的热透镜效应的测量，我们采用了如图 4.22 的光路设计，实验装置和测试正热透镜效应相似，只是少了一个辅助聚焦透镜。首先在没有泵浦功率注入到板条晶体上时，He-Ne 光经过扩束后经过板条晶体，由于其自身的发散作用，在距离板条晶体不同位置处接收屏 P_1 （距离板条晶体中心 S_1 ）和接收屏 P_2 （距离板条晶体中心 S_2 ）上的竖直方向上的光斑尺寸为 a 和 b ，通过几何关系可以得到如下关系：

$$\frac{\mu + S_1}{\mu + S_2} = \frac{a}{b} \quad (4-15)$$

当将最大泵浦功率注入到板条晶体上，He-Ne 光通过板条晶体后发散会更大，此时，屏 P_1 （距离板条晶体中心 S'_1 ）和 P_2 （距离板条晶体中心 S'_2 ）上的竖直光斑尺寸 a ， b 会发生变化，通过几何关系可得：

$$\frac{v + S'_1}{v + S'_2} = \frac{a}{b} \quad (4-16)$$

最后通过透镜成像公式计算热透镜 f 的大小，得：

$$\frac{1}{\mu} + \frac{1}{v} = \frac{1}{f} \quad (4-17)$$

我们在测量实验中，通过改变接收屏 1 和接收屏 2 的距离，多次测量。最终，求得竖直方向上的热透镜焦距的平均值为 -3.0 m，与我们前面通过模拟计算得到的热透镜焦距值吻合。

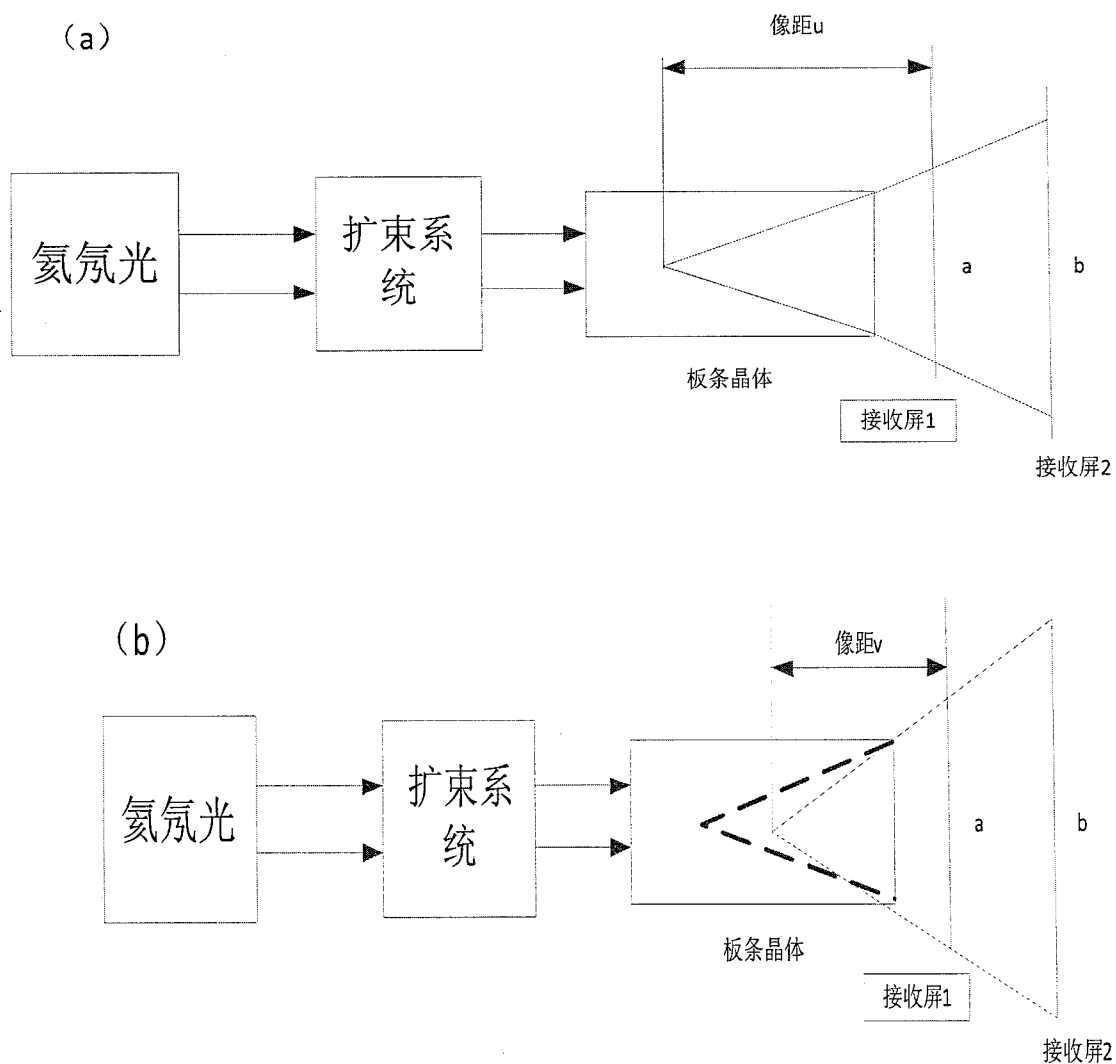


图 4.22 板条晶体竖直方向负透镜的测量光路图. (a) 无泵浦功率时; (b) 注入泵浦功率时

论文研究工作实施的热透镜效应模拟和实际测量, 为我们在激光放大实验中对热透镜效应的补偿有着很强的指导意义。我们在实验中分别在两个方向上插入柱面镜对热透镜效应进行补偿。

4.3.4 板条晶体的瞬态热效应分析

对于激光二极管脉冲泵浦的激光器，激光晶体内存在升、降温的时变过程，且泵浦光空间分布及激光晶体对泵浦光的吸收使得晶体内热分布呈现空间复杂性。对于低重复频率（<1 kHz）的激光器来说，激光晶体内的温度变化对激光器的输出特性产生很大的影响。因此，研究低重复频率的激光器的瞬态热效应是很有必要的。目前，国内外科研团队对于脉冲输出激光器的激光晶体的瞬态热效应分析已经有了一些报道^[92-101]。李建郎将反转粒子数随时间的变化等效为锯齿波函数，定性研究了连续泵浦脉冲输出激光器的热分布^[91]。山东大学的李涛等人报道了端面泵浦的主动调 Q 激光器的瞬态热效应分析^[92]。青岛科技大学的张帅一报道了连续泵浦被动调 Q 激光器的瞬态热效应分析^[93]。长春理工大学的金光勇通过积分变换法研究了双端抽运 Tm: YAG 激光棒的瞬态热效应分析^[94]。但是对脉冲 LD 侧面泵浦的板条放大器的瞬态热效应分析研究还不充分，尤其是三维瞬态温度分布的研究。

本小节，我们利用 ANSYS 软件的 APDL 汇编语言对侧面泵浦的 Nd: YLF 板条晶体进行了瞬态热效应分析。进行瞬态热分析时，板条晶体的参数和导热边界条件和前面的条件相同，但是内热源时间分布不同与前面的分析。在泵浦光脉冲内，板条晶体吸收泵浦光，存在内热源分布；在泵浦脉冲宽度外，内热源强度为 0，板条晶体的内热源强度 q_v 为：

$$\begin{cases} \alpha \cdot P \cdot \eta_o \cdot \{\exp(-\alpha \cdot x)\}/A & n \cdot T \leq t \leq n \cdot T + \tau \\ \alpha \cdot P \cdot \eta_o \cdot \{\exp[-\alpha \cdot (H - x)]\}/A & \\ 0 & n \cdot T + \tau \leq t \leq (n + 1) \cdot T \end{cases} \quad (4-18)$$

式中， τ 和 T 分别是泵浦脉冲的宽度和周期， P 在这里是指脉冲 LD 的峰值功率。

我们对预放大器的板条晶体进行了瞬态热分析。激光放大器工作的重复频率为 50 Hz，泵浦脉冲时间宽度为 400 μ s，单 LD bar 峰值功率为 120 W。板条晶体的初始温度和冷却温度均为 20℃。在不同时刻，板条晶体内的温度分布如图 4.23 所示。板条晶体内温度最高的节点，板条中心节点以及板条端面中心节点随时间变化的曲线如图 4.24 所示。各节点在热源加载之初，温度处于上升状态，在经历 10s 之后，各节点的温度处于一个动态平衡状态。图 4.25 显示了晶体内温度最高点在热源加载之初和晶体达到动态平衡之后的温度随时间的变化情况。在热源加载之初，在一个泵浦周期内，当泵浦加载的时间内，晶体的温度升高，当没有泵浦加载的时间内，由于没有热源，但晶体仍处于冷却导热状态，晶体温度会降低，但是在整个周期来看，晶体的温度仍然处于上升阶段。当晶体内各节点的温度达到动态平衡后，在一个泵浦周期内，节点仍然有升降阶段，但是在较长时间来看，晶体仍处于温度平衡状态。在我们分析的结果看来，在我们所设定的泵浦情况下，晶体处于动态平衡后，温度最高时刻与温度最低时刻的温度差不

