

2011 届博士学位论文

利用全固态激光技术及光学参量过程产生高功率连续单频激光的理论和实验研究

作者姓名	刘建丽
指导教师	张宽收 教授
学科专业	光学
研究方向	激光技术、量子光学
培养单位	量子光学与光量子器件国家重点实验室
	光电研究所
学习年限	2007年9月至2011年6月

二O一一年六月

山西大学

2011 届博士学位论文

利用全固态激光技术及光学参量过程产生高功率连续单频激光的理论和实验研究

- 指导教师 张宽收 教授
- 学科专业 光学
- 研究方向 激光技术、量子光学
- **培养单位** 量子光学与光量子器件国家重点实验室

光电研究所

学习年限 2007 年 9 月至 2011 年 6 月

二O一一年六月

Thesis for Doctor's degree, Shanxi University, 2011

Theoretical and experimental investigation of high power cw single-frequency lasers based on all-solid-state laser technique and optical parametric oscillation

Student Name	Jianli Liu
Supervisor	Prof. Kuanshou Zhang
Major	Optics
Specialty	Laser technology & quantum optics
Department	State Key Laboratory of Quantum Optics
	and Quantum Optics Device
	Institute of Opto-Electronics
Research Duration	2007.09-2011.06

日	录		I
中	文 扫	商 要	VII
AB	STR	ACT	IX
第-	一章	绪论	1
	1.1	全固态激光器及非线性频率变换的发展	1
	1.2	高功率全固态连续单频激光的应用	3
		1.2.1 1.06μm 激光器的应用	3
		1.2.2 532nm 绿光激光器的应用	4
		1.2.3 1.5μm 激光的应用	5
	1.3	全固态连续单频激光的研究现状	6
		1.3.1 全固态连续单频 1.06µm 激光器的研究现状	6
		1.3.2 全固态连续单频内腔倍频绿光激光器的研究现状	7
		1.3.3 1.5μm 激光光源的研究现状	9
	1.4	本文的主要工作	. 12
	参考	6文献	. 14
第二	二章	LD 双端面泵浦的全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO4 激光器	. 20
	2.1	引言	. 20
	2.2	理论分析	. 20
		2.2.1 Nd:YVO4 激光晶体的性质	. 20
		2.2.2 激光晶体的热效应及减小热效应的措施	. 21
		2.2.3 激光器环形谐振腔的设计	. 27
		2.2.4 激光器的运转特性	. 29
	2.3	实验装置	. 31
		2.3.1 连续单频 Nd:YVO4 激光器	. 31
		2.3.2 激光器参数测试系统	. 32
	2.4	实验结果及分析	. 36
	2.5	本章小结	. 45
	参考	考文献	. 46
第三	Ξ章	880nm 直接泵浦的全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 内腔倍频绿光激光器	. 48

3.1	引言	
3.2	理论分析	
	3.2.1 直接泵浦技术及其特点	
	3.2.2 内腔倍频晶体的选取	53
	3.2.3 内腔倍频激光器谐振腔的设计	
3.3	实验装置	57
3.4	实验结果及分析	
3.5	本章小结	
参	考文献	67
第四章	通过内腔单共振光学参量振荡器产生连续单频 1.5μm 激光光源	的实验研究
4.1	引言	
4.2	理论分析	
	4.2.1 准相位匹配晶体介绍	
	4.2.2 内腔单共振光学参量振荡器的设计	71
	4.2.3 内腔单共振光学参量振荡器的运转特性	75
4.3	实验装置	
4.4	实验结果及分析	
4.5	本章小结	
参	考文献	
第五章	通过外腔单共振光学参量振荡器产生连续单频 1.5μm 激光光源	的理论和实
验研究		87
5.1	引言	87
5.2	理论分析	
	5.2.1 单共振光学参量振荡器的阈值和输出特性	87
	5.2.2 单共振光学参量振荡器产生的下转换光的噪声特性	
	5.2.3 外腔单共振光学参量振荡器的设计	
5.3	实验装置	100
5.4	实验结果及分析	101
5.5	本章小结	
参	考文献	108

第六章 全文总结与展望	110
成果目录	112
致 谢	114
个人简况	115
承 诺 书	116
学位论文使用授权声明	117

Contents

Contents	I
Chinese abstract	VII
English abstract	IX
1 Introduction	1
1.1 The process of all-solid-state laser and nonlinear optics	1
1.2 Application of high power all-solid-state cw single-frequency laser	3
1.2.1 Application of 1.06µm laser	3
1.2.2 Application of 532nm laser	4
1.2.3 Application of 1.5µm laser	5
1.3 Research status	6
1.3.1 Research Status of cw single-frequency 1.06µm laser	6
1.3.2 Research Status of cw single-frequency green laser	7
1.3.3 Research Status cw single-frequency 1.5µm laser	9
1.4 Structure of the thesis	12
References	14
2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO4 laser dual-end pumped by LD	20
2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO ₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction 2.2 Theoritical analysis 	20 20 20
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction 2.2 Theoritical analysis 2.2.1 The properties of Nd:YVO₄ crystal 	20 20 20 20
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 20 21
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 20 21 27
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 20 21 27 29
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 21 27 29 31
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 21 27 27 29 31
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction 2.2 Theoritical analysis	20 20 20 21 27 27 29 31 31 32
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 21 27 27 31 31 32 36
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 20 21 27 27 27 31 31 32 36 45
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO4 laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 21 27 27 27 31 31 32 36 45 46
 2 All-solid-state cw single-frequency Nd:YVO₄ laser dual-end pumped by LD 2.1 Introduction	20 20 20 21 27 27 27 31 31 32 36 45 46 80nm

3.1 Introduction	
3.2 Theoritical analysis	
3.2.1 Direct pumping	
3.2.2 Nonlinear crystal for intracavity frequency doubling	53
3.2.3 Design of the intracavity frequency doubled laser resonator	54
3.3 Experimental setup	57
3.4 Experimental results and analysis	58
3.5 Conclusion	65
References	67
4 Cw single-frequency intracavity SRO at 1.5µm wavelength	69
4.1 Introduction	69
4.2 Theoritical analysis	70
4.2.1 QPM nonlinear crystal	70
4.2.2 Design of the intracavity SRO resnantor	71
4.2.3 Operating characteristic of intracavity SRO	75
4.3 Experimental setup	
4.4 Experimental results and analysis	79
4.5 Conclusion	
References	
5 Cw single-frequency 1.5µm laser generated by a extracavity SRO	87
5.1 Introduction	
5.2 Theoritical analysis	87
5.2.1 Pump threshold and output characteristic of SRO	87
5.2.2 Noise characteristic of SRO	91
5.2.3 Design of the SRO resnantor	
5.3 Experimental setup	100
5.4 Experimental results and analysis	101
5.5 Conclusion	106
References	
6 Summary and outlook	110
Publications	112

Acknowledgement	
Personal profiles	115
Letter of commitment	116
Authorization statement	117

中文摘要

随着激光技术的飞速发展,各种激光光源已经广泛应用在我们生活中的各个领 域,如工业领域中采用高功率的脉冲激光用于激光打标、激光焊接、材料切割和表 面处理等;军事领域中用于激光测距、激光武器、激光制导和激光雷达等;在医疗 方面用于激光美容、激光照射治疗以及激光切割肿瘤等。以上的这些应用中,用到 的主要是激光的高能量密度这个特性。而在基础科学研究中,我们对激光的模式提 出了更高的要求——连续单频激光。高功率连续单频激光光源在非线性光学、量子 光学、量子信息、高分辨率光谱学以及冷原子的俘获等方面的研究工作中有着重要 的应用,并且随着科研工作的进展,人们对连续单频激光光源的各个性能参数如长 期功率稳定性、频率稳定性、光束质量以及输出功率等提出了越来越高的要求。

在本文中我们分别开展了1.06μm、532nm和1.5μm三种不同波长的高功率连续单 频激光光源的研制工作。高功率全固态连续单频1.06μm激光器是整个研究工作的基 础内容;然后通过内腔倍频过程,研制532nm的全固态连续单频绿光激光器;最后, 采用1.06μm激光器作为泵浦源泵浦单共振光学参量振荡器(SRO),获取1.5μm的连续 单频激光光源。本文对这三种不同波长的激光光源的研究工作做了详细的阐述,取 得了如下的研究成果:

1、研制了一台激光二极管(LD)双端面泵浦的全固态连续单频1.06μm Nd:YVO4 激光器。在激光器的设计中详细研究了激光晶体的热效应,分析了双端面较单端面 泵浦方式的优势。通过双端面泵浦方式,减小了激光晶体的热效应。优化选取实验 参数,在LD泵浦功率为44.9W时,获得了18.5W的连续单频1.06μm激光输出,相应的 光光转化效率达41.2%;在3小时内激光器的功率稳定性优于±0.4%;输出激光的光束 质量M²<1.05;激光的强度噪声和相位噪声在分析频率4MHz处达到散粒噪声基准。

2、研制了一台 880nm 直接泵浦的高功率全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激 光器。文中详细阐述了直接泵浦技术及其优势,直接泵浦方式大大减小了激光晶体 的热效应,有利于提高激光输出功率和改善激光光束质量。实验在全固态连续单频 1.06µm 激光器的基础上,选用 LBO 为倍频晶体,通过进一步选取合适的激光谐振腔 腔长,获得了高效内腔倍频。在 LD 泵浦功率为 52W 时,获得了 11.6W 的连续单频 绿光激光输出,光光转换效率 22.3%;在 5 小时内激光的功率稳定性优于±0.5%;测 得的激光光束质量因子 M²<1.05;激光的强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声 极限,相位噪声在 2-20MHz 范围内都高于散粒噪声 1.36dB 左右。 3、采用内腔 SRO,获得了连续单频的 1.5μm 激光光源。从理论上详细分析了内腔 SRO 的运转性质;实验设计并优化激光谐振腔和 SRO 腔长,使得两个谐振腔达到较好的匹配,以获得较高的非线性转换效率。在 LD 泵浦功率为 18W 时,实验获得了 300mW 的连续单频 1.5μm 信号光输出。

4、采用外腔 SRO,实验获得了高功率的连续单频 1.5µm 激光光源。理论上,详 细分析了 SRO 的阈值和输入输出特性;从量子郎之万方程出发,分析了 SRO 产生 的信号光的噪声特性,信号光的噪声要稍高于泵浦光的噪声。实验上,采用连续单 频 1.06µm Nd:YVO4 激光器为泵浦源,泵浦由 PPLN 晶体构成的 SRO,在泵浦功率 为 6W 时,获得了 1.02W 的连续单频 1.5µm 激光输出。在信号光输出功率为 0.75W 的情况下,监视了信号光的功率稳定性,30 分钟内的功率波动优于±1.5%,同时没 有模式跳变现象;改变 PPLN 晶体温度 40℃,输出信号光波长连续调谐 23nm;获得 的 1.5µm 激光的噪声较低,其强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相 位噪声在 10-20MHz 的分析频率范围内高于散粒噪声基准约 1dB。

在上述的研究工作中,属于创新性的内容有以下几方面:

1、详细分析了通过双端面泵浦和直接泵浦的方式来减小激光晶体的热效应,并 实验验证了这两个泵浦方式确实改善了晶体的热效应:双端面泵浦相对于单端面泵 浦,激光晶体的热透镜效应减小了约 40%;直接泵浦时,激光晶体的热效应是传统 泵浦方式时的一半。

2、首次将直接泵浦技术应用在全固态连续单频激光器中,并且采用偏振光双端 面泵浦的方式,改善了直接泵浦技术中 Nd:YVO4 激光晶体在径向吸收不均匀的问题 和吸收效率低的问题。实验研制了一台 880nm 直接泵浦的全固态连续单频绿光激光 器,输出 11.6W 的连续单频绿光激光,光光转换效率 22.3%;激光器在 5 小时内的 功率稳定性优于±0.5%;输出激光的光束质量 M²<1.05。

3、实验采用内腔 SRO 获得了 300mW 的 1.5µm 波段的连续单频激光光源。

4、理论详细分析了外腔 SRO 输出的信号光的噪声特性;实验采用外腔 SRO 获得了 1.02W 的连续单频 1.5μm 激光光源,SRO 能够稳定地长期运转;实验测量了信号光的噪声,实验结果与理论分析的结果一致。

关键词:全固态连续单频激光器;内腔倍频绿光激光器;内腔 SRO;外腔 SRO;1.5μm 激光

ABSTRACT

With the development of laser technology, lasers have been widely used in every aspect of our lives, such as laser marking, laser welding, material cutting and surface treatment; laser ranging, laser weapon, laser guidance and laser radar; and laser hairdressing, laser radiation therapy, laser cutting tumors, etc. These applications are using the feature of high density of lasers. But in the scientific research, there have higher requirements for the performance parameters of the laser: continuous-wave (cw) single-frequency laser. High power cw single-frequency lasers have been widely used in experiments of quantum optics, quantum information, high resolution spectroscopy and cold atom, and with the progress of research, scientists put forward more and more demands of the laser, such as long-term power.

In this thesis, we start the investigation of high power cw single-frequency laser with wavelength of 1.06 μ m, 532 nm and 1.5 μ m, respectively. The investigation of the all-solid-state cw single-frequency 1.06 μ m laser is the basic study; then through the second harmonic process, developing the all-solid-state cw single-frequency intracavity frequency doubled green laser; finally, by the optical parametric process, we obtain the cw single-frequency 1.5 μ m laser. We carried out a series of research results as follows.

(1) We have demonstrated a cw single-frequency Nd:YVO₄ laser at 1.06 μ m by LD dual-end pumped at 808nm. A dual-end pumping scheme was employed to realizes homogeneous absorption along the length of laser crystal, so that the defects such as serious thermal aberration, bulging of the entrance faces, and stress fracture risks that are encountered in the one-end pumping configuration were decreased. The measured maximum output was 18.5 W with a conversion efficiency of 41.2%. The stability of the output power was better than ±0.4% in three hours. The beam quality was measured of M²<1.05. The noise characteristics of the laser were also investigated. The

intensity noise and the phase noise reached the shot noise limit (SNL) at analysis frequency of 4 MHz.

(2) Based on a polarized and dual-end pumping scheme, a stable, high power and high beam quality cw single-frequency Nd:YVO₄/LBO green laser by directly pumped at 880nm has been fabricated. A single-polarization direction for the pump beams was selected to solve the problem of different absorption coefficients of orthogonal polarizations in the Nd:YVO₄ crystal. A measured maximum output power of 11.6W at 532 nm was obtained with a conversion efficiency of 22.3%. The stability of the green output was better than ±0.5% and no mode hopping was observed over a period of five hours. The beam quality parameters were measured to be $M_x^2=1.03$ and $M_y^2=1.02$. The intensity noise of the green laser was reduced to the SNL at an analysis frequency of 3.5 MHz and phase noise was 1.3 dB above the SNL in the range of 2 to 20MHz.

(3) We present a 1.5 μ m cw single-frequency intracavity singly resonant optical parametric oscillator (SRO) based on periodically poled lithium niobate (PPLN). The SRO is placed inside the ring cavity of a single-frequency 1.06 μ m Nd:YVO₄ laser pumped by a LD. The device delivers a maximum single-frequency output power of 300 mW at the LD pump power of 18W, and the measured signal wavelength is 1.57 μ m.

(4) We report a cw single-frequency 1.5 μ m laser source obtained by extracavity SRO based on PPLN. The SRO was pumped by a cw single-frequency Nd:YVO₄ laser at 1.06 μ m. 1.02 W of single-frequency signal light at 1.5 μ m was obtained at pump power of 6W. At the output power of around 0.75W, the power stability was better than ±1.5% in 30 minutes and no mode hopping was observed, and the frequency stability was better than 8.56 MHz in one minute. The signal wavelength could be tuned from 1.569 to 1.592 μ m by varying the PPLN temperature. And the 1.5 μ m laser exhibits low noise characteristics, the intensity noise of the laser reaches SNL at analysis frequency of 4 MHz, and phase noise is about 1 dB above the SNL for frequency from 10 to 20 MHz.

The creative works are as follows:

(1) Analyzed the advantages of dual-end pumping and direct pumping scheme, which was employed to reduce the thermal effects in the laser crystal, and experimentally verified these advantages: compared to the one-end pumping configuration, thermal lens effect reduced about 40% in the dual-end pumping scheme; in direct pumping scheme, the thermal effects are accounted for 50% of traditional pumping method.

(2) A stable, high power and high beam quality cw single-frequency Nd:YVO₄/LBO green laser has been fabricated by directly pumped at 880nm. A single-polarization direction for the pump beams was selected to solve the problem of different absorption coefficients of orthogonal polarizations in the Nd:YVO₄ crystal. A measured maximum output power of 11.6W at 532 nm was obtained with a conversion efficiency of 22.3%. The stability of the green output was better than $\pm 0.5\%$ over a period of five hours.

(3) A cw single-frequency 1.5 μ m laser source was obtained by intracavity SRO. The device delivers a maximum single-frequency output of 300 mW at the LD pump power of 18W.

(4) Theoretically analyzed the noise characteristics of the signal generated by extracavity SRO. In our experiment, a 1.02 W of cw single-frequency signal at 1.5 μ m was obtained by an extracavity SRO. We measured the intensity noise and phase noise of the signal; the experimental results are good agreement with the theoretical analysis.

Key words: All-solid-state continuous-wave single-frequency laser; Intracavity frequency doubled green laser; Intracavity SRO; Extracavity SRO; 1.5μm laser

第一章 绪论

激光的发明是二十世纪科学技术的一项重大成就。它使得人们终于有能力驾 驭尺度极小、数量极大、运动极为混乱的原子或者分子的发光过程,从而使我 们终于有能力获得相干的紫外、可见和红外光等激光。1960年,美国休斯公司实 验室的梅曼(T. H. Maiman)用脉冲氙灯激励红宝石晶体,得到了 694.3nm 的激光输出, 从而诞生了世界上第一台固体激光器^[1.1]。从此各类激光器以及激光技术引起了人们 极大的兴趣,其中固体激光器与气体、液体、自由电子和化学激光器相比,具有体 积小、激发方案简单和可靠性高等优点,一直处于激光技术研究的中心地位。

传统的固体激光器,通常由泵浦灯、聚光腔、晶体棒、光学谐振腔、电源以及 制冷系统组成。泵浦灯一般为惰性气体灯,泵浦灯的辐射光谱很宽(紫外到红外),而 激光晶体棒的吸收带宽很窄(一般只有几个纳米),晶体对泵浦光的吸收效率很低,因 而使得激光转换效率也很低(小于 5%);无用的紫外或红外辐射加热激光晶体,我们 需要庞大的水冷系统来去除多余的热,致使整个激光器的体积很大;泵浦灯寿命约 为 300-1000 小时,操作人员需花很多时间频繁的换灯,中断系统工作。这些劣势使 得灯泵的固体激光器没有大的发展空间。随半导体激光器的成熟和发展,半导体激 光器件可以稳定运转在室温状态,辐射的光谱很窄(通常在纳米量级),并且输出光谱 可以和激光晶体的吸收带相匹配,因而使得激光的转换效率增大(约 20%);激光晶体 的热效应大大减小,不再需要庞大的水冷系统;另外,半导体激光器寿命长约几万 个小时。在人们意识到半导体激光器泵浦激光介质的这些优势以后,一代新型的固 体激光器——全固态激光器诞生了。

全固态激光器就是激光二极管泵浦的固体激光器(Laser Diode pumped Solid State Laser,简写为 LDPSSL 或 DPL)。它集激光二极管与固体激光器的优点于一体,具有体积小、结构紧凑、转换效率高、性能稳定、可靠性高和寿命长等优点,与非线性频率变换如倍频、参量振荡技术相结合,可以进一步实现多波长运转,已经逐渐成为当前激光技术的主要发展方向。

1.1 全固态激光器及非线性频率变换的发展

全固态激光器的发展可以简单归结为:二十世纪六十年代到八十年代,初步发 展阶段;二十世纪八十年代之后,全固态激光器的飞速发展阶段。

在全固态激光器的初步发展阶段,由于半导体制造工艺的限制,激光二极管的

寿命短、效率低,需要在低温条件下才能够辐射激光,使得这一阶段全固态激光器的发展非常缓慢。1963年,R.Newman用 GaAs激光二极管泵浦Nd: CaWO4 晶体,得到了 1.06μm 的受激荧光输出^[1.2]。1964年,美国林肯实验室的R.J.Keyes 等人展示了世界上第一台激光二极管泵浦的固体激光器,这台全固态激光器是以 GaAs 二极管为泵浦源,CaF₂:U³⁺为工作介质,工作波长为 2.613μm,但是整个装置需要放置在液氢中,冷却到 4K^[1.3]。1968年,麦道宇航公司的 M.Ross 实现了第一台用 GaAs 二极管泵浦的 Nd:YAG 激光器,所用的 LD 需要冷却到 170K^[1.4]。1971年,F.W.Ostermayer 等人实现了运转于室温条件下的连续的 LD 泵浦的 Nd: YAG 激光器^[1.5]。1974年,L.C.Conant等人采用激光二极管侧面泵浦 Nd:YAG,得到了 120mW 的激光输出,斜效率为 6%^[1.6]。1979年,K.Kubodera 等人采用激光二极管泵浦 LiNdP₄O₁₂,获得了 0.5mW 的 1.05µm 单纵模激光输出^[1.7]。在这一时期,由于全固态激光器的泵浦功率小,输出功率低,因此,基于全固态激光器的非线性频率变换技术(如倍频、光学参量振荡器等)遇到了极大的困难。

