

分类号_____

密级_____

UDC_____

编号 200828014020025

中国科学院研究生院

硕士学位论文

基于 Nd:LuLF 晶体的全固态蓝光激光器研究

李 锐

指导教师 陈卫标研究员 博士毕业

中国科学院上海光学精密机械研究所

申请学位级别 硕士 学科专业名称 光学工程

论文提交日期 2011.05.20 论文答辩日期 2011.06.03

培养单位 中国科学院上海光学精密机械研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 胡企铨研究员

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文

论文题目 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态蓝光激光器研究

专 业 光 学 工 程

研究生姓名 李 锐

导师姓名 陈卫标 研究员

研究生入学时间 2008 年 9 月

2011 年 5 月 20 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研究成果。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： 李锐

签字日期：2011年 6 月 10 日

学位论文授权使用授权书

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： 李锐

签字日期：2011年 6 月 10 日

学位论文作者毕业去向： 进入普渡大学攻读博士

工作单位： 普渡大学

通信地址： 700 Ahlers RD, West Lafayette, USA

电子邮件地址： lrrhwfy@163.com

指导教师签名：

签字日期：2011年 6 月 10 日

电话： 139187804273

邮编： 201800

基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455nm 蓝光激光器研究

李锐

导师：陈卫标 研究员

摘 要

激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器因具有体积小、效率高、结构简单紧凑、运转可靠等一系列优点，不仅在高密度光存储、彩色激光显示等很多民用领域有着广泛的应用，而且在水下激光通信以及海洋探测中具有较大的应用潜力。另外，与铯原子滤波器相匹配的 455 nm 蓝光激光被认为是实现水下激光通信的最佳波段。为此，本文重点开展了基于 Nd:LuLF 晶体的全固态蓝光激光器的技术研究，包括 Nd:LuLF 晶体物化性质和光学性能的基本阐述，以及基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 910 nm 激光器、基于 $Nd:YVO_4$ 晶体的 914 nm 调 Q 脉冲激光器、通过非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光激光等实验研究。

论文首先介绍了 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质和能级结构，以及 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱和发射光谱，并对 Nd:LuLF 晶体的热效应进行了理论模拟和分析。根据这些理论，我们设计了以后实验的整体结构。

第二，对于 Nd:LuLF 晶体的出光性能进行了细致的研究，得到了 1047 nm 激光和 910 nm 激光。基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器采用了连续运转的 792 nm 激光二极管作为泵浦源，平平腔结构，以及掺杂浓度为 1% 的 Nd:LuLF 晶体，并比较了在不同透过率的输出镜下激光的输出情况，得到了斜率效率 20.1%，最高为 1.3 W 的功率输出。基于 Nd:LuLF 晶体的 910 nm 全固态激光器采用了脉冲输出的 792 nm 激光二极管作为泵浦源，并比较了在不同重复频率和脉冲宽度以及不同的谐振腔类型（平平腔和平凹腔）下激光的输出情况，为下一步通过非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光奠定了基础。

第三, 对 $Nd:YVO_4$ 晶体的物化性质和能级结构进行了细致的分析, 并简要回顾了调 Q 技术的几种主要方法。实验中, 我们采用了掺杂浓度为 0.1% 的 $Nd:YVO_4$ 晶体, 平凹腔结构, 获得了 2.4 W 的 914 nm 激光输出。我们采用 LN 晶体作为电光调 Q 晶体, 升压式调 Q 方法, 获得了脉冲宽度为 7 ns 的脉冲激光输出。

最后简要回顾了非线性光学倍频的基本理论, 并详细介绍了 BBO 晶体的物化性质和光学性能。实验中, 采用 BBO 晶体作为倍频晶体, 获得了 455 nm 蓝光激光输出。

本论文开展的全固态 455 nm 蓝光激光器所取得的结果, 为下一步研制高功率、实用化的器件奠定了基础。

关键词: Nd:LuLF 晶体, 455 nm, 蓝光激光器, 倍频

All-solid-state 455 nm blue laser based on Nd:LuLF

Rui Li

Directed by: Prof. Weibiao Chen

Abstract

All-solid-state blue lasers pumped by LD have been widely used in high density optical storage, laser display, and underwater communication and detection due to the merits of compact structure, high efficiency, reliable operation, and so on. What's more, 455 nm blue laser which is matched with the center wavelength of Cs atomic filter is paid more attention in the application of underwater laser communication systems. Therefore, an all-solid-state blue laser based on Nd:LuLF is performed in this dissertation. This thesis mainly introduces the physical and chemical properties of Nd:LuLF crystal, all-solid-state 910 nm laser system based on Nd:LuLF, all-solid-state 914 nm Q-switched pulsed laser system based on $Nd:YVO_4$, 455 nm blue laser obtained by nonlinear optical frequency-doubling.

Firstly, we introduce the physical and chemical properties and energy levels of Nd:LuLF crystal, and then simulates and analyzes the thermal effects of Nd:LuLF theoretically. On the basis of the above-mentioned theories, we designed the whole laser system.

Secondly, we do research on the laser performance of Nd:LuLF in detail, and get laser emission of 910 nm and 1047 nm. The all-solid-state 1047 nm laser system is pumped by a CW 792 nm laser diode. We make a comparison of laser emission operating with output mirrors with different transmission. 1.3 W laser is obtained from the laser system, corresponding to a slope efficiency of 20.1%. The all-solid-state 910 nm laser system is pumped by a pulsed 792 nm laser diode. Also,

we make a comparison of laser emission under different repetition rate, pulse width and different resonators, which lays the foundation of 455 nm blue laser.

Thirdly, we make a detailed analysis of the physical and chemical properties of $Nd:YVO_4$, and briefly review several main methods of Q-switched technology. In the experiment, based on 0.1% doped $Nd:YVO_4$ crystal, we obtain 914 nm laser with 2.4 W output. We adopt LN as electro-optic crystal, and get pulsed laser with pulse width of 7 ns.

Finally, we briefly review the basic theory of nonlinear optical frequency-doubling, and make an introduction of the physical and chemical properties of BBO crystal in detail. In the experiment, on the basis of BBO crystal, we get 455 nm blue laser emission.

In this thesis, we built a 455 nm blue laser system based on Nd:LuLF crystal, which makes preparations for developing high-power and practical laser modules.

Key words: Nd:LuLF, 455 nm, blue laser, frequency-doubling

目录

1 概述	1
1.1 研究背景和意义	1
1.2 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器发展状况	2
1.2.1 国外基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器	2
1.2.2 国内基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器	5
1.2.3 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器的发展展望	6
1.3 本论文的主要内容	6
2 激光晶体 Nd:LuLF 的激光特性	7
2.1 Nd:LuLF 晶体结构和物理化学性质	7
2.1.1 Nd:LuLF 晶体结构	7
2.1.2 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质	8
2.2 Nd:LuLF 晶体能级结构	9
2.3 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱、发射光谱及热效应分析	10
2.3.1 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱	10
2.3.2 Nd:LuLF 晶体的发射光谱	11
2.3.3 Nd:LuLF 晶体的热效应分析	13
2.4 小结	16
3 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器实验研究	17
3.1 基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器	17
3.2 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 910 nm 激光器	20
3.2.1 采用平平腔结构	21
3.2.2 采用平凹腔结构	23
3.3 小结	25
4 基于 Nd:YVO₄ 晶体的 914 nm 全固态调 Q 脉冲激光器	26
4.1 Nd:YVO ₄ 晶体的物化性质和能级结构	26
4.2 调 Q 技术	27
4.2.1 被动式可饱和吸收调 Q	28
4.2.2 声光调 Q	29

4.2.3 电光调 Q	29
4.3 基于 $Nd:YVO_4$ 晶体调 Q 实验研究	31
4.4 小结	36
5 基于 Nd:LuLF 晶体全固态激光器倍频实验研究	37
5.1 非线性光学基本理论	37
5.2 BBO 晶体的性质	39
5.2.1 BBO 晶体的物化性质和光学性能	40
5.2.2 BBO 晶体倍频过程中的相位匹配和有效非线性系数	41
5.3 非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光实验研究	44
5.4 小结	45
6 结论与展望	46
6.1 结论	46
6.2 展望	47
参考文献	48
李锐在硕士期间发表论文目录	54
李锐个人简历	55
致谢	56

图表目录

图 1.1 文献[5]中实验得到的斜率效率示意图.....	3
图 1.2 文献[5]中调 Q 实验结果示意图	3
图 1.3 文献[7]中 1047 nm 激光输出示意图.....	4
图 1.4 文献[13]中提到的激光斜率效率示意图	4
图 1.5 文献[13]中提到的蓝光输出示意图	5
图 1.6 文献[14]中采用的实验结构图	5
图 2.1 $LiLuF_4$ 的晶体结构示意图	8
图 2.2 Nd:LuLF 晶体的能级结构图	9
图 2.3 Nd:LuLF 晶体的偏振吸收谱	11
图 2.4 Nd:LuLF 晶体的偏振发射谱	12
图 2.5 $Nd:YVO_4$ 晶体发射谱.....	13
图 2.6 几种常见激光晶体与热效应有关的参数.....	14
图 2.7 xy 平面 Nd:LuLF 晶体内部温度分布	15
图 2.8 xz 平面 Nd:LuLF 晶体内部温度分布	16
图 3.1 基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器示意图	17
图 3.2 nLIGHT 公司生产的 NL-PPS50 型激光二极管功率曲线.....	18
图 3.3 1047 nm 激光输出功率曲线.....	19
图 3.4 M^2 因子示意图	19

图 3.5 1047 nm 激光光谱图.....	20
图 3.6 LD 重复频率为 90Hz, 脉冲宽度为 460 μ s.....	21
图 3.7 LD 重复频率为 90Hz, 脉冲宽度为 750 μ s.....	22
图 3.8 LD 重复频率为 700Hz 脉冲宽度为 460 μ s	22
图 3.9 平平腔腔长为 83 mm 时的激光输出功率示意图	23
图 3.10 平凹腔腔长为 83 mm 时的激光输出功率示意图	24
图 3.11 6 mm 长晶体 平凹腔腔长为 100 mm 是激光输出功率示意图	24
图 3.12 910 nm 激光光谱图	25
图 4.1 Nd:YVO ₄ 晶体的物化性质.....	26
图 4.2 Nd:YVO ₄ 晶体能级结构图.....	27
图 4.3 910 nm 激光波形图	28
图 5.1 BBO 晶体的色散曲线	42
图 5.2 BBO 晶体在不同波长处的相位匹配角	43
图 5.3 BBO 晶体在不同波长处的有效非线性系数	44
图 5.4 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455nm 蓝光激光器实验结构图	45
图 5.5 455 nm 蓝光光谱图	45
表 5.1 BBO 晶体的结构和物理特性	40
表 5.2 BBO 晶 体的线性光学特性	40
表 5.3 BBO 晶体的非线性光学特性	41

1 概述

由于蓝光激光在海洋资源探测以及水下激光通信中的应用潜力巨大,近年来人们对蓝光激光的研发产生了极大的热情,并投入了巨大的精力。为了满足现实需要,基于 Nd:LuLF 晶体的全固态蓝光激光器的研究具有重要意义。

本章首先介绍了该课题的研究背景和意义,之后简要介绍了近年来国内外基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器的发展状况和研究现状。

1.1 研究背景和意义

1960 年,世界上第一台红宝石激光器问世。在之后的半个多世纪,激光以其不同于普通光源的独有特性,在科技、经济、军事和社会发展的许多领域发挥了巨大的作用。其中,全固态固体激光器因其可靠性高、寿命长、效率高、结构紧凑日益受到人们的青睐,并逐渐引领了当代激光器发展的主流方向。正是基于以上一系列的优点,人们对激光二极管泵浦的全固态激光器的研究也日趋成熟。

蓝光(360nm-480nm)激光已经在高密度光存储、彩色激光显示、数字视频技术、海洋资源探测、激光制冷以及生物化学等多个领域发挥了重要作用。例如,相对于红光,蓝光波长较短,因此如果光盘机在室温下使用蓝光激光器,则光盘上记录数据的凹槽尺寸可以做到更小,从而可以大大提高存储设备的存储量;蓝光激光还可以用来捕获铯原子,消除因热振动带来的多普勒加宽,实现光谱的精确测量。

光在水中传播时,紫外和红外波段的光的衰减很大,在水下无法应用。而在整个可见光波段,蓝绿光的衰减最小,因此蓝绿激光是海洋资源探测和实现水下通信的理想光源。在海水深度不超过 75 米时,蓝绿光在海水中的衰减比其他波长低;当深度超过 75 米时,穿透窗口则移向蓝光波段。与此同时,455nm 波长的蓝光激光恰好与铯原子滤波器相对应,可以大幅度降低太阳背景,提高信噪比[1]-[3]。

早期人们把实现蓝光激光的重点放在气体激光器(如 Pb 蒸汽激光器)和染料激光器上面,但这些激光器都存在诸如效率低、寿命短、设备庞大和稳定性差而影响实际应用的严重问题。八十年代中期以来,随着固体激光器技术和非线性光学技术的飞速发展,人们开始在固体激光器领域探寻实现蓝光激光输出的有效方法。目前,获得蓝光激光输出的方法主要有:(1)激光二极管直接产生;(2)

直接对激光二极管倍频；(3) 由上转换激光器产生；(4) 对激光二极管泵浦的固体激光器产生的红外光倍频；(5) 激光二极管与用它泵浦的固体激光器输出光和频。而若想获得 455nm 蓝光激光输出，则主要依靠后两种方法。由于和频技术的要求较高，且稳定性较差，所以通过倍频产生 455nm 蓝光激光是目前较为通用的方法。

现阶段，可以用作产生 910nm 基波的激光晶体主要有 Cr:LiSAF、Ti:sapphire^[4]以及 Nd:LuLF 晶体。Cr:LiSAF 晶体在相同波长处的增益低于 Ti:sapphire 晶体，而且其泵浦用的高功率红光激光二极管造价较高，不适合用来作为泵浦光源。而基于 Ti:sapphire 晶体的激光器结构较为复杂，系统可靠性也随之降低。近年来，随着半导体技术的发展，激光二极管的波长范围随之扩展，成本也随之降低。Nd:LuLF 晶体可直接用 792nm 的激光二极管泵浦，结构较为简单紧凑，成本不高，易于模块化和工程化。

因此，为了满足工程的需要，基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455nm 蓝光激光器的研究具有重要的意义。

本课题的一项重要工作就是研究 Nd:LuLF 晶体的激光输出，因此有必要首先对国内外基于 Nd:LuLF 晶体的激光输出情况进行简要的回顾。

1.2 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器发展状况

作为一种激光晶体，Nd:LuLF 以其较高的上能级寿命（是 Nd:YAG 的两倍多）受到了人们的青睐。尽管国内外关于这种晶体的报道不多，但是随着激光二极管技术的发展，基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器将具有良好的应用前景。

1.2.1 国外基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器

自从上世纪 90 年代 Nd:LuLF 晶体被生长出来后，国外的学者就投入精力开始研究晶体的各项性质，并得到了激光输出。但是受限于当时技术的发展，没有合适波长的激光二极管做泵浦源，所以最初的实验基本上采取闪光灯泵浦，因而斜率效率和激光输出功率都较低。例如，Norman P. Barnes 等人采用闪光灯泵浦掺杂浓度为 0.64% 的 Nd:LuLF 棒状晶体，晶体尺寸为 $5.0 \times 55\text{mm}$ ，且端面被切割成 1.0° 斜角。由于泵浦效率不高，得到激光的斜率效率只有约 0.7%，如图 1.1 所示。Norman P. Barnes 等人还用 KD*P 泡克尔斯盒做了调 Q 实验，实验结果如图 1.2 所示^{[5]、[6]}。此外，Alexander A. Kaminskii 等人采用 805 nm AlGaAs 激光二极管作为泵浦源，泵浦掺杂浓度为 0.4%，尺寸为 $6 \times 20\text{mm}$ 的棒状 Nd:LuLF 晶体，获得斜率效率为 9.2% 的 1047 nm 激光输出（相对于晶体吸收的功率），其实验结果如图 1.3 所示^{[7]~[12]}。2001 年，M. Schmidt 等人采用 808 nm 激光二极管作为泵浦源，泵浦掺杂浓度为 0.26%，长度为 2.7mm 的 Nd:LuLF 晶体，首次得到

了 910 nm 激光输出。为了探究 Nd:LuLF 晶体在 910 nm 处的激光潜能, M. Schmidt 等人又采用可调谐的钛宝石激光器作为泵浦源, 泵浦波长调至 790 nm (Nd:LuLF 晶体的最大吸收波长)。采用半球形腔, 当输出镜透过率为 3% 时, 得到斜率效率为 42% 的 910 nm 激光输出, 如图 1.4 所示。采用 LBO 晶体进行腔内倍频实验, 得到最大为 40 mW 的 455 nm 蓝光输出, 如图 1.5 所示^[13]。

随着水下激光通信系统的日益发展, 人们对 455 nm 蓝光光源的要求也不断提高。可以预计, 在此后相当长的时间内, 结构简单紧凑、小型化的 455 nm 蓝光激光器仍将是研究的重点。而基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器可以产生稳定的 910 nm 激光输出 (作为 455 nm 蓝光的基频光), 其应用潜力巨大。