大, 每个泵浦周期内, 最高温度时刻与最低温度时刻的温度差仅有 0.05°C 。如果激光器的重复频率降低, 每个周期内, 最高与最低时刻的温度差将会增大。

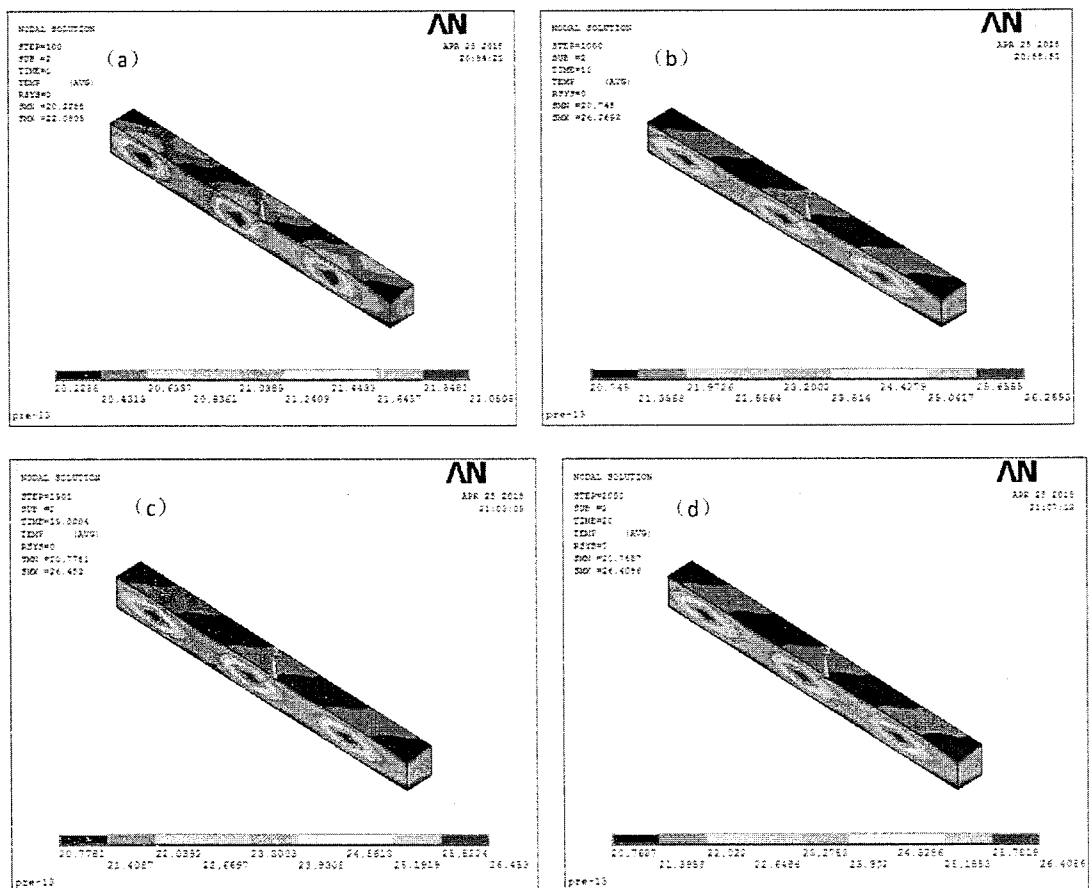


图 4.23 不同时刻板条晶体的温度分布. (a) 1 s; (b) 10 s; (c) 19.004 s; (d) 20 s

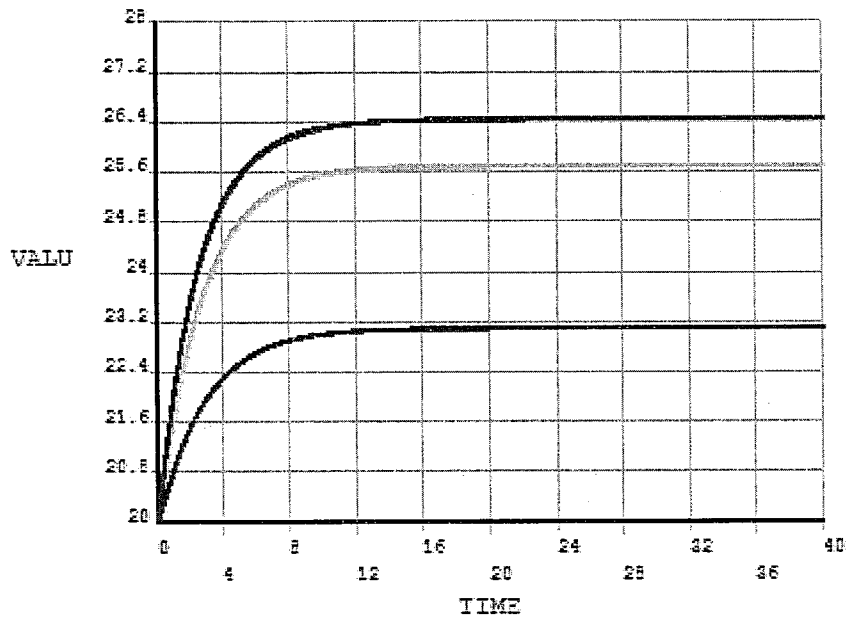


图 4.24 各节点温度随时间的变化（晶体中心；晶体端面的中心；晶体内温度最高点）

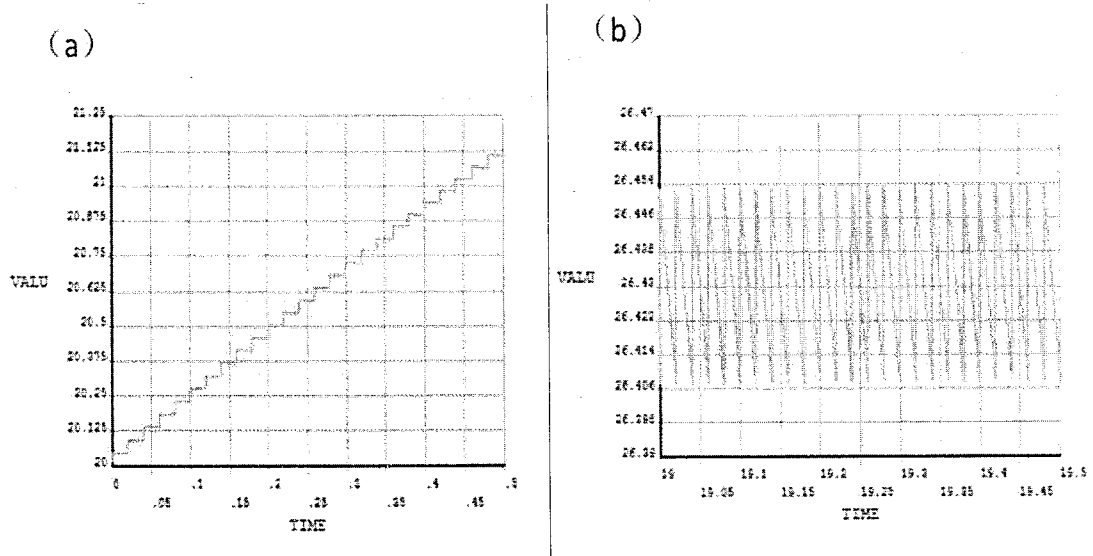


图 4.25 晶体温度最高点在不同时刻温度变化情况：(a) 0~0.5 s；(b) 19.5~20 s

4.4 激光放大器基波输出特性

我们将 15 mJ 的信号光脉冲注入到放大器链路系统中,通过集中控制器精确控制各级放大器与振荡器的延时关系,将每级板条放大器的泵浦时间统一设定为 400 μs ,整个系统的重复频率为 50 Hz。为了使每级激光放大器获得较高的交叠效率,同时减少衍射效应,通过扩束系统将每级放大器的光斑大小控制为 4.8 mm, 6 mm, 8 mm。最后获得的激光放大器的输出能量与泵浦能量的关系曲线如图 4.26 所示。在激光脉冲放大过程的初始阶段,放大器放大曲线呈现指数式增长态势,之后趋于线性,在整个放大过程,没有观察到明显的饱和放大的现象。在最大泵浦能量为 6.6 J 时,得到了 840 mJ 的最大输出能量。图 4.26 同时显示了基于 Frantz-Nodvik 方程的模拟曲线。通过图示我们可以看到,模拟曲线与实验结果基本吻合,只是在最大泵浦能量的情况下,实验结果低于模拟结果,我们认为这是较强的热效应造成的。激光预放大器的光-光转化效率为 5.7%,主放大器-1 的光-光转化效率为 11.8%,主放大器-2 的光-光转化效率为 17.3%,整个放大系统的光-光转化效率为 12.5%。