二十世纪八十年代以后,半导体的制造工艺得到了突破性的发展,LD的转换效率提高、输出功率显著增加、使用寿命也增长了许多,继而全固态激光器及非线性频率变换的工作都取得了突飞猛进的发展。1987年,J.Berger等人获得了370mW的1.06µm连续激光输出,激光器为LD端面泵浦的Nd:YAG激光器^[1.8]。1991年,S.C. Tidwell等人采用LD端面泵浦的Nd:YAG,获得了15W的单横模激光输出^[1.9],并且在1993年将功率提高到60W^[1.10]。2002年,S.Lee等人采用两根Nd:YAG激光棒获得了770W的连续激光输出^[1.10]。2002年,S.Lee等人采用两根Nd:YAG激光棒获得了770W的连续激光输出^[1.10]。在非线性频率变换的工作方面:1985年,T.Baer等人成功研制了LD的内腔倍频激光器,获得了11mW的530nm绿光输出^[1.12];1996年,K.I.Martin等人获得了3W输出的连续单频532nmNd:YAG/KTP内腔倍频激光器^[1.13]。在1993年,S.T.Yang等人首次报道了外腔连续波单共振光学参量振荡器(SRO),泵浦源是连续单频的外腔谐振倍频Nd:YAG激光器,获得了1.07W的1.039µm闲置光^[1.14];1997年,F.G.Colville等人首次实现了内腔连续波SRO,在LD泵浦功率10W时,获得了400mW的闲置光输出,闲置光波长调谐范围为2.53-2.98µm^[1.15]。

进入二十一世纪以来,全固态激光器及非线性频率变换技术已经相当成熟,很 多公司如 Coherent、TekhnoScan、Alphalas、ELS 等都推出了相关的激光产品。全固 态连续单频 1.06µm 激光器的输出功率可达 25W;全固态连续单频绿光激光器的输出 功率可达 18W;连续单频钛宝石激光器的输出功率可达 1.5W 等。并且近年来,SRO 的研究也取得了很多的进展,其中在 2007 年,G.K. Samanta 等人获得了 1.51W 的连

- 2 -

续单频 1.104-1.43μm 的闲置光输出^[1.16];最新报道,在 2010 年,S.C. Kumar 等人通 过有输出耦合的光学参量振荡器,在泵浦功率为 28.6W,得到了 9.8W 的 1.627μm 信 号光输出和 7.7W 的 3.07μm 闲置光输出^[1.17]。很多性能优良的激光光源已经广泛应 用在国民生活的各个方面,如工业、军事、医疗和科学研究等领域。相信,随着激 光技术的不断发展,人们对全固态激光器及非线性频率变换技术的研究将更加多样 化,其应用将更加广泛。

1.2 高功率全固态连续单频激光的应用

到目前为止,激光已经广泛应用于我们生活的各个领域。在工业和军事领域中 用到激光器主要有两类:脉冲的1.06μm 全固态激光器和 CO₂气体激光器。高功率的 脉冲激光可用于激光打标、激光焊接、材料切割和表面处理等;也可用于激光测距、 激光武器、激光制导和激光雷达等;还可用于彩色显示、光存储、光通讯等。在医 疗方面用到的激光器主要为中小功率的激光器,用于激光美容、激光照射治疗、激 光切割肿瘤等。可以看出,以上这些应用用到的都是激光的高能量密度这个特性。 而在基础科学研究中,我们对激光的模式提出了更高的要求——连续单频激光。连 续单频激光可用于高分辨率光谱学、高精度和高灵敏度探测、光学频标、量子光学 和量子信息的研究、冷原子的俘获以及引力波的探测等方面。下面较为详细地介绍 不同波长的连续单频激光光源的应用。

1.2.1 1.06µm 激光器的应用

以钕离子 Nd³⁺为掺杂粒子的激光介质是目前最为常用也是最为成熟的固体激光 材料。在钕离子的能级结构中,最为典型的就是从 ⁴F_{2/3} 到 ⁴I_{11/2} 的 1.06µm 激光辐射。 上述已经讲到高功率脉冲的 1.06µm 激光器是最为成熟和广泛应用的激光器。但是在 科学研究领域中,随着科研进展的要求,高功率的全固态连续单频 1.06µm 激光器也 是目前最为需求的激光器。全固态连续单频 1.06µm 激光器可以用于以下几方面的科 学研究中:

(1) 量子光学方面: 2007 年,我们实验小组用输出为 700mW 的全固态连续单频 Nd:YVO4 激光器为光源,通过倍频过程测得了基频光和倍频光之间的双色关联^[1.18]; 在 2007 年,H. Vahlbruch 等人用输出为 2W 的全固态连续单频 Nd:YAG 激光器为光 源,通过倍频和光学参量振荡过程获得了 10dB 的真空压缩光^[1.19]。

(2) 泵浦光学参量振荡器拓展激光波长: 2001 年, E. V. Kovalchuk 等人用输出为 1W 的全固态连续单频 Nd:YAG 激光器为光源,通过光学参量过程获得了 2.35-3.75µm

- 3 -

的闲置光输出^[1.20]; 2003 年, F. Müller 等人用输出为 2.5W 的全固态连续单频 1.06μm 激光器为光源,通过光学参量过程获得了 3.1-3.9μm 的闲置光^[1.21]。拓展出来的激光 光源可以用于大气监测和分子光谱测量等方面。

(3) 冷原子的俘获: 在冷原子系统的搭建过程中常常用到连续单频的 1.06μm 激 光将冷原子俘获在光学腔中,或者构建二维/三维光学晶格俘获冷原子^[1.22, 1.23]。

(4) 引力波的探测:如果真正能探测到引力波,将极大推动对宇宙诞生和时空本 质的理解,大大促进人类文明的进程。正缘于此,美国、英国、法国、德国等科学 家都积极投入到这项工作中。在引力波探测装置中,激光源是最重要的部分之一。 其中德国的 Laser Zentrum Hannover 研究机构已经成功研制了用于引力波探测的 200W 连续单频 1.06μm 激光光源(通过固态激光放大器后),再通过光纤放大可以得 到上千瓦的连续单频激光^[1.24]。

鉴于 1.06μm 连续单频激光器的这些重要应用,我们开展了输出大于十瓦的高功 率全固态连续单频 1.06μm 激光器的研究工作,期待能够应用于实验室开展的光学参 量振荡器和俘获冷原子方面的实验中。

1.2.2 532nm 绿光激光器的应用

绿光激光作为一种可见光源,也已经广泛应用于我们的日常生活中,如常见的 绿光激光笔、激光彩色显示、激光指纹检测系统和光学显微镜等。而在科学研究领 域中,全固态连续单频绿光激光也有着极为重要的应用:

(1) 高功率钛宝石激光器和染料激光器的泵浦源:因为钛宝石晶体在 532nm 附 近有较大的吸收系数,所以我们常见的绿光激光就成为钛宝石激光器的理想泵浦源。 如美国相干公司生产的高功率锁模钛宝石激光器 Mira HP 系列和俄罗斯 TekhnoScan 公司生产的单频钛宝石激光器 TIS-SF 系列,均使用连续单频的绿光激光器作为泵浦 源。此外,绿光激光器也是染料激光器的可选泵浦源。

(2) 泵浦光学参量振荡器: 在高功率连续单频绿光激光器泵浦光学参量振荡器方面,已经有一系列的研究工作。2007年,G.K. Samanta 等人用 10W 的连续单频绿光激光器作为泵浦源,泵浦由 MaO:PPLT 晶体构成的光学参量振荡器,获得了 1.59W 的 1.159µm 激光输出^[1.25];同样在 2007年,J. M. Melkonian 等人用连续单频绿光激 光器(Verdi V10)作为泵浦源,泵浦光学参量振荡器,获得了 100mW 的619–640nm 红 光激光输出^[1.26];2008年,T.H. My 等人采用连续单频绿光激光器泵浦内腔倍频光学 参量振荡器,获得了 300mW 的连续单频 606nm 桔黄光输出^[1.27]等。

(3) 光学全息、干涉等需要激光器单频特性的应用领域:光学全息是利用激光的

干涉和衍射原理记录物体真实的三维图像和再现物体的技术。这样,光学全息就要 求光源必须具有很好的空间相干性和时间相干性。光源的相干长度越长,记录的信 息越多,全息成像的清晰度越高。全固态连续单频激光器就是光学全息的理想光源, 有足够的功率和足够的相干长度。相干公司的连续单频绿光激光器已经应用在国家 科学技术中心的全息技术中。

此外,同样在量子光学的基础研究方面,也有着重要的应用。鉴于高功率连续 单频绿光激光器的这些重要应用,我们开展了十瓦级高功率连续单频 532nm 绿光激 光器的研制工作,期待能够应用于实验室开展的光学参量振荡器和研制钛宝石激光 器的实验中。

1.2.3 1.5µm 激光的应用

近年来, 1.5μm 的激光光源引起了人们的广泛关注。这是因为 1.5μm 的激光有如下几方面的优势和应用:

(1) 位于 1.5μm 波段的激光是人眼安全激光,按美国国家标准研究所的激光安全标准, 1.5μm 波段的激光对人眼的允许曝光量是 1.06μm 激光的 40 万倍,是 10.6μm 激光的 100 倍,所以 1.5μm 较其它波长来说对人眼更为安全,目前已经有小型的人眼安全测距机产品。

(2) 1.5μm 的激光是大气传输的一个窗口,对烟雾的穿透能力较1.06μm 和10.6μm 激光要强,所以在激光雷达遥感探测等领域有着重要的应用前景。

(3) 1.5μm 的激光是光纤通讯的最低传输损耗和低色散窗口。随着光纤通讯技术的发展,光纤通讯系统已经经历了三代,如图 1.1 中所示:



图 1.1 光纤中的传输损耗曲线

上世纪七十年代,第一代光纤通信系统使用的是短波长的 0.85 μm 系统, 0.85μm 的激光在光纤中的传输损耗为 2.5dB/km;上世纪八十年代,第二代光纤通信系统使 用的是 1.31μm 单模光纤系统,传输损耗为 0.35dB/km;上世纪九十年代以来,第三 代光纤通信系统选用的是 1.55μm 的单模光纤系统,传输损耗仅为 0.2dB/km,并且研 究工作者通过改变光纤的结构参数等实现了在该波长的低色散传输。并且将要发展 的第四、五代光纤通讯系统的工作波长都选择为 1.5μm,可以看出 1.5μm 激光在光 纤通讯上有着巨大的应用前景。

(4) 在量子通讯和量子信息的研究工作中,为了将量子纠缠源在量子通讯领域的 应用推广到实用化的水平,我们希望能够制备 1.5μm 波段的量子纠缠源,在光纤中 以最低损耗传输,并且保持它的量子特性不受破坏;而且 1.5μm 的量子纠缠源可以 直接与现有的光通讯系统结合,从而可以进行实用化的量子通讯方面的研究和应用 ^[1.28]。但是,制备 1.5μm 的量子纠缠源需要一个高质量的连续单频的 1.5μm 激光光源。 目前,连续单频 1.5μm 激光光源的产品主要是光纤激光器,但光纤激光器的噪声很 高,往往高于散粒噪声基准几十个 dB^[1.29]。2008 年,我们实验小组采用连续单频的 1.56μm 半导体激光器注入光纤放大器,再通过倍频和光学参量过程获得了 2.4±0.1dB 的真空压缩态光场^[1.30]; 2009 年, M. Mehmet 等人采用 1.6W 输出的 1.55μm 连续单 频光纤激光器,同样通过倍频和光学参量过程获得了 5.3dB 的真空压缩态光场^[1.31]。 由于没有低噪声的激光光源,目前还没有看到关于产生明亮压缩态和纠缠态的实验 报道。

在实验室的科研工作中,鉴于实用化的量子通讯和量子信息方面研究工作的需求,我们开展了瓦级功率、低噪声的、连续单频1.5μm 激光光源的研制工作。

1.3 全固态连续单频激光的研究现状

1.3.1 全固态连续单频 1.06µm 激光器的研究现状

我们实验室在研制连续单频激光器及非线性频率变换方面已经做了许多研究工作。早期实验室采用闪光灯作为泵浦源:1989年,采用闪光灯泵浦75mm长的Nd:YAG激光棒,在激光谐振腔内插入λ/2 波片和法拉第旋转器使激光器单向运转,进一步加入标准具选模,最终实验获得了 1.5W 的连续单频 1.06μm 激光输出^[1.32]。随着激光 二极管制造工艺的成熟和激光二极管泵浦固体激光器所越来越凸显的优势,实验室 摒弃了传统的灯泵方式,开展了 LD 端面泵浦固体激光器(即全固态激光器)方面的研究。1996 年,实验室采用激光二极管作为泵浦源,泵浦 5mm 长的 Nd:YAG 晶体, 激光谐振腔为非平面环行腔,在泵浦功率约 1.4W 时,实验获得了 365mW 的连续单频 1.06µm 激光输出^[1.33]; 2002 年,选用 Nd:YVO4 为激光晶体,在泵浦功率为 16W 时,得到了 3.9W 的连续单频 1.06µm 激光^[1.34]; 2004 年,同样选用 Nd:YVO4 为激光 晶体,采用在激光环形谐振腔内插入光学单向器的方法使激光器单频工作,在泵浦 功率为 44.3W 时,得到了最大输出为 18W 的连续单频 1.06µm 激光,光光转换效率 达 40.6%,但是由于激光晶体的热效应非常严重,影响着激光器的稳定运转,最终激 光器只能长期稳定运转在 15W^[1.35]。

激光晶体 Nd:YAG 和 Nd:YVO4 作为二十世纪七十和八十年代发展起来的重要晶体,由 Nd³⁺的⁴F_{3/2} 能级到 ⁴I_{11/2} 能级的跃迁来实现 1.06µm 的激光辐射,该波长的激光在激光器研制的早期就成为人们研究的热点。目前在国际上,已经有很多公司销售全固态连续单频 1.06µm 激光器的产品:美国 Coherent 公司的 Verdi IR25 产品,能够输出大于 25W 的连续单频 1.06µm 激光,是这类激光器中输出功率最高的产品; CrystaLaser、LZH e.v.、OEM laser system、Alphalas、Standa 和 Innolight 公司等均有全固态连续单频 1.06µm 激光器的产品,但功率在几百毫瓦到几瓦级的水平。我们的研究目的就是在实验室现有的基础上研制一台功率更高的、能够长期稳定运转的、全固态连续单频 1.06µm 激光器。

1.3.2 全固态连续单频内腔倍频绿光激光器的研究现状

我们实验室在全固态连续单频内腔倍频激光器方面也已经有很多研究工作。 1991年,在连续单频Nd:YAG激光器谐振腔内分别加入了KTP和MgO:LiNbO3倍频 晶体,获得50-100mW的连续单频倍频光输出^[1.36];随后又在1995年将倍频光功率 提高到600mW^[1.37];2000年,实验报道了全固态连续单频Nd:YVO4/KTP激光器, 在泵浦功率730mW时,得到绿光激光40mW^[1.38];2002年,Nd:YVO4/KTP激光器 输出绿光功率达1.5W^[1.39];2007年,实验采用了LBO作为倍频晶体,激光谐振腔为 四镜环形腔,通过在激光谐振腔插入标准具减少激光增益带宽,抑制激光纵模跳变, 在泵浦功率为23.5W时,得到了稳定的4W输出的全固态连续单频Nd:YVO4/LBO 绿光激光器^[1.40];2010年,通过选用楔形的Nd:YVO4激光晶体以阻止激光器输出光 的偏振方向转动,从而偏振度高,输出稳定的激光,最终在泵浦功率30W时,获得 了输出功率为6.5W的连续单频Nd:YVO4/LBO绿光激光器^[1.41];随后进一步优化谐 振腔,将激光输出功率提高到8W。以上提到的这些工作集中在532nm的绿光激光 波段,在这些工作的同时,实验室也开展着运转在其他波长的全固态连续单频内腔 倍频激光器的研制工作。如2002年报道了输出为1.1W的Nd:YAP/KTP激光器,工 作波长是 540nm^[1.42]; 2004 报道了 Nd:YAG/LBO 蓝光激光器,激光输出 12mW^[1.43],随后在 2007 年将蓝光功率提高到 770mW^[1.44], 2010 年蓝光功率提高到 1.01W^[1.45]; 2007 年实验获得了 360mW 的 Nd:YVO₄/LBO 红光激光,随后将输出功率提高到 610mW^[1.46, 1.47]; 2009 年报道了输出波长为 1.053µm 和 526.5nm 的 Nd:YLF/LBO 激 光器^[1.48, 1.49]等。所有的这些研究工作和实验技术都是我们进一步研制高功率全固态 连续单频内腔倍频 532nm 绿光激光器的基础。

在国外已经有很多公司成功研制出连续单频绿光激光器产品,但做到高功率(大于10W)输出的绿光激光器还不多。在高功率全固态连续单频绿光激光器的产品中, 具有代表性的两个是:美国Coherent公司生产的全固态激光器Verdi-V系列产品,最 大输出功率为18W;德国Electronik Laser System GmbH(ELS)公司生产的 VersaDisk-515系列产品,最大输出功率为15W。同时这两个型号的激光产品均具有 优良的输出功率稳定性和光束质量。图1.2左所示为相干公司推出的Verdi-V系列激光 器的原理构图,激光器采用"8"字环形腔结构,泵浦源为光纤耦合输出的808nm半 导体激光器,激光晶体为Nd:YVO4晶体,LBO为内腔倍频晶体,谐振腔内的标准具 和光二极管维持单向行波,从而获得稳定的单频激光模式。图1.2右所示为其产品实 物图。





图 1.2 Verdi-V 系列绿光激光器的原理构图和激光器实物图



图 1.3 VersaDisk-515 系列绿光激光器的原理构图和激光器实物

图1.3所示为ELS公司生产的VersaDisk-515系列产品原理构图和实物图,同样激光器 采用"8"字环形谐振腔结构,泵浦源是波长为940nm的半导体激光器,激光晶体为 Yb:YAG薄片,LBO为内腔倍频晶体;通过在激光谐振腔内插入标准具和光二极管实 现单向行波,从而获得稳定的单频激光运转;滤光片可以选择插入谐振腔内,用于 调谐输出的激光波长。

1.3.3 1.5µm 激光光源的研究现状

基于1.5um激光的重要应用(见1.2.3小节),我们实验室开展了这个波长的激光的 研制工作。到目前为止,获得1.5µm激光光源的方法主要有四种:全固态激光器、受 激拉曼激光器、半导体激光器和光学参量振荡器(optical parametric oscillator, OPO)。 这四种方法各有其的特点,我们可以根据应用的具体要求来选择不同的方法。(1) 全 固态激光器,采用铒镱共掺的激光晶体如Er:Yb:YCOB、Er:Yb:GdCOB和 Er:Yb:YAB^[1.50-1.52]等作为激光增益介质直接获得1.5µm波段的激光输出。2007年,俄 罗斯的一个实验小组采用驻波腔结构,在泵浦功率约为4W时,获得了1W的1.555µm 单模激光输出[1.52],这也是目前报道的最高连续输出功率。我们实验小组也开展着这 方面的研究工作,选用Er:Yb:YAB作为激光晶体(福建物构所提供),实验获得了最大 260mW的连续单频1.5um激光。但是,现阶段这类激光器存在的最大问题是,这些激 光晶体的热效应非常严重,从而制约着输出激光功率的进一步提高。(2)受激拉曼激 光器,通过拉曼介质(如Ba(NO₃)₂、Nd:KGW晶体)将1.3μm的激光频移到1.5μm波段, 但目前相关的报道多为脉冲激光器^[1.53-1.55]。(3) 半导体激光器和光纤激光器,可以直 接输出1.5µm波段的连续单频激光,但是存在的问题是激光的强度噪声和相位噪声远 远高于散粒噪声极限,高的激光噪声是量子光学和量子信息等方面实验的最大限制 因素。(4) OPO,采用比较成熟的全固态激光器作为泵浦源,通过二阶非线性频率变 换将泵浦光(频率用 a, 表示)转换为两个下转换光即信号光(a,)和闲置光(a,), 采用合 适的非线性晶体我们就可以获得我们需要波段的激光。根据OPO谐振腔中光波的共 振情况,可以将OPO分为三类:单共振OPO(Singly Resonant OPO, SRO),只有信号 光或闲置光一束光在谐振腔内共振;双共振OPO(Doubly Resonant OPO, DRO),信号 光和闲置光同时在腔内共振; 三共振OPO(Triply Resonant OPO, TRO), 泵浦光、信 号光和闲置光同时都在腔内共振。其中SRO相对于DRO和TRO来说,阈值功率较高, 但不需要电子伺服系统锁定光学谐振腔,就可以获得高功率稳定的下转换激光输出, 所以是研制激光光源的首选方法。