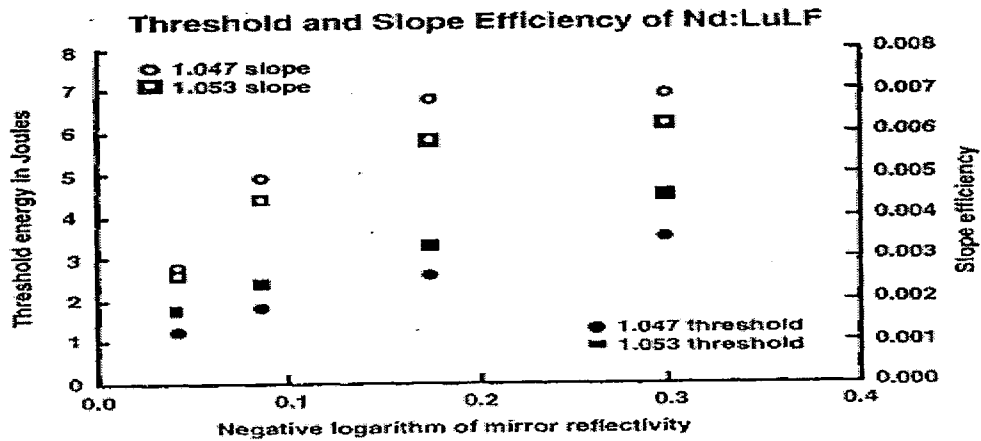


图 1.1 文献[5]中实验得到的斜率效率示意图

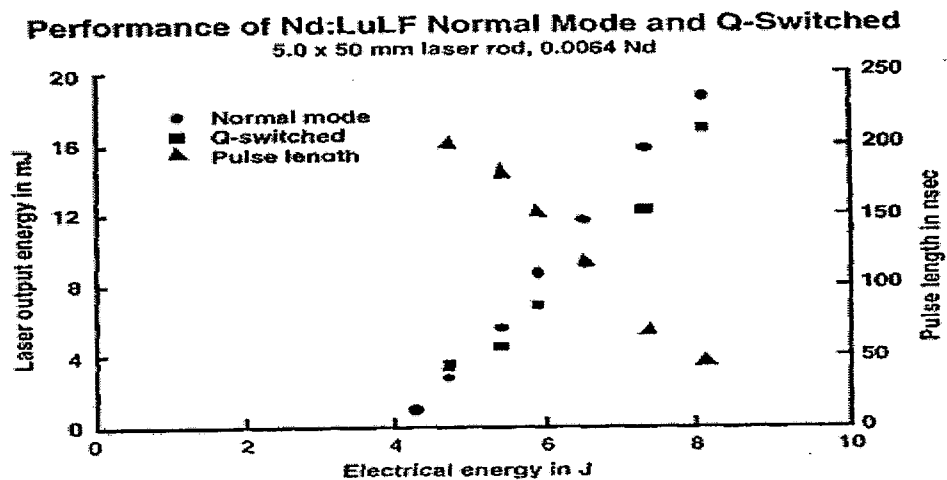


图 1.2 文献[5]中调 Q 实验结果示意图

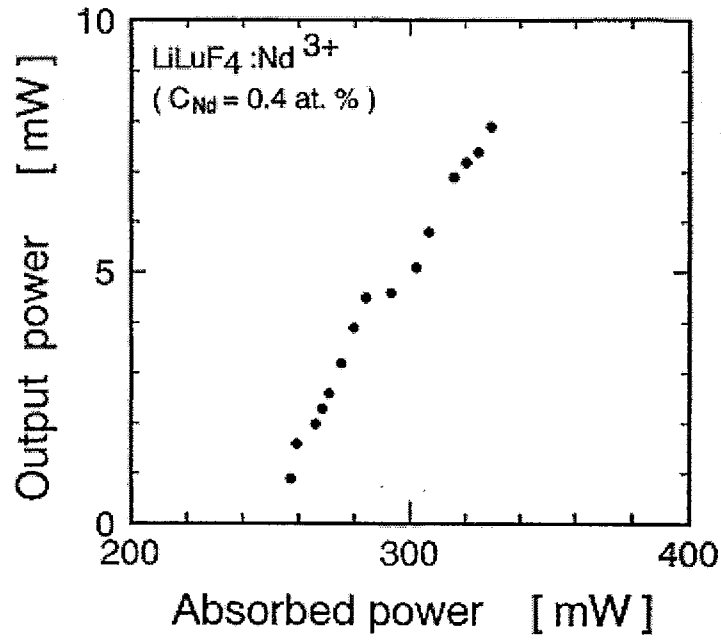


图 1.3 文献[7]中 1047 nm 激光输出示意图

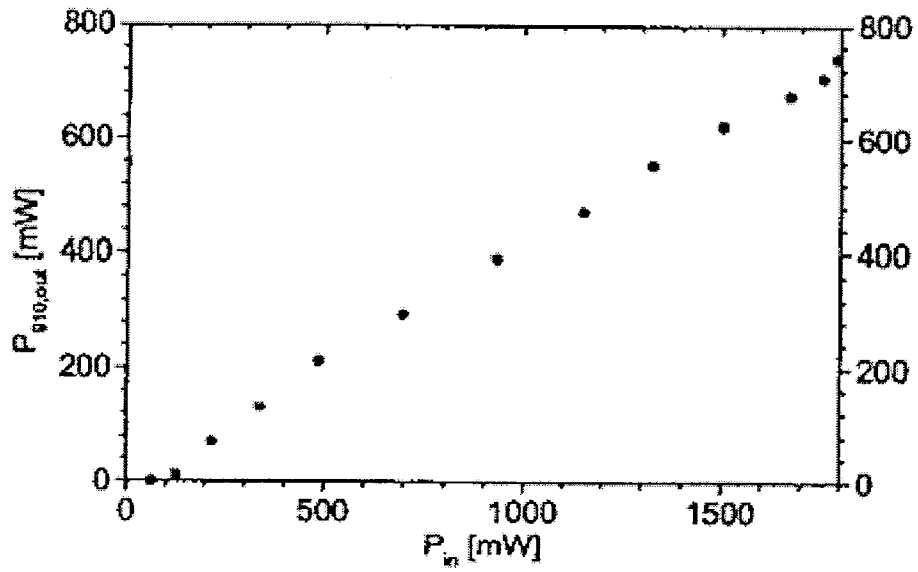


图 1.4 文献[13]中提到的激光斜率效率示意图

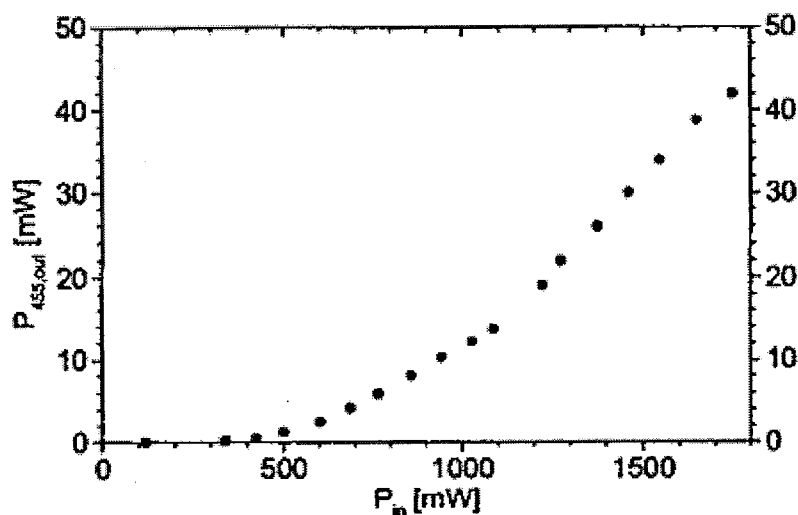


图 1.5 文献[13]中提到的蓝光输出示意图

1.2.2 国内基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器

由于之前国内没有生长过 Nd:LuLF 晶体,因此国内基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器的报道并不多。2011 年,上海光机所的李锐等人报道了如图 1.6 所示的基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 1047 nm 激光器。实验采用简单的平平腔结构,获得了最高 1.3 W 的激光功率输出,斜率效率为 20.1%,X 和 Y 方向上的 M^2 因子分别为 1.35 和 1.12^[14]。

目前我国在这方面的研究与国际上还有差距,因此要达到国际先进水平,我们仍有很多工作要做。

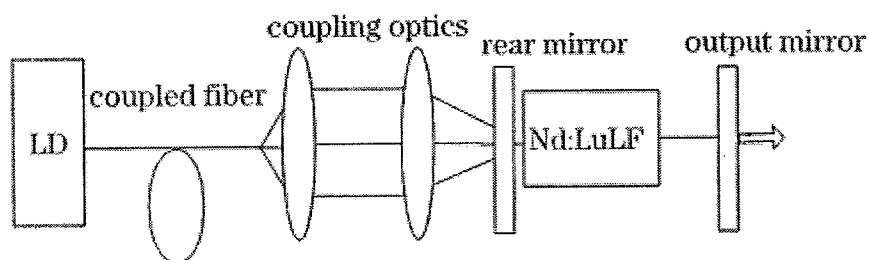


图 1.6 文献[14]中采用的实验结构图

1.2.3 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器的发展展望

当前阶段,水下激光通信系统的发展日新月异,但是大都采用 532 nm 绿光作为信号发射源。相比于 455 nm 蓝光,532 nm 绿光在海水的穿透深度较短,衰减较大。而 455nm 波长的蓝光激光恰好与铯原子滤波器相对应,从而可以减少太阳光背景辐射,提高系统的信噪比。因此,发展可靠的 455 nm 蓝光光源对于提高水下激光通信系统的整体性能具有重要意义。

由于斯塔克能级分裂, Nd:LuLF 晶体可以实现 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ 能级跃迁,从而发射 910 nm 光子,产生 910 nm 激光。通过非线性倍频效应,作为基频光的 910 nm 激光可以转换成 455 nm 蓝光激光输出。而非线性倍频技术较为成熟,操作较为简单,这就为激光器的模块化和系统的稳定性创造了条件。

因此,可以预计,基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455 nm 激光器将具有广阔的应用前景。

1.3 本论文的主要内容

本论文主要分以下四个部分:

第二章详细介绍了 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质和光学特性,以及能级结构和吸收、发射光谱,为下一步的实验方案提供理论指导。

第三章介绍了基于 Nd:LuLF 晶体的全固态脉冲激光器实验研究。基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器采用了连续运转的 792 nm 激光二极管作为泵浦源,并比较了在不同透过率的输出镜下激光的输出情况。基于 Nd:LuLF 晶体的 910 nm 全固态激光器采用了脉冲输出的 792 nm 激光二极管作为泵浦源,并比较了在不同重复频率和脉冲宽度以及不同的谐振腔类型下激光的输出情况。

第四章对 Nd:YVO₄ 晶体的物化性质和能级进行了细致的分析,并简要回顾了调 Q 技术的几种主要方法。实验中,我们采用了掺杂浓度为 0.1% 的 Nd:YVO₄ 晶体作为激光晶体, LN 晶体作为电光调 Q 晶体, 升压式调 Q 方法, 获得了脉冲宽度为 7 ns 的脉冲激光输出。

第五章简要回顾了非线性光学倍频的基本理论,对详细介绍了 BBO 晶体的物化性质和光学性能。实验中,采用 BBO 晶体作为倍频晶体,获得了 455 nm 蓝光激光输出。

最后对本文的工作内容进行了总结,并对下一步的工作进行了展望。

2 激光晶体 Nd:LuLF 的激光特性

由于斯塔克能级分裂, 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器可以产生 910 nm 的激光输出。910 nm 激光通过非线性倍频效应可以产生 455 nm 蓝光激光, 这对提高水下激光通信系统的整体工作性能具有重要意义。

2.1 Nd:LuLF 晶体结构和物理化学性质

2.1.1 Nd:LuLF 晶体结构

氟化镨锂 (LiLuF_4), 是具有白钨矿型四方晶系结构的正单轴晶体, 晶格常数 $a=b=0.513 \text{ nm}$, $c=1.055 \text{ nm}$, 空间群 $I4_1/a$, 对称轴为 $4/m$ 。晶体结构如图 2.1 所示, 每个晶胞有四个 LiLuF_4 , 每个 Li^+ 被等价的四个 F^- 包围, 构成 LiF_4 四面体, 每个 Lu^{3+} 与相邻的八个 F^- 构成 LuY_8 多面体, 每个 Lu^{3+} 周围有四个距离相等的 Li^+ , 由 Lu 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 Nd^{3+} 替换 Lu^{3+} , 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 $\text{LiLu}_{1-x}\text{Nd}_x\text{F}_4$ [15]。但是这两种离子的半径不匹配, Nd 的离子半径为 0.112 nm, Lu 的离子半径为 0.098 nm, 这样会导致掺杂后的晶体的内应力增大, 晶体容易断裂, 从而增加的晶体生长的难度。

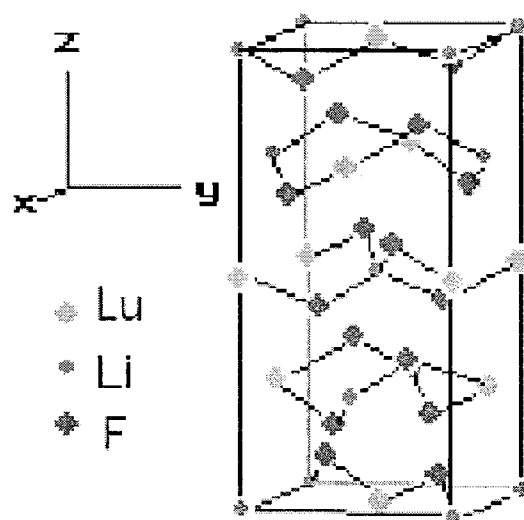


图 2.1 $LiLuF_4$ 的晶体结构示意图

2.1.2 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质

Nd:LuLF 晶体是掺有 Nd^{3+} 的 $LiLuF_4$ 单晶，呈透明状，属四方晶系。它的物化性质与 Nd:YLF 晶体类似，稳定性好，热导率为 $0.063W/cm\cdot K$ ，熔点为 $819^\circ C$ ，莫氏硬度为 4~5，密度约为 $3.99 g/cm^3$ ，平行于 c 轴的热膨胀系数为 $8.3\times 10^{-6}/K$ ，垂直于 c 轴的热膨胀系数为 $13.3\times 10^{-6}/K$ 。Nd:LuLF 晶体的色散方程如下所示：

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 3.38757 + \frac{0.070757\lambda^2}{\lambda^2 - 0.00931} - \frac{0.18849\lambda^2}{\lambda^2 - 50.99741} \\ n_e^2(\lambda) &= 1.31021 + \frac{0.84903\lambda^2}{\lambda^2 - 0.00876} - \frac{0.53607\lambda^2}{\lambda^2 - 134.9566} \end{aligned} \quad (2-1)$$

2.2 Nd:LuLF 晶体能级结构

掺钕离子的几种激光晶体, 如 Nd:YAG、Nd:YLF、Nd:LuLF 等的能级结构基本类似。钕在 4f 轨道有三个电子: $4f^3 5s^2 5p^6 6s^2$ 。当形成三价离子的时候, 原子释放最外层的 6s 电子, 与此同时, 4f 轨道失去一个电子: $4f^2 5s^2 5p^6$ 。4f 层的两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, 其余能级为激发态。图 2.2 所示为它的能级结构图, 子能级位置因基质不同而有所区别^{[7], [15]}。

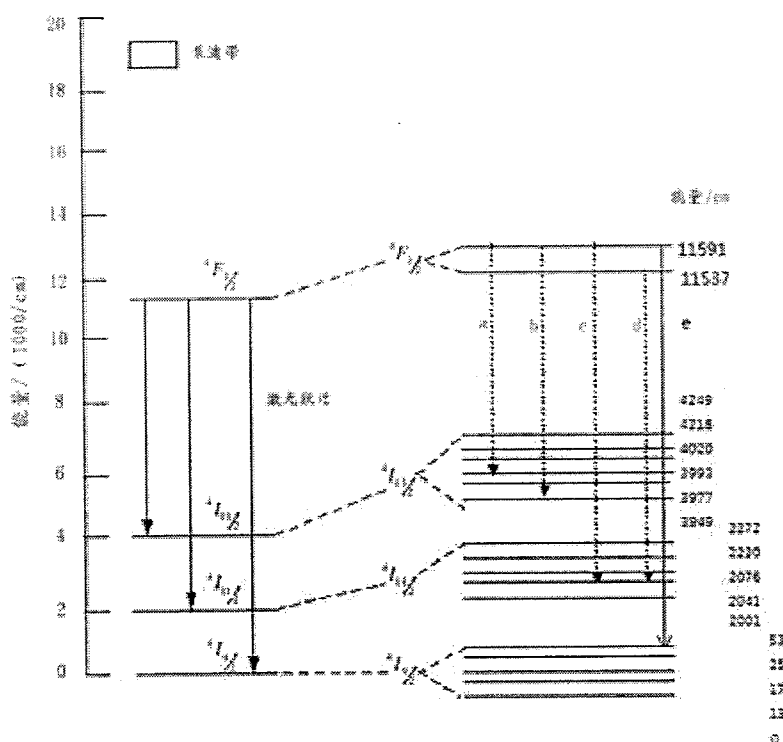


图 2.2 Nd:LuLF 晶体的能级结构图

泵浦光把粒子从基态激发到 $^4F_{5/2}$ 能级, 粒子通过较快的弛豫过程无辐射跃迁到亚稳态 $^4F_{3/2}$ 能级。粒子在该能级上的寿命大约为 480 μs 。经过能级跃迁, 晶

体会产生三条主要的发射谱线, 分别为: ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 、 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 、 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, 对应的波长分别为 1.3 μm 、1.0 μm 、0.9 μm 。其中 1.0 μm 的发射截面最大、增益最强, 1.3 μm 次之, 0.9 μm 最弱。图 2.2 中 a、b、c、d、e 对应的 5 条谱线分别为: 1.321 μm (π)、1.313 μm (σ)、1.053 μm (σ)、1.047 μm (π)、0.910 μm (σ)。对于 0.910 μm 而言, 由于其下能级 ${}^4I_{9/2}$ 的斯塔克分裂只有 537cm^{-1} , 室温下, 相对于 ${}^4I_{9/2}$ 基极有大约 3.2% 的粒子停留在斯塔克分裂的上能级, 因此, 0.910 μm 波长的跃迁为准三能级, 激光阈值从而比较高^{[16]-[21]}。

2.3 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱、发射光谱及热效应分析

2.3.1 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱

Nd:LuLF 晶体均匀透明, 采用提拉法 (CZ 法) 生长, 无宏观缺陷, Nd^{3+} 离子掺杂浓度为 1.0%, a-cut, 尺寸为 $3 \times 3 \times 6\text{mm}^3$ 。在室温下, 测量晶体的吸收谱如图 2.3 所示。Nd 离子的跃迁属于窄带锐线 $4f - 4f$ 跃迁, 由于 5s、5p 外层电子对 4f 层电子的屏蔽作用, 4f 层电子受晶格场干扰很小, 因而使得这些掺杂离子的光谱与自由 Nd 离子光谱很接近。从图 2.3 中可以看出, Nd:LuLF 晶体在 792 nm 处的吸收截面最大。近年来, 随着激光二极管技术的发展, 其发射波长范围不断扩展。Nd:LuLF 晶体的最大吸收截面所对应的 792 nm 与商业化的 LD 的发射波长相匹配, 所以以后的实验均采用 792 nm 的激光二极管作为泵浦源。