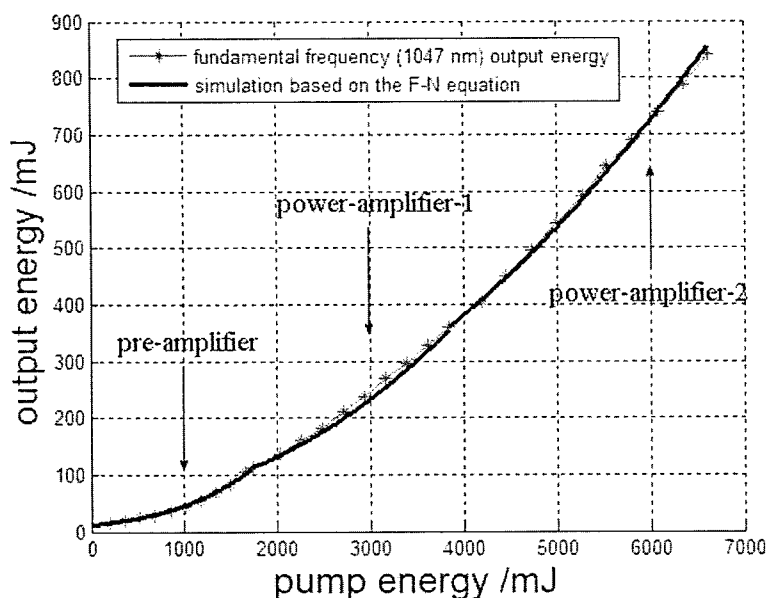


图 4.26 激光放大器输出能量特性曲线和 F-N 方程模拟计算结果

放大激光脉冲输出在 MOPA 系统各放大级的脉冲宽度变化规律如图 4.27 所示,振荡器输出的脉冲宽度为 13.72 ns,经过预放大器后,脉冲宽度压缩至 13.08 ns,再经过主放大器,脉冲宽度继续变窄,主放大器-1 级输出激光的脉冲宽度为 10.88 ns,最终,主放大器-2 级的输出激光的脉冲宽度为 9.13 ns。Nd: YLF 晶体在 1047 nm 发射峰上的饱和通量密度为 1.05 J/cm^2 ,我们放大器每级的输出

能量密度均低于此数值，整个放大过程中，没有观察到饱和放大现象，所以，激光输出的脉冲宽度一直在变窄，最终输出激光的峰值功率为 93 MW。

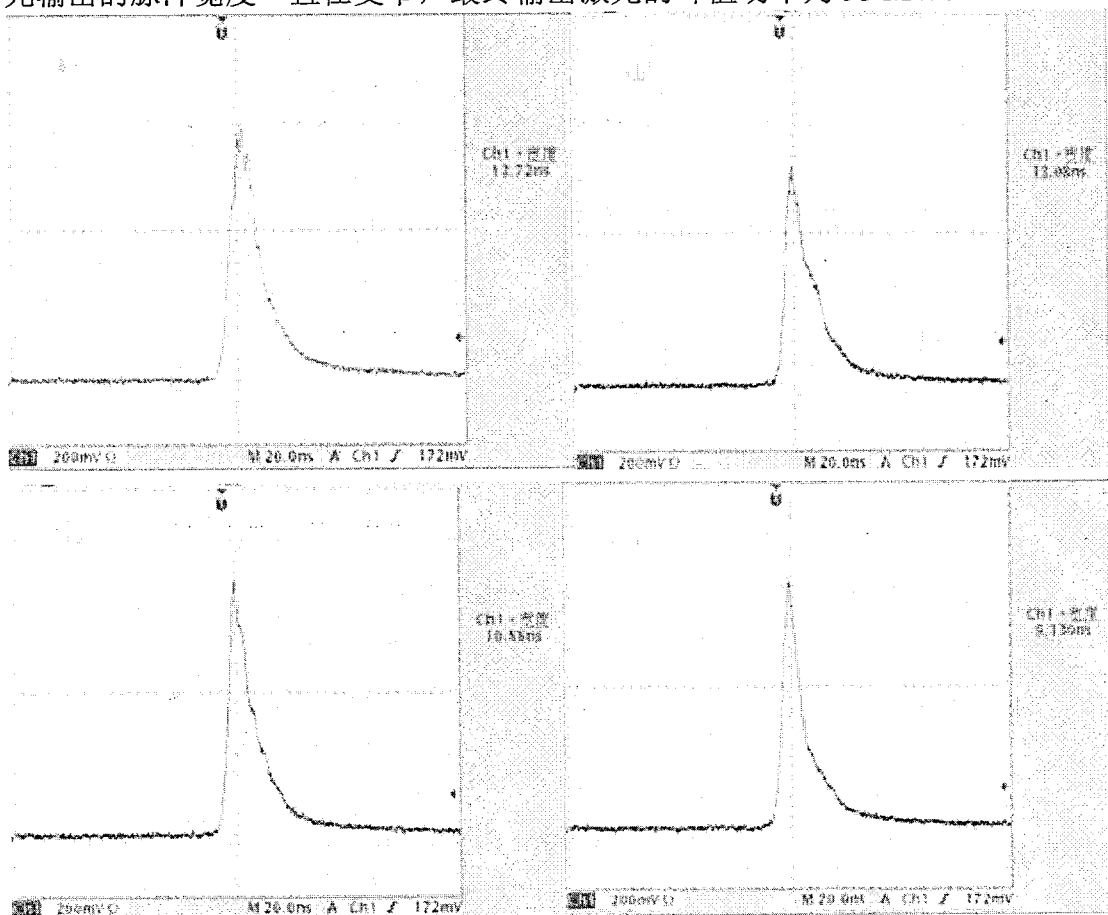


图 4.27 MOPA 系统中各级输出激光的脉冲宽度：(a) 振荡器；(b) 预放大器；(c) 主放大器-1 级；(d) 主放大器-2 级

我们测试了在最大泵浦能量情况下的激光输出的光束质量，测试结果和数据拟合如图 4.28 所示，最终的 M^2 值为， $M_x^2=3.26$ ， $M_y^2=4.29$ 。最大输出能量下的激光-光斑的远场光强分布如图 4.29 所示，我们可以看到光斑的光强分布较均匀，但是呈现了非高斯型的分布，这主要是由于高阶热效应和非对称的泵浦与冷却结构所导致的。为了改善激光输出的光束质量，我们要进一步优化板条晶体的尺寸，以及施加更加准确的热透镜效应补偿。

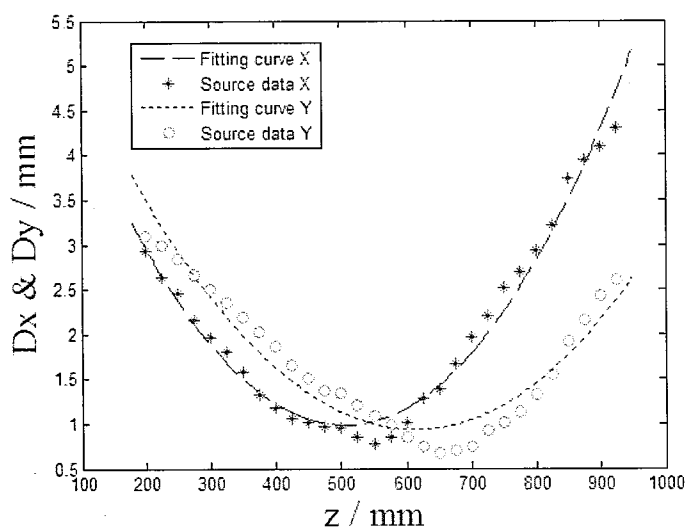


图 4.28 最大泵浦能量下的激光输出的光束质量

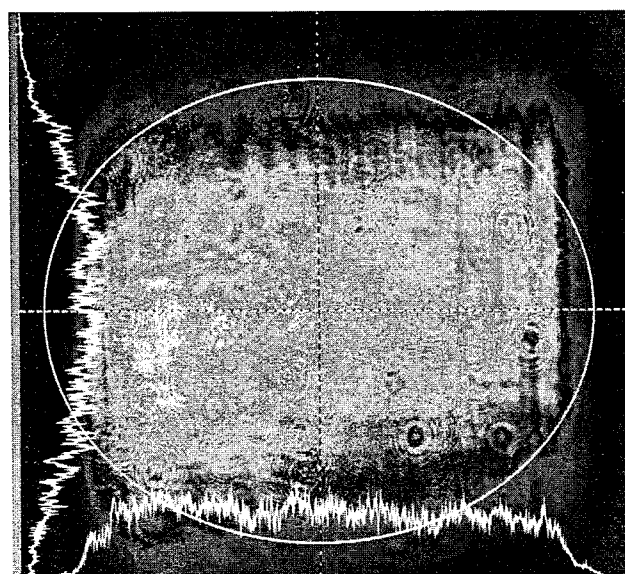


图 4.29 放大器最终输出的激光光斑远场分布

为了验证本激光器系统的工作稳定性,实验过程中,我们测试了激光器开机工作后,在最大泵浦能量下,一个小时内的放大脉冲输出能量变化情况,如图 4.30 所示,最终获得激光放大器放大脉冲能量不稳定性小于 0.6%。同样,我们又用 CCD 测试了 2000 个放大激光脉冲的激光-光束指向性的变化情况。采用质心法测得 X,Y 方向的指向稳定性分别为 $4.67 \mu\text{rad}$, $5.66 \mu\text{rad}$,如图 4.31 所示。以上测试结果表明,该激光放大器系统在长时间工作条件下能保持输出能量和光束指向的稳定性。此外,在最大输出能量下,测试了激光脉冲的偏振特性,放大输出激光-光束的线偏振度大于 99%,这得益于 Nd: YLF 自然双折射特性,在高