我们的研究目的是获取一个瓦级功率的、低噪声的、连续单频1.5µm激光光源,

- 9 -

综合考虑这几种方法的,我们选用OPO技术中的SRO技术来研制需要的激光光源。 根据SRO腔相对于泵浦源谐振腔的位置,又可以将SRO分为内腔SRO(Intracavity SRO) 和外腔SRO(Extracavity SRO)。如图1.4所示为简单的示意图,M1和M2构成激光谐振 腔,M3和M4构成SRO腔,左图为内腔SRO结构,非线性晶体放置在激光谐振腔内, SRO腔嵌在激光腔内;右图为外腔SRO结构,激光器输出的激光用来泵浦SRO,激光 腔和SRO腔完全分离开来。



图 1.4 SRO 结构示意图: (a)内腔 SRO; (b)外腔 SRO。

LC: 激光晶体; NLC: 非线性晶体

(a)内腔SRO可以充分利用高的激光内腔功率密度,从而获得较低的SRO振荡阈 值;泵浦光在SRO腔中多次穿过,相当于增加了泵浦光与非线性晶体的相互作用长 度;内腔SRO结构紧凑,易于小型化。但是由于SRO腔耦合在激光器中,参量过程 不可避免地和激光器激光辐射之间有相互影响。在内腔SRO方面的实验工作,1997 年,英国St. Andrews大学的研究小组的F. G. Colville等人首次实现了内腔连续波 SRO,他们采用钛宝石激光器作为SRO的泵浦源,采用KTP晶体作为参量振荡晶体, 在泵浦功率10W时,获得了400mW的闲置光输出,闲置光波长调谐范围为 2.53-2.98µm^[1.15];随后该实验小组在内腔连续波方面分别采用RTA、PPLN、PPKTP、 PPRTA等晶体做了大量的研究工作^[1.56-1.58]。在国内,天津大学的丁欣等人将PPLN SRO置于Nd:YVO4激光器中,实验得到了115mW的连续波3.86mm中红外激光输出 ^[1.59]。但是在内腔SRO获取连续单频激光光源的研究工作还相对较少:2000年,报道 了钛宝石为激光晶体,PPKTP为非线性晶体,获得了115mW的单频2.35µm的闲置光 输出^[1.57];2003年,H. Abitan和P. Buchhave采用Nd:YVO4为激光晶体,PPLN为非线 性晶体,获得了520mW的1.8µm连续单频闲置光输出^[1.60]。

(b) 外腔SRO的光学参量腔和激光器各自独立,这样泵浦光阈值功率要较高;由 于两个谐振腔之间的耦合需要加入不少光学元件来匹配,所以系统要较复杂。但是 由于激光器和SRO之间的分离,我们可以完全消除这两者之间的相互影响,非常有 利于系统的稳定运转。尤其是采用周期性极化非线性晶体,通过极化周期调谐和温 度调谐,可以实现宽带调谐输出。

早在1993年, S. T. Yang等人首次报道了外腔连续波KTP SRO, 泵浦源是连续单频的外腔谐振倍频Nd:YAG激光器,在泵浦功率为3.2W时,获得了连续单频的1.07W的非谐振闲置光输出^[1.14]。

2002年, Ulrich Stroßner等人采用10W的全固态连续单频绿光激光器作为泵浦源, 获得了大于800mW的闲置光输出,闲置光调谐范围1.096-2.83μm^[1.61]。同样在2002年, M. V. Herpen等人报道了1.06μm固体激光器泵浦的3.0-3.8μm中红外宽调谐的PPLN SRO,在泵浦功率9W时,输出的闲置光功率大于1.5W^[1.62]。

2003年, M. M. J. W. van Herpen等人报道了连续单频窄线宽中红外SRO,采用单频Nd:YAG激光器作为泵浦源,获得了1.2W的3.9μm闲频光输出(泵浦功率11W),波长调谐在4.7μm时输出功率为120mW,实现了3.7~4.7μm可调谐激光输出^[1.63]。

2006年, A. Henderson等人报道了连续单频低阈值窄线宽SRO,采用1.083μm的 光纤激光器为泵浦源,实验得到了750mW的闲置光输出,SRO阈值仅为780mW^[1.64]。

2007年,法国的J. K. Melkonian等人通过MgO: PPSLT SRO获得了连续单频的红光激光。泵浦源为单频绿光激光器,红光信号光在SRO腔内谐振并以一个小的透射率输出(T=1.7%),实验在泵浦功率为6.6W时,得到了100mW的信号光输出^[1.25]。

2007年, A. Henderson等人同样采用对信号光有输出耦合透射率(T=3%)的镜子, 同时得到了5.1W的1.648µm信号光和3.5W的3µm闲置光输出(泵浦功率14.5W)。文中还指出,利用对信号光有输出耦合透射率的输出镜,减小了信号光在SRO腔内的功率密度,有利于SRO的运转,SRO输出激光的光谱要比选用没有输出耦合的情况窄 很多^[1.65]。

2007年, G. M. Samanta等人报道了通过MgO: sPPLT SRO获得了1.59W的连续单频1.187mm的闲置光输出(泵浦功率8.16W), 5小时内闲置光功率波动为16%, 总的信号光和闲置光调谐范围覆盖852nm-1.417µm^[1.24]。2008年,该实验小组同样详细研究了对信号光有输出耦合的SRO的运转情况,下转换效率要比没输出耦合时的效率要高,输出下转换光光谱要更纯^[1.66]。

2008年, M. Vainio等人采用单频窄线宽光纤激光器作为泵浦源,选用对信号光透射率为T=2%的输出耦合镜,在泵浦功率为14W时,得到了2.5W的1.611µm信号光和1.3W的3.13µm闲置光。同时不需要在SRO腔内插入标准具,SRO就可以实现长期稳定的单频运转,并无跳模现象,当然,SRO的稳定运转也归因于稳定的非线性晶体控温和热自锁定。效应放宽了对机械稳定性等的要求^[1.67]。同样在2008年,S.T.Lin

等人分析了SRO中的热效应(热诱导和热致双稳现象)^[1.68]。

2010年, S. Chaitanya Kumar等人采用连续单频1.06μm光纤激光器作为泵浦源, 在泵浦功率28.6W时,得到了9.8W的1.627μm信号光和7.7W的3.07μm闲置光。通过调 节MgO:PPLN的温度,信号光波长调谐范围为1.594~1.714μm。14小时内,闲置光的 功率波动为5%,光束质量M²<1.28,但实验没有监视下转化光的纵模情况^[1.16]。

1.4 本文的主要工作

鉴于高功率连续单频激光光源在我们实验室以及其它研究领域有着巨大的应用 前景,同时为了推动实验室基础研究和应用研究的发展,我们分别展开了1.06μm、 532nm和1.5μm三个不同波长的高功率连续单频激光光源的研制工作,这三个工作相 互关联,相互促进。如图1.5所示:高功率连续单频1.06μm激光通过内腔倍频(SHG) 过程,可以产生532nm的绿光激光;其次,高功率连续单频1.06μm激光作为泵浦源 泵浦SRO,可以产生1.5μm的连续单频激光光源;再次,532nm的绿光激光也可以泵 浦SRO,产生1.5μm的激光光源。所以获得一个高质量的连续单频1.06μm激光器是整 个实验工作的基础,然后,好的非线性频率变换技术是获得高质量连续单频532nm 和1.5μm激光光源的必要条件。

3.3μm + 1.5μm < SRO 1.06μm SHG 532nm

图 1.5 实验内容的框图

本文对这三种不同波长的激光光源的研制工作做了详细的阐述,全文结构如下:

第一章,简要介绍了全固态激光器及非线性频率变换的发展状况,并对1.06μm、 532nm和1.5μm三种不同波长的高功率连续单频激光光源的重要应用和研究现状、研 究方法做了详细的介绍。

第二章,对LD双端面泵浦的全固态连续单频1.06μm Nd:YVO4激光器进行了实验研究。详细分析了激光晶体的热效应,提出了改善热效应的措施。对各实验参数进行优化,在泵浦功率为44.9W时,得到了最大为18.5W的连续单频激光输出,相应的光光转化效率达41.2%;同时在三个小时内激光的功率稳定性优于±0.4%,光束质量M²<1.05;激光的强度噪声和相位噪声均在分析频率4MHz处达到散粒噪声基准。

第三章,研制了一台直接泵浦的高功率全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激光器。实验在 1.06µm 激光器的基础上,选用 LBO 为倍频晶体,采用内腔倍频技术,

- 12 -

选取合适激光谐振腔腔长,获得了高效内腔倍频;采用直接泵浦技术,大大减小了激光晶体的热效应,提高了激光输出功率,改善了输出激光光束质量。在泵浦功率为 52W 时,获得了 11.6W 的连续单频绿光激光输出,5 小时内的激光功率稳定性优于±0.5%;激光光束分布呈标准的高斯强度分布,测得的光束质量因子 M²<1.05;激光的强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相位噪声在所测量的 2-20MHz 范围内都高于散粒噪声 1.36dB 左右,同时还测量了该激光器的其他一系列参数。

第四章,采用基于准相位匹配晶体的内腔单共振光学参量振荡技术获得了连续 单频的 1.5μm 激光光源。从理论上设计并优化激光谐振腔和 SRO 腔长,使得两个腔 能够很好的耦合,并获得较高的非线性转换效率;实验在 LD 泵浦功率为 18W 时, 获得了 300mW 的连续单频 1.5μm 信号光输出。

第五章,研制了基于准相位匹配晶体的外腔高功率连续单频 1.5µm 光学参量振 荡器。理论上,从耦合波方程出发,详细分析了 SRO 的阈值和输入输出特性;从量 子郎之万方程出发,采用半经典理论分析了参量下转换激光的噪声特性。实验上, 采用自制的高功率全固态连续单频 Nd:YVO4 激光器为泵浦源,泵浦由 PPLN 晶体构 成的 SRO,在泵浦功率为 6W 时,获得了输出功率为 1.02W 的连续单频 1.5µm 激光 输出。在信号光输出功率为 0.75W 的情况下,监视了信号光的功率稳定性,30 分钟 内的功率波动优于±1.5%,同时没有模式跳变现象;改变 PPLN 晶体温度 40℃,输出 信号光波长连续调谐 23nm;获得的 1.5µm 激光的噪声较低,其强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相位噪声在 10-20MHz 的分析频率范围内高于散粒噪声 基准约 1dB。

第六章,总结了本篇论文取得的主要研究成果,并对下一步的研究工作进行了 展望。

- 13 -

参考文献

[1.1] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, Nature, 1960, 187, 493-494

[1.2] R. Newman, Excitation of the Nd^{3+} fluorescence in CaWO₄ by recombination radiation in GaAs, J. Appl. Phys. 1963, 34, 437-437

[1.3] R. J. Keyes, and T. M. Quist, Injection Luminescent Pumping of $CaF_2:U^{3+}$ with GaAs Diode Lasers, Appl. Phys. Lett. 1964, 4, 50-52

[1.4] M. Ross, YAG laser operation by semiconductor laser pumping, Proc. IEEE, 1960, 56, 196-197

[1.5] F. W. Ostermayer, GaAsP diode pumped YAG: Nd lasers, Appl. Phys. Lett. 1971, 18, 93-96

[1.6] L. C. Conant, and C. W. Reno, GaAs laser diode pumped Nd: YAG laser, Appl. Opt.1974, 13, 2457-2458

[1.7] K. Kubodera, and K. Otsuka, Efficient LiNdP₄O₁₂ lasers pumped with a laser diode, Appl. Opt. 1979, 18, 3882-3883

[1.8] J. Berger, D. F. Welch, D. R. Scifres, W. Streifer, and P. S. Cross, 370mW, 1.06 μ m, CW TEM₀₀ output from an Nd:YAG laser rod end-pumped by a monolithic diode array, IEEE, 1987, 23, 669-670

[1.9] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, C. E. Hamilton, C. H. Muller, and D. D. Lowenthal, Efficient, 15W output power, diode-end-pumped Nd:YAG laser, Opt. Lett. 1991, 16, 584-586

[1.10] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, and M. S. Bowers, Highly efficient 60W TEM₀₀ cw diode-end-pumped Nd:YAG laser, Opt. Lett. 1993, 18, 116-118

[1.11] S. Lee, M. Yun, B. H. Cha, C. J. Kim, S. Suk, and H. S. Kim, Stability analysis of a diode-pumped, thermal birefringence-compensated two-rod Nd:YAG laser with 770W output power, Appl. Opt. 2002, 41, 5625-5631

[1.12] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, Nature, 1960, 187, 493-494

[1.13] K. I. Martin, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, 3 W of single-frequency output at 532 nm by intracavity frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG ring laser, Opt. Lett. 1996, 21, 875-877

[1.14] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer, Continuous-wave singly resonant optical

parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd:YAG lasery, Nature, 1993, 18, 971-973

[1.15] F. G. Colville, M. H. Dunn, and M. Ebrahimzadeh, Continuous-wave, singly resonant, intracavity parametric oscillator, Opt. Lett. 1997, 22, 75-77

[1.16] G. K. Samanta, G. R. Fayaz, Z. Sun, and M. Ebrahim-Zadeh, High-power, continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator based on MgO:sPPLT, Opt. Lett. 2007, 32, 400-402

[1.17] S. C. Kumar, R. Das, G.K. Samanta, M. Ebrahim-Zadeh, Optimally-output-coupled,
17.5 W, fiber-laser-pumped continuous-wave optical parametric oscillator, Appl. Phys. B,
Lasers and optics, 2010, DOI: 10.1007/s00340-010-4092-9

[1.18] Yongmin Li, Sujing Zhang, Jianli Liu, and Kuanshou Zhang, Quantum correlation between fundamental and second-harmonic fields via second-harmonic generation, J. Opt. Soc. Am. B, 2007, 24, 660-663

[1.19] H. Vahlbruch, Mo. Mehmet, S. Chelkowski, B. Hage, A. Franzen, N. Lastzka, S. Goßler, K. Danzmann, and R. Schnabel, Observation of Squeezed Light with 10-dB Quantum-Noise Reduction, Phys. Rev. Lett. 2008, 100, 003602 1-4

[1.20] E. V. Kovalchuk, D. Dekorsy, A. I. Lvovsky, C. Braxmaier, J. Mlynek, and A. Peters, High-resolution Doppler-free molecular spectroscopy with a continuous-wave optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2001, 26, 1430-1432

[1.21] F. Müller, A. Popp, and F. Kühnemann, Transportable, highly sensitive photoacoustic spectrometer based on a continuous-wave dualcavity optical parametric oscillator, Opt. Express, 2003, 11, 2820-2825

[1.22] K. -K. Ni, S. Ospelkaus, D. Wang, G. Quéméner, B. Neyenhuis, M. H. G. de Miranda, J. L. Bohn, J. Ye, and D. S. Jin, Dipolar collisions of polar molecules in the quantum regime, Nature, 2010, 464, 1324-1328

[1.23] K. Jiménez-García, R. L. Compton, Y. -J. Lin, W. D. Phillips, J.V. Porto, and I. B. Spielman, Phases of a Two-Dimensional Bose Gas in an Optical Lattice, Phys. Rev. Lett. 2010, 105, 110401 1-4

[1.24] Laser Zentrum Hannover e. V., http://www.lzh.de/en/departments/laserdevelopment /singlefrequencylasers

[1.25] G. K. Samanta, G. R. Fayaz, and M. Ebrahim-Zadeh, 1.59W, single-frequency,

continuous-wave optical parametric oscillator based on MgO:sPPLT, Opt. Lett. 2007, 32, 2623-2625

[1.26] J. M. Melkonian, T. H My, F. Bretenaker, and C. Drag, High spectral purity and tunable operation of a continuous singly resonant optical parametric oscillator emitting in the red, Opt. Lett. 2007, 32, 518-520

[1.27] T. H. My, C. Drag, and F. Bretenaker, Single-frequency and tunable operation of a continuous intracavity-frequency-doubled singly resonant optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2008, 33, 1455-1457

[1.28] A. Yoshizawa, R. Kaji, and H. Tsuchida, Generation of polarisation-entangled photon pairs at 1550 nm using two PPLN waveguides, Elec. Lett. 2003, 39, 621

[1.29] J. X. Feng, Y. M. Li, X. T. Tian, J. L. Liu, and K. S. Zhang, Noise suppression, linewidth narrowing of a master oscillator power amplifier at 1.56µm and the second harmonic generation output at 780nm, Opt. Express, 2008, 16, 11871-11877

[1.30] J. X. Feng, X. T. Tian, Y. M. Li, and K. S. Zhang, Generation of a squeezing vacuum at a telecommunication wavelength with periodically poled LiNbO₃, Appl. Phys. Lett. 2008, 92, 221102 1-3

[1.31] M. Mehmet, S. Steinlechner, T. Eberle, H. Vahlbruch, A. Thüring, Ka. Danzmann, and R. Schnabel, Observation of cw squeezed light at 1550 nm, Nature, 2009, Opt. Lett. 34, 1060-1062

[1.32] 彭堃墀,李瑞宁,黄茂全,刘晶,靳少征,李军,稳频环行 Nd:YAG 激光器, 中国激光, 1989, 16, 449-451

[1.33] 张宽收, 张云, 谢常德, 彭堃墀, 全固化非平面单频 Nd:YAG 环行激光器, 光 学学报, 1996, 16, 1041-1044

[1.34] S. K. Wang, Y. M Li, Z. H. Zhai, J. R. Gao, High power single-frequency Nd: YVO₄ laser, SPIE, 2002, 4914, 156

[1.35] W. Q. Xi, J. Y. Zhao, K. S. Zhang, A high-power continuous-wave laser-diode end-pumped Nd:YVO₄ laser of single-frequency operation, Chin. Phys. Lett. 2005, 22, 1144-1147

[1.36] 郜江瑞,张小虎,李军,彭堃墀,蒋德华,连续 Nd:YAG 稳频倍频激光器, 中国激光, 1991, 18, 721-725

[1.37] J. R. Gao, H. Wang, M. Q. Huang, C. D. Xie, K. C. Peng, Z. G. Yu, C. Q. Ma, and X.