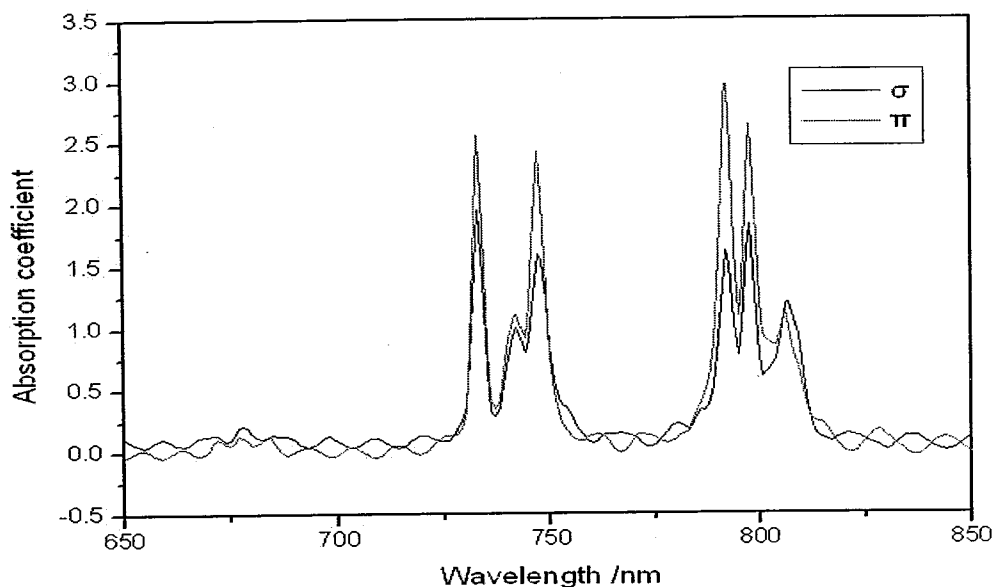


图 2.3 Nd:LuLF 晶体的偏振吸收谱

2.3.2 Nd:LuLF 晶体的发射光谱

用 792 nm 激光二极管直接照射掺杂浓度为 1.0%、a-cut、尺寸为 $3 \times 3 \times 6 \text{ mm}^3$ 的 Nd:LuLF 晶体,可以得到它的发射荧光谱如图 2.4 所示。可以看出,在 $0.9 \mu\text{m}$ 处发射峰的中心波长约为 910 nm,对应 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ 跃迁。 $1.0 \mu\text{m}$ 处的发射波长有两种: π 偏振的 1047 nm 和 σ 偏振的 1053 nm,对应 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 跃迁,其中 1047 nm 处的荧光强度最大。1047 nm 和 1053 nm 处的受激发射截面分别为 $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 、 $1.4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。由于 1047 nm 的受激发射截面比 1053 nm 的大,所以,如果采用 a 轴切割的晶体,如果不加腔内选频器件,则输出激光一定是 1047 nm。若想获得 1053 nm 激光输出,则可以在腔内加入布儒斯特片、将晶体切成布儒斯特角或者倾斜腔镜的方法^{[22]-[25]}。NdLuLF 晶体在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近还有两个发射峰,是 π 偏振的 1321 nm 和 σ 偏振的 1313 nm,对应 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 跃迁。NdLuLF 晶体在 $0.9 \mu\text{m}$ 和 $1.3 \mu\text{m}$ 波长处的辐射强度明显低于 $1.0 \mu\text{m}$ 处的,所以,最

容易实现激光输出的就是 $1.0\ \mu\text{m}$ 。相对于 a-cut 的 Nd:LuLF 晶体发射谱, c-cut 的晶体的发射谱表现为: $1.0\ \mu\text{m}$ 处辐射只有垂直与 c 轴的 σ 偏振的 $1053\ \text{nm}$, $1.3\ \mu\text{m}$ 处辐射是 σ 偏振的 $1313\ \text{nm}$ 。

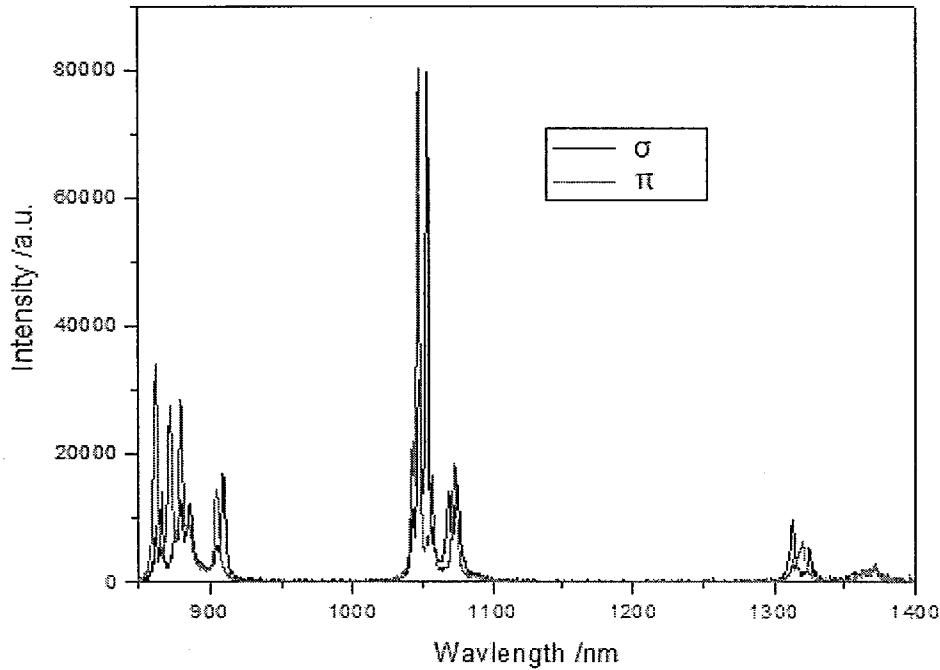
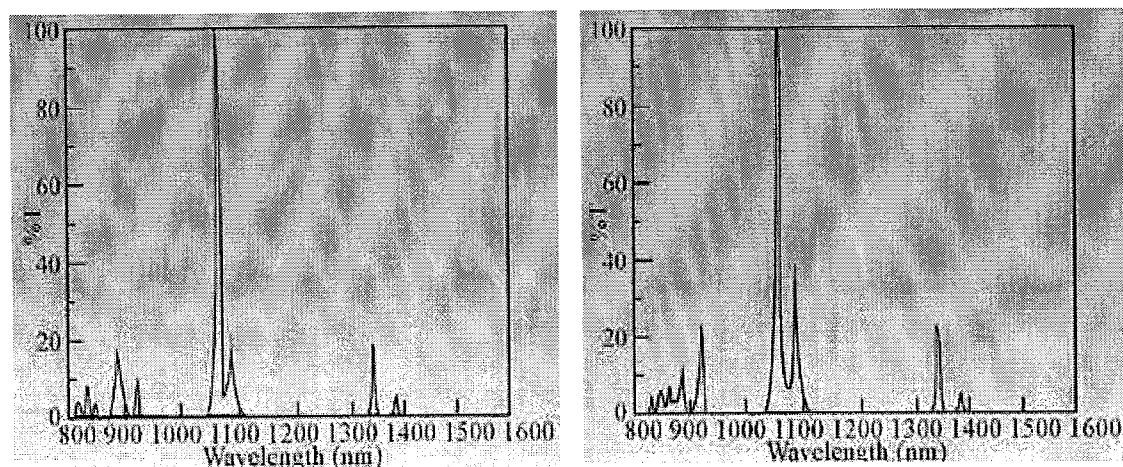


图 2.4 Nd:LuLF 晶体的偏振发射谱

由于我还对基于 Nd:YVO_4 晶体的 $914\ \text{nm}$ 调 Q 脉冲激光器进行了研究, 因此有必要对 Nd:YVO_4 晶体和 Nd:LuLF 晶体的发射谱进行下比较。图 2.5 是 Nd:YVO_4 晶体的偏振发射谱^{[26], [27]}。通过比较可以看出, 由于基质材料的不同, Nd 离子斯塔克分裂的能级也就不同, 从而使得不同晶体的辐射波长有所差异。

Nd:LuLF 晶体的上能级寿命比 Nd:YAG 和 Nd:YVO_4 等掺 Nd 离子激光晶体的都要大, 这是由于 LiLuF_4 基质晶体具有较低的声子截止能, 从而使得掺杂离子具有更长的上能级寿命。所以, 在调 Q 脉冲运转中, 基于 Nd:LuLF 晶体的激光器更容易获得高的脉冲能量。

图 2.5 $Nd:YVO_4$ 晶体发射谱左： π 偏振发射谱右： σ 偏振发射谱

2.3.3 Nd:LuLF 晶体的热效应分析

对于全固态固体激光器而言，热效应是影响激光器性能的重要参数。由于固体激光器的激光介质不能像气体激光器的工作介质那样具有流动性，因此，固体激光器只能通过对激光晶体外表面冷却的方式带走晶体中产生的热量。而热量的传导会在激光介质中产生温度梯度，导致激光晶体内部温度分布不均匀，温度分布的不均匀又导致了晶体内部膨胀的不均匀，从而产生了热应力。当晶体内部的热应力超过材料的断裂极限时，就会导致激光晶体的炸裂，而这也成为目前限制全固态固体激光器输出功率提高的重要原因^{[28], [29]}。

固体激光介质中的热来源主要有以下四个方面：

- 1) 泵浦带与激光上能级之间的能量差，即量子亏损，这部分能量以热的方式扩散到基质晶格中；
- 2) 对于准三能级和四能级，激光下能级和基态能级之间的能量差也以热量的形式扩散到基质晶格中；
- 3) 无辐射跃迁到激光上能级的部分粒子，并没有用来产生激光，而是由于激光猝灭而产生热量；
- 4) 激光晶体对泵浦光的吸收也会在晶体内部积累热量。

对于全固态固体激光器，尤其是高功率激光器，激光增益介质内部的热量通常还会产生热透镜效应。热透镜效应会使激光束发生畸变和退偏效应，从而严重

影响激光的光束质量和效率。通常，热透镜效应的产生机制如下：

- 1) 增益介质横向温度分布不均匀导致激光晶体产生折射率的横向梯度 $\frac{dn}{dT}$ (热光效应);
- 2) 晶体内部的热应力会进一步增加折射率的横向梯度 (光弹效应);
- 3) 晶体端面的热膨胀作用 (对于较短的晶体比较明显)。

通常情况下，上文提到的第一项，即热光效应，会对激光晶体的热透镜效应起主导作用。有热透镜效应的激光晶体在一级近似下可以看做一个理想的薄透镜，透镜焦距可以按照式 2-1 计算^{[30], [31]}：

$$f^{-1} = \frac{dn/dT}{2\kappa A} P_{heat}, \quad (2-1)$$

式(2-1)中， P_{heat} 是耗散功率，A 是泵浦面积， κ 是热导率。

Nd:LuLF 晶体的自然双折射大于它的应力双折射，因此即使在泵浦功率较高时，也能提供偏振度较高的激光输出。所以，在一般输出功率下，可不考虑 Nd:LuLF 晶体晶体的热致应力双折射导致的退偏问题。图 2.6 对几种常见激光晶体 (Nd:YAG, Nd:YVO₄, Nd:LuLF) 与热效应有关的参数作了介绍。

性质 \ 晶体	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:LuLF
上能级寿命	230 us	100 us	480 us
热膨胀系数 (300K)	$7.5 \times 10^{-6} / K$	$\parallel a: 4.43 \times 10^{-6} / K$	$\parallel a: 13.3 \times 10^{-6} / K$
		$\parallel c: 11.37 \times 10^{-6} / K$	$\parallel c: 8.3 \times 10^{-6} / K$
热传导系数 (300K)	$0.14 W / cm \cdot K$	$\perp c: 0.0510 W / cm \cdot K$	$0.063 W / cm \cdot K$
		$\parallel c: 0.0523 W / cm \cdot K$	
热光系数 (300K)	$\frac{dn}{dT} = 7.3 \times 10^{-5} / K$	$\frac{dn_o}{dT} = 8.5 \times 10^{-5} / K$	$\frac{dn_o}{dT} = -2.0 \times 10^{-5} / K$
		$\frac{dn_e}{dT} = 2.9 \times 10^{-5} / K$	$\frac{dn_e}{dT} = -4.3 \times 10^{-5} / K$

图 2.6 几种常见激光晶体与热效应有关的参数

根据图 2.6 可以看出，Nd:LuLF 晶体的平行于 c 轴的热膨胀系数为 $8.3 \times 10^{-6} / K$ ，平行于 a 轴的热膨胀系数为 $13.3 \times 10^{-6} / K$ ，与 Nd:YAG、Nd:YLF、Nd:YVO₄ 等晶体相当。但是，Nd:LuLF 晶体的热导率为 $0.063 W / cm \cdot K$ ，与 Nd:YVO₄

相当, 远小于 Nd:YAG 的 $0.14\text{W}/\text{cm}\cdot\text{K}$, 所以它的散热性并不好。与 Nd:YAG 和 Nd:YVO_4 等晶体不同的是, Nd:LuLF 晶体的折射率温度梯度为负值: 平行于 c 轴方向是 $-4.3\times 10^{-6}\text{K}^{-1}$ 、垂直于 c 轴方向是 $-2.0\times 10^{-6}\text{K}^{-1}$ 。激光晶体吸收泵浦辐射产生的热会使晶体沿着晶轴方向膨胀, 而负折射率温度梯度会抵消由于晶体膨胀导致的光程变化, 因此 Nd:LuLF 晶体的热透镜效应比较小。

采用 ANSYS 软件, 我们对 Nd:LuLF 晶体中的温度分布进行了模拟分析。设定泵浦平均功率为 10W , 脉冲重复频率为 300Hz , 脉宽为 $480\text{ }\mu\text{s}$, 并假定泵浦光横向往成高斯分布, 晶体固定在紫铜热沉中, 并采用水冷方式降温 (水箱设定温度 10°C), 得到如图 2-7 和图 2-8 所示的晶体内部温度分布图。

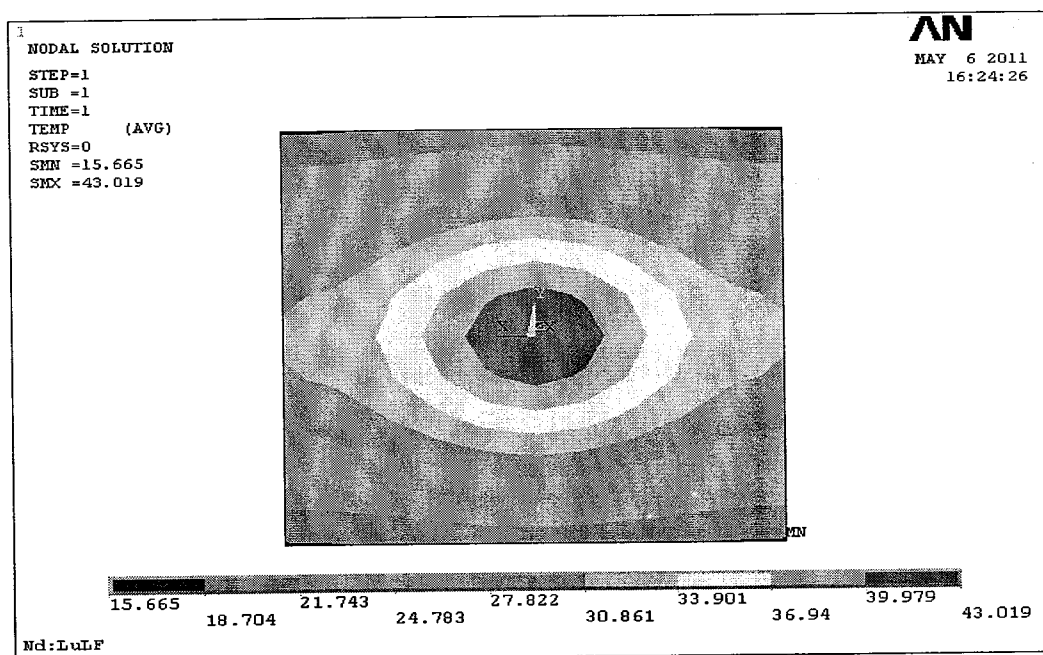


图 2.7 xy 平面 Nd:LuLF 晶体内部温度分布

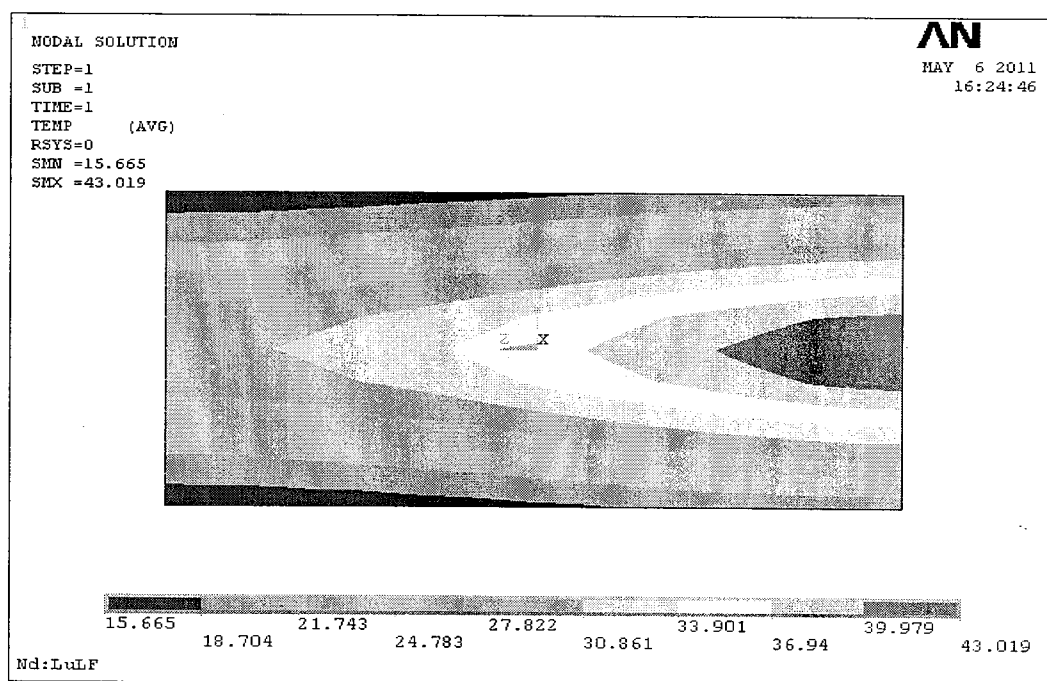


图 2.8 xz 平面 Nd:LuLF 晶体内部温度分布

2.4 小结

本章的主要内容是介绍了 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质和能级结构，以及 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱和发射光谱，并对 Nd:LuLF 晶体的热效应进行了理论模拟和分析。通过与 Nd:YAG, $Nd:YVO_4$ 晶体的对比可以看出，尽管 Nd:LuLF 晶体的散热性能不佳，但是其拥有较高的上能级寿命，从而可以储存更多能量，产生更大能量的脉冲。根据这些理论和计算，我们设计了相关实验的整体结构。

3 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器 实验研究

在基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器实验中,首先为了探究 Nd:LuLF 晶体的激光性能,采用平平腔结构,产生了 1047 nm 激光,之后基于 Nd:LuLF 晶体分别采用平平腔和平凹腔产生了 910 nm 激光,并对两种腔型的输出结果做了比较。

3.1 基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器

基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器的实验结构如图 3.1 所示。泵浦光采用 nLIGHT 公司生产的 NL-PPS50 型带尾纤输出的激光二极管,其输出功率曲线如图 3.2 所示。此款激光二极管可以进行温度调谐,每升高 1 摄氏度,中心波长增加 0.3 nm。当激光二极管工作在 25° C 时,它的中心波长为 792 nm,光谱线宽为 2 nm。尾纤芯径为 400 μm ,数值孔径为 0.22。耦合系统的工作距离约为 25 mm,成像比例为 1:1,在 792 nm 处的耦合效率约为 98%。实验采用平平腔结构,后腔镜镀膜 HT@792 nm&HR@1047 nm,输出镜采用 T=5%和 T=10%@1047 nm 两种类型,腔长约为 25 mm。实验中采用掺杂浓度为 1%,尺寸为 $3\times3\times4\text{ mm}^3$, a-cut 的 Nd:LuLF 晶体。晶体用铟箔包裹,放在通水的紫铜热沉内,保持良好的热接触,水箱温度设定在 18°C。