能量泵浦注入的情况下,放大器增益介质没有出现严重的热致双折射现象,因此放大激光-光束的偏振度退化有限,这样,在后续的倍频实验中,可以保证较高的倍频效率。

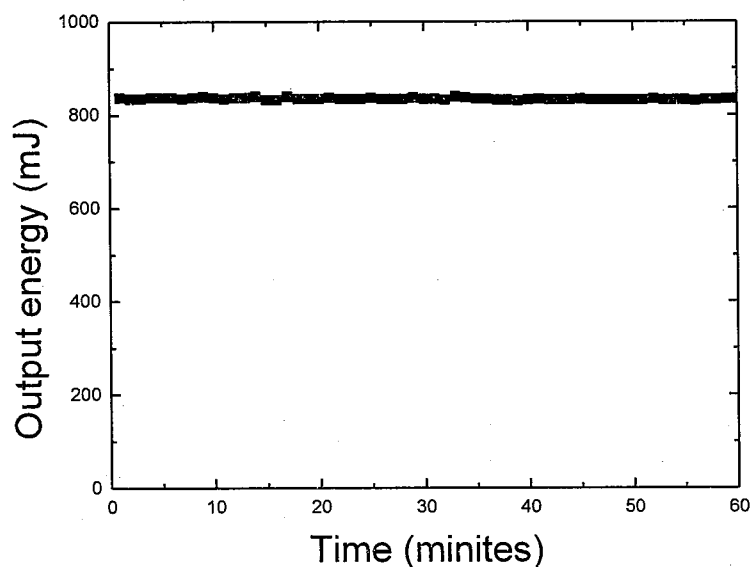


图 4.30 激光放大器在最高输出能量下能量稳定性

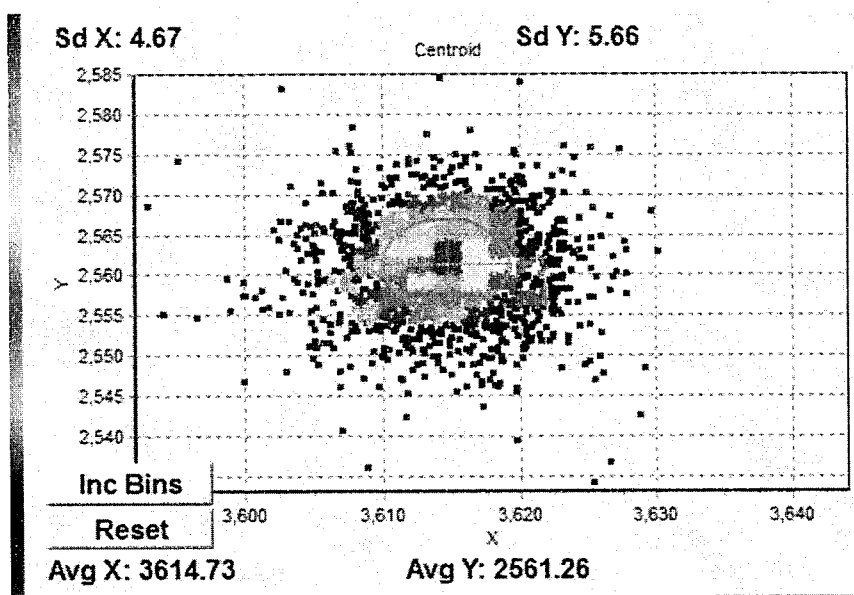


图 4.31 光束指向稳定测试中的光束指向变化情况

4.5 腔外倍频 523.5 nm 实验结果

腔外倍频实验的实验结构排布如图 4.32 所示, 具有四级 Nd: YLF 晶体板条单程放大器的 MOPA 系统输出的 1047 nm 基波脉冲作为基频光。我们通过半波片 (HWP) 来改变基频光的偏振方向, 再经过倒置望远镜透镜组对光束实施缩束以提高功率密度, 最终达到提高倍频晶体处的峰值功率密度的目的, 获得更高的倍频转换效率。

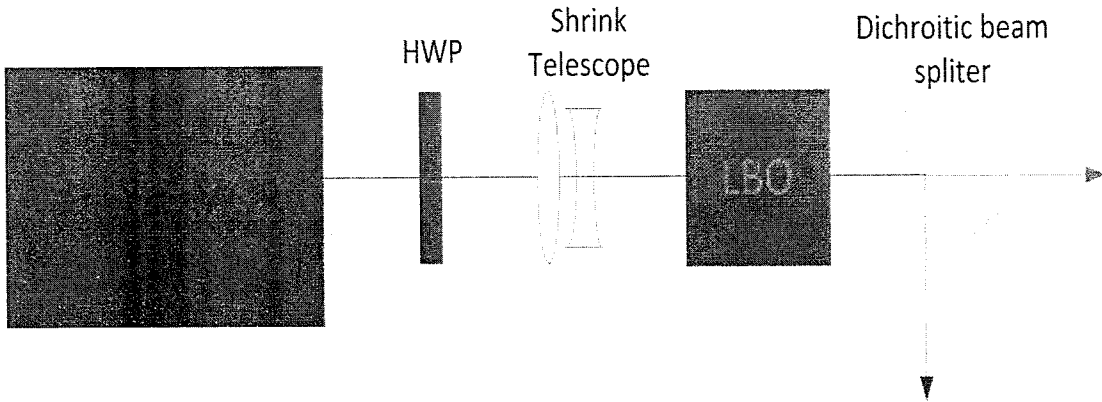


图 4.32 腔外倍频实验结构图

我们在实验中使用的倍频晶体为临界相位匹配的 LiB_3O_5 (三硼酸锂, LBO) 晶体。相对于常用的另一种倍频晶体 KTiOPO_4 (磷酸钛氧钾, KTP), LBO 晶体有较高的光损伤阈值 (25 GW/cm^2) ($\tau=1.3 \text{ ns}@1064 \text{ nm}^{[102]}$), 但是 LBO 晶体的有效非线性系数略低, 这可以用增加晶体厚度的方法解决。同时, KTP 晶体在高功率倍频器中常伴随“灰迹效应”, 降低了晶体的性能和系统的稳定性。我们在实用采用的 I 类临界相位匹配的倍频 LBO 晶体的尺寸为 $12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$, 切割角 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 11^\circ$ 。LBO 晶体的两个端面均镀对 1047&1053 nm 和 532 nm 高透的双色膜 ($T>99\%$)。

根据式 (2-64) 可知, 非线性光学频率变换的效率正比于基波功率密度, 因此聚焦光斑尺寸原则上越小越好。但实际上聚焦光斑尺寸越小, 对应的光束发散角就越大, 如果超出非线性晶体相应匹配接收角度范围, 其频率转换效率反而会下降。因此聚焦光斑的尺寸和发散角之间存在着制约的关系。为了得到高的倍频转换效率, 对于长度为 L 的晶体, 需要满足聚焦条件^[103]:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2\pi n}} \quad (4-18)$$

式中, n 为波长 λ 对应的折射率。对于本实验所用的 LBO 晶体, 经计算最佳聚焦条件为 $40 \mu\text{m}$ 。但是如此小的聚焦光斑将造成晶体膜系的光学损伤 (LBO 晶体所

镀膜系的损伤阈值约为 900 MW/cm^2),也会导致较大的发散角,不利于倍频效率的提高。所以,在我们的实验中,我们将基频光在倍频晶体处的光斑大小控制为 4 mm 左右。

图 4.33 描述了基频光 (1047 nm) 与倍频光 (523 nm) 的输出能量随着泵浦能量的变化曲线。当泵浦能量增加到 6.6 J 时,最大倍频输出能量为 520 mJ 。图 4.34 描述了倍频效率随着泵浦能量的变化曲线,随着基频光能量的增加,倍频效率处于一个增加的趋势,当基频光能量达到 700 mJ 时,倍频效率达到最大,转换效率达到 63.3% ,继续增加基频光能量,倍频效率不再增加,反而有小幅度的下降,我们认为是随着泵浦能量的增加,激光晶体的热效应变得严重,从而使输出基频光的光束质量下降,最终导致倍频效率的降低。当基频光的能量达到 840 mJ 时,得到 520 mJ 的 523.5 nm 的绿光输出,倍频效率达到 62% 。