- 16 -

N. Wang, Intracavity frequency-doubled and stabilized cw ring Nd:YAG laser with a pair of KTP crystals, Appl. Opt, 1995, 34, 1519-1522

[1.38] 张靖,张宽收,王润林,郭蕊香,彭堃墀,全固化单频 Nd:YVO4 环行激光器, 2000, 27, 694-696

[1.39] 王海波,马艳,翟泽辉,郜江瑞,彭堃墀,LD 端面抽运 1.5W 单频稳频绿光激 光器,中国激光,2002,29,119-122

[1.40] Y. H. Zheng, H. D. Lu, F.Q. Li, K. S. Zhang, and K. C. Peng, Four watt long-term stable intracavity frequency-doubling Nd:YVO₄ laser of single-frequency operation pumped by a fiber-coupled laser diode, Appl. Opt. 2007, 46, 5336-5339

[1.41] Y. H. Zheng, F.Q. Li, Y. J. Wang, K. S. Zhang, and K. C. Peng, High-stability single-frequency green laser with a wedge Nd:YVO₄ as a polarizing beam splitter, Opt. Comm. 2010, 283, 309-312

[1.42] X. Y. Li, Q. Pan, J. T. Jin, C. D. Xie, and K. C. Peng, LD pumped intracavity frequency-doubled and frequency-stabilized Nd:YAP/KTP laser with 1.1W output, Opt. Comm. 2002, 201, 165-171

[1.43] 郑耀辉,张宽收,LD 端面抽运的全固化单频蓝光激光器,量子光学学报,2004, 10,42-46

[1.44] 王垚廷,周倩倩,李渊骥,刘建丽,张宽收,输出 770mW 的全固态连续单频 蓝光激光器,中国激光, 2009, 36, 1714-1718

[1.45] Y. T. Wang, J. L. Liu, Q. Liu, Y. J. Li, and K. S. Zhang, Stable continuous-wave single-frequency Nd:YAG blue laser at 473 nm considering the influence of the energy-transfer upconversion, Opt. Express, 2010, 18, 12044-12051

[1.46] 刘侠,王宇,常冬霞,贾晓军,彭堃墀,LD 泵浦 Nd:YVO₄/LBO 单频 671nm 激光器,量子光学学报,2007,13,138-140

[1.47] 常冬霞,刘侠,王宇,葛青,贾晓军,彭堃墀,连续波 Nd:YVO₄/LBO 稳频倍 频红光全固态激光器,中国激光,2008,35,323-327

[1.48] 刘国宏,李永民,王垚廷,李渊骥,张宽收,全固态高功率连续单频稳频 1053nm Nd:YLF 激光器,中国激光, 2009, 36, 1732-1734

[1.49] X. M. Guo, X. Y. Wang, Y. M. Li, and K. S. Zhang, Quantum noise limited tunable single-frequency Nd:YLF/LBO laser at 526.5nm, Appl. Opt. 2009, 48, 6475-6478

[1.50] P. A. Burns, J. M. Dawes, P. Dekker, J. A. Piper, H. D Jiang, and J. Y. Wang,

Optimization of Er, Yb:YCOB for CW Laser Operation, IEEE, 2004, QE-40, 1575

[1.51] B. Denker, B. Galagan, L. Ivleva, V. Osiko, S. Sverchkov, I. Voronina, J.E. Hellstrom, G. Karlsson, and F. Laurell, Luminescent and laser properties of Yb-Er:GdCa₄O(BO₃)₃: a new crystal for eye-safe 1.5-μm lasers, Appl. Phys.B, 2004, 79, 577-581

[1.52] N. A. Tolstik, S. V. Kurilchik, V. E. Kisel, N. V. Kuleshov, V. V. Maltsev, O. V.
Pilipenko, E. V. Koporulina, and N. I. Leonyuk, Efficient 1W continuous-wave diode
pumped Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser, Opt. Lett. 2007, 32, 3233-3235

[1.53] J. T. Murray, R. C. Powell, N. Peyghambarian, D. Smith, W. Austin, and R. A. Stolzenberger, Generation of 1.5-µm radiation through intracavity solid-state Raman shifting in Ba(NO₃)₂ nonlinear crystals, Opt. Lett. 1995, 20, 1017-1019

[1.54] A. Major, J. S. Aitchison, P. W. E. Smith, N. Langford, and A. I. Ferguson, Efficient Raman shifting of high-energy picosecond pulses into the eye-safe 1.5- μ m spectral region by use of a KGd(WO₄)₂ crystal, Opt. Lett. 2005, 30, 421-423

[1.55] E. V. Raevsky, A. V. Gulin; N. S. Ustimenko, V. L. Pavlovitch, Laser oscillation of Nd:KGd(WO₄)₂ in the 1.538μm eye-safe range, Proc. of SPIE, 2000, 4035, 362-366

[1.56] M. Ebrahimzadeh, G. A. Turnbull, T. J. Edwards, D. J. M. Stothard, I. D. Lindsay, and M. H. Dunn, Intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillators, JOSAB, 1999, 16, 1499-1511

[1.57] T. J. Edwards, G. A. Turnbull, M. H. Dunn, M. Ebrahimzadeh, Continuous-wave, singly-resonant, optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO₄, Opt. Express, 2000, 6, 58-63

[1.58] A. Carleton, D. J. M. Stothard, I. D. Lindsay, M. Ebrahimzadeh, and M. H. Dunn, Compact, continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄ in a Nd:YVO₄ laser, Opt. Lett. 2003, 28, 555-557

[1.59] X. Ding, S. M. Zhang, H. M. Ma, M. Pang, J. Q. Yao, and Z. Li,Continuous-wave mid-infrared intracavity singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, Chin. Phys. B, 2008, 17, 211-216

[1.60] H. Abitan, and P. Buchhave, Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator placed inside a ring laser, Appl. Opt. 2003, 42, 6630-6635

[1.61] U. Stroßner, J. P. Meyn, R. Wallenstein, P. Urenski, A. Arie, G. Rosenman, and J.

Mlynek, Single-frequency continuous-wave optical parametric oscillator system with an ultrawide tuning range of 550 to 2830 nm, JOSAB, 2002, 19, 1419-1424

[1.62] M. van Herpen and S. te Lintel Hekkert, S. E. Bisson, and F. J. M. Harren, Wide single-mode tuning of a 3.0–3.8-µm, 700-mW, continuous-wave Nd:YAG-pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, Opt. Lett. 2002, 27, 640-642

[1.63] M. M. J. W. van Herpen, S. E. Bisson, and F. J. M. Harren, Continuous-wave operation of a single-frequency optical parametric oscillator at 4-5 μ m based on periodically poled LiNbO₃, Opt. Lett. 2003, 28, 2497-2499

[1.64] A. Henderson, and R. Stafford, Low threshold, singly-resonant CW OPO pumped by an all-fiber pump source, Opt. Express, 2006, 14, 767-772

[1.65] A. Henderson, and R. Stafford, Spectral broadening and stimulated Raman conversion in a continuous-wave optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2007, 32, 1281-1283

[1.66] G. K. Samanta, and M. E. Zadeh, Continuous-wave singly-resonant optical parametric oscillator with resonant wave coupling, Opt. Express, 2008, 16, 6883-6888

[1.67] M. Vainio, J. Peltola, S. Persijn, F. J. M. Harren, and L. Halonen, Singly resonant cw OPO with simple wavelength tuning, Opt. Express, 2008, 16, 11141-11146

[1.68] S. T. Lin, Y. Y. Lin, Y. C. Huang, A. C. Chiang, and J. T. Shy, Observation of thermal-induced optical guiding and bistability in a mid-IR continuouswave, singly resonant optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2008, 33, 2338-2340

第二章 LD 双端面泵浦的全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO₄ 激 光器

2.1 引言

在 LD 端面泵浦的高功率全固态激光器中,由于激光晶体吸收的泵浦能量只有一部分转换为激光输出,其余部分则转换为热沉积在激光晶体中,这部分热带来的一系列影响我们统称为激光晶体的热效应。晶体的热效应主要有三种:热透镜效应、 热致衍射损耗效应和热退偏效应。这些热效应的出现将严重影响激光器的稳定性和 激光输出功率的提高,同时也会使输出激光的光束质量下降,因此,采取有效的措施来减小激光晶体的热效应,将大大改善激光器各个方面的性能。

在本章中,我们从探讨 Nd:YVO4 激光晶体的性质和激光晶体的热效应出发,简 要分析了改善热效应的措施;分析和实验验证了双端面泵浦相对于单端面泵浦时, 激光晶体的热效应有很大的改善;在激光谐振腔的设计中,由于激光晶体热透镜效 应的出现,严重影响着谐振腔的稳区范围和光斑大小分布,所以也是谐振腔的设计 过程中必须考虑的因素之一,我们从模式匹配和输出高功率的要求出发,合理设计 了含热透镜的激光谐振腔;另外,分析了四能级激光器系统的运转特性。实验中, 采用聚焦耦合系统和掺杂浓度为 0.3%的 Nd:YVO4 复合激光晶体,在泵浦功率为 44.9W 时,获得了输出功率为 18.5W 的连续单频激光,相应的光光转化效率高达 41.2%,长期功率稳定性优于±0.4%;输出激光光束质量 M²<1.05。

2.2 理论分析

2.2.1 Nd:YVO4 激光晶体的性质

Nd:YVO4(掺钕钒酸钇)晶体是一种综合性能优良的激光晶体,也是最常用的一种 固体激光材料。它在 808nm 附近有较高的吸收系数,约为 Nd:YAG 晶体的 7 倍以上; 吸收带宽约 20nm,是 Nd:YAG 晶体的 5 倍之多,所以特别有利于 LD 端面泵浦的固 体激光器;该晶体在 1.06µm 处具有较大的受激发射截面,从而需要的泵浦阈值功率 较低;同时该晶体还是一种自然双折射晶体,易产生偏振激光输出,所以与各向同 性晶体相比,可以避免热致双折射现象。因此,该晶体在 LD 端面泵浦的连续波 1.06µm 全固态激光器中有广泛的应用。表 2.2.1 中列出了 Nd:YVO4 晶体物理特性和光学特 性的一些常见参数^[2.1],同时也列举了 Nd:YAG^[2.2]和 Nd:GdVO4 ^[2.3, 2.4] 两种常用晶体 的参数^[2.2]以做比较(注:表中晶体掺杂浓度均为 1%)。
晶体名称	掺钕钒酸钇	掺钕钇铝石榴石	掺钕钒酸钆
化学式	Nd:YVO4	Nd:Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (Nd:YAG)	Nd:GdVO ₄
莫氏硬度	~5	8.5	4-5
热导率(W/m/K)	5.4	14	12
热膨胀系数(K ⁻¹)	a: 4.43×10 ⁻⁶ c: 11.37×10 ⁻⁶	7.8×10 ⁻⁶	a: 1.3×10 ⁻⁶ c: 7.3×10 ⁻⁶
热光系数(K ⁻¹)	a: 8.5×10 ⁻⁶ c: 3.0×10 ⁻⁶	7.3×10 ⁻⁶	π: 4.7×10 ⁻⁶ σ: -
折射率(1.06μm)	n _o =1.96 n _e =2.17	1.82	n _o =1.97 n _e =2.19
⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2} 辐射截面(cm ²)	25×10 ⁻¹⁹	2.8×10 ⁻¹⁹	12.5×10 ⁻¹⁹
荧光寿命(µs)	90	230	90
吸收系数(cm ⁻¹)	31.4	4.3	67
增益带宽(nm)	0.96	0.6	1.2
输出光偏振性质	线偏光	非偏振光	线偏光

表 2.2.1 Nd:YVO4 晶体的常见参数

2.2.2 激光晶体的热效应及减小热效应的措施

在全固态激光器中,激光晶体吸收的泵浦能量只有一部分转换为激光输出,其 余部分则转换为热沉积在激光晶体中,这部分热带来的一系列影响我们统称为激光 晶体的热效应。这些沉积的热产生的来源,参照图 2.2.1 分析,可以归纳为以下几方 面^[2.5]: (a) 泵浦能级的粒子主要以无辐射跃迁的形式快速地转移到激光上能级,这 个过程中,该两个能级之间的光子能量差以热的形式散逸到晶体中;(b)激光跃迁的 荧光过程的量子效率小于 1,所以激光上下能级之间,除了辐射激光外,还有一部分 能量由于激光淬灭而产生热;(c)与(a)过程类似,激光下能级的粒子以无辐射跃迁的 形式回到基态能级,能量通过晶格扩散到整个晶体中而产生热,(a)(c)过程产生的热 通称为量子亏损发热。(d) 泵浦光源的光谱中与激光晶体的吸收光谱不匹配的部分能量, 被晶体吸收而转换为热。



图 2.2.1 四能级系统激光辐射的能级简图

实验中,我们通过采用 LD 的工作波长接近于辐射激光的波长来减小量子亏损发 热;采用与激光晶体吸收峰匹配的窄线宽 LD 作为泵浦源,减小激光材料吸收发热; 采用 LD 端面泵浦技术,提高激光辐射效率,以使得激光跃迁的荧光过程的量子效率 接近 1。因此,在 LD 端面泵浦的全固态激光器中,激光晶体中热的来源可以主要归 结为量子亏损发热。这些热我们统称为激光晶体的热效应,以下分别就激光晶体的 热透镜效应、减小热透镜效应的方法和热致衍射损耗效应进行详细的分析。

(1) 激光晶体的热透镜效应

激光晶体在吸收泵浦光辐射激光过程中产生的热引起了晶体温度升高,在连续运转的激光器中,为了避免因为晶体温度太高而导致激光输出功率降低和激光晶体性能变差等,我们通常采取各种措施对晶体进行冷却和控温,使其工作在较低的温度或恒定温度下。这样,晶体内部发热和晶体表面冷却这两者使得激光晶体的内部形成温度梯度分布,以及随温度分布不均匀而产生了热应力,这将导致晶体的折射率发生变化,使激光晶体产生热透镜效应和热致双折射效应。我们实验中使用的激光晶体是各向异性的 Nd:YVO4 晶体,热致双折射对其的影响很小,所以在这里我们仅考虑热透镜效应。

热透镜效应主要包含有两部分的透镜效应^[2.6]:一为上述中由于晶体内温度分布 不均匀导致的折射率不均匀,引起的透镜效应;二为由于热膨胀导致的晶体端面由

- 22 -

平面变为凸起,而等效成的热透镜。实验中,通过采用复合晶体(两端不掺杂,中间 掺杂的晶体)可以避免晶体的端面效应,所以在下面的晶体热透镜的分析中,不考虑 端面透镜效应。

首先来看激光晶体由于内部发热和表面冷却而形成的温度的梯度分布,已知热 传导方程^[2.7-2.9]为:

$$\frac{d^2 T(r,z)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT(r,z)}{dr} + \frac{d^2 T(r,z)}{dz^2} + \frac{Q(r,z)}{K_c} = 0$$
(2.2.1)

式中, *T*(*r*,*z*)就是激光晶体中的温度分布, *r*为径向, *z*为轴向也是光束传播方向, *K*,为晶体的热导率。在激光晶体稳定控温的情况下, 有:

$$\nabla \cdot h(r, z) = Q(r, z) \tag{2.2.2}$$

$$h(r,z) = -K_c \nabla T(r,z) \tag{2.2.3}$$

式中h为热通量, Q(r,z) = dP(r,z)/dV是激光晶体中单位体积的热沉积。对方程 (2.2.2)在 Δz 长度内积分可得:

$$2\pi r \Delta z h = \int_{z}^{z+\Delta z} \int_{0}^{r} \frac{dP(r',z')}{dV} 2\pi r' dr' dz'$$
(2.2.4)

其中,

$$\frac{dP(r,z)}{dV} = \alpha I_h(r,z)$$
(2.2.5)

式中α为激光晶体对泵浦光的吸收系数, *I_h(r,z*)为注入激光晶体中的泵浦光光强, 在端面泵浦的情况下, 假设泵浦光光强分布为:

$$I_h(r,z) = I_{0h} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2}\right) \exp(-\alpha z)$$
(2.2.6)

式中 I_{0h} 为入射面中心处的泵浦光光强, ω_p 为泵浦光斑半径,把方程(2.2.5)和(2.2.6) 代入(2.2.4)中可得:

$$h(r,z) = \left(\frac{\alpha P_{ph}}{2\pi}\right) \exp(-\alpha z) \left(\frac{1 - \exp\left(-2r^2 / \omega_p^2\right)}{r}\right)$$
(2.2.7)

式中 $p_{ph} = \pi \omega_{pa}^2 I_{0h} / 2$ 为转化为热量的泵浦功率。把式子(2.2.7)代入(2.2.3),并积分到 晶体边界 r_h ,可以得到在稳定控温条件下,晶体的温差表达式:

$$\Delta T(r,z) = T(r,z) - T(r_b,z) = \frac{\alpha P_{ph} \exp(-\alpha z)}{4\pi K} \times \left[\ln\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) + E_1\left(\frac{2r_b^2}{\omega_p^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \right] \quad (2.2.8)$$

该式中,
$$E_1$$
为指数积分函数, $E_1\left(\frac{2r_b^2}{\omega_p^2}\right)$ 在大多数情况下可以忽略。

为了求解得到热透镜焦距的大小,现在我们分析与热焦距有关的相位的变化量,

$$\Delta\phi_f = \frac{kr^2}{2f} \tag{2.2.9}$$

$$\Delta\phi(r) = \int_0^L k\Delta n(r, z) dz \qquad (2.2.10)$$

式子中 f 为热焦距, k 为光波波矢, $\Delta \phi(r)$ 为单次通过激光晶体的相位变化量, $\Delta n(r,z) = \Delta T(r,z) dn / dT$, dn / dT为晶体的热光系数。

把式子(2.2.8)级数展开,只保留到 r 的二次项,再代入到式子(2.2.10)中,可得:

$$\Delta\phi_f = \frac{kP_{ph}dn/dT}{2\pi K_c \omega_p^2} [1 - \exp(-\alpha L)]r^2 \qquad (2.2.11)$$

通过比较(2.2.11)式和(2.2.9)式,可得激光晶体的热透镜大小为:

$$f_{th} = \frac{\pi K \omega_p^2}{P_{ph} dn / dT} \left(\frac{1}{1 - \exp(-\alpha L)} \right)$$
(2.2.12)

在上述的推导过程中,假设泵浦光为高斯光束(见 2.2.6 式),但对于实际中我们 所用的光纤耦合输出的泵浦光并不是高斯光束,将上式中的泵浦光光斑换为平均泵 浦光斑大小 ω_{pa} 更能准确地反映真实的情况。另外,可将转换为热的泵浦光可以进一 步写为 $P_{ph} = \eta_{qe}\eta_{t}P_{in}$,其中, P_{in} 为注入泵浦功率, η_{t} 为传输效率, $\eta_{qe} = 1 - \lambda_{p} / \lambda_{0}$ 为 量子亏损(表示被激光晶体吸收的泵浦光转化为热能的百分比),则激光晶体的热透镜 可以用下式表示:

$$f_{th} = \frac{\pi K \omega_{pa}^2}{\eta_{qe} \eta_t P_{in} dn / dT} \left(\frac{1}{1 - \exp(-\alpha L)} \right)$$
(2.2.13)

(2) 通过采用双端面泵浦的方式减小激光晶体的热透镜效应

下面为我们选用一块复合晶体(YVO4+0.2%Nd:YVO4,尺寸 3×3×(5+15)mm³),在 高功率输出的 808nm LD 泵浦下,分别测量了双端面泵浦和单端面泵浦两种不同泵浦 方式下,激光晶体的热透镜焦距。并将实验中的晶体参数和实验参数代入式(2.2.13) 中,理论计算晶体的热透镜随泵浦功率的变化关系。见图 2.2.2 所示,方块为双端面 泵浦时测得的热焦距,圆点为单端面泵浦时测得的热焦距,实线为双端面泵浦时热 焦距的理论计算曲线,虚线为单端面泵浦时热焦距的理论计算曲线。从图中可以看 出实验值和理论值吻合的比较好,同时也可以看出,双端面泵浦较单端面泵浦的热 效应要小的多,减小约40%。



图 2.2.2 激光晶体的热透镜随泵浦功率的变化曲线

分析这两种泵浦方式可知:采用双端面泵浦时,泵浦光分成两束分别从晶体的 两个端面注入激光晶体中,这样,晶体对泵浦光的吸收较单端泵浦时要均匀,从而 晶体内的温度分布也比较均匀;其次,双端面泵浦时,从端面注入的泵浦功率为单 端泵浦时的一半,所以激光晶体由吸收泵浦光而温度升高时,升高的温度要比单端 泵浦时小的多。因此,较单端面泵浦,双端面泵浦时激光晶体的热效应要减小很多。 图 2.2.3 所示为双端泵浦和单端泵浦时激光晶体内的温度分布示意图。



图 2.2.3 激光晶体内的温度分布图(ANSYS 软件分析): (a)双端面泵浦; (b)单端面泵浦

(3) 热致衍射损耗

由上面的分析可知,激光晶体在吸收泵浦光辐射激光的过程中由于温度分布不 均匀而产生了热效应,尤其是在高功率泵浦时,激光晶体的热效应更加严重。严重 的热效应将会引起振荡激光的波前光学畸变,从而导致衍射损耗的产生。下面我们 详细分析激光器中哪些因素影响着热致衍射损耗的大小。

同样,从(2.2.1)式的热传导方程出发:

$$\frac{d^2T(r,z)}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dT(r,z)}{dr} + \frac{d^2T(r,z)}{dz^2} + \frac{Q(r,z)}{K_c} = 0$$

对 LD 光纤耦合输出的泵浦光,

$$Q(r,z) = \begin{cases} \frac{\xi \eta_t P_{in} \alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega_{pa}^2 (1 - \exp(-\alpha L))} & (r < \omega_{pa}) \\ 0 & (r > \omega_{pa}) \end{cases}$$
(2.2.14)

这里的*Q*(*r*,*z*)的模型与(2.2.2)式中有些不同,(2.2.2)中的泵浦光模型按高斯光束分析, 这里采用近平顶光光束分布来描述,更接近真实的泵浦光分布情况。假设热负载的 能量分布与泵浦光的空间分布相同,同时忽略激光晶体的纵向热能耗散,假设热量 沿晶体的径向流动。在激光晶体内部达到热平衡后,相应的温度场分布为^[2.8, 2.10, 2.11],

$$\Delta T(r,z) = T(r,z) - T(r_b,z) = \frac{\xi \eta_t P_{in} \alpha \exp(-\alpha z)}{4\pi K_c (1 - \exp(-\alpha L))} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} - \frac{r^2}{\omega_{pa}^2} & (r < \omega_{pa}) \\ \ln \frac{r_b^2}{r^2} & (r > \omega_{pa}) \end{cases}$$
(2.2.15)