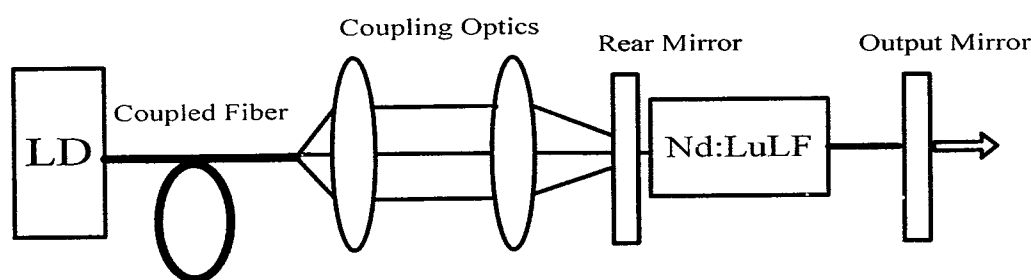


图 3.1 基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器示意图

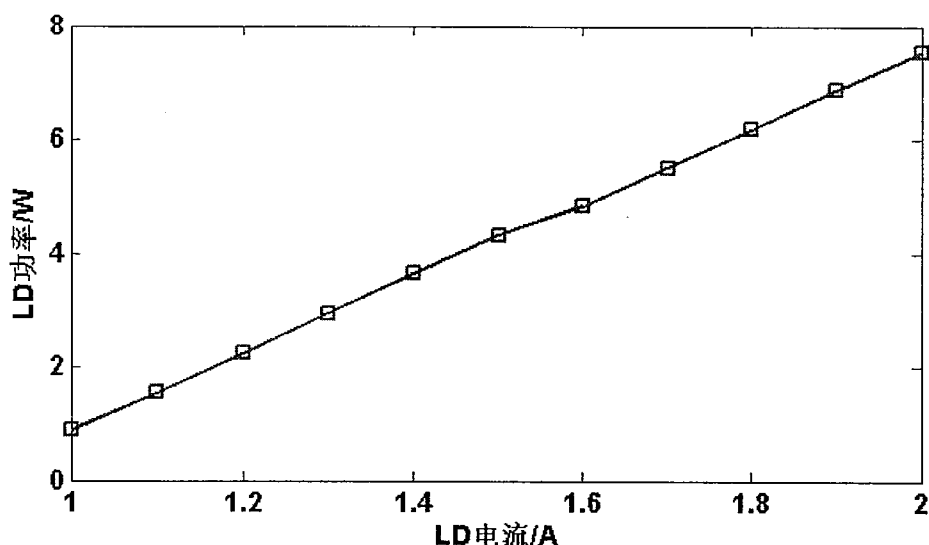


图 3.2 nLIGHT 公司生产的 NL-PPS50 型激光二极管功率曲线

采用不同透过率的输出镜, 得到如图 3.3 所示的激光输出。可以看出, 当透过率是 10% 时, 腔内损耗增加, 能量降低, 因此激光阈值升高, 输出功率降低。当透过率为 5% 时, 可以得到斜率效率为 20.1%, 最高为 1.3 W 的功率输出。采用 Spiricon M²-200 Beam Propagation Analyzer 测量此时的 M 平方因子分别为 1.35 (x 方向)、1.12 (y 方向), 如图 3.4 所示。采用 AQ6370B 型号光谱分析仪 (Optical Spectrum Analyzer of Yokogawa Electric Corporation) 测量此时的光谱形状如图 3.5 所示。

当连续泵浦光功率达到 12 W 左右时, 激光输出功率突然降低至零, 观察激光晶体, 发现晶体上有不规则裂纹。这是由于采用连续运转的激光二极管泵浦, 晶体中积累了太多了热量, 晶体内部产生的热应力超过了晶体的断裂极限, 从而导致了晶体的炸裂。

尽管实验中得到了 20.1% 的斜率效率 (到目前为止, 国内外最高), 但是仍有提高的潜力。因为实验中采用了平平腔结构, 而平平腔结构带来的模式不匹配以及较大的损耗可以通过采用平凹腔来改进, 从而可以进一步提高斜率效率。而这一点可以从以后产生 910 nm 激光的实验来证实。

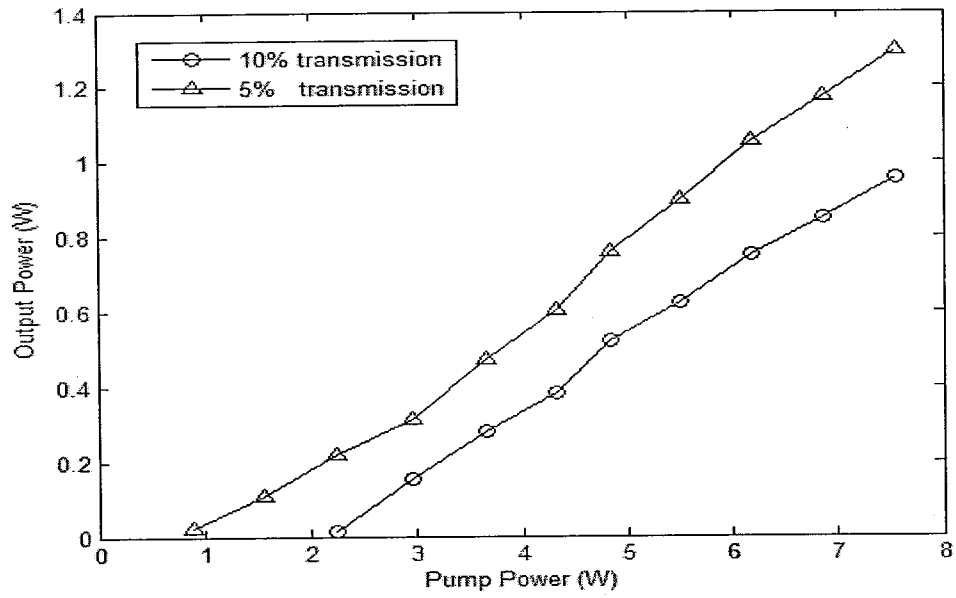


图 3.3 1047 nm 激光输出功率曲线

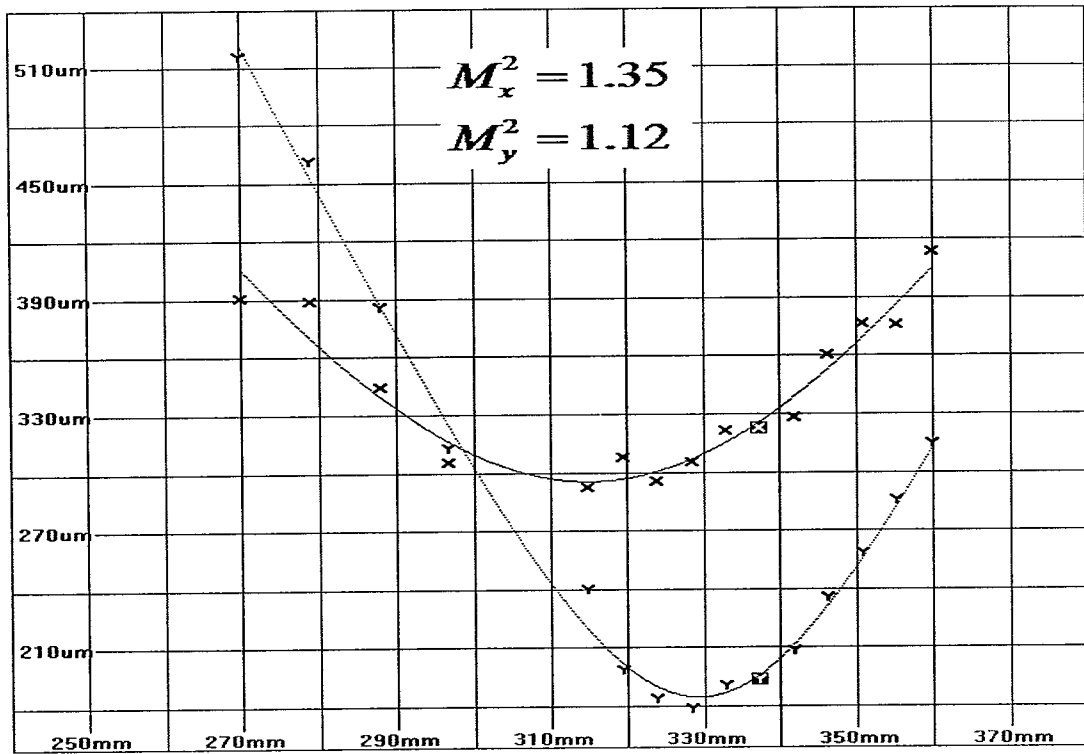


图 3.4 M^2 因子示意图

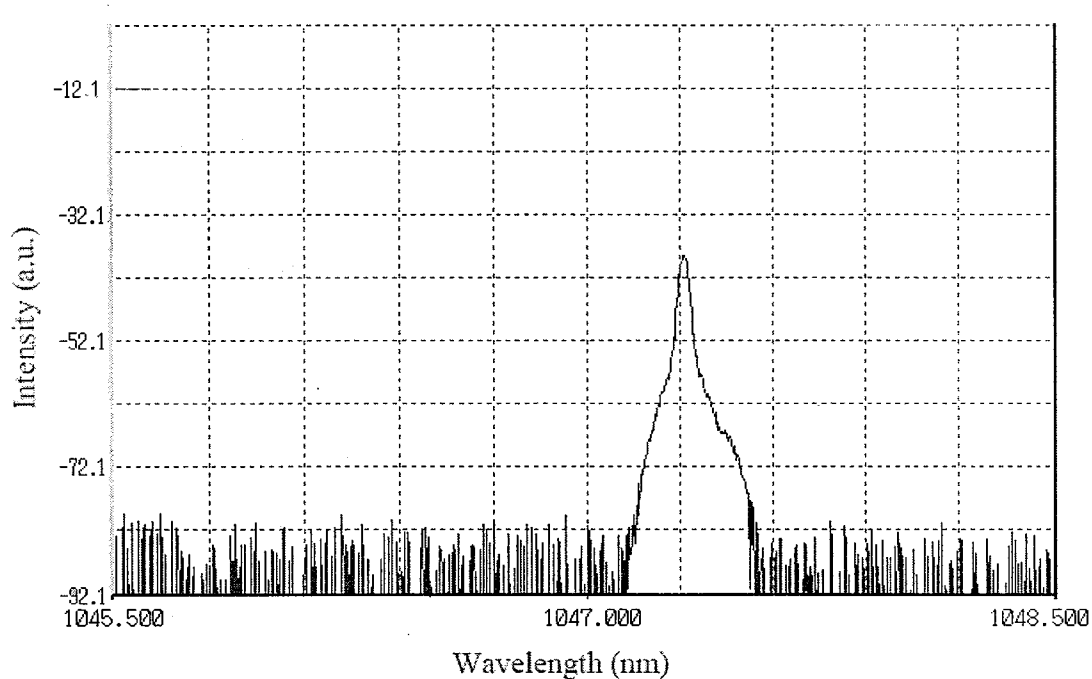


图 3.5 1047 nm 激光光谱图

3.2 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 910 nm 激光器

从上面 1047 nm 激光的出光实验来看, Nd:LuLF 晶体的各项性能都基本符合要求, 从而就为下一步产生 910 nm 激光打下了坚实基础。通过 Nd:LuLF 晶体的发射谱可以看出, 晶体在 1047 nm 处的发射截面明显高于 910 nm 的激光发射截面, 因此我们采取对谐振腔的输出镜镀 1047 nm 和 1053 nm 增透膜的措施来抑制 1047 nm 激光的产生。但是, 产生 910 nm 激光时, Nd:LuLF 晶体是工作在准三能级状态, 而准三能级对温度比较敏感, 晶体温度升高会导致激光阈值升高, 不利于准三能级运转。因此处理好 Nd:LuLF 晶体的热效应问题, 是产生 910 nm 激光的关键。为此, 我们在现有条件的基础上, 着重进行了以下设计安排:

- 1) 将给晶体降温的水箱温度设置为 10° C, 以便达到更好的降温效果;
- 2) 将连续泵浦的激光二极管换为脉冲泵浦的激光二极管, 以减少 Nd:LuLF 晶体中的热量。

3.2.1 采用平平腔结构

本实验的结构与之前产生 1047 nm 激光的结构基本一样。只是泵浦源换用脉冲泵浦的激光二极管 (nLIGHT 公司生产的 Pearl Model S0016-P6-080-0792-3-A-R01), 其重复频率可以从 70Hz 调到 700Hz, 脉冲宽度可以从 100 μs 调到 800 μs 。实验中采用掺杂浓度为 1%, 尺寸为 $3\times 3\times 4\text{ mm}^3$, a-cut 的 Nd:LuLF 晶体, 采用平平腔结构, 腔长约为 20 mm, 输出镜透过率为 5% @ 910 nm。在脉冲泵浦的激光二极管的不同重复频率和脉冲宽度下测量激光输出情况, 如图 3.6、3.7、3.8 所示 (横坐标和纵坐标都代表平均功率)。比较图 3.6 和图 3.7 可以看出, 泵浦脉冲时间远高于激活离子的上能级寿命时, 多余的泵浦能量会在晶体内积累产生热量, 不利于准三能级产生 910 nm 激光, 从而导致激光的阈值升高, 且斜率效率降低。比较图 3.6 和图 3.8 可以看出, 泵浦脉冲的重复频率达到 700Hz 时 (远大于 90Hz), 激光阈值变得更高, 甚至到达 4W, 斜率效率也会有所降低。为了探究最佳的泵浦重复频率和脉冲宽度, 之后反复改变其参数, 进行测量, 发现泵浦的重复频率调至 300Hz, 脉冲宽度跟激活离子的上能级寿命相匹配时 (约为 480 μs), 激光输出功率达到最大, 斜率效率最高。

为了获得调 Q 脉冲激光, 在泵浦重复频率为 300Hz, 脉冲宽度为 480 μs 的设置下, 将谐振腔拉长至 83 mm, 获得如图 3.9 所示的激光输出。可以看出, 谐振腔拉长后, 由于腔内损耗增加, 激光阈值也随之升高, 斜率效率也随之降低。