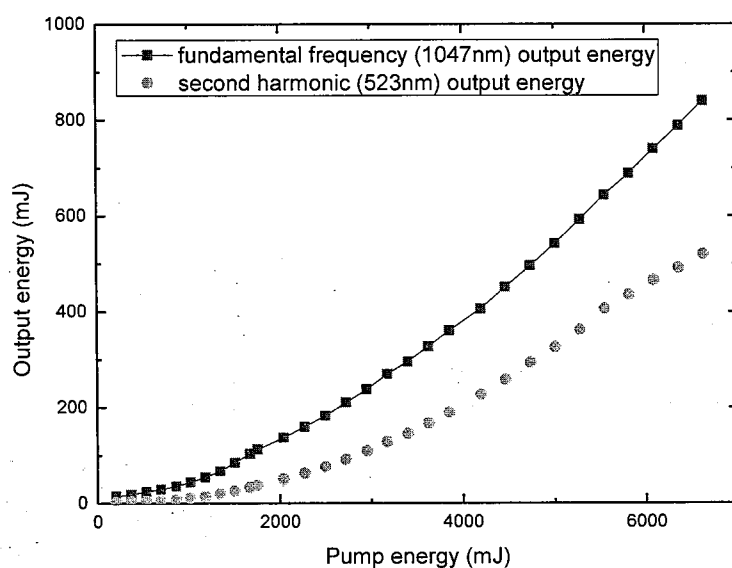


图 4.33 基频光与倍频光输出能量随着泵浦能量的变化曲线

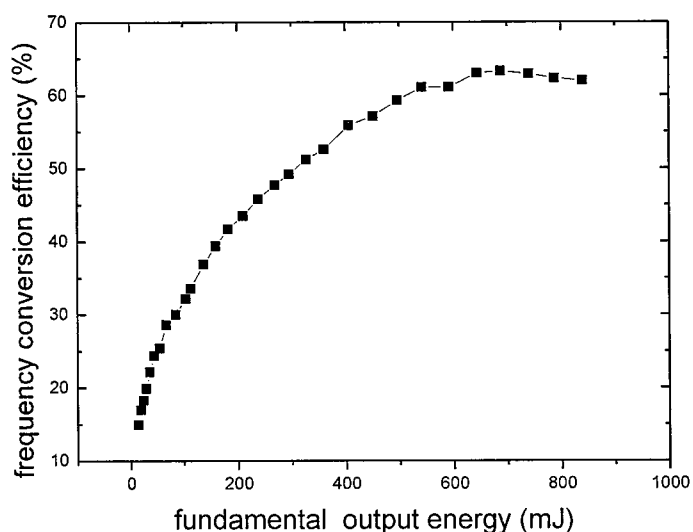


图 4.34 倍频效率随着泵浦能量的变化曲线

4.6 本章小结

本章系统研究了基于 Nd: YLF 晶体的高能量 MOPA 激光器系统。理论分析和实验研究了影响激光放大器输出的几个因素：寄生振荡、泵浦光的耦合与匀化、存储效率等。运用四级单程板条放大器，在重复频率为 50 Hz 的情况下，实现了 840 mJ 的 1047 nm 脉冲能量输出，整个放大系统的光-光转化效率为 12.5%。输出激光的脉冲宽度为 9.13 ns，对应的峰值功率达到 93 MW。放大后的光斑光强分布较均匀，但是呈现了非高斯型分布，光束质量为 $M_x^2=3.26$ ， $M_y^2=4.29$ 。利用非线性晶体 LBO，通过腔外倍频的方式实现了 520 mJ 的 523.5 nm 绿光输出。

5. Nd:YLF 板条 1053 nm 波长放大特性及倍频

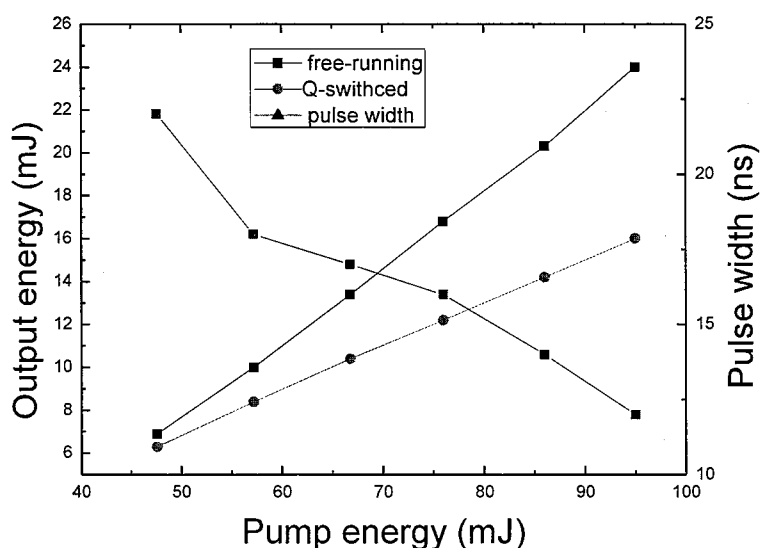
在第四章中，我们系统地讨论了 Nd: YLF 晶体 1047 nm 波长的 MOPA 放大系统，获得了高能量高稳定性的脉冲激光输出，通过腔外倍频得到的 523.5 nm 绿光脉冲输出，初步具备作为发射源应用到蓝绿激光通信系统中的潜力。同时，如第一章介绍的，Nd: YLF 晶体在 1053 nm 也存在一个非常强的发射峰，而且输出与掺钕磷酸盐玻璃的峰值增益非常匹配，因而可以很好的作为这类增益介质的前级振荡源和预放装置。另一反面，Nd: YLF 晶体对 σ 偏振激光（1053 nm）的热光系数比 π 偏振激光（1053 nm）的低，所以 Nd: YLF 1053nm 板条放大器应该能表现出更低的热透镜效应。

5.1 端面泵浦 1053 nm Nd: YLF 激光振荡器

输出 1053 nm 波长主振荡器的设计沿用输出 1047 nm 波长的激光振荡器的实验装置，如图 3.1 所示。存在区别的地方是，在 1053 nm 振荡器中，Nd: YLF 晶体的光轴 c 轴是竖直的，和 1047 nm 振荡器中 Nd: YLF 晶体的 c 轴是正交的。因外在振荡腔中存在偏振器件，只有垂直于 c 轴的 σ 偏振光能通过偏振片而起振，因此在振荡器只能输出 1053 nm 激光脉冲。

振荡器仍然采用脉冲泵浦方式，重复频率为 50 Hz，泵浦脉冲宽度为 500 μ s。输出耦合镜采用的是透过率为 60% 的平面镜。激光振荡器工作在自由运转状态和调 Q 状态下的能量输出情况如图 5.1 所示。在泵浦能量为 95 mJ 的情况下，获得了自由运转状态下最大的输出能量为 24 mJ。在同样的泵浦能量下，最大的调 Q 脉冲能量输出为 16 mJ，继续增加泵浦能量，激光器的输出能量呈现饱和状态。此时相对应的激光器的光-光转换效率为 16.8%，斜率效率为 20.4%。与 1047 nm 振荡器输出脉冲激光相比较，激光器的阈值增高，但是输出激光的光-光转换效率和最大输出调 Q 激光的能量与 1047 nm 波长的振荡器相当。

图 5.1 1053 nm 端面泵浦 Nd: YLF 振荡器输出能量以及输出脉宽特性曲线



实验中用高速 pin 探测器测试了调 Q 输出的脉冲宽度与泵浦能量之间的关系。从图 5.1 中看出,随着泵浦能量的增加,调 Q 脉冲宽度变窄。当激光器的输出能量达到最大时,输出激光的脉冲宽度为 11.8 ns,如图 5.2 所示,此时所对应的脉冲激光峰值功率为 1.35 MW。在最大调 Q 能量输出的情况下,我们用 Spiricon M²-200 光束质量分析仪测试了输出激光的光束质量,测量结果如图 5.3 (a) 所示, $M_x^2=1.40$, $M_y^2=1.40$ 。激光-光斑远场强度分布如图 5.3 (b) 所示,光斑呈现出良好的高斯型分布。