则由温度场引起的单程光程差为:

$$OPD(r) = \int_{0}^{L} \Delta T(r, z) \frac{dn}{dt} dz = \frac{\frac{dn}{dt} \xi \eta_{t} P_{in}}{4\pi K_{c}} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_{b}^{2}}{\omega_{pa}^{2}} - \frac{r^{2}}{\omega_{pa}^{2}} & (r < \omega_{pa}) \\ \ln \frac{r_{b}^{2}}{r^{2}} & (r > \omega_{pa}) \end{cases}$$
(2.2.16)

我们知道,激光晶体的热效应除表现为热透镜外,还存在伴随热透镜的高阶球差,下面来分析热致高阶球差导致的衍射损耗。我们选择热效应一阶近似下对应的 相差平面为参考平面来计算激光晶体中心到晶体边缘的剩余相差:

$$\Delta \varphi(r) = \frac{\frac{dn}{dt} \xi \eta_t P_{in}}{K_c \lambda} \times \begin{cases} 1 + \ln \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} & (r < \omega_{pa}) \\ \frac{r_b^2}{\omega_{pa}^2} + \ln \frac{r_b^2}{r^2} & (r > \omega_{pa}) \end{cases}$$
(2.2.17)

由象差衍射理论可知激光晶体热效应所导致的热致衍射损耗为[2.9,2.12]:

$$\delta_d = 1 - \frac{\left| \int_0^{r_b} e^{i\Delta\varphi(r)} e^{-2r^2/\omega_0^2} r dr \right|}{\int_0^{r_b} e^{-2r^2/\omega_0^2} r dr}$$
(2.2.18)

将实验参数代入上式中,我们就可以理论计算出热致衍射损耗的大小。如图 2.2.4 所示,横坐标 $m = \omega_0 / \omega_{pa}$ 为激光振荡光斑与平均泵浦光斑(实验值 690µm)的比值,该 参数也常称作模式交叠率,纵坐标为衍射损耗的大小。从图中可以看出,随着模式 交叠率增大,衍射损耗增加;随着泵浦功率的增大,衍射损耗也随着增加。



图 2.2.4 不同泵浦功率下,热致衍射损耗随着模式交叠率的变化曲线

在激光器的设计中,除激光输出耦合透射率外,激光谐振腔的内腔损耗越小越 有利于激光的输出,所以热致衍射损耗作为内腔损耗之一也是越小越好。在高功率 激光器中,通常选取模式交叠率在 0.8 左右。实验中,在给定的泵浦功率下,通过变 换泵浦光斑或振荡激光光斑大小选取到合适的模式交叠率,使得热致衍射损耗较小, 同时激光器输出功率最高。

2.2.3 激光器环形谐振腔的设计

在实验室研制的全固态连续单频激光器中,我们通常采用环形行波腔的方法来 获得激光的单频运转,即首先设计一个环形谐振腔,再通过在谐振腔内插入光学单 向器使振荡激光在腔内单向运转,这样,完全消除了激光晶体中的空间烧孔效应, 激光起振后,由于增益饱和作用,在各纵模的模式竞争过程中,增益曲线中心频率 处的单纵模最占优势,最终获得该单纵模的激光输出,实现激光器的单频运转。

在环形谐振腔的设计中,我们主要从以下三方面考虑:(a) 合适的泵浦光斑大小, 较大的泵浦光斑,有利于高的泵浦功率耦合入激光器中,从而获得高的输出功率;(b) 泵浦光斑与腔模光斑匹配,以利于获得大的激光转换效率和 TEM₀₀ 模激光输出;(c) 谐振腔满足稳定性条件|(A+D)/2|<1,最好为满足热不灵敏条件(A+D)/2=0。实验中, 泵浦源为光纤耦合输出的 808nm LD(coherent FAP-System),光纤芯径为 800μm,通 过准直聚焦透镜后,泵浦光焦点处光斑半径约为 400μm,平均泵浦光光斑半径约为 690μm。图 2.2.5 所示为设计的环形谐振腔,由四个平面镜(M1、M2、M4 和 M6)和 两个凹面镜(M4、M5)组成。六镜腔的设计可以显著地减小凹面镜 M4、M5 的入射角, 从而减小象散对输出激光光束质量的影响和对谐振腔稳区范围的影响。这里我们设 计入射角为 8°,可以忽略象散问题。



图 2.2.5 激光谐振腔原理图

下面通过 ABCD 矩阵理论计算谐振腔中激光晶体处的振荡激光腰斑大小、谐振 腔稳定性条件随腔长的变化关系,以确定最佳谐振腔腔长。定义镜子 M4 和 M5 之间 的距离为 L1,剩余腔长的一半为 L2。图 2.2.6 所示为在热透镜焦距等于 150mm 时计 算得到的在不同的 L2 下,激光晶体处振荡激光腰斑随 L1 的变化曲线。从图中可以 看出,在 L2=240mm 时,L1 在 95mm 左右,振荡激光的腰斑约为 400µm,与泵浦光斑大小匹配;在 L2=220mm 时,L1 在 90mm 左右,激光振荡光斑与泵浦光斑大小匹配。图 2.2.7 所示为谐振腔的稳定性随腔长的变化曲线,从图中可以看出,在上述这些腔长 条件下,谐振腔都工作在稳区范围内。所以实验中,我们可以在这些不同的候选腔



长下试验,最终找出输出激光功率最高,稳定性最好的腔长。

图 2.2.6 激光晶体处振荡激光腰斑随腔长的变化曲线



图 2.2.7 激光谐振腔的稳定性随腔长的变化曲线

2.2.4 激光器的运转特性

对于 Nd:YVO₄ 晶体来说,其能级结构为四能级激光系统,图 2.2.8 所示为该晶体的能级结构简图^[2.13]: ${}^{4}I_{9/2}$ 为基态能级, ${}^{4}F_{5/2}$ 为泵浦能级, ${}^{4}F_{3/2}$ 为亚稳态能级, ${}^{4}I_{11/2}$ 为激光下能级,1.06µm 的激光辐射发生在精细能级 R1 到 Y1 的跃迁上。



图 2.2.8 Nd:YVO4 晶体能级结构简图

对于一个理想的四能级激光系统,空间速率方程可以写为[2.14-2.17]:

$$\frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = R(x, y, z) - \frac{\Delta N(x, y, z)}{\tau_f} - \frac{c}{n} \Delta N(x, y, z) \sigma S(x, y, z)$$
(2.2.19)

$$\frac{dS}{dt} = \frac{c}{n} \sigma \iiint \Delta N(x, y, z) S(x, y, z) dV - \frac{S}{\tau_c}$$
(2.2.20)

式中, ΔN 表示反转粒子数密度,S为腔内光子数密度, τ_f 激光上能级能级寿命,n为光束传输空间折射率;c为光速, σ 为激光辐射截面; τ_c 为光子在腔内的寿命。由上面两式出发可以推导出四能级激光系统的阈值泵浦功率、输出功率和斜效率的表达式分别为:

$$P_{th} = \frac{\pi h cn \delta \omega_{pa}^2 (1+m^2)}{4\sigma \tau_f \eta_{\alpha} \lambda_p}$$
(2.2.21)

$$P_{out} = \eta_{\alpha} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{0}} \frac{T}{\delta} \frac{m^{2}(m^{2}+2)}{(m^{2}+1)^{2}} (P_{in} - P_{th})$$
(2.2.22)

$$\eta_{s} = \eta_{\alpha} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{0}} \frac{T}{\delta} \frac{m^{2}(m^{2}+2)}{(m^{2}+1)^{2}}$$
(2.2.23)

式中, η_{α} 为晶体对泵浦光的吸收效率, δ 为腔的总损耗,T为输出耦合镜的透射率,m为前面提到过的模式交叠率。将实验参数代入这几个式子中,就可以理论预计出激光器的阈值功率和输出功率,用于实验参考。

2.3 实验装置

2.3.1 连续单频 Nd:YVO4 激光器

根据上节中的理论分析,我们设计了如图 2.3.1 所示的 LD 双端面泵浦的连续单频 1.06μm Nd:YVO4 激光器。泵浦源是两台光纤耦合输出的 LD(coherent FAP-System),光纤芯径为 800μm,中心波长为 808nm,最大输出功率为 25W。从图中可 以看出,左右两束泵浦光分别经过准直透镜(f1、f3)和聚焦透镜(f2、f4)后,从双端面 泵浦激光晶体,准直聚焦后的泵浦光光斑半径为 400μm。激光晶体为复合晶体: YVO4+0.3%Nd:YVO4+YVO4,尺寸为 3×3×(3+8+3)mm³,晶体的两个端面分别镀 808nm 和 1.06μm 的减反膜(R_{808nm,1.06μm}<0.2%)。实验中将晶体用铟膜包住装在紫铜控 温炉内,炉子温度控制在 25℃,控温精度为±0.005℃。激光谐振腔由镜片 M1-M6 构成,平面镜 M1 和 M2 为输入耦合镜,分别镀 808nm 高透膜和 1.06μm 高反膜 (T_{808nm}>95%,R_{1.06μm}>99.9%);平面镜 M3 和 M6 镀 1.06μm 高反膜(R_{1.06μm}>99.9%); M4 和 M5 是曲率半径为 100mm 的平凹镜,M 5 镀 1.06μm 高反膜; M4 为激光器输 出耦合镜,对 1.06μm 激光的透射率为 18%。激光器谐振腔中的λ/2 波片和 TGG 晶体 构成光学单向器,迫使振荡激光在腔内单向运转以获得单频激光。在泵浦光功率达 到激光器的阈值功率后,激光在谐振腔内起振,然后通过输出耦合镜 M4 输出。



图 2.3.1 全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO4激光器实验装置图 激光器输出的激光经过焦距为 300mm 的透镜将发散激光整形成近平行光,然后 再通过反射率为 98.3%的平面导光镜 M7,从 M7 反射出去的光作为激光光源用于后

续的实验中,透射的少部分光分成两束,一束用于监视激光器的模式(用 F-P1 腔), 另一束用于锁定激光器的频率(用 F-P2 腔)。

2.3.2 激光器参数测试系统

激光器作为一个产品或者是激光光源,我们就该光源的一系列参数进行测试, 需要测试的主要参数有: (I)输入输出功率关系; (II)输出功率稳定性; (III)单频运转 特性; (IV)频率稳定性; (V)激光的线宽; (VI)激光光束质量; (VII)光斑和发散角; (VIII) 指向稳定性; (IX)RMS 值噪声; (X)激光的强度噪声和相位噪声。对于这些参数,用 功率计可以直接测得激光的输出功率及功率稳定性; 用 F-P 腔可以监视激光器的单 频运转情况和频率稳定性; 用高精细度的 F-P 腔可以测量激光的线宽; 下面就其他 参数的测量原理作详细的介绍。

(1) 激光光束质量 M²因子的测量

M²因子是评价激光光束质量的一个重要参数,其定义为实际光束的束腰宽度和远场发散角的乘积与理想光束的束腰宽度和远场发散角的乘积之比:

$$M^{2} = \frac{2\omega \cdot \theta}{2\omega_{0} \cdot \theta_{0}} = \frac{2\omega \cdot \theta}{4\lambda / \pi}$$
(2.3.1)

在 Siegman 的理论中,取基模高斯光束为理想光束,其束腰和远场发散角之积为常数 $2\omega_0 \cdot \theta_0 = 4\lambda/\pi$ 。理想基模高斯光束的光束质量因子为 1,通常激光器输出的激光由于激光晶体的热效应对激光光束的波前造成畸变或者光束模式为高阶模等,都会导致激光光束质量变差,即 M²因子大于 1。



图 2.3.2 测量光束质量 M²因子的原理示意图

测量 M² 因子和相应一些激光光束参数的仪器称为光束质量分析仪。图 2.3.2 所 示为测量光束质量因子的原理示意图,将激光器输出的激光光束通过聚焦透镜汇聚 出一个束腰,测量出束腰大小ω;沿激光传输的方向上,通过测量束腰左右一段距 离内的激光光斑大小,就可以拟合出沿轴传输的激光束腰的双曲线,从而计算出发 散角的大小θ,与理想光束的束腰大小和发散角的乘积相比,就可得出实际激光的光 束质量 M² 因子。

(2) 光斑和发散角

光束质量分析仪可以给出输入仪器中的激光的束腰大小、束腰位置和发散角等参数。实验中,在加有激光输出整形透镜(如图 2.3.1 中的透镜 f5)的情况下,采用光束质量分析仪记录激光的发散角,即激光器输出激光的发散角;在不加输出整形透镜时,通过光束质量分析仪测量出激光器中的束腰大小,然后根据高斯光束的传输变换原理计算出激光器输出端口处的光斑大小:

$$\omega_{out} = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{z}{\pi \omega_0^2 / \lambda}\right)}$$
(2.3.2)

式中, ω_{out} 表示激光器输出端口处光斑半径, ω_0 为测量到的激光器中的束腰大小, z 为束腰与激光器输出端口之间的距离, λ 为测量激光波长。

(3) 指向稳定性的测量

指向稳定性是指激光器输出的光束光斑中心在测量时间内偏离激光光轴的偏移 量,偏移量越小,指向稳定性越好(通常在远场测量)。指向角是远场光斑中心在测量 时间内偏离激光光轴的角度。指向稳定性的测量,首先要确定激光光束光轴的坐标, 然后通过光轴坐标与多次测量的光斑中心位置来求解中心偏移量和指向角,具体测 量及计算方法: (a)激光光束光轴坐标(x_0, y_0)的确定,实验中每经过相等的时间间隔 测量一次光斑的中心位置,分别为(x_1, y_1)、(x_2, y_2)……(x_n, y_n),然后计算出两个方 向光斑中心坐标的平均值 $x_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} x_n, y_0 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} y_n$,以此坐标作为激光光束光轴的 坐标; (b)中心偏移量的大小,通过上面测得的等时间间隔的光斑中心坐标和光轴坐 标,代入公式 $\Delta_n = \sqrt{(x_n - x_0)^2 + (y_n - y_0)^2}$,分别计算出每次测量对应的光斑中心的偏 移量,进而也可通过偏移量计算出每次测量的光束指向角 $\theta_n = \Delta_n / L$, L为测量位置 与激光器之间的距离; (c)对上述计算的n个数据求解平均值, $\theta = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \theta_n$,此即为 激光器指向稳定性的测量结果。

(4) RMS 值噪声的测量

RMS 值噪声是在时域内测量和研究被测对象的幅度时间特性,示波器是极为重要且有效的测量仪器,它能直接显示信号的幅度、频率、周期、波形以及相位等随时间的变化。实验中,我们分少部分激光打入光电探测器来测量激光的 RMS 值噪声,将光电探测器探测到的信号接入示波器,分别记录探测器的直流响应信号和交流响

应信号。激光的 RMS 值噪声就是测到的交流信号的均方根与直流信号大小的比值。

(5) 激光强度噪声的测量

噪声是发生体做无规则振动时发出的声音。激光的强度噪声是指光的量子涨落。 实验采用平衡探测的方法来测量激光的强度噪声,图 2.3.3 所示为平衡探测系统的原 理图,将一束激光通过一个 50/50 的光束分束器分成功率相等的两束,分别打入光电 探测器 D1 和 D2 中,将探测器探测到的光电流信号分别相加和相减,然后接入频谱 分析仪中记录,相加的信号为激光的强度噪声,相减的信号为散粒噪声基准。



图 2.3.3 平衡探测系统

将激光输入场用算符 α_L 表示,从 50/50 光束分束器耦合入的真空场用 α_V 表示,进入探测器 D1 的光场用 α_1 表示,进入探测器 D2 的光场用 α_2 表示。光场通过光束分束器后,满足有如下的变换关系^[2.18]:

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{1}{2}} \left(\alpha_L + \alpha_V \right), \ \alpha_2 = \sqrt{\frac{1}{2}} \left(\alpha_L - \alpha_V \right)$$
(2.3.3)

由此,光电探测器中的光电流信号可以表示为:

$$i_{1} \propto \alpha_{1}^{+} \alpha_{1} = \frac{1}{2} \left(\alpha_{L}^{+} \alpha_{L} + \alpha_{L}^{+} \alpha_{V} + \alpha_{V}^{+} \alpha_{L} + \alpha_{V}^{+} \alpha_{V} \right)$$

$$i_{2} \propto \alpha_{2}^{+} \alpha_{2} = \frac{1}{2} \left(\alpha_{L}^{+} \alpha_{L} + \alpha_{L}^{+} \alpha_{V} - \alpha_{V}^{+} \alpha_{L} - \alpha_{V}^{+} \alpha_{V} \right)$$
(2.3.4)

将场的算符线性化,表示为光场的平均值和起伏之和,有:

 $\alpha_L = L + \delta \alpha_L; \quad \alpha_L^+ = L^* + \delta \alpha_L^+; \quad \alpha_V = V + \delta \alpha_V; \quad \alpha_V^+ = V^* + \delta \alpha_V^+ \quad (2.3.5)$ 将式(2.3.5)代入(2.3.4)中,则有,经过加减法后的光电流信号为:

$$i_{+} = i_{1} + i_{2} \propto |L|^{2} + a \left(\delta \alpha_{L}^{+} + \delta \alpha_{L}\right) = |L|^{2} + L \delta X_{L}$$
(2.3.6)

$$i_{-} = i_{1} - i_{2} \propto L \left(\delta \alpha_{V}^{+} + \delta \alpha_{V} \right) = L \delta X_{V}$$

$$(2.3.7)$$

从(2.3.6)式中可以看出,相加的光电流信号中第一项为直流项,第二项为光场的 强度噪声; (2.3.7)式中相减的光电流信号为真空噪声起伏,即为散粒噪声基准。 在平衡探测系统中,我们对光电探测器有以下几点要求:(1)探测器中所用的光 电二极管要有较高的量子效率,以减小探测过程损耗对量子噪声的破坏;(2)光电探 测器的带宽要足够宽,因为在量子噪声的测量中,实验室通常要测量到 20MHz 甚至 更高频率范围内的噪声谱;(3)探测器的饱和功率要高,直流线性响应和交流线性响 应范围要大;由于低频处光场的噪声通常很高,为了在低频处测量到的噪声值是真 实的,所以要求探测器能够探测较高功率的噪声信号;(4)探测器引入的电子学噪声 越小越好,过高的电子学噪声会使激光噪声的测量受到影响,甚至淹没激光噪声, 使测量无法进行;(5)在平衡探测中,两个探测器的性能要一致,要求共模抑制比大 于 30dB,从而在实验中能够有效减去信号的额外噪声,客观地呈现实验结果。实验 中,我们研制了一对平衡探测器^[2,19],所用光电二极管的型号为 ETX300 (Epitaxx), 测得其在 1.06µm 处的量子效率为 94%;输入饱和光功率为 14mW;饱和噪声功率为 -74dBm;探测器带宽为 50MHz;电子学噪声为-91.4dBm;研制的一对平衡探测器, 在 30MHz 的分析频率范围内,共模抑制比大于 30dB。这对探测器将用于后面的激 光噪声的测量的实验中。

(6) 激光相位噪声的测量

激光的相位噪声就是由于光场的正弦振荡不稳定,时而出现某处相位的随机跳变。光电探测器不能直接测量激光的相位噪声,实验上一般通过一个失谐的 F-P 腔,将激光的相位噪声转换为强度噪声来间接测量。从 F-P 腔中反射出来的光场的强度噪声由下式所示: (具体推导过程详见参考文献[2.20, 2.21])

$$S_{I}^{out} = \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 + r_{1}^{2} r_{2}^{2} - 2r_{1} r_{2} \cos \phi}{r_{1}^{2} + r_{2}^{2} - 2r_{1} r_{2} \cos \phi}} \bullet \left[\frac{r_{2} e^{i\phi} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{i\phi}} \frac{r_{2} e^{-i(\phi - \Omega)} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{-i(\phi - \Omega)}} + \frac{r_{2} e^{-i\phi} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{-i\phi}} \frac{r_{2} e^{i(\phi + \Omega)} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{i(\phi + \Omega)}} \right]^{2} \left| p_{in} \right|^{2} + \left| \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 + r_{1}^{2} r_{2}^{2} - 2r_{1} r_{2} \cos \phi}{r_{1}^{2} + r_{2}^{2} - 2r_{1} r_{2} \cos \phi}} \bullet \left[\frac{r_{2} e^{i\phi} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{i\phi}} \frac{r_{2} e^{-i(\phi - \Omega)} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{-i(\phi - \Omega)}} + \frac{r_{2} e^{-i\phi} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{-i\phi}} \frac{r_{2} e^{i(\phi + \Omega)} - r_{1}}{1 - r_{1} r_{2} e^{i(\phi + \Omega)}} \right]^{2} \left| q_{in} \right|^{2}$$

$$(2.3.8)$$

式中, r₁、r₂分别为输入镜和其他腔镜的反射系数, φ为光在腔内循环一周引入的相 位延迟, Ω为分析频率, |p_{in}|²为输入光的强度噪声, |q_{in}|²为输入光的相位噪声。从 该式中可以看出, 通过 F-P 腔的转换以后,从腔内反射输出光的强度噪声中包含有 两部分噪声: 输入光的强度噪声和输入光的相位噪声。通过对上式的定量分析, 见 图 2.3.4 所示,可知: (a)当 F-P 腔完全共振时,反射光的强度噪声主要为输入光的强 度噪声, 输入光的相位噪声分量几乎为零; (b)当腔稍微失谐时,反射光的强度噪声 中由输入光的相位噪声转换的噪声急剧增多,直到强度噪声转换的噪声减小到最小, 这时,反射光的强度噪声中主要为输入光的相位噪声;(c)继续增大腔的失谐量,输 入光的相位噪声转换的噪声又急剧减小;(d)当腔远离共振时,注入腔的光绝大部分 被反射回去,所以反射光的强度噪声也主要为输入光的强度噪声。