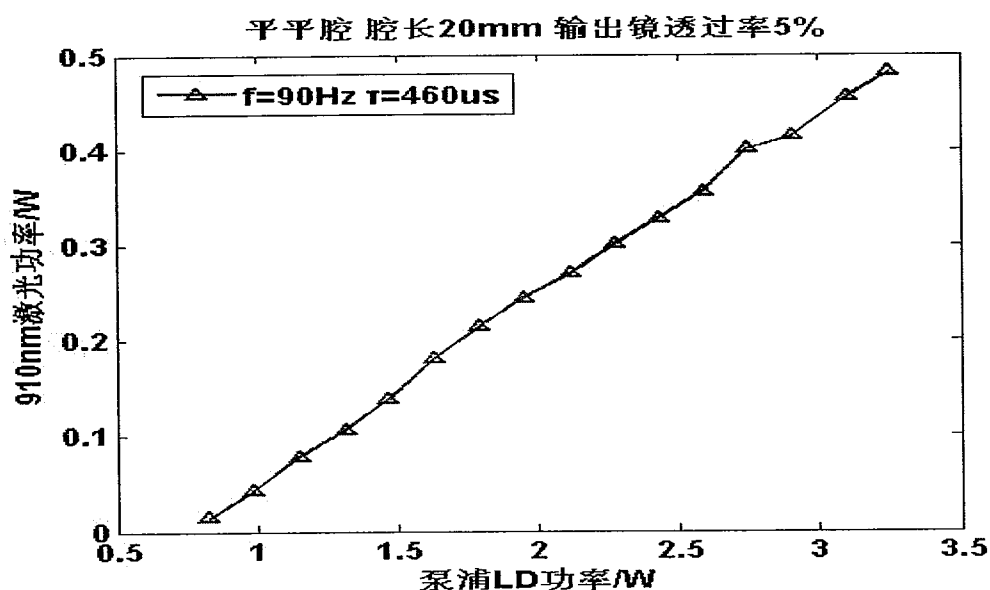


图 3.6 LD 重复频率为 90Hz, 脉冲宽度为 460 μs

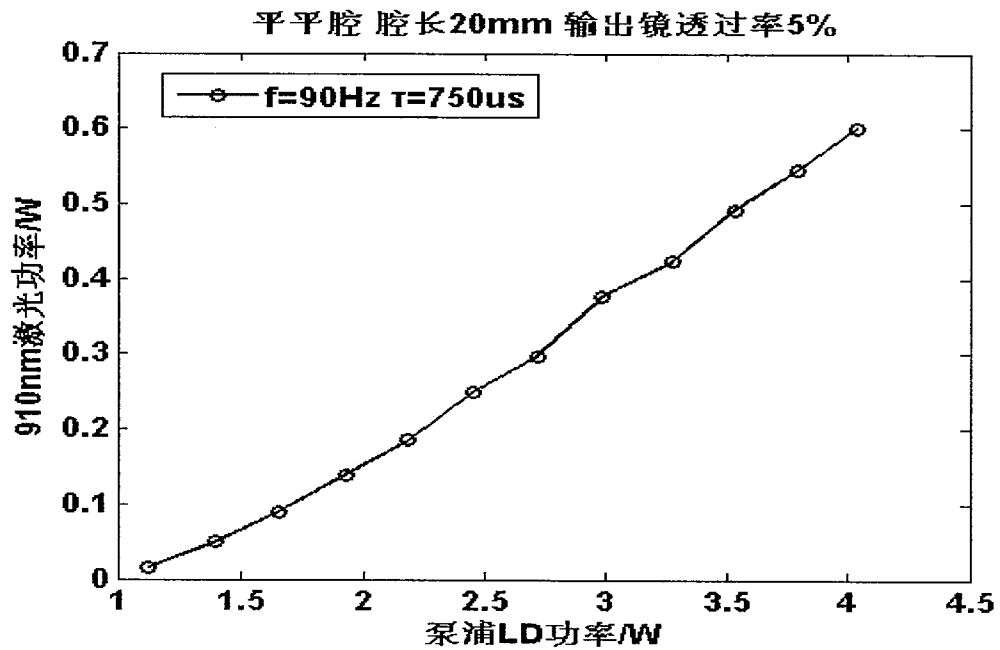


图 3.7 LD 重复频率为 90Hz，脉冲宽度为 750 μs

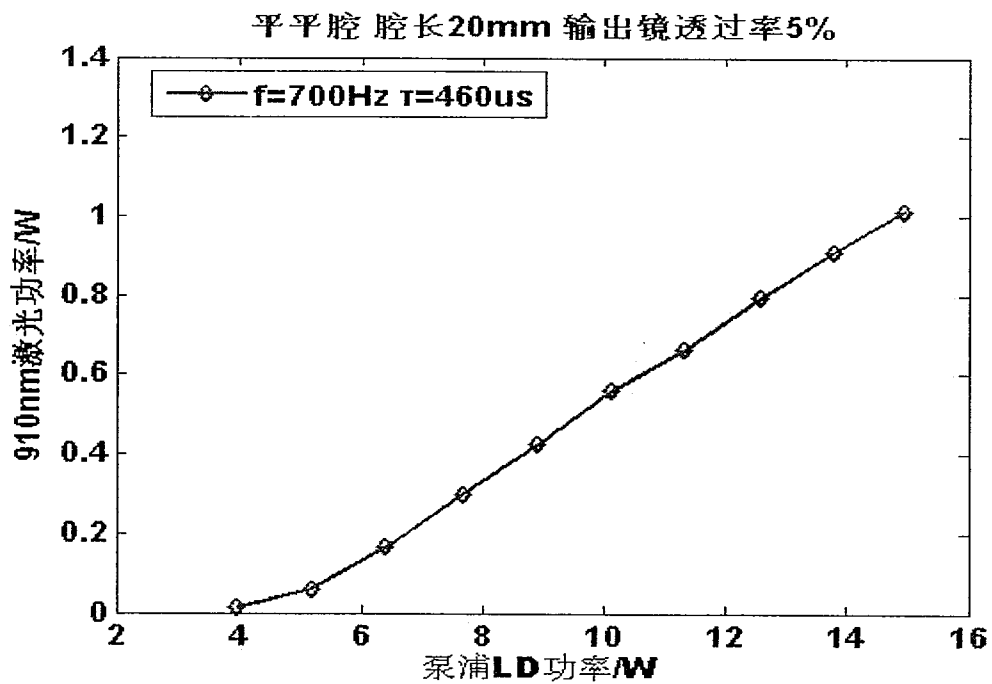


图 3.8 LD 重复频率为 700Hz 脉冲宽度为 460 μs

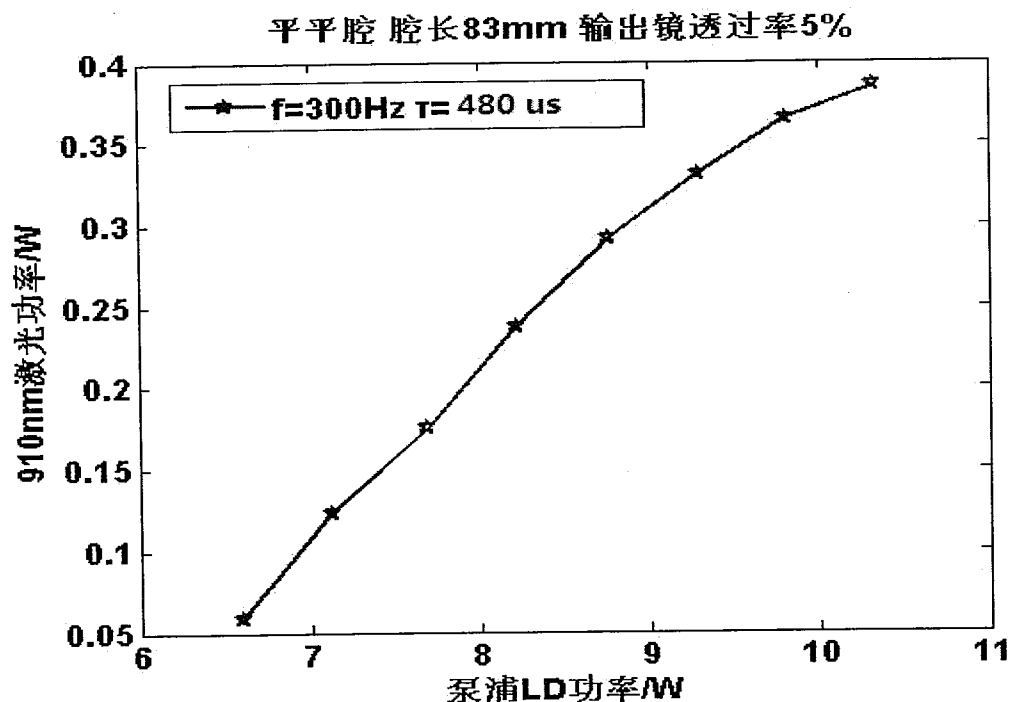


图 3.9 平平腔腔长为 83 mm 时的激光输出功率示意图

3.2.2 采用平凹腔结构

由于平平腔本身结构的不稳定性,激光输出功率波动较大,为了解决这一问题,将输出镜换为凹镜,于是腔型变为平凹腔。选择曲率半径为 100 mm, 910 nm 处的透过率为 5%的输出镜,腔长还是 83 mm,得到如图 3.10 所示的激光功率输出。通过实验可以看出,换用平凹腔之后,激光输出波动变小,与此同时,相对于平平腔,激光阈值也几乎降低了一倍,光光效率提高了将近 2 倍。

换用 6 mm 长的 Nd:LuLF 晶体,泵浦脉冲的重复频率设置为 300Hz,脉冲宽度设置为 480 μ s,平凹腔,腔长为 100 mm,得到如图 3.11 所示的 910 nm 激光输出曲线。可以看出,晶体变长后,激光阈值降低,但是斜率效率也略有降低。

采用 AQ6370B Optical Spectrum Analyzer of Yokogawa Electric Corporation 测量 910 nm 激光光谱如图 3.12 所示。可以看出,输出激光的中心波长为 909.65 nm,线宽(半高全宽)约为 0.48 nm。

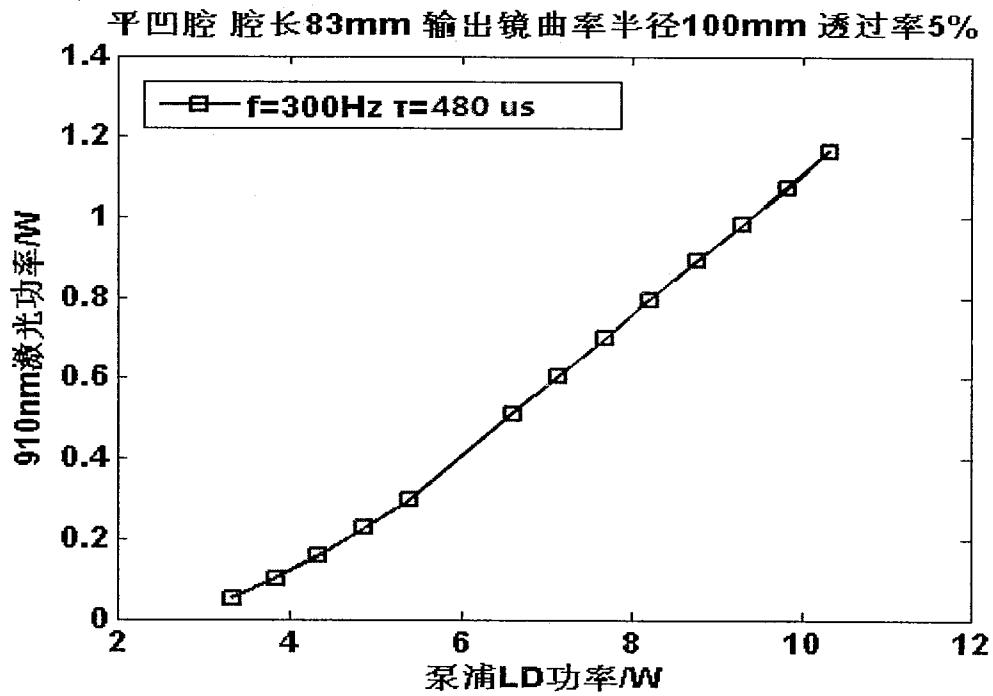


图 3.10 平凹腔腔长为 83 mm 时的激光输出功率示意图

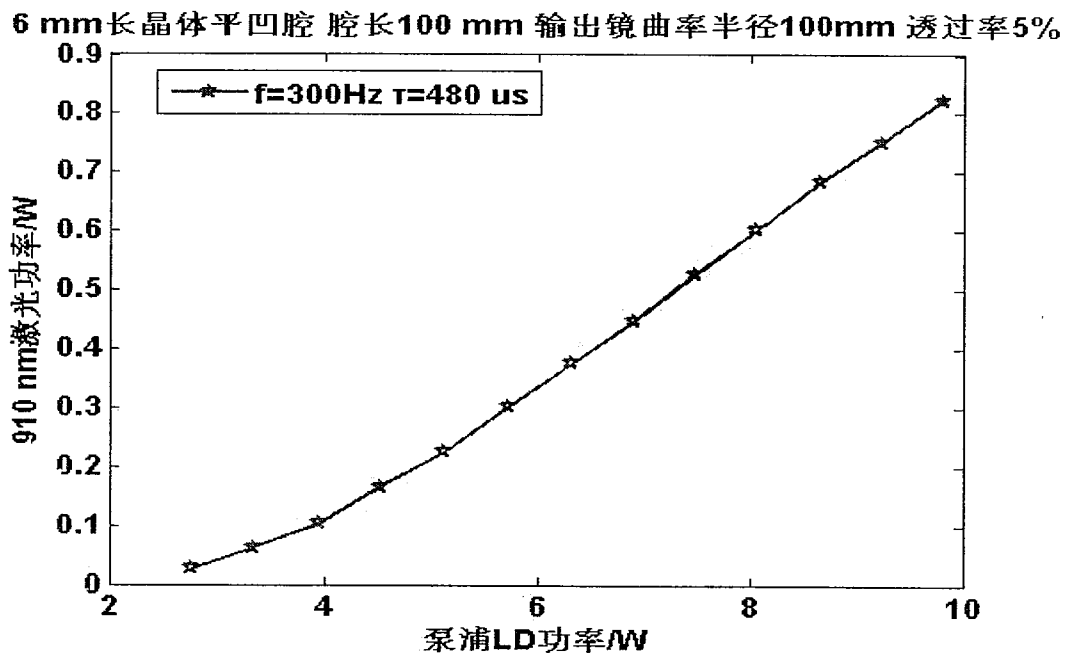


图 3.11 6 mm 长晶体 平凹腔腔长为 100 mm 是激光输出功率示意图

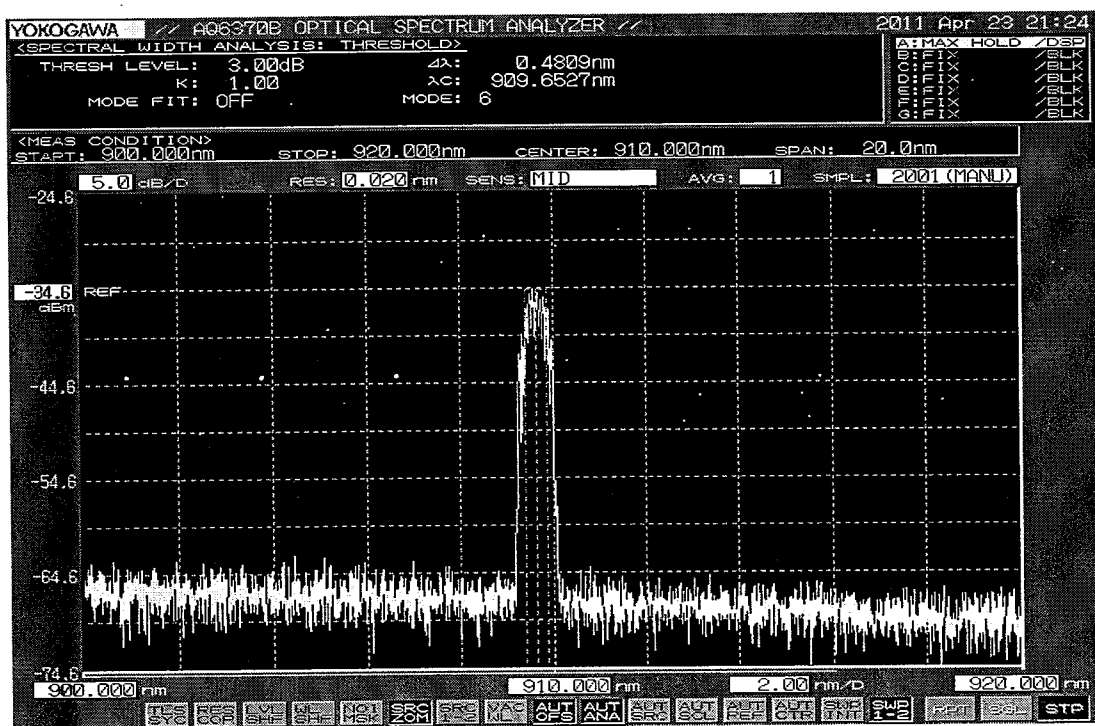


图 3.12 910 nm 激光光谱图

3.3 小结

本章对于 Nd:LuLF 晶体的出光性能进行了细致的研究,得到了 1047 nm 激光和 910 nm 激光。基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器采用了连续运转的 792 nm 激光二极管作为泵浦源,平平腔结构,以及掺杂浓度为 1% 的 Nd:LuLF 晶体,并比较了在不同透过率的输出镜下激光的输出情况,得到了斜率效率 20.1%,最高为 1.3W 的功率输出。基于 Nd:LuLF 晶体的 910 nm 全固态激光器采用了脉冲输出的 792 nm 激光二极管作为泵浦源,并比较了在不同重复频率和脉冲宽度以及不同的谐振腔类型(平平腔和平凹腔)下激光的输出情况,为下一步通过非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光奠定了基础。

4 基于 $Nd:YVO_4$ 晶体的 914 nm 全固态调 Q 脉冲激光器

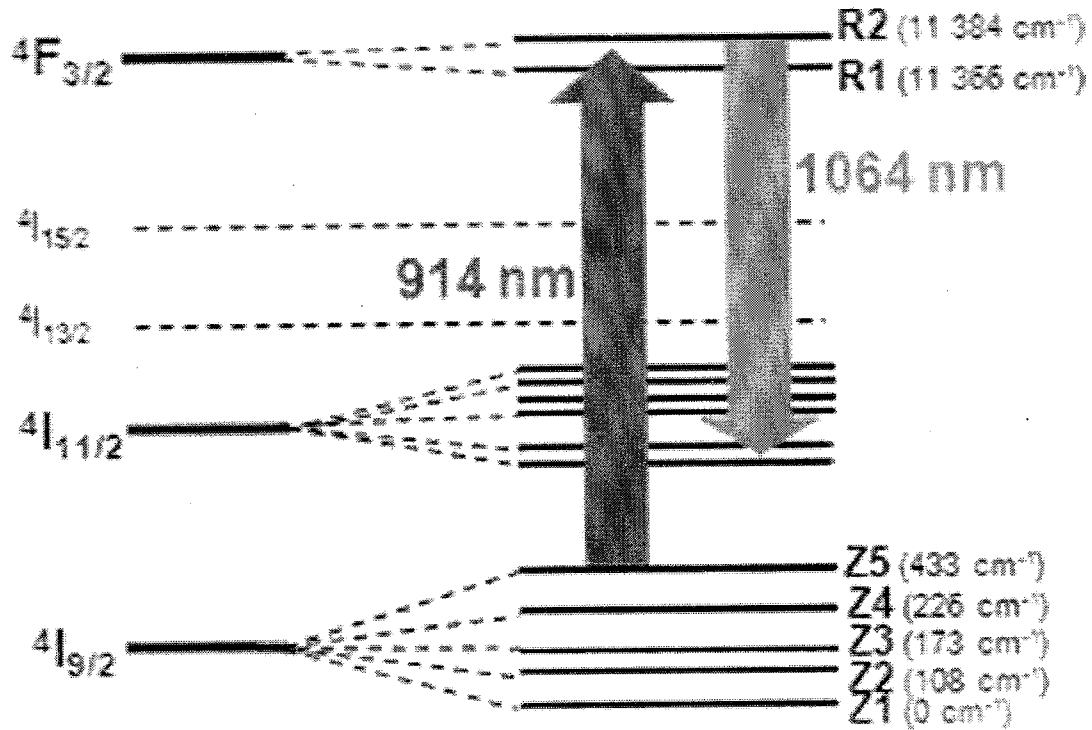
4.1 $Nd:YVO_4$ 晶体的物化性质和能级结构

掺钕钒酸钇 ($Nd:YVO_4$) 晶体是一种性能优良的激光晶体, 适用于制造中低功率的全固态固体激光器。与 Nd:YAG 相比, $Nd:YVO_4$ 对泵浦光有较高的吸收系数和更大的受激发射截面, 在 808 nm 处的泵浦带宽是 Nd:YAG 的 5 倍, 在 1064 nm 处的受激发射截面是 Nd:YAG 的 3 倍。当 $Nd:YVO_4$ 晶体工作在准三能级状态时, 可以产生 914 nm 激光。914 nm 激光可以用来作为 457 nm 蓝光的基频光, 而 457 nm 蓝光在彩色激光显示行业有着巨大的应用潜力。 $Nd:YVO_4$ 晶体的物化性质如图 4.1 所示:

晶体结构	四方晶系, 空间群D4h-I4
密度	4.22g/cm ³
莫氏硬度	4-5(近似玻璃)
热膨胀系数(300K)	$\alpha_x=4.43 \times 10^{-6}/K$, $\alpha_c=11.37 \times 10^{-6}/K$,
热传导系数(300K)	//C:0.0523W/cm/K, $\perp$ C:0.0510W/cm/K
热光系数(300K)	$dn_o/dT=8.5 \times 10^{-6}/K$, $dn_e/dT=2.9 \times 10^{-6}/K$
吸收系数	31.4cm ⁻¹ @808nm
Sellmeier方程式	$n_o^2=3.77834+0.069736/(\lambda^2-0.04724)-0.010813\lambda^2$ $n_e^2=4.59905+0.110534/(\lambda^2-0.04813)-0.012676\lambda^2$

图 4.1 $Nd:YVO_4$ 晶体的物化性质

$Nd:YVO_4$ 晶体的能级结构跟 Nd:LuLF 类似, 由于斯塔克能级分裂, 晶体可以实现 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ 能级跃迁, 产生 914 nm 激光, 其能级结构如图 4.2 所示^{[32]-[36]}。