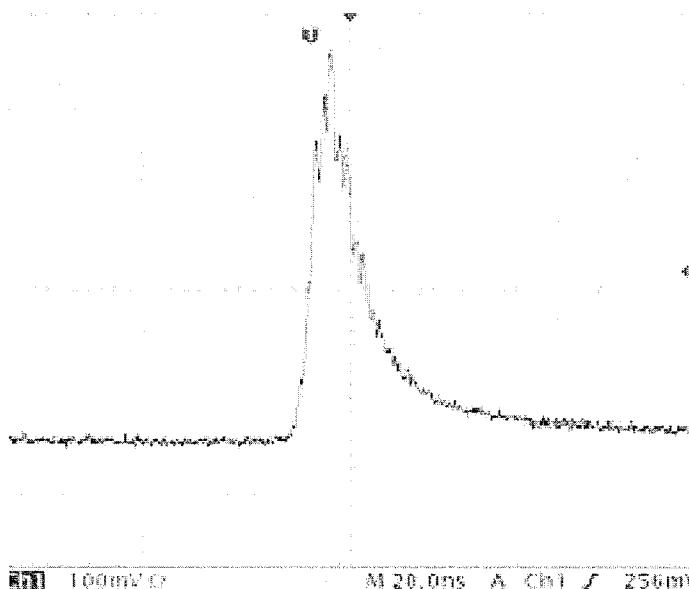


图 5.2 Nd: YLF 端面泵浦 1053 nm 振荡器最调 Q 脉冲波形图

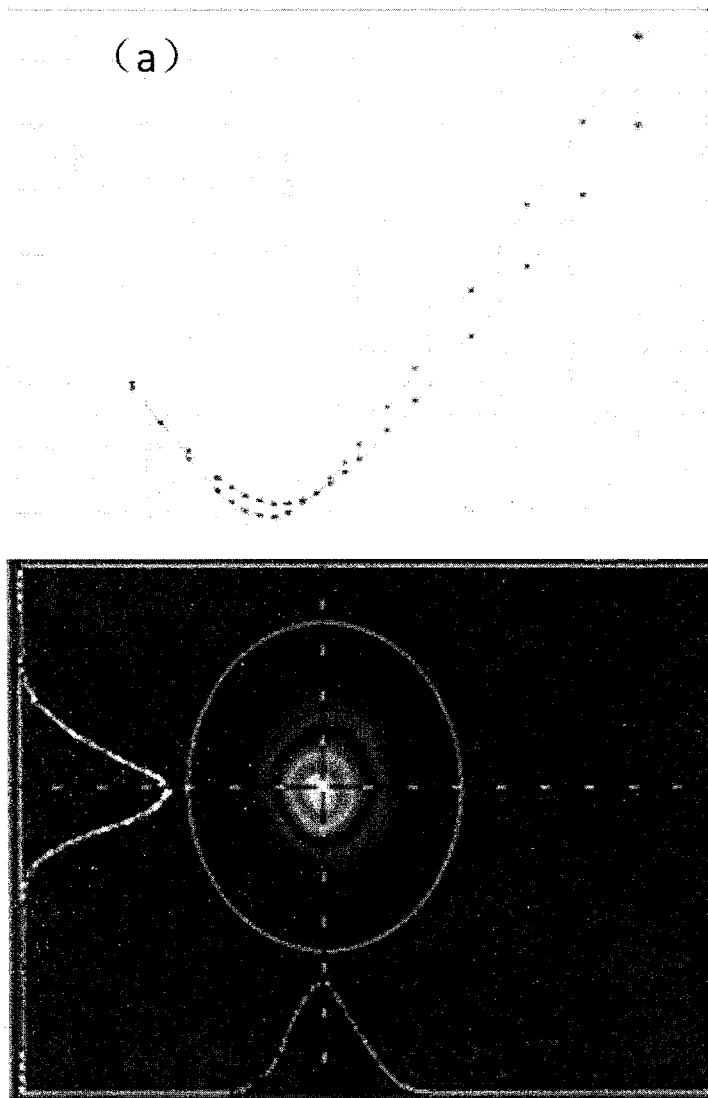


图 5.3 振荡器激光光斑输出. (a) 光束质量; (b) 远场光斑分布

5.2 1053 nm Nd: YLF 激光放大器及腔外倍频结果

1053 nm 波长 Nd: YLF 板条放大器的泵浦冷却结构和 1047 nm 放大器的结构相同。整个 1053 nm Nd: YLF MOPA 系统的实验装置如图 5.4 所示。振荡器输出的种子光经法拉第隔离器和二分之一波片进入放大系统。激光放大器的重复频率仍然为 50 Hz，脉冲泵浦时间为 400 μ s。为了获得更高的光-光转换效率，我们在预放大器中，采用了双程放大结构。由于 Nd: YLF 对信号光的放大具有偏振

特性的要求,我们在实验中通过法拉第旋光器、二分之一波片和全反射镜的组合使信号光在两次通过板条晶体时保持相同的偏振态,同时又能通过偏振片使放大后的激光从原光路中分离。种子光在每级放大系统的光斑大小分别由每级的扩束系统精确控制,以求获得较大的交叠效率,同时减少因衍射效应带来的光学畸变。为了补偿板条晶体的热透镜效应,在放大器预放大级之前和主放大级之前分别插入 X,Y 方向的柱透镜来对热透镜效应进行预补偿。

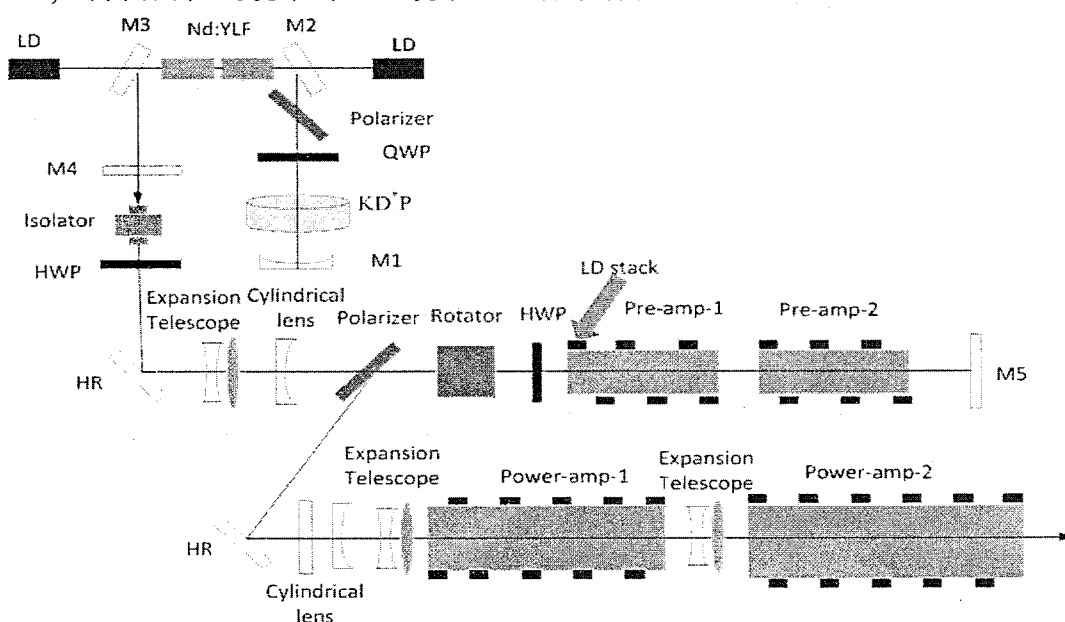


图 5.4 1053 nm Nd:YLF MOPA 系统的实验装置图

由于 Nd:YLF 晶体对 σ 偏振光(-2.0×10^{-6})的热光系数只有对 π 偏振光时的二分之一,所以 1053 nm Nd:YLF 放大器在竖直方向上的负热透镜效应应该弱于 1047 nm Nd:YLF 放大器。我们利用 4.3.4 小节中介绍的测试晶体热透镜效应的方法,测试了 1053 nm 预放大器的板条晶体的热透镜焦距,在 Y 方向上,焦距约为 -6 m,在 X 方向上,热透镜焦距约为 2.2 m,与我们模拟计算的热透镜焦距数值吻合。

由振荡器输出的 15 mJ 的调 Q 脉冲激光进入激光预放大器,单程放大与双程放大的能量输出特性曲线如图 5.5 所示。在泵浦能量为 1757 mJ 的情况下,单程放大获得了 75 mJ 的能量输出,双程放大获得了 165 mJ 的能量输出。单程放大的光-光转换效率为 3.4%,双程放大的光-光转换效率为 8.5%。我们可以看到采用双程放大结构,激光放大器的光-光转换效率大大提高。

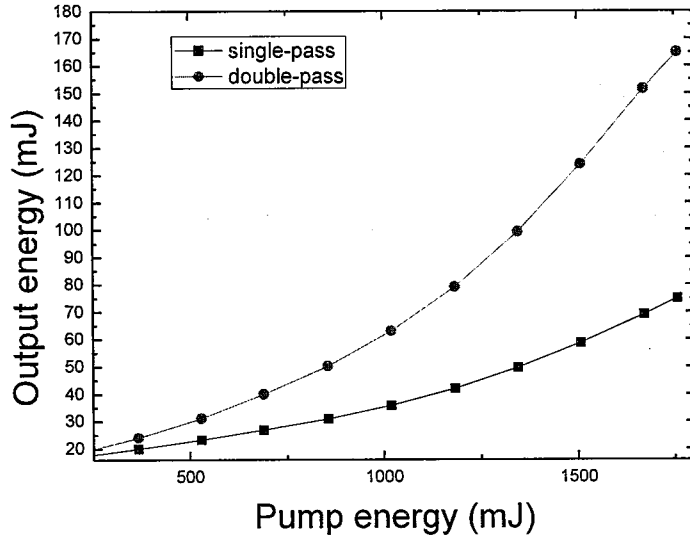


图 5.5 预放大器中单程放大与双程放大能量输出特性曲线

我们利用单程预放大器获得的激光能量输出进入主放大器, 继续进行能量放大, 整个单程放大放大器的能量输出曲线和基于 F-N 方程的模拟输出曲线如图 5.6 所示。

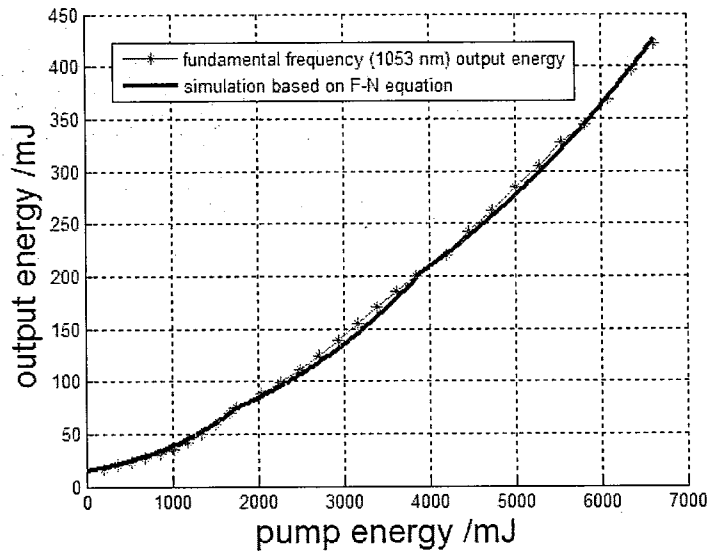


图 5.6 单程放大系统的能量输出曲线和模拟曲线

当泵浦能量达到 6.6 J 时, 得到了 425 mJ 的 1053 nm 最大输出能量, 光-光转换效率为 6.4%。相比较 1047 nm Nd: YLF 放大器, 在相同泵浦能量下, 获得的 840 mJ 的能量输出, 1053 nm 放大器的效率较低。我们认为, 这是由于 Nd:

YLF 晶体在 σ 方向上的发射截面较小, 饱和通量密度较大, 实验中信号光脉冲的能量密度远低于晶体的饱和通量, 导致了较低的光-光转换效率。当激光放大器处在最大脉冲能量输出时, 我们测试了输出激光的光束质量, 结构如图 5.7(a) 所示, $M_x^2=3.07$, $M_y^2=2.93$ 。最大输出能量下的激光-光斑的远场光强分布如图 5.7(b) 所示, 我们可以看到光斑的光强分布均匀, 呈现了准高斯型的分布。