图 2.3.4 F-P 腔反射光的强度噪声随腔失谐量的变化曲线^[2.20]

实验中,我们采用一个由三个镜子构成的环形 F-P 腔作为噪声转换腔,如图 2.3.5 所示,M1 为输入镜,同时也为输出镜,由于镜子的倾斜放置,我们很容易从腔中提 取出反射光。扫描 F-P 腔腔长,找到腔的最佳失谐位置,即此时反射光的强度噪声 能够完全地反映输入光的相位噪声大小。这时,采用平衡探测系统测量反射光场的 强度噪声大小,得到的噪声大小即为激光的相位噪声大小。



图 2.3.5 相位噪声测试系统

2.4 实验结果及分析

通过理论分析和实验研究,我们最终研制了一台高功率全固态连续单频1.06μm Nd:YVO4激光器,实验对该激光器的性能和参数进行了检测,结果如下。

(1) 激光器的输入输出关系

见实验装置图 2.3.1,用功率计(coherent LabMax-Top/LM-45 HTD)监测从导光镜 M7 反射出来的激光功率。实验中,我们分别在理论分析中的三种不同的腔长下进行 实验,图 2.4.1 所示为在腔长 L2=240mm 时,激光器的输出功率随泵浦功率的变化曲 线;图 2.4.2 所示为 L2=220mm 时的实验结果;图 2.4.3 所示为 L2=200mm 时的实验 结果。三幅图中,亮点表示激光器运转在单频状态,浅色点表示运转在多纵模状态。



图 2.4.1 腔长 L2=240mm 时,激光器输出功率随泵浦功率的变化曲线



图 2.4.2 腔长 L2=220mm 时,激光器输出功率随泵浦功率的变化曲线



图 2.4.3 腔长 L2=200mm 时,激光器输出功率随系浦功率的变化曲线 对比这三幅图可以看出,在 L2=240mm 时,激光器的阈值功率最低,但光光转 换效率也最低,在泵浦功率 39W 时,获得了 13.3W 的连续单频激光输出,但此时的 单频运转不够稳定;在 L2=220mm 时,激光器的阈值功率在 15-20W 之间,光光转 换效率增大,在 L1=91mm、泵浦功率 44.3W 时,获得了 16.9W 的连续单频激光输出; 在 L2=200mm 时,激光器的阈值功率在 21W 左右,光光转换效率最大,同时在 L1=88mm、泵浦功率为 44.9W,各控温状态分别为:激光晶体温度 T_{Nd:YV04}=25℃, 冷却循环水温度 T_{water}=17℃,激光二极管温度 T_{LD}=25℃的情况下,实验得到了 18.5W 的连续单频 1.06µm 激光输出,该功率也为在各种不同腔长下获得的最高输出功率。 从获得高输出功率的目的出发,我们最终确定激光器的最佳腔长为 L2=200mm、 L1=88mm。

从上述图中还可以看出,在各个不同的腔长下,激光器在整个泵浦范围内都不能一直保持单频运转状态,下面以 L2=200mm 的实验参数为例分析。实验中,我们一直监视着激光器的运转模式,发现在泵浦功率小于 36.8W 时,激光器的模式为多 纵模状态;增大泵浦功率,模式演变为单纵模;再继续增大泵浦功率,到大于 44.9W 时,激光器又有另外的纵模起振,详见图 2.4.4-2.4.6 所示的激光器的纵模模式图。



图 2.4.4 泵浦功率小于 36.8W 时,激光器的运转模式



图 2.4.5 泵浦功率大于 36.8W、小于 44.9W 时,激光器的单频运转模式



图 2.4.6 泵浦功率大于 44.9W 时,激光器的运转模式

下面我们对上述激光器的模式运转特性做出理论分析:在大的泵浦功率的跨度 范围下,激光晶体的热透镜效应相应变化较大,从而导致激光晶体处振荡光斑的变 化也比较大,再而影响到了泵浦光斑与激光振荡光斑的模式交叠,以致影响了激光 器的运转模式。见图 2.4.7 所示激光振荡光斑随泵浦功率的变化曲线。



图 2.4.7 激光振荡光斑随泵浦功率的变化曲线

从图中可以看出,在泵浦功率小于 36.8W 时,激光振荡光斑较大;在 36.8-44.9W 之间泵浦时,振荡光斑在 420-380µm 之间;大于 44.9W 时,振荡光斑又变得很小。

所以,只有在振荡光斑与泵浦光斑大小(400μm)相匹配的泵浦范围内,激光器才能实现稳定的单频运转。

(2) 输出功率稳定性

在泵浦功率为 39W 时,激光器输出 16.4W 的连续单频激光。在该状态下,我们测量了激光器的长期功率稳定性,如图 2.4.8 所示,激光器在三小时内的功率波动小于±0.4%。



图 2.4.8 激光器输出功率稳定性

(3) 单频运转特性

采用共焦 F-P1 腔监视激光器的运转模式,监视到的模式用数字示波器(Tektronix DPO 4054)记录,见图 2.4.5 所示,在泵浦功率在 36.8-44.9W 的范围内,激光器稳定 地单频运转。

(4) 频率稳定性

同上,在激光器稳定运转的情况下,用共焦 F-P1 腔监视激光的模式(自由光谱区 为 750MHZ),将监视到的模式用数字示波器(Tektronix DPO 7245)采集记录一分钟, 如图 2.4.9 所示,激光器相邻的两个纵模的时间间隔为 8.1ms,纵模间的频率间隔为 750MHz,采集记录一分钟,纵模漂移的时间量为 71.7μm,经计算可得相应的激光 器自由运转一分钟的频率漂移为 6.64MHz。

将激光器的工作频率通过电子伺服系统锁定在 F-P2 腔的共振频率上,同样记录激光器的频率漂移。如图 2.4.10 所示,可得锁定激光频率后,激光器一分钟的频率 漂移为 1.43MHz/min。



图 2.4.10 激光器锁定后一分钟的频率漂移

(5) 激光的线宽

采用一个高精细度、窄线宽的 F-P 腔可以测量激光的线宽。实验中我们所选用 F-P 腔的自由光谱区为 116MHz,精细度为 914,则该腔的线宽为 127kHz。在激光器 稳定运转的情况下,分少部分激光注入该 F-P 腔中,图 2.4.11 所示为扫描该腔监视 到的信号,经过计算可知测到的线宽为 127kHz,等于测量腔的线宽大小,由此可知: 由于测量腔线宽的限制,我们只能推得激光的线宽小于等于 127kHz。



图 2.4.11 激光的线宽

(6) 激光光束质量

在激光器的输出端口分出约 2mW 的激光,用光束质量分析仪(DataRay, WinCamD+M2DU M² system)来分析该激光的光斑质量。图 2.4.12 左所示为记录的激 光光斑能量分布图,同时也可以看出在两个垂直方向的光强分布都呈高斯分布;图 2.4.12 右所示为测量 M²因子的实验数据,激光光斑在水平方向 M_x²=1.048,在垂直 方向 M_y²=1.024。



图 2.4.12 激光光斑的强度分布和测量的光束质量因子

(7) 激光的强度噪声和相位噪声

用平衡探测的方法来测量激光的强度噪声,实验所用探测器为自制的一对平衡 探测器,探测器探测到的交流信号接入频谱分析仪中(Agilent, 9010A)记录。实验中, 用于噪声测量的激光功率为 1.36mW,频谱分析仪的分辨率带宽为 100kHz、视频带 宽为 100Hz、衰减为 0 dB、扫描时间为 1.4 s。图 2.4.13 所示为实验结果,黑线给出 了散粒噪声基准,红线为激光的强度噪声,从图中可以看出,激光的强度噪声在分 析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准。用一个失谐的 F-P 腔把激光的相位噪声转换为 强度噪声来测量,实验所用的 F-P 腔的自由光谱区为 200MHz,精细度为 330,则腔 的线宽为 0.61MHz,表明我们在分析频率大于 0.9MHz 时测量到的激光强度噪声能完 全地反映相位噪声的大小。





图 2.4.14 在分析频率 2MHz 处测得的相位噪声大小

图 2.4.13 中的方块为测量得到的相位噪声值,从图中可以看出,相位噪声在分析频率 2MHz 处高于散粒噪声 2.2dB,在 4MHz 处也达到了散粒噪声基准。图 2.4.14 给出了在分析频率 2MHz 处测量的相位噪声的实验数据,可以看出相位噪声高于此处的噪声基准 2.1dB,此数据即为图 2.4.13 中的 2MHz 处相位噪声值(方块表示)。我们在每个不同的分析频率下,用 2Hz 的三角波扫描 F-P 腔,逐步测量和记录相位噪声的大小。

2.5 本章小结

本章首先从理论上分析了激光晶体的热效应,并进一步分析和验证了双端面泵 浦方式能够大大改善激光晶体的热效应;从模式匹配和输出高功率的要求出发,合 理设计了含热透镜的激光谐振腔腔长。实验中优化谐振腔腔长,最终在L1=88mm、 L2=200mm 的腔长下,在泵浦功率为44.9W 时,获得了18.5W 的连续单频1.06µm 激光,相应的光光转化效率达41.2%。另外,实验还测量了激光的强度噪声和相位噪 声,均在分析频率4MHz 处达到散粒噪声基准,低的激光噪声有利于我们后续泵浦 光学参量振荡器的实验。

表 2.5.1 列出了我们研制的全固态连续单频 1.06µm Nd:YVO4 激光器和同类的 Coherent Verdi IR 25 激光器产品^[2.22]的一些主要参数,以供比较和借鉴。通过比较可 以看出,我们研制的全固态连续单频 Nd:YVO4 激光器的输出功率还有待进一步提高, 激光器其他参数都可以比拟。

参数	实验研制	Coherent Verdi IR 25
波长(µm)	1.064	1.064
输出功率(W)	18.5	25
单频输出范围(W)	13.5-18.5	15-25
功率稳定性(2小时)	±0.4%	±1%
频率稳定性	1.43MHz/s	<2.5MHz/50ms
光束质量 M ²	<1.05	<1.1
偏振	>100:1	>100:1

表 2.5.1 1.06µm 激光器参数对比表

参考文献

[2.1] 福建华科激光晶体参数: http://www.u-oplaz.com/crystals/crystals20-1.htm

[2.2] 福建华科激光晶体参数: http://www.u-oplaz.com/crystals/crystals21.htm

[2.3] H. J. Zhang, J. H. Liu, J. Y. Wang, C. Q. Wang, L. Zhu, Z. S. Shao, X. L. Meng, X.

B. Hu, and M. H. Jiang, Characterization of the laser crystal Nd:GdVO₄, J. Opt. Soc. Am. B, 2002, 19, 18-27

[2.4] T. Jensen, V. G. Ostroumov, J. P. Meyn t, G. Huber, A. I. Zagumennyi, I. A. Shcherbakov, Spectroscopic Characterization and Laser Performance of Diode-Laser-Pumped Nd: GdVO₄, Appl. Phys. B, 1994, 58, 373-379

[2.5] W. 克希耐尔 著, 孙文、江泽文、程国祥 译, 固体激光工程, 科学出版社, 2002, 356

[2.6] P. J. Hardman, W. A. Clarkson, D. C. Hanna, High-power diode-bar-pumped intracavity-frequency-doubled Nd:YLF laser, Opt. Commu. 1998, 156, 49-52

[2.7] M. E. Innocenzi, H. T. Yura, C. L. Fincher, R. A. Fields, Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers, Appl. Phys. Lett. 1990, 56, 1831-1833

[2.8] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, and S. C. Wang, Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped laser to higher power: influence of thermal effect, IEEE, 1997, QE-33, 1424-1429

[2.9] X. Y. Peng, L. Xu, and A. Asundi, Power scaling of diode-pumped Nd:YVO₄ lasers, IEEE, 2002, QE-38, 1291-1299

[2.10] 郑加安,赵圣之,王青圃,张行愚,陈磊,晶体热效应对 LD 端面泵浦固体激 光器优化设计的影响,光子学报,2001,30,724-729

[2.11] 赵晶云, LD 双端端面泵浦的高功率连续单频 Nd:YVO₄ 激光器,硕士毕业论 文,2004,17

[2.12] Born M, and Wolf E, Principle of optics, Pergamon Press, fifth edition, 1975

[2.13] X. Ding, R. Wang, H. Zhang, X. Y. Yu, W. Q. Wen, P. Wang, J. Q. Yao, High-efficiency Nd:YVO₄ laser emission under direct pumping at 880 nm, Opt. Commu. 2009, 282, 981-984

[2.14] M. J. F. Digonnet, and C. J. Gacta, Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators, Appl. Opt. 1985, 24, 239-342

[2.15] T. Y. Fan, and R. L. Byer, Diode laser-pumped solid-state lasers, IEEE, 1988, QE-24, 895-910

[2.16] T. Y. Fan, and A. Sanchez, Pump source requirements for end-pumped-lasers, IEEE, 1990, QE-26, 311-316

[2.17] P. Laporta, and M, Brussard, Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers, IEEE, 1991, QE-27, 2319-2326

[2.18] H. A. Bachorn, and T. C. Ralph, A Guide to Experiments in Quantum Optics, betz-druck GmbH, Darmstadt, 2003, 102

[2.19] 周倩倩,用于量子光学实验的宽带低噪声探测器研制及应用,硕士毕业论文, 山西大学,2010

[2.20] 张云,张天才,李廷鱼,谢常德,法布里-珀罗腔对相位噪声测量的影响,光 学学报,2000,20,465-471

[2.21] 张天才,半导体激光器量子噪声及其非经典效应的理论与实验研究,博士毕业论文,山西大学,1995,155-160

[2.22] 相干公司产品说明 http://lasers.coherent.com/search?p=KK&srid=S2%2d3 &lbc=coherent&ts=moby&pw=verdi%20IR25&uid=689038183&isort=score&ts=moby& w=ir25&rk=4

第三章 880nm 直接泵浦的全固态连续单频 Nd:YVO₄/LBO 内 腔倍频绿光激光器

3.1 引言

全固态连续单频内腔倍频 532nm 绿光激光器广泛应用于泵浦钛宝石激光器、泵 浦 OPO、光学全息、光谱分析以及量子光学基础研究等领域。随着研究工作者对钛 宝石激光器、可调谐 OPO 光源以及量子光学方面等工作的深入研究和讨论,人们对 作为泵浦光源的全固态连续单频绿光激光器提出了越来越高的要求,要求高功率、 长期稳定运转以及光束质量好等。

在高功率全固态连续单频绿光激光器的产品中,目前最具有代表性有两个,一 是美国 Coherent 公司生产的 Verdi-V18 全固态 Nd:YVO4/LBO 激光器,采用两个最大 输出 30W 的 808nm LD 双端面泵浦,最大输出 18W 的单频绿光激光;二是德国 ELS 公司生产的 VersaDisk-515-15 全固态 Yb:YAG/LBO 薄片激光器,采用 940nm 的 LD 泵浦,最大输出单频绿光功率为 15W。同时这两款激光产品均具有优良的输出功率 稳定性和好的激光光束质量。

在本章中,我们进一步从改善Nd:YVO4激光晶体的热效应出发,选用了直接泵 浦技术,阐述了直接泵浦较传统泵浦方式的优势;在激光谐振腔的设计中,同时考 虑激光晶体处模式匹配的要求和倍频晶体高效倍频的要求,合理设计了激光谐振腔 腔长。实验中,采用中心波长为880nm的LD作为泵浦源,选用掺杂浓度较低、晶 体长度较长的Nd:YVO4复合晶体为激光晶体,选用LBO为倍频晶体,在泵浦功率 52W时,获得了11.6W的连续单频绿光激光,相应的光光转化效率为22.3%;激光 器5个小时内的功率稳定性优于±0.4%;输出激光的光束质量M²<1.05。

3.2 理论分析

3.2.1 直接泵浦技术及其特点

(1) 直接泵浦技术

直接泵浦就是指将激光介质中的掺杂粒子直接从基态能级激发到激光上能级 ^[3.1],而传统的泵浦方式是将激光介质中的掺杂粒子从基态激发到泵浦能级,然后泵 浦能级的粒子快速地无辐射弛豫到激光上能级,在足够强的泵浦能量下形成粒子数 反转,从而实现激光辐射。早在1962年, R. Newman 就采用 GaAs LD 发出的 870nm 附近的光,将 Nd:CaWO4 中的钕离子直接泵浦到激光上能级,实现了 1.06μm 的荧光 输出^[3.2]。1968年, M. Ross 采用 867nm 的 LD 将钕离子直接泵浦到激光上能级, 首次实现了直接泵浦的全固态 Nd:YAG 激光器的运转^[3.3]。由于当时的 LD 性能还很差, 采用的泵浦光波长也不是优化的波长, 而是由现有的可用的 LD 所决定的, 所以实验结果并不理想, 获得的激光输出功率很低。随后, 随着半导体激光技术的发展, 808nm 的 LD 首先取得了突破, 同时, 钕离子在 808nm 附近有较大的吸收系数, 所以采用 该波长的泵浦源泵浦激光器就成为一个主流泵浦方式, 即传统的泵浦方式。图 3.2.1 所示为 Nd:YVO4 晶体的能级结构图^[3.4], 图中具体地指示了 808nm 传统泵浦和~880nm 直接泵浦的能级情况。图 3.2.2 所示是 Yb:YAG 晶体的能级结构^[3.5], 图中也指示了 941nm 传统泵浦和 968nm 直接泵浦的能级情况。由引言中的描述可知, 目前 Coherent 公司和 ELS 公司的绿光激光器产品选用的都还是传统的泵浦方式。



图 3.2.1 Nd:YVO4 能级结构简图



(2) 直接泵浦方式的优势

直接泵浦是一种潜在的更有效的泵浦方式^[3.6,3.7]。一方面,由于泵浦波长变长, 量子亏损大大减小,880nm 直接泵浦的量子亏损为 17.3%,808nm 泵浦的量子亏损 为 24%。从四能级激光系统的运转特性公式(2.2.21-2.2.23)中可以看出,量子亏损的 减小,将会使得激光器的阈值功率降低,激光辐射的斜效率增大。另一方面,量子 亏损的减小也表明激光晶体中负载的热有相应的减少,理论计算相对于 808nm 泵浦, 880nm 泵浦时晶体负载的热可以减少约 28.1%,则激光晶体的热透镜效应也会相应地 变小,从而有利于激光光束质量的改善和输出功率的提高。图 3.2.3 所示为我们选用 一块复合晶体(YVO4+0.2%Nd:YVO4,尺寸 3×3×(5+15)mm³),在波长为 880nm 的高 功率 LD 泵浦下,测量的激光晶体的热透镜焦距。图中,方块为双端面泵浦时测得的 热焦距,圆点为单端面泵浦时测得的热焦距,实线为理论计算值,从图中可以看出 采用双端面泵浦比单端面泵浦的热效应要小很多。同时与第二章中测得的 808nm 泵 浦时的热焦距相比,可以看出直接泵浦时的热效应要小很多,从图中数据可以推测 出,激光晶体中的热约为传统泵浦方式时的一半。