图 4.2 Nd:YVO_4 晶体能级结构图

4.2 调 Q 技术

用示波器观察之前产生的 910 nm 激光脉冲，发现其波形并非一个光滑的光脉冲，而是由许多振幅、脉宽和间隔做随机变化的尖峰脉冲组成的，如图 4.3 所示。可以看出，每个尖峰脉冲的宽度约为 1~2 μs ，脉冲间隔约为几个微秒，脉冲序列的持续时间略小于激光二极管的泵浦脉冲时间。这种弛豫振荡的产生主要是由于以下原因：当激光晶体被泵浦，上能级反转粒子数超过阈值条件时，就产生激光振荡，于是谐振腔内光子数密度增加，并发射出激光。伴随着激光的发射，上能级粒子数被大量消耗，从而导致上能级反转粒子数降低，当低于阈值时，激光振荡就停止。而由于泵浦光的继续抽运，上能级反转粒子数重新积累，当超过阈值时，又产生一个脉冲，如此过程不断重复，直到泵浦停止才结束。显而易见，每个尖峰脉冲都是在激光阈值附近产生的，因此激光脉冲的峰值功率比较低。而增大输入功率，只能使尖峰脉冲的数目增多，不能有效地提高激光脉冲的峰值功率。

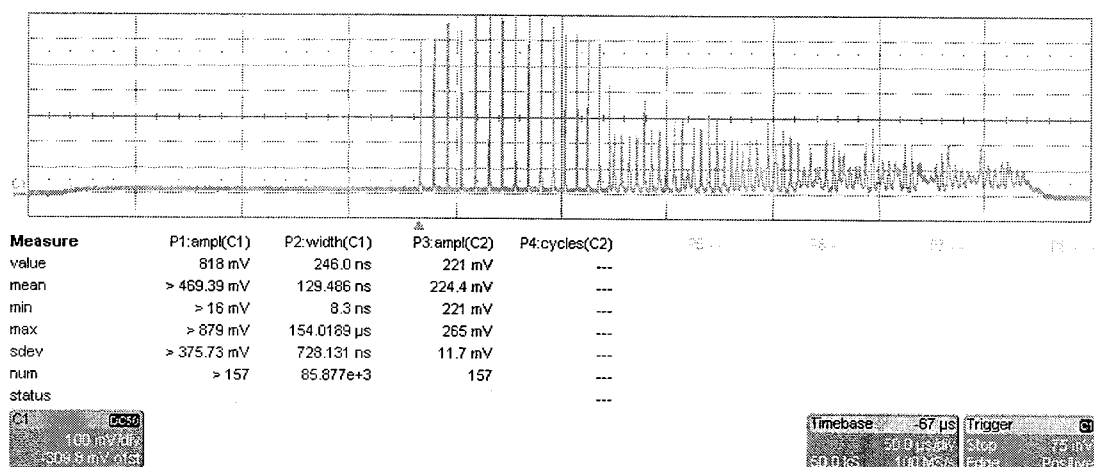


图 4.3 910 nm 激光波形图

由于脉冲激光器的输出是由若干无规则的尖峰脉冲构成，每一个尖峰脉冲都在阈值附近产生，而且脉冲宽度又非常短，因此激光器输出的能量分散在一连串的脉冲中，从而不可能达到较高的峰值功率。这是因为通常的激光器谐振腔的损耗是不变的，一旦反转粒子数达到激光阈值，激光器便开始产生振荡，于是上能级粒子数因受激辐射而减少，致使上能级不能积累很大的反转粒子数。为了得到高的峰值功率，可以设法通过改变激光器的阈值来实现。即在激光器开始泵浦的初期，设法将激光器的阈值调得很高，抑制激光振荡的产生，当上能级的反转粒子数积累到最大时，再突然降低激光阈值，于是在极短的时间内大量的上能级离子跃迁到下能级，形成极高的巨脉冲。以上便是调 Q 技术的基本思路^[37]。

目前常用的调 Q 方法主要有被动式可饱和吸收调 Q、声光调 Q、电光调 Q 三种，下面分别简要介绍下三种调 Q 技术。

4.2.1 被动式可饱和吸收调 Q

可饱和吸收染料在较强激光作用下，其吸收系数随光强的增加而减小直至饱和，对光呈现透明的特性，其吸收系数的表达式如下：

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (4-1)$$

式 (4-1) 中， α_0 为光强较小时的吸收系数， I_s 为饱和吸收光强，其大小与

染料种类和浓度有关, I 为入射光强。可以看出, 当 $I \gg I_s$ 时, 吸收系数趋于零, 染料对通过的光透明。将可饱和吸收染料至于谐振腔内, 在泵浦开始阶段, 腔内的荧光很弱, 染料吸收系数较大, 对光的吸收较多, 谐振腔处于高损耗(低 Q 值) 状态, 因而不能形成激光振荡。随着泵浦的增强, 腔内荧光也逐渐边强, 当光强能与 I_s 相比拟时, 染料的吸收系数变小, 到一定数值时, 染料吸收达到饱和, 这时腔内 Q 值猛增, 从而产生调 Q 激光脉冲。用作 Q 开关的可饱和吸收染料必须对激光波长有吸收峰, 且还应有较大的吸收截面。

4.2.2 声光调 Q

声光 Q 开关通常由声光介质、电-声换能器、吸声材料和驱动电源组成。声光介质主要采用熔融石英、玻璃等。电-声换能器常采用石英、铌酸锂等晶体制成。吸声材料常采用铅橡胶或玻璃棉等。将声光 Q 开关器件插入谐振腔内, 当声光电源产生的高频振荡信号加在电-声换能器上时, 所产生的超声波振动使声光介质的折射率发生变化, 形成等效的“相位光栅”。当光束通过声光介质时, 便产生布拉格衍射。衍射光相对于 0 级光有 2θ 角的偏离(例如当超声频率在 20~50MHz 范围时, 石英对 $1.06\ \mu\text{m}$ 的光波的衍射角为 $0.3^\circ \sim 0.5^\circ$), 这一角度可以使光偏离出谐振腔外, 从而造成谐振腔处于高损耗(低 Q 值) 状态。当高频信号突然消失, 声光介质中的超声波也将随之消失, 于是谐振腔又变为低损耗(高 Q 值) 状态。 Q 值交替变化一次, 激光器就输出一个调 Q 巨脉冲。为了使工作物质所存储的能量在很短的时间内发射单一脉冲, Q 开关必须在激光脉冲建立的时间内就完成 Q 值的转变。对于声光 Q 开关而言, 开关断开的过程主要由声波通过光束的渡越时间决定, 这一时间对于某些高增益的脉冲激光器来说有些长。因此, 声光 Q 开关一般用于增益较低的连续激光器。由于声光 Q 开关所需要的驱动调制电压一般比较低, 所以比较容易实现对连续激光器调 Q 以获得较高重复频率的脉冲输出。

4.2.3 电光调 Q

电光调 Q 是利用泡克尔斯效应实现对电光晶体的调制, 从而实现对激光谐振腔 Q 值的控制。电光调制通常分为纵向电光调制和横向电光调制。

对于 KDP 晶体的纵向电光调制(通光方向与电场方向一致) 而言, 其半波电

$$\text{压为: } V_{\pi} = \frac{\lambda}{2n_o^3\gamma_{63}}。 \quad (4-2)$$

纵向电光调制器具有结构简单、工作稳定、不存在自然双折射的影响等优点。但是使用时半波电压一般较大。

对于 KDP 晶体横向电光调制（通光方向与电场方向垂直）而言，其半波电

$$\text{压为: } (V_{\lambda/2})_{\text{横}} = \left(\frac{\lambda}{2n_o^3\gamma_{63}}\right) \frac{d}{L} = (V_{\lambda/2})_{\text{纵}} \frac{d}{L}。 \quad (4-3)$$

可见，横向半波电压是纵向半波电压的 d/L 倍。通过减小 d 增加 L 的方法可以有效地减低半波电压^[37]。

通常而言，被动式可饱和吸收调 Q 方法操作较为复杂，且不利于工程化处理；声光调 Q 一般需要对声光晶体进行冷却，不利于发挥全固态固体激光器结构紧凑的优点；电光调 Q 技术成熟，且利于工程集成处理，因此我们选择电光调 Q 产生 914 nm 脉冲激光。

通常，对电光晶体的要求是： $\lambda/4$ 电压低、消光比高、激光波长处吸收系数小、能承受较高的功率密度。目前，几种常用的电光晶体如图 4.4 所示：

材料名称	点群对称性	电光系数 $\gamma_{ij}(10^{-12}\text{m/V})$	折射率 n_o, n_e	相对介电常数 ϵ/ϵ_0
KDP(0.633 μm)	$\bar{4}2m$	$\gamma_{41}=8.6 \quad \gamma_{63}=10.6$	1.47 1.51	$\epsilon_{\parallel c}=20$ $\epsilon_{\perp c}=45$
KD*P(0.633 μm)	$\bar{4}2m$	$\gamma_{42}=23.6$	1.47 1.51	$\epsilon_{\parallel c} \sim 50(24^{\circ}\text{C})$
ADP(0.633 μm)	$\bar{4}2m$	$\gamma_{41}=28 \quad \gamma_{63}=8.5$	1.48 1.52	$\epsilon_{\parallel c}=12$
石英(0.633 μm)	$32m$	$\gamma_{13}=0.2 \quad \gamma_{33}=0.47$	1.55 1.54	$\epsilon_{\parallel c} \sim 4.3$ $\epsilon_{\perp c} \sim 4.3$
CuCl	$\bar{4}3m$	$\gamma_{41}=6.1$	1.97	7.5
ZnS	$\bar{4}3m$	$\gamma_{41}=2.6$	2.37	~ 10
GaAs(10.6 μm)	$\bar{4}3m$	$\gamma_{41}=1.6$	3.34	11.5
CdTe(10.6 μm)	$\bar{4}3m$	$\gamma_{41}=6.8$	2.6	7.3
LiNbO ₃ (0.633 μm)	$3m$	$\gamma_{31}=30.8 \quad \gamma_{33}=28$ $\gamma_{13}=8.6 \quad \gamma_{22}=3.4$	2.18 2.26	$\epsilon_{\parallel c}=50$
LiTaO ₃ (30 $^{\circ}\text{C}$)	$3m$	$\gamma_{32}=36.3 \quad \gamma_{12}=5.7$	2.18 2.175	$\epsilon_{\parallel c}=43$
BiTiO ₃ (30 $^{\circ}\text{C}$)	$4mm$	$\gamma_{33}=23 \quad \gamma_{12}=8.0$ $\gamma_{31}=820$	2.365 2.437	$\epsilon_{\perp c}=4300$ $\epsilon_{\parallel c}=106$

图 4.4 常用电光晶体材料及其物理性能

KDP 和 KD^*P 的半波电压较高; RTP 晶体尽管没有压电效应, 但是 RTP 加工、组装时比较麻烦, 而且对晶体一致性要求较高; LN 晶体的半波电压较低, 不潮解, 且生长工艺较成熟, 而且原料成本相对较低, 因此我们在电光调 Q 时采用 LN 作为电光晶体。

4.3 基于 $Nd:YVO_4$ 晶体调 Q 实验研究

2005 年, 国外的 A. Schlatter 等人实现了重复频率 233.8 MHz, 脉冲宽度 3 ps 的 914 nm 锁模脉冲输出^[38]; 2006 年, P. Blandin 等人利用半导体可饱和吸收镜获得了重复频率 94 MHz, 脉冲宽度 8.8 ps, 平均输出功率 87 mW 的 914 nm 锁模脉冲激光输出^[39]; 2009 年, 国内哈尔滨工业大学的 F. Chen 等人获得了最高 8.9 W 的 914 nm 激光输出, 斜率效率为 25.7%^[40]; 2010 年, 哈尔滨工业大学的于欣等人获得了最高 15.5W 的 914 nm 激光输出^[41]。

基于 $Nd:YVO_4$ 晶体的 914 nm 全固态调 Q 脉冲激光器实验结构如图 4.5 所示, 实物图如图 4.6 所示。泵浦源采用 808 nm 的激光二极管, 激光二极管采用水冷的方式降温, 水箱温度设定为 16° C。激光二极管的光通过光纤输出, 光纤纤径为 400 μm , 数值孔径为 0.22。耦合系统的工作距离约为 25 mm, 成像比例为 1:1, 在 808 nm 处的耦合效率约为 97%。谐振腔采用平凹腔结构, 后腔镜镀膜 HT@808 nm&HT@1064 nm&HR@914 nm, 后腔镜采用曲率半径为 150 mm、914 nm 透过率为 6%的平凹镜。实验中首先采用掺杂浓度为 0.25%, 尺寸为 $3\times3\times6\text{mm}^3$, a-cut 的

$Nd:YVO_4$ 晶体, 晶体用铝箔包裹, 放在通水的紫铜热沉内, 保持良好的热接触, 水箱温度设定在 10° C。由于晶体掺杂浓度过高, 导致晶体对泵浦光的吸收太多以至于带来了较为严重的热效应, 从而不利于准三能级的运转, 导致激光阈值升高, 不能产生 914 nm 激光输出。于是换用低浓度 0.1%, 尺寸还是 $3\times3\times6\text{mm}^3$,

a-cut 的 $Nd:YVO_4$ 晶体, 通过调节, 得到 914 nm 激光输出 (采用 Ocean Optics USB2000 型光谱仪测量), 其光谱如图 4.7 所示。

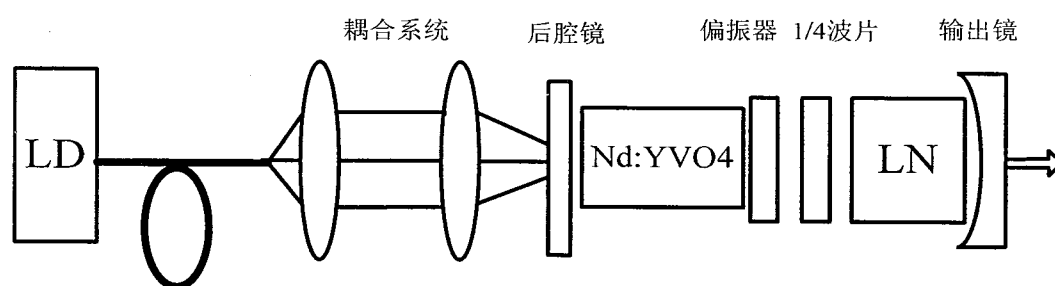


图 4.5 基于 $Nd:YVO_4$ 晶体调 Q 脉冲激光器实验结构图

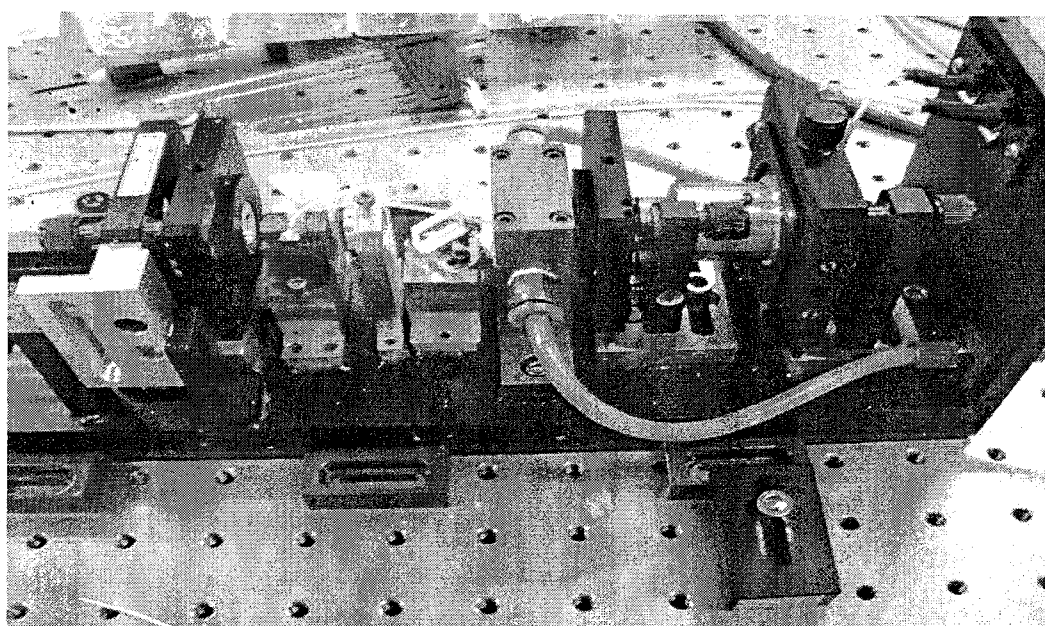


图 4.6 基于 $Nd:YVO_4$ 晶体调 Q 脉冲激光器实验实物图

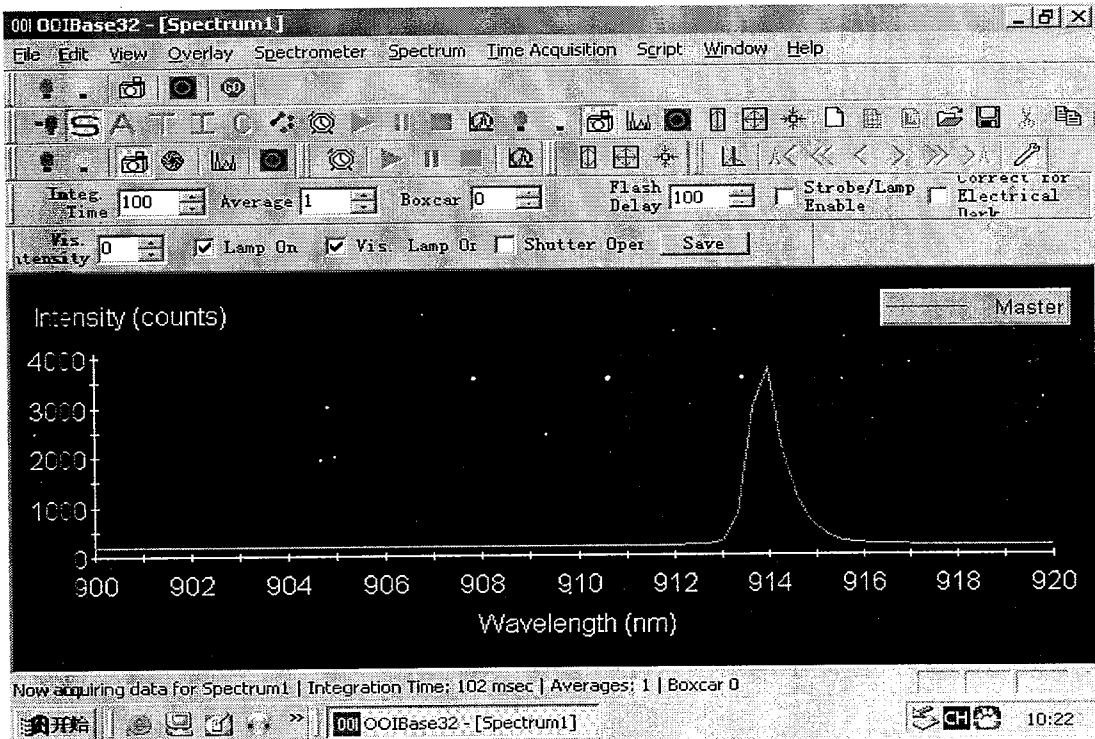


图 4.7 914 nm 激光光谱图

当谐振腔内没有插入调 Q 器件时, 得到如图 4.8 所示的 914 nm 激光输出。把晶体水温调至 16°C , 得到如图 4.9 所示的激光输出。通过图 4-8 和图 4-9 比较可知, 晶体水温上升时, 激光阈值上升, 同时激光输出功率降低, 这是由于当 Nd:YVO_4 晶体产生 914 nm 激光时, 是工作在准三能级状态, 温度越高, 激光下能级粒子数越多, 越不易实现粒子数的反转。实验中, 反复改变谐振腔的腔长, 发现腔长在 90 mm 时, 激光阈值最低, 输出功率也最高。因此, 下一步的调 Q 实验就是在谐振腔腔长为 90 mm 的情况下进行的。把起偏片加入谐振腔中, 测量 914 nm 激光输出, 如图 4.10 所示。通过计算可以得出, 插入谐振器后的损耗约为 17%。谐振腔内加入 $\lambda/4$ 后, 激光输出功率基本不变。实验中采用两面镀金, 尺寸为 $4\times 4\times 17\text{mm}^3$ 的 LN 作为电光调 Q 晶体, 偏振片采用布儒斯特角放置的石英波片 (表面在 914 nm 处镀偏振膜)。 Nd:YVO_4 晶体在激光二极管的泵浦作用下, 产生水平偏振的线偏光, 通过偏振器后偏振态不发生改变 (若偏振器放置在理想状态, 则光强损失很少)。通过 $1/4$ 波片后, 线偏光变为圆偏光, 若调制晶体上不加电压, 则圆偏光通过晶体后偏振态不发生变化, 经过输出镜发射后, 再次通过 LN 晶体 (偏振态不发生变化) 和 $1/4$ 波片, 圆偏光变为垂直偏振的线偏光,