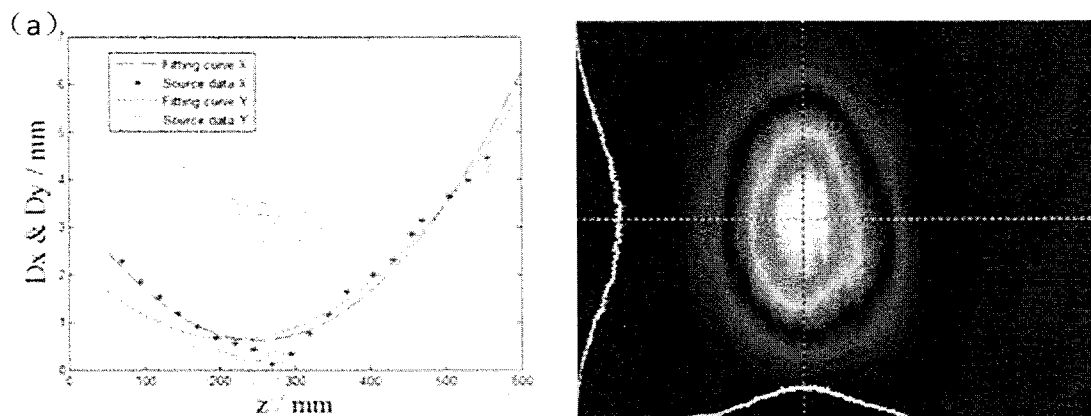


图 5.7 单程放大系统激光光斑输出。(a) 光束质量; (b) 远场光斑分布

我们又将双程预放大器输出的激光脉冲注入到主放大器中进行了放大实验, 整个放大器的能量输出曲线和基于 F-N 方程的模拟曲线如图 5.8 所示。当泵浦能量达到最大的 6.6 J 时, 激光放大器最大的输出能量为 655 mJ, 光-光转换效率为 9.7%, 相比较预放大器为单程放大的系统, 转换效率有了较大的提升。理论模拟曲线与实验数据相吻合, 只是在最大能量输出时, 实验结果低于理论模拟数据, 我们认为这是较严重的热效应导致的。

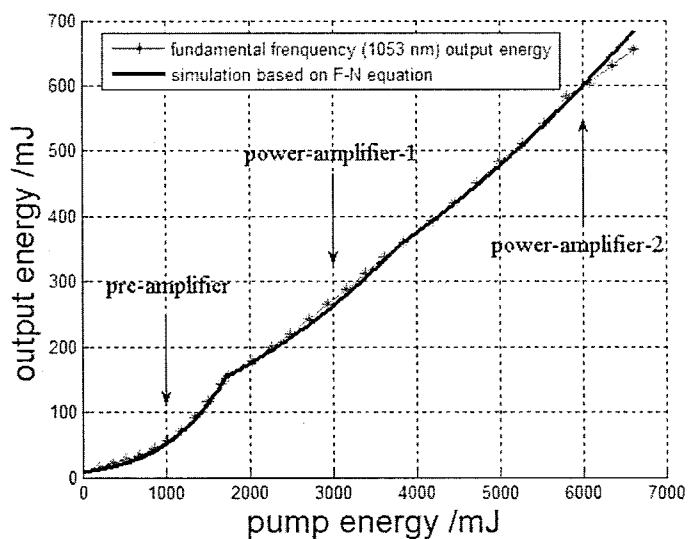


图 5.8 预放大器为双程放大的放大系统能量输出曲线和模拟曲线

在激光放大器工作在最大能量输出时，我们测试了输出激光的光束质量，如图 5.9 (a) 所示， $M_x^2=7.0$ ， $M_y^2=4.6$ ，双程放大器的光束质量较单程放大器有了一定的恶化。最大输出能量下的激光-光斑的远场光强分布如图 5.9 (b) 所示，我们可以看到光斑的光强分布较均匀，但呈现了非高斯型的分布，这可能是由于热透镜效应补偿不准确所导致的。

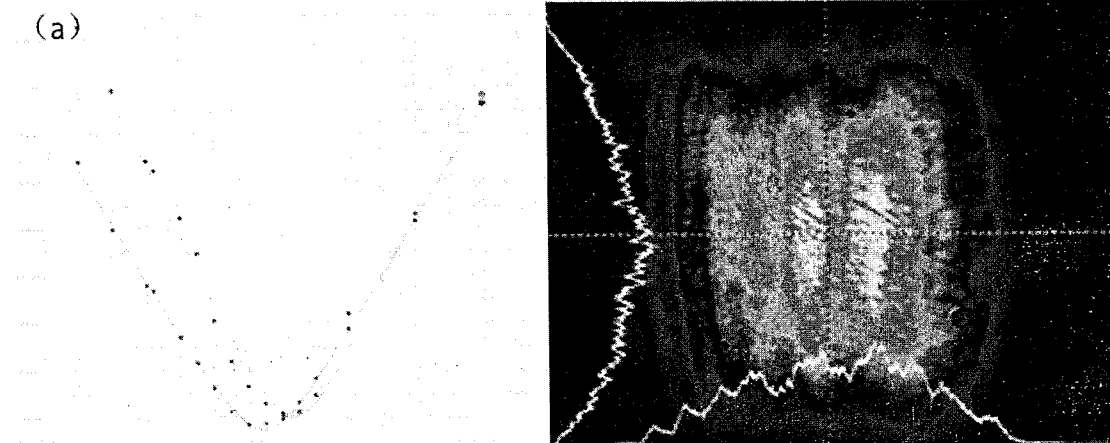


图 5.9 预放大器为双程的放大系统输出激光光斑情况. (a) 光束质量; (b) 远场光斑分布

我们测试了激光器能量输出在 640 mJ 时，开机工作一个小时内的输出能量变化情况，测试结果如图 5.10 所示，激光器的能量不稳定性小于 1.2%。我们又用 CCD 测试了 7000 个脉冲输出的激光脉冲的指向性。我们用质心法测得 X,Y 方向的指向稳定性为 13.81 μrad , 11.61 μrad , 如图 5.11 所示。以上测试结果表明，该激光器在长时间工作时能保持输出能量和光束指向的稳定性。我们还在最大输出能量下，测试了激光脉冲输出的偏振性，输出激光的偏振度大于 99%，这得益于 Nd: YLF 自然双折射特性，在后续的倍频实验中，可以保证较高的倍频效率。

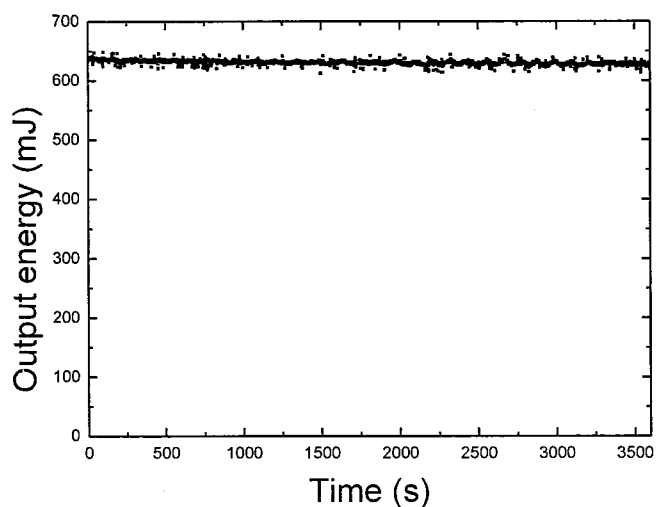


图 5.10 激光放大器工作在 640 mJ 能量下能量稳定性

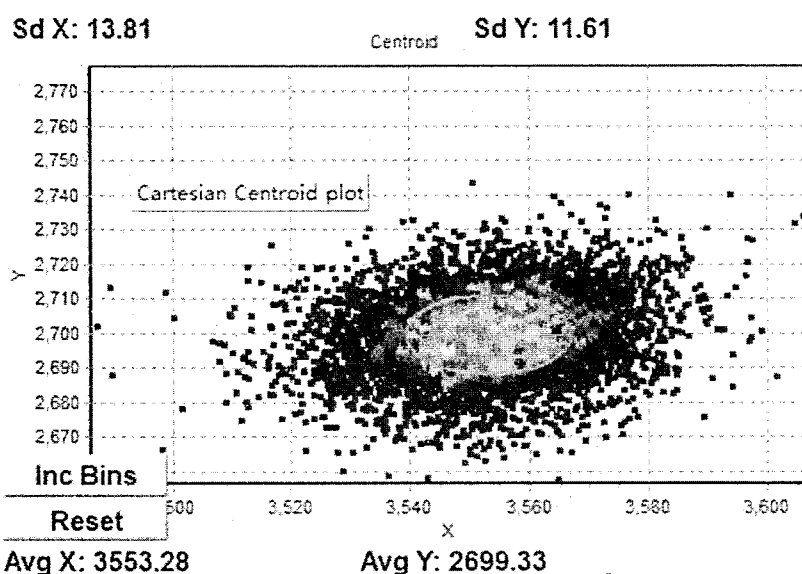


图 5.11 光束指向稳定测试中的光束指向变化情况

我们在实验中使用了 I 类临界相位匹配的 LiB_3O_5 (LBO) 作为腔外倍频晶体。我们将预防放大器为双程放大所获得的基频 1053 nm 激光进行腔外倍频。图 5.12 显示了基频光与倍频光能量输出与泵浦能量的关系。在最大泵浦能量时, 获得了 400 mJ 的 527 nm 绿光输出, 倍频效率达到了 61%。