图 3.2.3 激光晶体的热透镜焦距随泵浦功率的变化曲线

近年来,随着 LD 制造工艺的逐步成熟,人们已经能够成功制造出各种需求波长的 LD,因此,直接泵浦技术由于其潜在的优势,再次引起了人们的关注。1999年, R. Lavi 等人采用钛宝石激光器为泵浦源,分别直接泵浦 Nd:YAG(869nm 泵浦)和 Nd:YVO4(880nm 泵浦)激光器,与传统的 808nm 泵浦相比,Nd:YAG 激光器的斜效率 提高了 10%,阈值降低了 11%;Nd:YVO4 激光器的斜效率增大了 5%,阈值降低了 11%^[3.6]。2002年,V. Lupei 等人报道了直接泵浦的高效稳定的 Nd:YVO4 激光器,泵 浦源为工作在 878.6nm 的钛宝石激光器,选用高掺杂浓度的激光晶体补偿晶体在该 波段吸收系数小的问题,激光器的斜效率最高达 70%^[3.7]。2003年,Y. Sato 等人分别 采用工作在~880nm 的钛宝石激光器和线宽为 2.5nm 的 LD 作为泵浦源,直接泵浦 Nd:YVO4 激光器,在钛宝石激光器泵浦功率为 1W 时,获得了 0.79W 的 1.06µm 激 光,激光器斜效率为 80%;在 LD 功率为 2W 时,获得了 1.1W 的激光输出,斜效率 为 75%^[3.8]。2004年,S. Goldring 等人研究了 884.5nm 的直接泵浦相对于 802nm 的传 统泵浦,激光晶体产生的热量减少了 27%^[3.9]。2006 年,L. McDonagh 等人选用 888nm 的高功率 LD 为泵浦源,通过准直聚焦系统,泵浦光在激光晶体中心的光斑大小为 1350µm,在吸收的泵浦功率为 82.3W 时,获得了 60W 的 TEM₀₀ 模 1.06µm 激光输出 ^[3.10]。2008 年,P. Zhu 等人报道了直接泵浦的输出 165W 的非稳腔结构板条激光器,激光器的光光转换效率达 66%,光束质量 M²<2^[3.11]。另外还有 2009 年采用 914nm 直接泵浦激光器的报道^[3.12]。上述的报道都为采用直接泵浦技术在 1.06µm 激光器方 面的研究工作,而在采用直接泵浦技术泵浦内腔倍频激光器方面的报道还比较少:

2003 年, V. Lupei 等人对直接泵浦的内腔倍频激光器的光光转换效率能否提高做了实验研究。实验分别采用 885nm 和 808nm 的光来泵浦 Nd:YAG/LBO 激光器,结果 885nm 泵浦的激光器阈值要低,光光转换效率要较高,但是激光晶体对 885nm 泵浦光的吸收效率非常低,在注入泵浦功率约 1.7W 时,吸收的泵浦功率仅约 0.45W,最终输出绿光激光 20mW^[3.13]。

2005 年, N. Pavel 等人分别用 808nm 和 879nm 的 LD 泵浦 Z 型腔结构的 Nd:GdVO₄/LBO 激光器。在 879nm LD 泵浦,泵浦功率 16.5W 的情况下,获得了 5.1W 的 531nm 绿光输出,光光转换效率 31%,光束质量 M²=1.46;在相同的实验条件下,改为 808nm LD 泵浦,获得了 4.4W 的绿光输出,光光转换效率 26%,光束质量 M²=3.4,并且在泵浦功率 9.9W 时输出激光功率就出现饱和现象,这归因于 808nm 泵浦时,激光晶体的热效应要相对严重 ^[3.14]。

2007 年, L. McDonagh 等人采用 888nm 的 LD 泵浦 Nd:YVO4/LBO 内腔倍频激 光器,在 211W 的泵浦功率下,获得了 62W 的近衍射极限的单横模绿光激光输出, M²=1.05,光光转换效率 29%,激光的 RMS 值噪声为 0.05%^[3.15]。

国内的工作小组,在 2010 年,Y. F. Lü 等人报道了 880nm 直接泵浦的折叠腔 Nd:YVO₄/LBO 671nm 红光激光器,实验与 808nm 泵浦比较,提高了光光转换效率,改善了输出激光的光束质量^[3.16];同样在 2010 年,该工作小组报道了 885nm 泵浦的 Z 型腔 Nd:YAG/LBO 473nm 蓝光激光器,同样与 808nm 泵浦的情况比较,提高了光 光转换效率,改善了激光光束质量^[3.17]。

通过以上的这些研究工作,我们可以看出直接泵浦方式正成为目前激光技术的 一个热门课题,这种泵浦方式的优点是非常突出的,即从根本上减少了激光晶体的 量子亏损发热,提高了光光转换效率,改善了输出激光的光束质量。

(3) 直接泵浦的泵浦光波长的选取

图 3.2.4 所示为掺杂浓度为 1%的 Nd:YVO4 晶体的吸收系数随泵浦光波长的变化

- 51 -

曲线^[310],我们从晶体的吸收系数出发,对比分析 880nm、888nm 直接泵浦以及 808nm 传统泵浦中存在的一些问题,综合考虑,选取合适的直接泵浦的光波长。从图中可 以看出:(a)激光晶体在 880nm、888nm 处的吸收相对于在 808nm 处要小很多,888nm 尤其为最小,因此直接泵浦时的激光晶体的吸收效率要比较低。在实验中,我们可 以通过增加晶体的长度或者增大晶体的掺杂浓度来提高吸收效率,但晶体长度不宜 过长,长晶体不利于泵浦光和腔模光斑之间的模式匹配;晶体的掺杂浓度不宜过高, 过高会引起浓度淬灭现象;(b)激光晶体在 808nm、880nm 处,对偏振方向平行于晶 体 c 轴和垂直于晶体 c 轴的泵浦光的吸收系数有较大的差别,这样,晶体对平行于 晶体 c 轴的泵浦光在进入晶体很短的几毫米内就吸收完,而对垂直于晶体 c 轴的泵 浦光需要在很长的距离内才能吸收完,造成晶体在轴向吸收的不均匀,从而会导致 振荡激光的波前畸变复杂,激光晶体的热效应相对轴向均匀吸收时的热效应严重很 多^[3.10],但在实验中我们可以采用平行于晶体 c 轴的偏振光作为泵浦光,以提高晶体 对泵浦光的吸收效率和减小热效应;从图中还可以看出,晶体对 888nm 的泵浦光在 两个偏振方向上的吸收比较一致,但是由于吸收系数很小,最终,我们选用 880nm 的光作为直接泵浦的光源。

实验上,我们测量了选用的复合激光晶体对两个不同偏振方向的 880nm 的泵浦 光的吸收效率,对偏振方向平行于晶体 c 轴的泵浦光吸收效率为 93.5%,垂直于 c 轴 的吸收效率为 47.3%。所以,实验中我们采用偏振方向平行于晶体 c 轴的线偏光来泵 浦激光器。



图 3.2.4 掺杂浓度为 1%的 Nd:YVO4 晶体吸收系数^[3.10]

3.2.2 内腔倍频晶体的选取

对于各种不同的非线性频率转换过程来说,非线性晶体的选取都是至关重要的, 我们要兼顾晶体性能的各个方面,最终选取到合适的晶体。在高功率内腔倍频激光 器中,由于高的激光内腔功率,所以倍频晶体首先应该具有高的激光损伤阈值;其 次,晶体的非线性系数大小要适中;最后,其他各方面的如晶体的尺寸、光学均匀 性、物理化学稳定性以及晶体价格等参数综合考虑。对于从 1.06μm 到 532nm 的二 次谐波过程来说,常用的倍频晶体有 LBO、BBO、KTP、KDP、LN、KN 等等多种 ^[3.18]。在这里,我们列举了其中最常见的三种晶体的主要参数^[3.19-3.21],如下表所示:

晶体	КТР	BBO	LBO
有效非线性系数(pm/V)	8.63	5.3	2.69
走离角(°)	0.26	3.2	0
角度接受范围(mrad-cm)	20	1	52
温度接受范围(°C-cm)	25	50	4
光谱接受范围(nm-cm)	0.56	0.66	0.75
匹配方式	Ⅱ 类临界	I类临界	I类非临界
吸收系数(/cm)	0.001@1.06µm	0.001@1.06µm	0.001@1.06µm
	0.001@532nm	0.01@532nm	0.003@532nm
损伤阈值	$1 \mathrm{GW}/\mathrm{am}^2$	10 GW/cm ²	15 GW/cm ²
(1.06 µm laser/1.3ns 1Hz)			

表 3.2.1 倍频晶体的常用参数

磷酸氧钛钾(KTiOPO₄,简称 KTP)是非线性晶体中综合性能较好的晶体之一。该 晶体具有大的非线性系数、较大的温度接受范围、较大的角度接受范围、化学性质 稳定而且价格低廉等优点。该晶体在激光频率变换尤其是内腔倍频 Nd:YVO₄ 及其它 掺 Nd 晶体的激光器中有广泛的应用,但是应用注主要集中在中低功率密度的激光器 中。这是因为 KTP 晶体最大的弱点是激光损伤阈低,高的激光功率密度会导致该晶 体产生"灰迹效应",进而损伤晶体,从而限制了其在高功率激光器中的应用。

偏硼酸钡(β-BaB₂O₄,简称 BBO) 是由中国科学院物质结构研究所首先研制成功 的新型晶体。该晶体在从紫外到中红外波段的范围内的,非线性频率转换的性质都 非常好。另外该晶体的主要优点有非线性系数较大、损伤阈值高、温度接受范围大、 光学均匀性好。该晶体主要用于掺 Nd 类晶体的激光器的二倍频、三倍频、四倍频以 及钛宝石激光器的二倍频和三倍频等过程中。但该晶体的缺点是角度接受范围很小, 在应用中要小心调节晶体方位角度,并且 BBO 晶体的潮解性较低,需要在干燥的环 境中使用和保存晶体。

三硼酸锂(LiB₃O₅,简称 LBO)是一种优秀的高功率倍频晶体,已经广泛应用在高 功率激光器的二倍频、三倍频、四倍频以及光学参量振荡等非线性光学频率变换过 程中。该晶体的主要优点是激光损伤阈值明显高于其他类晶体(见表格中的数据),对 于 1.06μm 的连续激光,LBO 晶体的损伤阈值仍大于 1GW/cm²。另外晶体可以实现 I 类非临界相位匹配,没有走离角,更有利于非线性频率转换过程。当然该晶体也有 不足之处,如温度接受范围小,在实验中需要仔细调节晶体的温度以得到最佳相位 匹配温度,从而得到最大的非线性转换效率;晶体的非线性系数较小,我们可以适 当地增加晶体的长度来弥补该不足。

在我们的高功率连续单频 Nd:YVO₄ 内腔倍频激光器的研制中,基于 LBO 晶体 的高损伤阈值的特性,我们选择了该晶体作为内腔倍频晶体,用于从 1.06μm 到 532nm 的内腔倍频过程中。

3.2.3 内腔倍频激光器谐振腔的设计

在全固态连续单频内腔倍频激光器中,我们同样采用环形行波腔的方法来获得 单频的激光运转。在环腔的设计中,基本与第二章中连续单频1.06μm激光器的设计 方法一致,但是这里还需要同时考虑高效倍频的问题,所以需要从以下四方面着手 来设计激光谐振腔: (a)合适的激光晶体处光斑大小;(b)合适的倍频晶体处光斑,以 获得高的倍频效率和高的光光转换效率,合适的光斑大小可由最佳聚焦因子 *ξ*=2.84^[3.22]推算出来:

$$\xi = \frac{L}{b} = \frac{L}{2\pi n\omega_{out}^2 / \lambda}$$
(3.2.1)

式中L为倍频晶体长度,b为共焦参数,n为晶体折射率, λ为基频光波长, ω_{opt}即 为最优化的倍频晶体处光斑,实验中的倍频晶体长度为20mm,所以可推知最佳的倍 频晶体处光斑大小为38.5µm; (c)泵浦光斑与腔模光斑匹配; (d)谐振腔满足稳定性条 件|(A+D)/2|<1,最好为满足热不灵敏条件(A+D)/2=0。实验中,泵浦源为光纤耦合输 出的880nm LD(LIMO公司),光纤芯径为400µm,通过准直聚焦透镜,泵浦光在激 光晶体中的光斑半径约为540µm。

- 54 -

图 3.2.5 所示为设计的六镜环形谐振腔,由四个平面镜(M1、M2、M4 和 M6)和 两个凹面镜(M4、M5)组成,激光晶体放置于 M1 和 M2 之间,倍频晶体放置于 M4 和 M5 之间。腔的设计中,凹面镜 M4、M5 的入射角设计为 6.5°,因为角度小的缘故,所以可以忽略象散对谐振腔的影响。



图 3.2.5 激光谐振腔原理图

下面通过 ABCD 矩阵理论计算谐振腔中激光晶体处的振荡激光腰斑大小、倍频 晶体处光斑大小以及谐振腔稳定性条件随着腔长的变化关系。定义镜子 M4 和 M5 之间的距离为 L1,剩余腔长的一半为 L2。假设最大泵浦功率在 50W 左右,由图 3.2.3 可知激光晶体的热透镜焦距约 400mm,以下的理论估算按热透镜焦距等于 400mm 来 计算。图 3.2.6 所示为在不同的 L2 下,激光晶体处振荡激光腰斑随 L1 的变化曲线; 图 3.2.7 所示为倍频晶体处光斑随腔长的变化曲线;图 3.2.8 所示为谐振腔的稳定性 随腔长的变化曲线。从图中可以看出,在 L2=280mm 时,L1 约为 102mm 左右,振 荡激光的腰斑约为 550µm,与泵浦光斑大小匹配;在此腔长下,倍频晶体处的光斑 大小约为 38.5µm,满足高效倍频的要求;同时(A+D)/2=-0.8,谐振腔工作在稳区范 围内,但还没有达到热不灵敏条件,可以预知在此谐振腔腔长下,激光器对激光晶 体中热的变化比较敏感。实验中,我们在该候选腔长以及附近腔长下进行实验,最 终找出输出激光功率最高、稳定性最好的腔长。



图 3.2.6 激光晶体处振荡激光腰斑随腔长的变化曲线



图 3.2.7 倍频晶体处光斑随腔长的变化曲线


图 3.2.8 谐振腔的稳定性随腔长的变化曲线

3.3 实验装置

根据上节中的理论分析,为了减小激光晶体的热效应,我们选用了 880nm 直接 泵浦的泵浦方式;为了进一步减小激光晶体的热效应,我们选用了双端面泵浦的方 式;为了提高激光晶体对泵浦光的吸收效率,我们选用了偏振方向平行于晶体 c 轴 的线偏光泵浦。按这些要求,我们设计了图 3.3.1 所示的直接泵浦的全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 内腔倍频绿光激光器。泵浦源是一台光纤耦合输出的 LD(LIMO 公司), 中心波长为 880nm,光纤芯径为 400µm,最大输出功率为 60W。从图中可以看出, 880nm 的泵浦光经过焦距为 30mm 的准直透镜 L1 后,由偏振光束分束器(PBS)分为 两束,其中反射光束的偏振方向平行于晶体 c 轴,经过焦距为 80mm 的聚焦透镜 L2 后泵浦激光器,泵浦光在晶体中的光斑半径约为540µm;透射光束经过三个导光镜 (M7、M8、M9,均镀 45° 808nm 高反膜)和聚焦透镜 L3 后,从另一端面来泵浦激光 器,泵浦光在激光晶体中的光斑半径同样约为 540µm;M7 和 M8 导光镜之间的λ/2 波片(HWP1)将泵浦光的偏振面旋转 90 度,使这束光的偏振方向也平行于晶体 c 轴。 这样,激光晶体对泵浦光的吸收达到最大,总的吸收效率为 93.5%。

激光晶体为复合晶体: YVO₄+0.2%Nd:YVO₄,尺寸为 3×3×(5+15)mm³,晶体的 两个端面分别镀 808nm 和 1.06μm 的减反膜(R<0.2%),实验中将晶体用铟膜包裹住放 在紫铜控温炉内,温度控制在 20.5℃,控温仪的控温精度为±0.005℃。

激光谐振腔由镜片 M1-M6 构成, 平面镜 M1 和 M2 为输入耦合镜, 分别镀 880nm

高透膜和 1.06µm 高反膜(T_{880nm}>95%, R_{1.06µm}>99.7%); 平面镜 M3 和 M6 镀 1.06µm 高反膜(R_{1.06µm}>99.7%); M4 和 M5 是曲率半径为 100mm 的平凹镜, M5 镀 1.06µm 高反膜; M4 为激光器的输出耦合镜,镀 1.06µm 高反膜和 532nm 高透膜(T_{532nm}>95%)。 激光器谐振腔中的λ/2 波片(HWP2)和 TGG 晶体构成光学单向器,迫使振荡激光在腔 内单向运转以获得单频激光。腔内的标准具(étalon)是一块厚度为 0.5mm 的融熔石英 窗片,放置于控温炉内,控温在 28℃,标准具的作用为压窄激光器的增益带宽,抑 制激光模式跳变,从而获得稳定的激光输出^[3.23]。



图 3.3.1 全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激光器的实验装置图

在泵浦功率达到激光器的振荡阈值后,激光在谐振腔内起振,然后通过倍频晶体 LBO 内腔倍频获得 532nm 的绿光激光输出,绿光激光从谐振腔腔镜 M5 输出。L4为焦距为 150mm 的透镜,将输出的发散激光整形成近平行光。为了激光器的长期稳定运转,实验中机加工了铝材整体腔,并将整体腔腔体温度控制在室温温度约 24℃,所用控温仪的控温精度为±0.01℃,最后在超净室中封装激光器。激光器输出的绿光分别用分光镜 M10 和 M11 (R_{532nm}≈1%)分出少部分用于监视激光的模式、测量激光噪声以及其他激光参数等,大部分的光用功率计监测其功率大小。

3.4 实验结果及分析

(1) 激光器的输出功率稳定性

绿光激光器输出的激光除少部分用于监视激光模式和测量激光参数外,大部分用功率计(coherent, LabMax-Top /LM-45 HTD)进行功率测量和数据采集。在 LD 泵浦

功率为 52W, 对应的泵浦电流为 36.8A, 各控温状态为: 激光晶体温度 T_{Nd:YV04}=20.5℃,激光器腔体温度 T_{cavity}=24℃,标准具温度 T_{étalon}=28℃,倍频晶体温 度 T_{LBO}=153.3℃,冷却循环水温度 T_{water}=15.5℃,激光二极管温度 T_{LD}=21.4℃的情况 下,实验获得了 11.6W 的连续单频绿光激光输出。图 3.4.1 所示为在该状态下,测量 得到的激光器的输出功率稳定性。从图中可以看出,在 5 个小时内激光器保持稳定 的运转,输出功率稳定性优于±0.5%,同时我们也长期监视着激光器的纵模模式,激 光器一直处于单频运转状态,并且没有看到模式跳变现象。



图 3.4.1 激光器的长期功率稳定性

实验中发现激光器的阈值功率在 35W, 对应的 LD 电流为 28.3A, 如此高的激光 阈值是因为我们在设计激光谐振腔时, 首先考虑的是在高泵浦功率(~50W)下运转, 以获得相应的较高的激光输出功率。图 3.4.2 所示为激光谐振腔的稳区范围随激光晶 体热透镜大小以及泵浦功率的变化曲线。从图中可以看出,在热透镜焦距小于 520mm, 对应的泵浦功率大于 39W 时,激光器才能进入稳区工作范围。实验中激光 器在 35W 时就进入稳区,开始输出激光,这是因为,在相同的泵浦功率下,激光器 不输出激光时,激光晶体的热效应要比有激光输出时的热效应严重,所以实际的泵 浦阈值功率要比理论预计的低一些。



图 3.4.2 激光器的稳区范围随激光晶体热透镜以及泵浦功率的变化关系

(2) 单频运转特性

采用共焦 F-P 腔监视激光器的运转模式,监视到的模式用数字示波器(Tektronix DPO 7245)记录,见图 3.4.3 中的上图所示,在激光器输出 11.6W 时,激光器保持稳定的单频运转。



图 3.4.3 激光器的模式和自由运转一分钟的频率漂移

(3) 频率稳定性

同上,在激光器稳定运转的情况下,用共焦 F-P 腔监视激光的模式(自由光谱区 为 750MHZ),将监视到的模式用数字示波器采集记录一分钟,如图 3.4.3 中的下图所 示,经计算可得激光器自由运转时的频率漂移为 6.9MHz/min。

(4) 激光的线宽

采用一个高精细度、窄线宽的 F-P 腔可以测量激光的线宽。实验中我们所选用 F-P 腔的自由光谱区为 150MHz,精细度为 1000,则该腔的线宽为 150kHz。在激光 器稳定运转的情况下,分少部分绿光激光注入该 F-P 腔中,图 3.4.4 所示为该腔监视 到的信号,经过计算可知测到的线宽为 150kHz,即为测量腔的线宽大小,由此可推 知由于测量腔精度的限制,只可得知激光的线宽小于等于 150kHz。



图 3.4.4 激光的线宽

(5) 激光光束质量

在激光器的输出端口分出约 2mW 的绿光激光,用光束质量分析仪(DataRay, WinCamD+M2DU M² system)来监视其光斑模式。如图 2.3.5 左所示,激光光斑在两个垂直方向的强度分布都呈标准的高斯分布;运行光束质量分析仪来测量激光的光束质量因子 M²,见图 3.4.5 右所示,激光光束在水平方向 M_x²=1.03,在垂直方向 M_y²=1.02,证实获得的激光为近衍射极限的激光光束。