通过偏振器后损耗很大,因此电光 Q 开关处于“关闭”状态。如果在 LN 晶体上施加 $\lambda/4$ 电压,由于横向电光效应,圆偏光通过 LN 晶体后,将变为垂直偏振的线偏光,经过输出镜的发射后,再次通过 LN 晶体,垂直偏振的线偏光变为圆偏光,通过 $1/4$ 波片后,变为水平偏振的线偏光,可以大部分通过偏振器,此时电光 Q 开关处于“打开”状态,可以产生一个巨脉冲。图 4.11 显示的是我们用示波器观察到的调 Q 脉冲,脉冲宽度 7.1 ns。

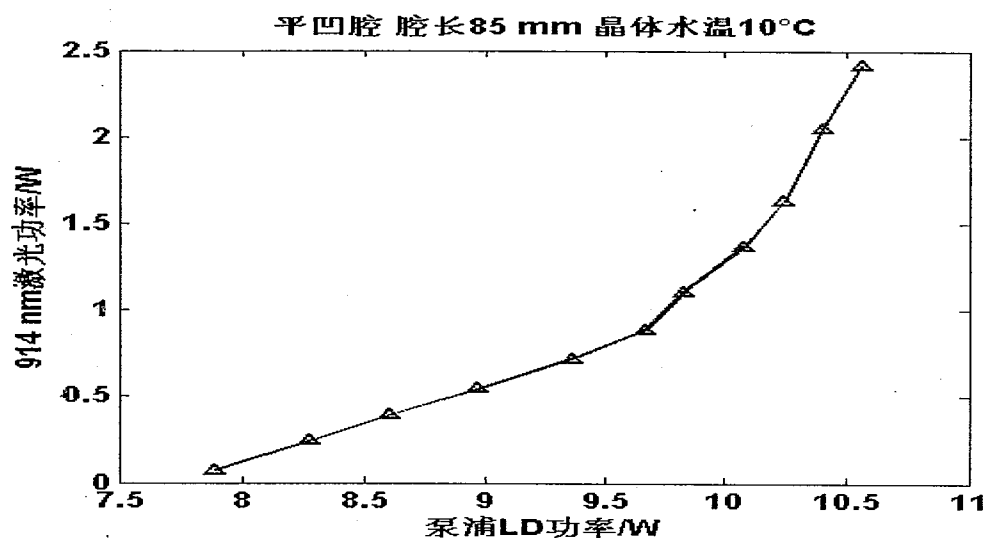


图 4.8 平凹腔 腔长 85 mm 晶体水温 10°C 时激光输出

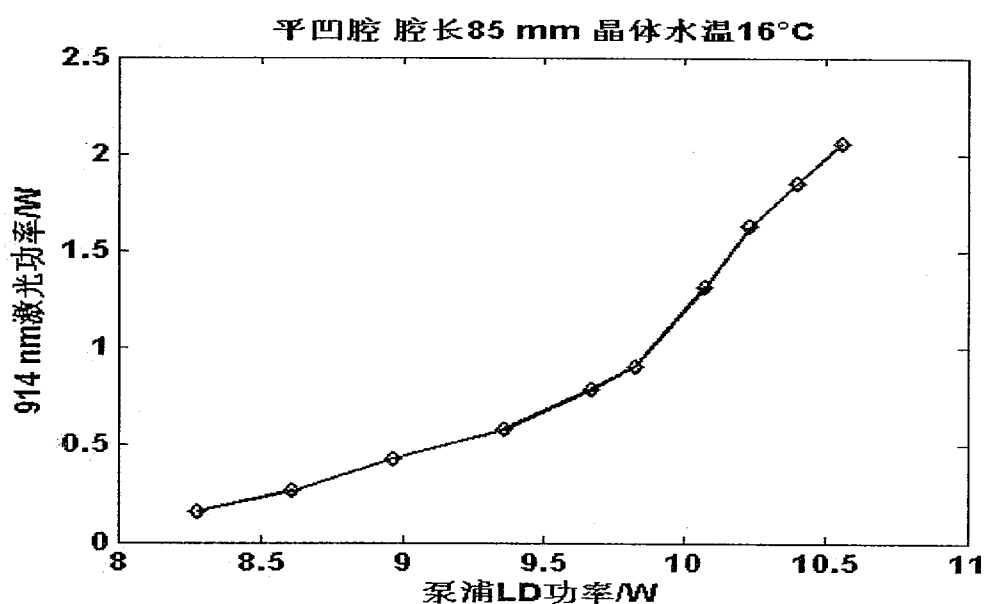


图 4.9 平凹腔 腔长 85 mm 晶体水温 16°C 时激光输出

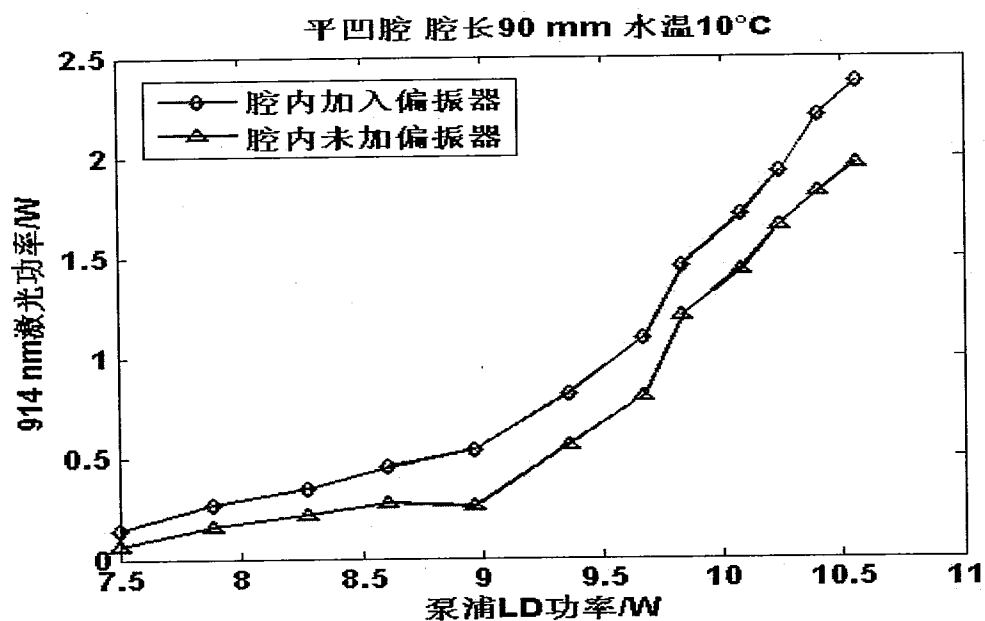


图 4.10 平凹腔 腔长 90 mm 腔内加入偏振器前后激光输出

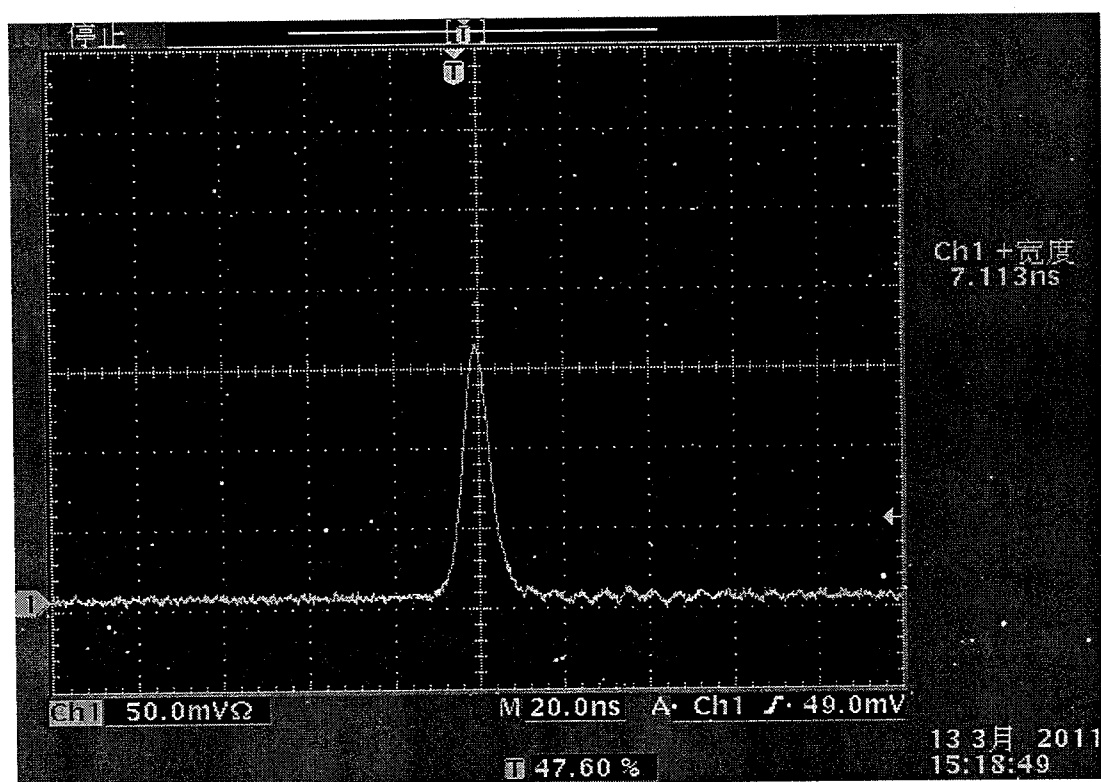


图 4.11 调 Q 脉冲示意图

4.4 小结

本章对 $Nd:YVO_4$ 晶体的物化性质和能级进行了细致的分析，并简要回顾了调 Q 技术的几种主要方法。实验中，我们采用了掺杂浓度为 0.1% 的 $Nd:YVO_4$ 晶体，平凹腔结构，获得了 2.4 W 的 914 nm 激光输出。我们采用 LN 晶体作为电光调 Q 晶体，升压式调 Q 方法，获得了脉冲宽度为 7 ns 的脉冲激光输出。

5 基于 Nd:LuLF 晶体全固态激光器倍频实验研究

5.1 非线性光学基本理论

激光器问世之前,人们对于光学的认识主要局限于线性光学,即光束在空间或介质中的传播是相互独立的,几个光束通过光束的交叉区域时,各自独立传播而不受到其它光束的干扰;光束在传播过程中,由于折射、衍射以及干涉等效应,光束的传播方向会发生改变,但是传播频率不会改变;介质的主要光学参数,如折射率、吸收系数等,只是入射光的频率和偏振方向的函数,而与入射光的强度无关。在线性光学的范畴内,人们采用电极化强度 $P(t)$ 来解释所观察到的介质中的折射、吸收等光学现象。当一个光电场入射到介质中时,构成介质的电子、原子以及离子等各种粒子在外光电场的作用下发生位移,这就在介质中产生了感应的电极化强度。一般来说,这种感应的电极化强度 $P(r,t)$ 是空间位置和时间的函数,它正比于入射的光电场强度 $E(r,t)$,有表达式:

$$P(r,t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(r,t) \quad (5-1)$$

其中, ϵ_0 是真空介电常数, $\chi^{(1)}$ 是介质的线性极化率,通常情况下, $\chi^{(1)}$ 是复数张量。

在传统的热辐射光源、放电光源的照射下,能得到的单色功率密度一般在 $1W/cm^2$ 以下,所以人们所观察到的大量光学现象都对应于这种强度下光与介质的相互作用。然而激光是具有高单色高亮度的光源,实验室条件下,聚焦至介质中的单色功率密度已很容易达到 $10^{10}W/cm^2$ 以上,在比传统光源高好几个数量级的光场作用下,表达式 (5-1) 已显然不能用于介质中产生的电极化强度与

电场强度的关系，而必须加以修正。

光电场所感应的电极化强度与入射光电场强度的关系式中必须考虑到光电场强度的高次项，即：

$$P(r,t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \cdots \quad (5-2)$$

在式 (5-2) 中，右边第一项是线性电极化强度项，从第二项开始的后面所有项就是非线性光学效应的基本根源。 $\chi^{(2)}$ 、 $\chi^{(3)}$ 分别为二阶和三阶非线性极化率张量。二阶非线性极化率张量 $\chi^{(2)}$ 的存在导致了二次谐波 (SHG)、和频 (SFG)、差频 (DFG)、光学整流、线性电光效应、法拉第效应、光参量振荡 (OPO) 等非线性现象的产生；三阶非线性极化强度 $\chi^{(3)}$ 则是三次谐波 (THG)、双光子吸收 (TPA)、光束的自聚焦现象 (SF)、光克尔效应 (OK) 以及受激拉曼散射 (SRS)、相干反斯托克斯拉曼散射 (CARS) 等非线性光学效应产生的直接原因^{[42]~[45]}。

对于非线性光学倍频而言，当小信号入射时，倍频光的强度为：

$$I_3 = \frac{2\omega_1^2 [\chi^{(2)}]^2 I_1^2 L^2}{c^3 n_1^2 n_3 \varepsilon_0} \cdot \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} = \frac{8\omega_1^2 d^2 I_1^2 L^2}{n_1^2 n_3 c^3 \varepsilon_0} \sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (5-3)$$

式 (5-3) 中， $\Delta k = k_3 - 2k_1$ ， $\omega_3 = 2\omega_1$ ， $d = \frac{1}{2} \chi^{(2)}$ ，称为倍频系数。因此，光

倍频转换效率 η 为：

$$\eta = \frac{8\omega_1^2 d^2 L^2}{n_1^2 n_3 c^3 \varepsilon_0} \cdot \frac{P_1}{A} \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (5-4)$$

式 (5-2) 中，A 为光束的截面积。

根据式 (5-3) 和 (5-4) 可以看出，倍频光强与基频光强的平方成正比。在非相位匹配情况下 ($\Delta k \neq 0$)，倍频光强呈周期性的变化，当满足 $L_c \Delta k = \pi$ 时，

倍频光强达到最大值 (L_c 称为相干长度)。当相互作用超过一个相干长度时，倍

频光强下降。只有当 $\Delta k = 0$ ，即满足相位匹配条件时， $\sin^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) = 1$ ，达到最

大值，倍频光强随介质的长度成平方关系，可以得到最有效的倍频转换。倍频转

换效率取决于介质中基频光的强度，为了提高 η ，可以采取聚焦的方法以便有效

提高基频光的强度。倍频转换效率还与倍频系数 d 的二次方成正比，为了获得大的有效倍频系数，应当选取合适的基频光偏振方向^{[37]、[42]}。

5.2 BBO 晶体的性质

非线性光学晶体在如今的光电子技术的应用中占有重要地位。它们是固体激光技术、红外技术、光通信与信息处理等领域发展的重要组成部分，在科研、工业、交通、国防和医疗卫生等方面发挥着越来越重要的作用。

当前，直接利用激光晶体所能获得的激光波段十分有限，从紫外到红外波段，尚有空白区域。而利用非线性光学频率转换技术，可以实现激光波长的变换，这是获得新激光光源的重要手段。实现激光波长的高效率转换的关键问题是能否获得高质量、性能优良的频率转换晶体。而优良的激光频率转换晶体应具有如下的性质：^[46]

- (1)晶体的非线性光学系数要大；
- (2)晶体的激光转换效率要高；
- (3)透光波段要宽，透明度要高；
- (4)晶体的激光损伤阈值要高；
- (5)晶体能够实现相位匹配，最好能够实现 90° 最佳相位匹配；
- (6)晶体物化性能稳定、硬度大、不易潮解，且温度变化带来的影响要小；
- (7)可获得光学均匀的大尺寸晶体；
- (8)晶体易于加工、价格低廉等。

评价和选用激光频率转换晶体时，对晶体性能要进行综合分析。实际上，全面符合上述各项条件的晶体很少，要根据制作器件的具体要求来加以选择，尽量满足某些最基本的要求。

当前阶段，一般使用 LBO 晶体或者 BBO 晶体来实现 910 nm 激光的倍频^{[47]-[55]}，这两种晶体都具有透光性好，光学损伤阈值高等特点。BBO 的优点是非线性系数大，转换效率高，透光范围宽，光损伤阈值高，化学稳定性好和易于机械加工，而且价格相对较低；缺点是双折射率过大，从而使接收角太小，对光源的质量要求特别高，另外这种晶体还易于潮解。LBO 的倍频系数合适，且具有 BBO 的所有优点，其中一个突出的优点是可以实现 90° 相位匹配，但 LBO 的双折射率太小，从而限制了它的相位匹配范围；而且这种晶体目前价位较高。最终，我们选择了 BBO 晶体进行下一步的非线性倍频实验。

5.2.1 BBO 晶体的物化性质和光学性能

BBO 晶体是迄今为止可用于紫外波段的最优良的非线性晶体之一，它已在固体激光的非线性频率转换技术中取得了广泛的应用。BBO 晶体属于三角晶系^[56]—^[60]，R3C 空间群，熔点为 $1095 \pm 5^\circ\text{C}$ ，密度为 3.85 g/cm^3 ，透光波段为 189–3500 nm。表 5.1 显示的是 BBO 晶体的结构和物化特性；表 5.2 为 BBO 晶体的线性光学特性；表 5.3 为 BBO 晶体的非线性光学特性。