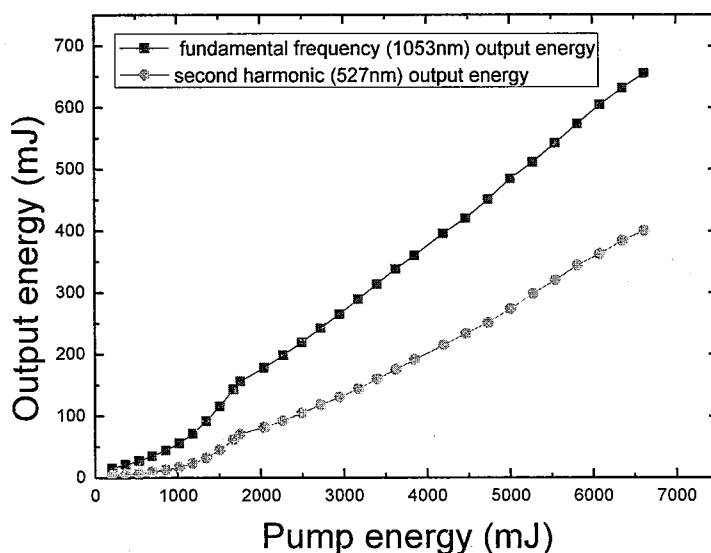


图 5.12 基频光与倍频光输出能量随着泵浦能量的变化曲线

图 5.13 描述了倍频效率随着泵浦能量的变化曲线,随着基频光能量的增加,倍频效率处于一个增加的趋势,当基频光能量达到 655 mJ 时,倍频效率达到最大,转换效率达到 61%。

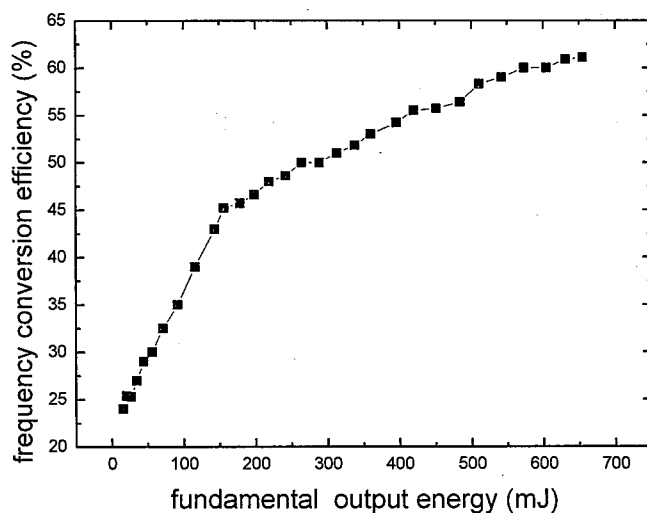


图 5.13 倍频效率随着泵浦能量的变化曲线

5.3 本章小结

本章深入研究了 Nd: YLF 晶体板条 MOPA 系统对 1053 nm 波长激光脉冲的放大特性。通过 LD 双端泵浦 Nd: YLF 晶体, 电光调 Q 激光振荡器输出 16 mJ 的 1053 nm 信号光脉冲。信号光脉冲经过四级单程放大器, 获得了 425 mJ 的 1053 nm 激光脉冲输出, 光-光转化效率为 6.4%, 光束质量 $M_x^2=3.07$, $M_y^2=2.93$ 。为了增大激光放大器的光-光转换效率, 我们将预放大器设计成双程放大结构, 结果光-光转换效率有了明显的提高, 最终获得了 655 mJ 放大的脉冲能量输出, 光束质量为 $M_x^2=7.0$, $M_y^2=4.6$ 。利用 LBO 晶体进行腔外倍频, 获得了 400 mJ 的 527 nm 输出, 倍频效率达到了 61%。

6. 总结与展望

6.1 总结

高能绿光激光器在科学研究、工业、医学等领域有着广泛的应用,尤其是在海洋通信方面有着迫切的需求。本文围绕着如何获得高能量、高稳定性的绿光激光光源,开展了系统性的理论和实验研究,最终获得了高能量的绿光激光脉冲输出,达到了预期的研究目的。全文总结如下:

1. 调研了 LD 泵浦绿光激光器的应用和发展现状;阐述了 LD 泵浦固体激光器的优势,比较了全固态激光器的几种泵浦耦合方式;介绍了 Nd:YLF 晶体特性和研究现状;介绍了几种常见的非线性晶体。
2. 阐述了关于高能绿光激光器所涉及到的基本理论。介绍了脉冲激光放大理论,给出了激光放大器的输出能量密度和输入能量密度之间的关系,给出了单程放大,双程放大以及多程放大的输出能量密度表达式,同时给出了提取效率的计算方法。介绍了热分析理论,通过热传导方程和边界条件来求解激光晶体的温度分布;给出了热应力方程;介绍了应用有限元分析方法求解温度场和应力场的方法和步骤;给出了激光晶体应力双折射和热透镜的计算公式;针对于激光晶体的热效应,提出了一些补偿方法。讨论了倍频基本理论,推导出了三波互作用稳态耦合波方程,给出了倍频稳态小信号解,介绍了相位匹配原理。
3. 为了确定 50 Hz 1047 nm MOPA 系统的前端振荡器的技术方案,我们分别尝试了端面泵浦的 Nd:YLF 振荡器,侧面泵浦的 Nd:YLF 振荡器和端面泵浦新型晶体 Nd:LiLuF₄ 的振荡器。在端面泵浦的 Nd:YLF 振荡器实验研究中,我们获得了最大能量为 15 mJ 近衍射极限的调 Q 激光脉冲输出。在侧面泵浦的 Nd:YLF 振荡器实验研究中,我们获得了 160 mJ 的调 Q 激光脉冲输出,但是输出激光的光束质量较差,不利于后续的放大实验。在新型晶体 Nd:LiLuF₄ 1047 nm 的振荡器实验中,我们获得了最大能量为 11.2 mJ 的近衍射激光脉冲输出。通过比较,我们最终确定采用端面泵浦的 Nd:YLF 振荡器作为整个 MOPA 系统的前端振荡器。
4. 系统研究了基于 Nd:YLF 晶体的高能量 MOPA 系统。理论分析和实验研究了影响激光放大器输出的几个因素:寄生振荡、泵浦光的耦合与匀化、存储效率等。自主设计了放大器的冷却和泵浦结构,自主设计了用于泵浦光耦合匀化的梯形波动。运用四级板条放大器,在重复频率为 50 Hz 的情况下,实现了 840 mJ 的 1047 nm 脉冲能量输出,整个放大系统的光-光转化效率为 12.5%。输出激光的脉冲宽度为 9.13 ns,对应的峰值

功率达到 93 MW。放大后的光斑光强分布较均匀,但是呈现了非高斯型分布,光束质量为 $M_x^2=3.26$, $M_y^2=4.29$ 。利用非线性晶体 LBO,通过腔外倍频的方式实现了 520 mJ 的 523.5 nm 绿光输出。

5. 继续研究了 Nd: YLF 另外一个发射波长 1053 nm 的高能 MOPA 系统。通过 LD 双端泵浦电光调 Q 获得了 16 mJ 的 1053 nm 信号光。在激光预放大器中,我们采用双程放大结构来提高转换效率,信号光经过四级放大器,获得了 655 mJ 的能量输出,光束质量为 $M_x^2=7.0$, $M_y^2=4.6$ 。利用 LBO 晶体进行腔外倍频,获得了 400 mJ 的 527 nm 输出,倍频效率达到了 61%。

6.2 展望

本论文的研究工作取得了一定进展,对后续工作有一定的借鉴意义,但是有些研究还不够深入,有待于进一步的深化与推进。具体表现在:

1. 本文研究侧面泵浦的 Nd: YLF 振荡器时,由于板条晶体的口径较大,导致输出激光的光束质量较差,不适宜用作 MOPA 系统的前端种子源。如果能优化板条晶体的尺寸和振荡器的腔型结构,是有希望获得高能量高光束质量的激光输出,可以大大提高整个系统的光-光转换效率,简化系统的结构复杂性。
2. 本文所获得的高能量绿光输出的光束质量相对于现阶段其它文献的报道还有待于提高。我们可以尝试优化板条晶体的形状和尺寸,改善泵浦冷却结构以及更加准确的热补偿技术来提高输出激光的光束质量以及光强分布均匀性。
3. 在高能激光的产生过程中容易出现晶体膜系损伤以及其它光学元器件的损坏,由于调 Q 脉冲容易因调制而出现尖峰,更加导致光学损伤的可能性,不利于激光器长期稳定的工作。如果采用单频的 1 μm 种子源作为放大器的信号输出,可以保证激光器长期稳定的工作。
4. 激光放大器工作在饱和放大状态下是转换效率较高的阶段。在我们设计的 MOPA 放大系统中,由于考虑到光学损伤问题,我们的 Nd: YLF 放大器未在较长的阶段处在饱和放大状态,影响了系统的效率。在今后的工作中,我们应进一步优化每一级放大器的信号光能量密度和板条晶体的尺寸以求达到更高的转换效率。