表 5.1 BBO 晶体的结构和物理特性

晶体结构	三方晶系，空间群 R3c
单胞参数	$a=b=12.532\text{Å}, c=12.717\text{Å}, Z=7$
熔点	$1095 \pm 5^\circ\text{C}$
相变点	$925 \pm 5^\circ\text{C}$
光学均匀性	$\delta n \approx 10^{-6}/\text{cm}$
莫氏 (Mohs) 硬度	4
密度	3.85 g/cm^3
吸收系数	$<0.1\%/ \text{cm} (\text{at } 1064\text{nm})$
比热	$1.91\text{ J/cm}^3 \cdot \text{K}$
潮解性	低
热膨胀系数	$a, 4 \times 10^{-6}/\text{K}; c, 36 \times 10^{-6}/\text{K}$
热导率	$\perp c, 1.2\text{W/m/K}; //c, 1.6\text{W/m/K}$

表 5.2 BBO 晶 的线性光学特性

透光范围	189–3500 nm
折射系数 at 1064 nm at 532 nm	$n_e=1.5425, n_o=1.6551$

at 266 nm	$n_e=1.5555, n_o=1.6749$ $n_e=1.6146, n_o=1.75711$
热光系数	$\frac{dn_o}{dT} = -9.0 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}; \frac{dn_e}{dT} = -16.6 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$

表 5.3 BBO 晶体的非线性光学特性

相位匹配输出波长	189-1750 nm
非线性光学系数	$d_{11}=5.8 \times d_{36}(\text{KDP})$ $d_{31}=0.05 \times d_{11}$ $d_{22}<0.05 \times d_{11}$
光电系数	$\gamma_{11}=2.7\text{pm/V},$ $\gamma_{22}, \gamma_{31}<0.1 \gamma_{11}$
半波电压	48KV(at 1064 nm)
损伤阈值 at 1064nm at 532nm	$0.5\text{GW/cm}^2(10\text{ns}, 10\text{HZ}, \text{AR-coated})$ $0.3\text{GW/cm}^2(10\text{ns}, 10\text{HZ}, \text{AR-coated})$

5.2.2 BBO 晶体倍频过程中的相位匹配和有效非线性系数

非线性光学倍频的相位匹配条件为 $\Delta k = 0$ ，即 $2k_\omega = k_{2\omega}$ 。由光子动量 $\vec{P}$ 与波矢 $\vec{k}$ 的关系，可以得出 $\vec{P}_\omega + \vec{P}_\omega = \vec{P}_{2\omega}$ 。在倍频过程中，其频率关系表明了其能量守恒，而相位匹配则确保了在高的倍频转换效率下其动量守恒，从而保证了基频光向倍频光能量转移的不断进行。因此，可以这么说，相位匹配条件控制着光波之间能量转移的方向。此外，由波矢和相速之间的关系 $k = \frac{\omega}{c/n} = \frac{\omega}{v_p}$ 可得，在

$2k_\omega = k_{2\omega}$ 时，有 $v_{p_\omega} = v_{p_{2\omega}}$ 。上式表明在晶体中，基频光与倍频光的等相位面具

有相同的速度,从而保证了倍频过程中确定的相位关系。而这是一种与空间坐标无关并且相位差恒定的相干过程,在此条件下产生的倍频光波将得到同步叠加、干涉增强的结果。

将基频光以特定的角度和偏振态入射到倍频晶体中,利用倍频晶体本身所具有的双折射效应抵消色散效应,从而达到相位匹配的要求。上述角度匹配技术是高效率产生倍频光的最常用的方法。在正常色散条件下,对于单轴晶体,有两种相位匹配方式,即 I 类和 II 类相位匹配。

BBO 晶体是负单轴晶体,其色散方程为:

$$\begin{aligned} n_o^2(\lambda) &= 2.7359 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01354 \times \lambda^2 \\ n_e^2(\lambda) &= 2.3753 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01516 \times \lambda^2 \end{aligned} \quad (5-5)$$

其色散曲线如图 5.1 所示。

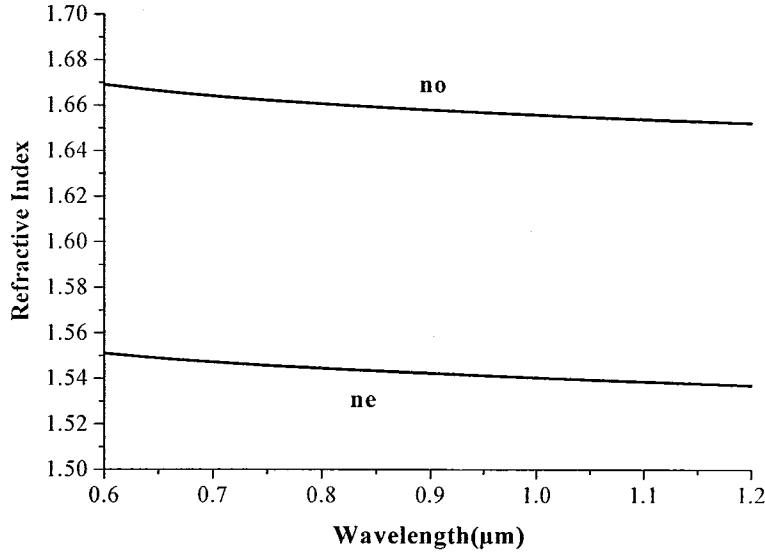


图 5.1 BBO 晶体的色散曲线

(1) 负单轴晶体 I 类相位匹配 ($O^\omega + O^\omega \rightarrow e^{2\omega}$)

基频光电场取 o 光偏振方向,在满足一定的入射角的条件下,角度匹配使得倍频光沿着 e 光方向偏振。I 类相位匹配条件下的匹配角如式 (5-6) 所示:

$$\theta_{\text{mI}}^1 = \arcsin \left[\frac{(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega})^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \right]^{1/2} \quad (n_o^\omega \geq n_e^{2\omega}) \quad (5-6)$$

式 (5-6) 对于负单轴晶体的主轴折射率有一定的要求,即 $n_o^\omega \geq n_e^{2\omega}$ 。因为

在 $n_o^\omega < n_e^{2\omega}$ 时，晶体的色散很严重，双折射不足以补偿色散引起的相位匹配。

(2) 负单轴晶体 II 类相位匹配 ($o^\omega + e^\omega \rightarrow e^{2\omega}$)

基频光电场选取 o 光和 e 光两个偏振方向，倍频光沿着 e 光方向偏振。II 类相位匹配条件下的匹配角如式 (5-7) 所示：

$$\left[\frac{\cos^2 \theta_{m\text{II}}^\Pi}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2 \theta_{m\text{II}}^\Pi}{(n_e^{2\omega})^2} \right]^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} n_o^\omega + \frac{1}{2} \left[\frac{\cos^2 \theta_{m\text{II}}^\Pi}{(n_o^\omega)^2} + \frac{\sin^2 \theta_{m\text{II}}^\Pi}{(n_e^\omega)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (n_o^\omega \geq n_e^{2\omega})$$

(5-7)

综合 BBO 晶体的色散特性，经过计算可以得到不同波长时，I 类和 II 类相位匹配的匹配角，如图 5.2 所示。可以看出，在 910 nm 波段，BBO 晶体通过两类相位匹配都可实现倍频。

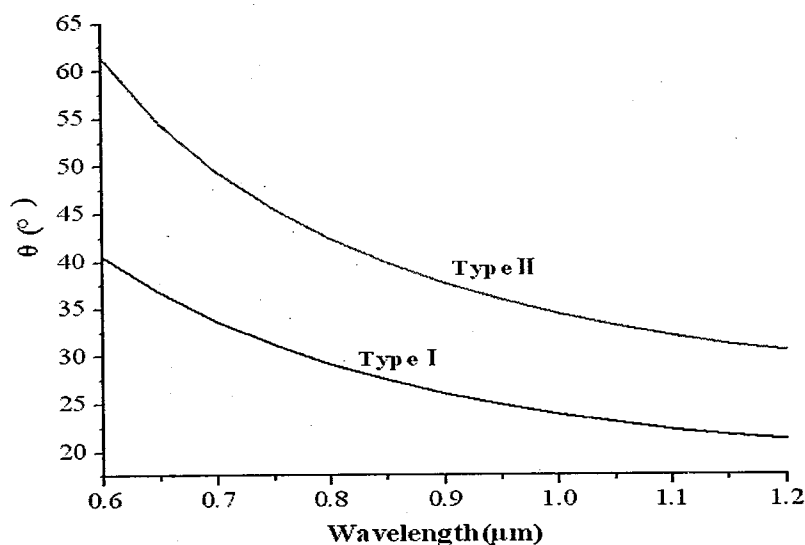


图 5.2 BBO 晶体在不同波长处的相位匹配角

满足角度相位匹配时，基频光和倍频光在晶体中必须取特定的偏振方向。但是，不同的 θ (匹配角) 和 ϕ (方位角) 的组合会产生不同的有效非线性系数 d_{eff} 。对于 BBO 晶体而言，其在 I 类相位匹配和 II 类相位匹配时的有效非线性系数分别为：

$$\text{I 类: } d_{\text{eff}} = d_{31} \sin(\theta) + (d_{11} \cos 3\phi - d_{22} \sin 3\phi) \cos \theta \quad (5-8)$$

$$\text{II 类: } d_{\text{eff}} = (d_{11} \sin 3\phi + d_{22} \cos 3\phi) \cos^2 \theta \quad (5-9)$$

经过计算,可以得出 BBO 晶体在不同波长处的有效非线性系数,如图 5.3 所示:

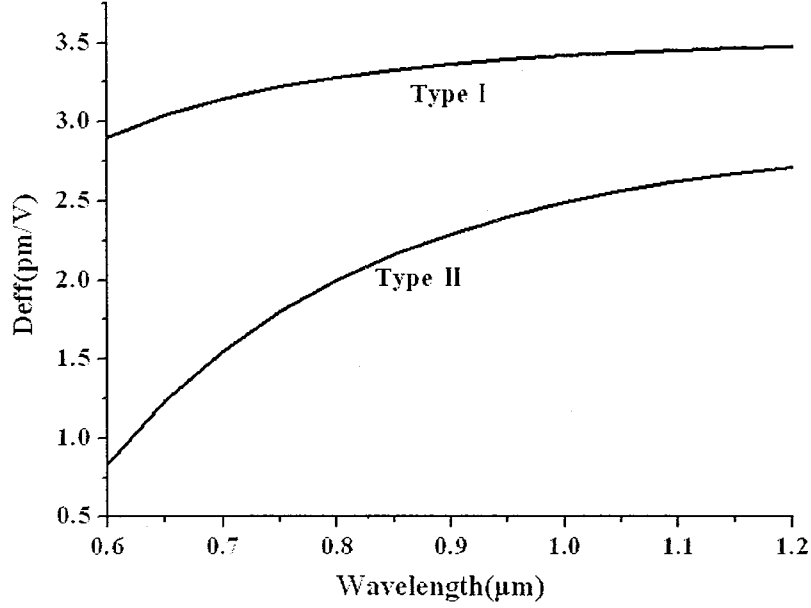


图 5.3 BBO 晶体在不同波长处的有效非线性系数

5.3 非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光实验研究

当基频光是 910 nm 激光时, BBO 晶体在两类相位匹配时对应的有效非线性系数分别为:

$$\text{I 类: } d_{eff} = 3.3692 \text{ pm/V}$$

$$\text{II 类: } d_{eff} = 2.3140 \text{ pm/V}$$

可以很明显的看出, I 类相位匹配的有效非线性系数大于 II 类的, 因此我们在实验中选择按照 I 类相位匹配来切割的 BBO 晶体来进行实验。BBO 晶体的尺寸为 $6 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$, 匹配角 $\theta = 25.8^\circ$, 方位角 $\varphi = 0^\circ$, 晶体的通光面镀 455 nm 和 910 nm 的增透膜。

在倍频过程中, 由于 BBO 晶体内部热量的积累会产生一系列的问题^{[61]-[63]}, 因此有必要对 BBO 晶体采取降温措施。但是我们实验中的 910 nm 基频光的功率不高, 而且我们采用的腔外倍频的方式, 晶体的热效应不是十分明显, 因此我们

只将 BBO 晶体放置在可以旋转的紫铜夹具中, 夹具通水冷却(水温保持在 20°C), 没有采取其他冷却措施。

基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455nm 蓝光激光器的整体结构如图 5.4 所示。通过一个 $\lambda/2$ 波片, 我们可以调整 910 nm 基频光的偏振方向。旋转 $\lambda/2$ 波片, 得到 455 nm 蓝光输出, 光谱如图 5.5 所示。

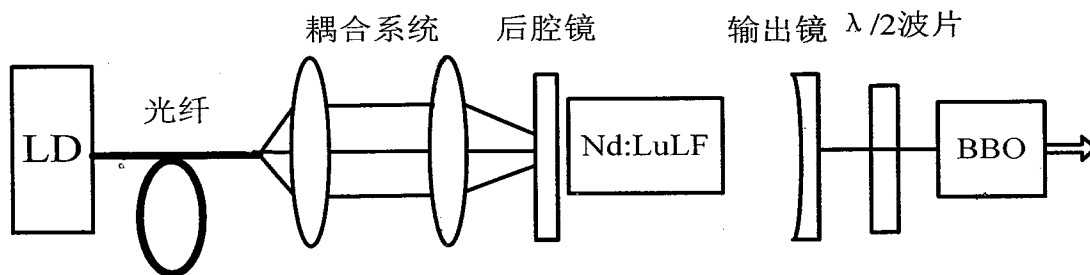


图 5.4 基于 Nd:LuLF 晶体的全固态 455nm 蓝光激光器实验结构图

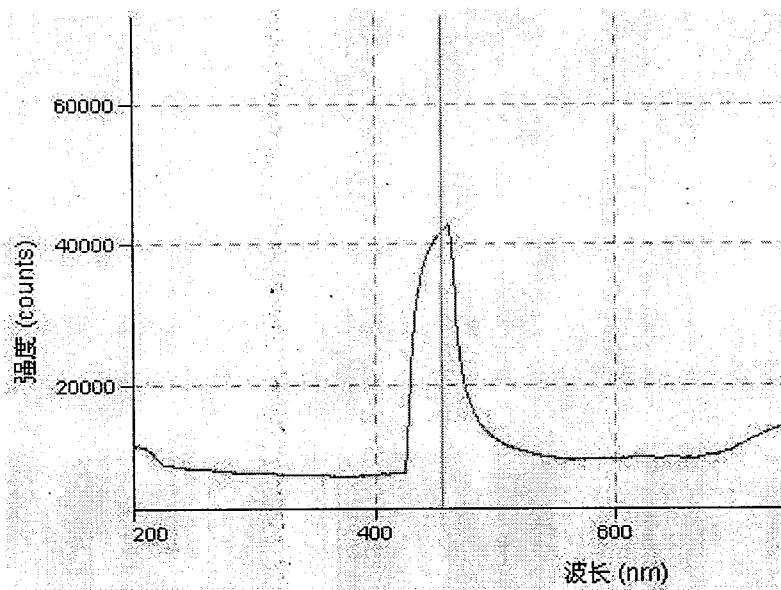


图 5.5 455 nm 蓝光光谱图

5.4 小结

本章简要回顾了非线性光学倍频的基本理论, 对详细介绍了 BBO 晶体的物化性质和光学性能。实验中, 采用 BBO 晶体作为倍频晶体, 获得了 455 nm 蓝光激光输出。

6 结论与展望

6.1 结论

当前阶段, 蓝光激光在高密度光存储、彩色激光显示、生物化学等领域的应用日益广泛, 蓝光激光的研究日渐成为业内的研究热点之一。尤其是可以跟铯原子滤波器组合使用的 455 nm 蓝光激光更是在水下激光通信中拥有广阔的应用前景。因此, 为了满足实际应用的需要, 开展了基于 Nd:LuLF 晶体的全固态蓝光激光器的研究。

论文中对于蓝光激光器的研究目的在于研制出工程化、实用化的器件, 要求其具有运行稳定、效率高、结构简单紧凑等优点。前期阶段, 基于 Nd:LuLF 晶体获得了 910 nm 基频光输出, 并基于 Nd:YVO₄ 晶体获得了 914 nm 调 Q 脉冲激光输出, 之后对倍频方式获得 455 nm 蓝光激光的技术路线进行了探索。本论文的主要工作如下:

- 介绍了 Nd:LuLF 晶体的物理化学性质和能级结构, 以及 Nd:LuLF 晶体的吸收光谱和发射光谱, 并对 Nd:LuLF 晶体的热效应进行了理论模拟和分析。根据这些理论, 我们设计了以后实验的整体结构。
- 对于 Nd:LuLF 晶体的出光性能进行了细致的研究, 得到了 1047 nm 激光和 910 nm 激光。基于 Nd:LuLF 晶体的 1047 nm 全固态激光器采用了连续运转的 792 nm 激光二极管作为泵浦源, 平平腔结构, 以及掺杂浓度为 1% 的 Nd:LuLF 晶体, 并比较了在不同透过率的输出镜下激光的输出情况, 得到了斜率效率 20.1%, 最高为 1.3 W 的功率输出。基于 Nd:LuLF 晶体的 910 nm 全固态激光器采用了脉冲输出的 792 nm 激光二极管作为泵浦源, 并比较了在不同重复频率和脉冲宽度以及不同的谐振腔类型(平平腔和平凹腔)下激光的输出情况, 为下一步通过非线性光学倍频获得 455 nm 蓝光奠定了基础。
- 对 Nd:YVO₄ 晶体的物化性质和能级进行了细致的分析, 并简要回顾了调 Q 技

术的几种主要方法。实验中, 我们采用了掺杂浓度为 0.1% 的 Nd:YVO₄ 晶体, 平凹腔结构, 获得了 2.4 W 的 914 nm 激光输出。我们采用 LN 晶体作为电光

调 Q 晶体, 升压式调 Q 方法, 获得了脉冲宽度为 7 ns 的脉冲激光输出。

- 简要回顾了非线性光学倍频的基本理论, 对详细介绍了 BBO 晶体的物化性质和光学性能。实验中, 采用 BBO 晶体作为倍频晶体, 获得了 455 nm 蓝光激光输出。

6.2 展望

本论文对基于 Nd:LuLF 晶体的全固态激光器进行了充分的原理性实验, 并研制了基于 Nd:YVO₄ 晶体的 914 nm 全固态调 Q 激光器, 通过倍频方法获得了 455 nm 蓝光光源。下一步需要改进并开展的工作包括:

- 采取相同的技术路线, 在基于 Nd:YVO₄ 晶体的 914 nm 全固态调 Q 激光器的基础上, 获得基于 Nd:LuLF 晶体的 910 nm 全固态调 Q 激光器的脉冲输出。
- 获得 910 nm 调 Q 脉冲激光输出后, 尽量提高输出功率, 并尽量获得较好的光束质量。在此基础上, 开展 BBO 晶体的腔外倍频实验, 获得更高效率、更高功率输出的 455 nm 蓝光输出。
- 基于 Nd:LuLF 晶体, 在腔内加入线宽压窄器件或采用外腔种子注入技术, 以期获得窄线宽的 910 nm 调 Q 激光输出, 从而得到窄线宽的蓝光输出。