图 3.4.5 激光光斑的强度分布和光束质量因子

(6) 光斑和发散角

在去掉整形透镜 L4 时,由光束质量分析仪测得激光器中倍频晶体处(激光器束 腰处)的腰斑大小分别为:水平方向 61.3μm,垂直方向 69.3μm;激光器的出光端口 距离束腰约 200mm,根据高斯光束的空间传输规律(见公式 2.3.2),可以计算得到激 光器出光端口处的光斑大小约为:水平方向 2.21mm,垂直方向 1.96mm。

在加有整形透镜 L4 时,测量激光器输出激光的光束质量,测试结果中给出激光的发散角为:水平方向 0.722 mrad,垂直方向 0.729mrad。

(7) 指向稳定性



图 3.4.6 激光器的指向稳定性

在距离激光器出光端口 5 米处,用光束外形分析仪(Thorlabs, BP104-VIS)监视激 光光斑在水平方向的中心位置和垂直方向的中心位置,并且每隔两分钟做一次记录。 记录的实验数据经过处理(处理过程详见 2.3.2 节阐述)后,可得激光光束的中心偏移 量随时间变化的曲线,如图 3.4.6 所示。实验测试了一个小时,激光光束中心偏移量 的平均值为 10.44μm,对应光束指向角的变化为 2.09μrad。

(8) RMS 值噪声

采用光电探测器(光电二极管型号为 FND100)来测量激光的 RMS 值噪声。从激 光器输出的激光中分少部分用于噪声测量,将光电探测器探测到的信号接入示波器 (Tektronix DPO 4054)中记录,其中设置示波器的带宽为 500MHz。如图 3.4.7 所示, 黑色的线为探测器的直流响应信号,信号大小为 7.69V;红色的线为探测器的交流响 应信号,该信号的 RMS 值大小为 2.284mV。激光的 RMS 噪声值为交流信号的 RMS 值与直流响应信号大小的比值,经过计算可得激光器的 RMS 值噪声为 0.0297%。



图 3.4.7 激光的 RMS 值噪声

(9) 激光强度噪声和相位噪声

用平衡探测的方法来测量激光的强度噪声,实验所用的探测器为自制的一对平衡探测器,探测器中的光电二极管型号为 hamamatsu S5973-02。将一对探测器探测 到的交流信号经过加减法器分别接入频谱分析仪(Agilent, 9010A)中记录。实验中,频谱分析仪的参数设置为:分辨率带宽 100kHz,视频带宽 100Hz,衰减 0dB,扫描 时间 1.4s;注入探测器中的光功率为 1.36mW,对应的光电流为 4.1mA。

图 3.4.8 所示为实验结果,黑线为平衡探测器相减的信号,即散粒噪声基准;红

线为平衡探测器相加的信号,即激光的强度噪声。从图中可以看出,激光的强度噪声在分析频率为 3.5MHz 处就达到散粒噪声基准。



图 3.4.8 激光的强度噪声和相位噪声



图 3.4.9 在分析频率 6MHz 处测得的相位噪声大小

用一个失谐的 F-P 腔把激光的相位噪声转换为强度噪声来测量,实验所用的 F-P 腔的自由光谱区为 317MHz,精细度为 190,则腔的线宽为 1.65MHz,表明我们在分析频率大于 2.3MHz 时测量到的激光强度噪声大小能完全地反映激光的相位噪声大

小。图 3.4.8 中的方块为在每个不同的分析频率下,以频率为 2Hz 的三角波扫描该 F-P 腔,记录测量得到的相位噪声值。从图中可以看出,相位噪声在分析频率 2-20MHz 的范围内均高于散粒噪声约 1.3dB。图 3.4.9 所示为在分析频率 6MHz 处测量的激光 相位噪声的实验数据图,从图中可以看出相位噪声高于基准约 1dB,即为图 2.3.9 中 6MHz 处的方块所表示的噪声值。

最后,我们研制的 880nm 直接泵浦的全固态连续单频 Nd:YVO₄/LBO 绿光激光器的样机照片如图 3.4.10 所示。



图 3.4.10 全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激光器样机

3.5 本章小结

本章首先从直接泵浦方式的概念出发,详细分析了直接泵浦方式改善激光器性能的原理;实验设计中,我们选用了直接泵浦方式,并且通过选取较长的激光晶体和偏振泵浦的方式,大大提高了激光晶体对泵浦光的吸收效率,以及通过双端面泵 浦使得激光晶体对泵浦光的吸收比较均匀,大大改善了激光晶体的热效应;设计了 合适的激光谐振腔腔长,能够同时满足模式匹配要求和高效倍频的要求;实验中采 用中心波长为 880nm 的 LD 作为泵浦源,泵浦 Nd:YVO4/LBO 内腔倍频激光器,在 泵浦功率为 52W 时,获得了 11.6W 的连续单频绿光激光输出,相应的光光转化效率 为 22.3%;激光器在 5 小时内的功率稳定性优于±0.5%;输出激光的光束质量 M²<1.05; 另外,激光器的激光强度噪声在分析频率 3.5MHz 处达到散粒噪声基准,相位噪声在 分析频率 2-20MHz 的范围内均高于散粒噪声 1.3dB 左右。 该全固态连续单频绿光激光器的参数可以与同类的激光器产品相比拟,表 3.5.1 同时列出了美国 coherent 公司和德国 ELS 公司的激光器产品参数^[3.24, 3.25],以供我们 比较和借鉴。

参数	实验研制	Verdi V 18	VersaDisk-515
波长(µm)	532	532	515
输出功率(W)	12	18	15
功率稳定性	±0.5%/5h	±1%/2h	±0.5%
线宽(MHz)	<1 (1s)	<5 (50ms)	<5
光束直径(mm)	2.1	2.25	2
光束发散角(mrad)	0.73	<0.5	0.5
光束质量 M ²	<1.05	<1.1	<1.1
指向稳定性(μrad)	2.09	<2	<5
RMS 值噪声(% rms)	<0.03	<0.03	0.04
偏振	>100:1	>100:1	>100:1

表 3.5.1 绿光激光器参数对比表

参考文献

[3.1] J. T. Verdeyen, Laser Electronics, Prentice-Hall, 1989, 232

[3.2] R. Newman, Excitation of the Nd^{3+} fluorescence in CaWO₄ by recombination radiation in GaAs, J. Appl. Phys. 1963, 34, 437

[3.3] M. Ross, YAG laser operation by semiconductor laser pumping, Proc. IEEE, 1968, 56, 196-197

[3.4] X. Ding, R. Wang, H. Zhang, X. Y. Yu, W. Q. Wen, P. Wang, J. Q. Yao, High-efficiency Nd:YVO₄ laser emission under direct pumping at 880 nm, Opt. Commu. 2009, 282, 981-984

[3.5] 柳强, 巩马理, 潘圆圆, 李晨, 边缘抽运复合 Yb:YAG/YAG 薄片激光器设计与 功率扩展, 物理学报, 2004, 53, 2159-2164

[3.6] R. Lavi, S. Jackel, Y. Tzuk, M. Winik, E. Lebiush, M. Katz, and I. Paiss, Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level, Appl. Opt. 1999, 38, 7382-7385

[3.7] V. Lupeia, N. Pavela, and T. Tairab, Highly efficient laser emission in concentrated Nd:YVO₄ components under direct pumping into the emitting level, Opt. Commu. 2002, 201, 431-435

[3.8] Y. Sato, T. Tairaa, N. Pavel, and V. Lupei, Laser operation with near quantum-defect slope efficiency in Nd:YVO₄ under direct pumping into the emitting level, Appl. Phys. Lett. 2003, 82, 844-846

[3.9] S. Goldring, R. Lavi, A. Tal, E. Lebiush, Y. Tzuk, and S. Jackel, Characterization of radiative and nonradiative Processes in Nd:YAG lasers by comparing direct and band pumping, IEEE, 2004, QE-40, 384-389

[3.10] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe, and A. Nebel, High-efficiency 60W TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm, Opt. Lett. 2006, 31, 3297-3299

[3.11] P. Zhu, D. J. Li, P. X. Hu, A. Schell, P. Shi, C. R. Haas, N. Wu, and K. M. Du, High efficiency 165 W near-diffraction-limited Nd:YVO₄ slab oscillator pumped at 880 nm, Opt. Lett. 2008, 33, 1930-1932

[3.12] D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois, and P. Georges, Highly efficient Nd:YVO₄ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm, Opt. Lett. 2009, 34, 2159-2161

[3.13] V. Lupeia, N. Pavel, and T. Taira, Basic enhancement of the overall optical efficiency of intracavity frequency-doubling devices for the 1 μ m continuous-wave Nd:Y₃Al₅O₁₂ laser emission, Appl. Phys. Lett. 2003, 83, 3653-3655

[3.14] N. Pavel, and T. Taira, High-Power Continuous-Wave Intracavity Frequency-Doubled Nd:GdVO₄-LBO Laser Under Diode Pumping Into the Emitting Level, IEEE, 2005, QE-11, 631-637

[3.15] L. McDonagh, and R. Wallenstein, Low-noise 62W CW intracavity-doubled TEM₀₀
 Nd:YVO₄ green laser pumped at 888 nm, Opt. Lett. 2007, 32, 802-804

[3.16] Y. F. Lü, X. H. Zhang, J. Xia, X. D. Yin, A. F. Zhang, L. Bao, and W. Lü, High-efficiency direct-pumped Nd:YVO₄-LBO laser operating at 671 nm, Optics & laser Technology, 2010, 42, 522-525

[3.17] Y. F. Lü, X. D. Yin, J. Xia, R. G. Wang, and D. Wang, Efficient continuous-wave intracavity frequency-doubled Nd:YAG-LBO blue laser at 473 nm under diode pumping directly into the emitting level, Laser Phys. Lett. 2010, 7, 25-28

[3.18] W. 克希耐尔著, 孙文, 江泽文, 程国祥译, 固体激光工程, 科学出版社, 2002, 522

[3.19] KTP晶体参数 http://www.u-oplaz.com/crystals/crystals04.htm

[3.20] BBO晶体参数 http://www.u-oplaz.com/crystals/crystals02.htm

[3.21] LBO晶体参数 http://www.u-oplaz.com/crystals/crystals03.htm

[3.22] 钱士雄,王恭明编著,非线性光学——原理与进展,复旦大学出版社,2002, 73

[3.23] 郑耀辉,高功率全固态连续单频激光器的理论和实验研究,博士毕业论文, 2009,48

[3.24] Coherent Inc. 2009-2010 product catalogue

[3.25] http://www.docin.com/p-15708067.html

第四章 通过内腔单共振光学参量振荡器产生连续单频 1.5μm 激光光源的实验研究

4.1 引言

目前,获得1.5μm激光光源的方法主要有直接输出1.5μm激光的全固态激光器、 拉曼激光器、光纤激光器和光学参量振荡器(OPO)。其中,OPO 是利用晶体的非线 性特性实现激光频率变换的器件,是拓展激光波长范围、获取中红外激光光源的重 要手段之一。

根据 OPO 腔相对于泵浦激光谐振腔的位置,将 OPO 分为内腔 OPO 和外腔 OPO。 相对于外腔 OPO,内腔 OPO 有如下几方面的优势:(1)由于将 OPO 谐振腔耦合在激 光谐振腔内,因此,可以充分利用激光器腔内较高的功率密度来泵浦 OPO,降低了 激光泵浦阈值和提高了非线性转换效率^[4,1],也可以说,与外腔 OPO 相比,降低了对 泵浦源激光功率的要求;(2)泵浦光在 OPO 腔中多次穿过,相当于增加了泵浦光与非 线性晶体相互作用的长度,有利于非线性转换效率的提高;(3)由于激光腔内有较高 的功率密度,从而相对降低了对非线性晶体的要求,即二阶非线性系数较小的晶体 也可以使用;(4)激光谐振腔和 OPO 腔耦合在一起,易于实现小型化和全固化。但是, 由于 OPO 腔耦合在激光器谐振腔中,光学参量过程不可避免地和激光器的运转之间 有相互影响;另外,OPO 腔镜和非线性晶体耦合入激光谐振腔中,增大了激光器的 内腔损耗,所以,为了减小内腔损耗,实验对 OPO 腔镜和非线性晶体的镀膜又提出 了较高的要求。

在本章中,我们通过内腔单共振 OPO,即内腔 SRO 技术,实验获得了连续单频的 1.5μm 激光光源。本章内容中,首先介绍了实现非线性频率变换的准相位匹配晶体的特性,简要分析了内腔 SRO 的运转特性;实验上,首先,通过优化激光谐振腔的参数,获得了稳定运转的全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO4 激光器;其次,采用 PPLN 晶体为非线性晶体,优化设计 SRO 谐振腔的参数,使得 SRO 能够有效运转;最后,将 SRO 谐振腔耦合在激光谐振腔中,再综合优化实验参数,以达到高效非线性转换。实验最终在 LD 泵浦功率为 18W 时,获得了 300mW 的连续单频 1.5μm 激光输出,并且详细分析了 SRO 的运转特性,以及不同 SRO 谐振腔腔长对其输出信号光功率的影响等。结合实验结果,并通过理论分析,提出了进一步优化内腔 SRO 的方法。

4.2 理论分析

4.2.1 准相位匹配晶体介绍

在光学参量振荡器的研究过程中,传统意义上的双折射相位匹配晶体如 BBO、 KTP、ZGP 等,这些晶体通过双折射相位匹配技术可以实现相位匹配,但受到晶体 中不同光波波矢方向和偏振方向的限制,使得满足相位匹配的激光波长的范围很受 限制,而且我们常常只能用到晶体较小的非线性系数,因此限制了这些晶体的广泛 应用。另一种相位匹配技术是准相位匹配(Quasi-Phase Matching,QPM)技术,这种 技术是在 1962 年由 J.A. Armstrong 和 N. Bloembergen 等人提出^[4.2]。QPM 技术就 是通过对晶体的非线性极化率进行周期性地反转,来补偿由于折射率色散造成的 相互作用的光波之间的相位失配。与双折射相位匹配技术相比,QPM 技术不再 受晶体中不同光波波矢方向和偏振方向的限制,根据实验要求,选择适当的极化周 期就可以实现相位匹配。具体来说,QPM 技术有以下几方面的优点:

(1)实现相位匹配的波长范围大。原理上可以在晶体的整个透光范围内满足相位匹配。由于极化周期可以根据折射率色散和所需要的非线性频率转换过程来设计,而没有特殊的温度和角度要求,所以它可以将相位匹配的范围拓宽到晶体的整个透光波长范围。

(2)可以利用晶体的最大非线性系数。QPM 技术不再要求正交光束,即不再 有 I 类或 II 类的相位匹配类型之分,因此非线性系数不必为对角线张量元,这样 我们可以充分利用晶体的最大非线性系数以提高非线性转换效率。

(3)可以避免走离效应。晶体中相互作用的光波偏振方向可以任意选择,只要它们沿着同一晶轴方向传播,就可以使走离角为零。由于不存在走离效应,即 相互作用的光波被严格限制在晶体中,我们就可以选用较长的晶体,以此获得较 大的非线性转换效率。

(4)容易实现波长调谐。通过调谐晶体的极化周期、调谐晶体的工作温度、或者 调谐泵浦光的波长,都可以简单方便地实现输出光波长的调谐。

由于准相位匹配晶体如上的这些特点,目前这类晶体已经广泛应用在高效倍频 以及光学参量振荡器等非线性频率转换过程中。对光学参量过程来说,常用的准相 位匹配晶体有 PPLN、PPSLT、PPKTP 、PPRTA 等多种。在这里我们列出了其中最 常见的三种晶体的主要参数^[4.3-4.7],如表 4.2.1 所示:

- 70 -

晶体	PPLN	PPSLT	РРКТР
有效非线性系数(pm/V)	17	10	8.7
透光范围(µm)	0.5~5	0.3~5.5	0.4~4
损伤阈值(MW/cm ²) (1.06 µm laser/10ns 10Hz)	100	570	900
典型长度(mm)	10-50	30	30

表 4.2.1 准相位匹配晶体的主要参数

PPLN(Periodically Poled LiNbO₃,周期极化铌酸锂)晶体是在准相位匹配技术中 应用最为广泛的一种非线性晶体。该晶体的主要优点是有效非线性系数大,透光范 围大,物理化学性质稳定以及不易潮解等。但是该晶体的激光损伤阈值较小,这里 提到的损伤是说该晶体的光折变损伤。光折变损伤是指晶体在高功率激光的照射下, 激光照射区域的折射率发生了改变,从而严重破坏了相位匹配条件,降低了非线性 转换效率。这种光折变损伤是一种可逆损伤,同时,在 PPLN 晶体中,这种损伤受 晶体工作温度的影响较大。实验中,我们将 PPLN 晶体的温度控制在 130℃以上就可 以避免该损伤。

PPSLT 也是进行非线性频率变换的常用材料之一。与 PPLN 晶体相比,该晶体的透光范围更大,尤其是能透过深至 280nm 的紫外光,再者激光损伤阈值较高。其缺点是非线性系数略小于 PPLN 晶体。PPKTP 晶体的激光损伤阈值较其它两种晶体都高,即抗光折变损伤和绿光效应的能力很强,并且可以在室温条件下工作。但是它的有效非线性系数较其它两种晶体都小,并且透光范围也小。

在我们的 1.5µm 单共振光学参量振荡器的实验研究中,采用高功率连续单频 Nd:YVO₄激光器为泵浦激光源,通过光学参量振荡器获得 1.5µm 的信号光和 3.3µm 的闲置光。基于 PPLN 晶体非常大的有效非线性系数,我们选取该晶体作为非线性 频率变换晶体,并且在实验中,我们将晶体控温在 130℃以上以避免其光折变损伤效 应的发生。

4.2.2 内腔单共振光学参量振荡器的设计

连续单频运转的内腔 SRO 的实验研究同样是建立在全固态连续单频激光器的基

础上的,所以在内腔 SRO 的设计中,首先采用环形行波腔的方法来获得高功率连续单频运转的激光器;然后合理设计 SRO 腔的参数,使得 SRO 腔能够很好的与激光器匹配与耦合,构成内腔 SRO。

(1) 激光器谐振腔的设计

在连续单频环形腔激光器的设计中,与第三章中全固态连续单频内腔倍频绿光 激光器的设计方法一致,只是这里需要同时考虑的不再是高效倍频,而是高效参量 转换的问题。同样,需要从以下四方面考虑来设计环形谐振腔: (a)合适的激光晶体 处光斑大小; (b)合适的非线性晶体处光斑,非线性晶体处的光斑大小可由聚焦因子 *ξ*^[3.22]反推计算出来,在内腔倍频激光器中,优化实验参数,我们最终选取最优化的 聚焦因子*ξ*=2.84,其中倍频晶体长度为 20mm;但在这里的参量过程中,由于参与 参量过程的非线性晶体长度较长,为30mm,我们最终选取的聚焦因子*ξ*=1,这是因 为聚焦因子越大,表明聚焦程度越强,过分的聚焦会使得泵浦光在晶体内的光束发 散角增大反而降低了非线性转换效率。在*ξ*=1 时,根据公式(3.2.1),可以计算出此时 最优化的非线性晶体处的光斑大小为48.7µm; (c)泵浦光斑与腔模光斑匹配;(d)谐振 腔满足稳定性条件|(A+D)/2|<1,最好为满足热不灵敏条件(A+D)/2=0。实验中,泵浦 源为光纤耦合输出的808nm LD(Coherent FAP-System),光纤芯径为800µm,通过准 直聚焦透镜,泵浦光在激光晶体中的光斑半径约为400µm。



图 4.2.1 激光谐振腔原理图

图 4.2.1 所示为设计的六镜环形谐振腔,由四个平面镜(M1、M2、M4 和 M6)和两个凹面镜(M4、M5)组成。激光晶体放置在 M1 和 M2 之间,非线性晶体将放置在 M4 和 M5 之间,由于非线性晶体控温炉和 SRO 耦合腔腔镜对空间的需求,我们设计凹面镜 M4、M5 的入射角为 15°,因为角度较大,凹面镜在子午面和弧失面内的

焦距有较大的不同,所以在以下的分析中我们必须考虑象散对谐振腔的影响。

下面通过 ABCD 矩阵理论计算谐振腔中激光晶体处的振荡激光腰斑大小、倍频 晶体处光斑大小以及谐振腔稳定性条件随着腔长的变化关系。同样定义镜子 M4 和 M5 之间的距离为 L1,剩余腔长的一半为 L2。



图 4.2.2 激光晶体处振荡激光腰斑随腔长的变化曲线



图 4.2.3 激光谐振腔的稳定性随腔长的变化曲线



图 4.2.4 激光谐振腔内非线性晶体处光斑随腔长的变化曲线

图 4.2.2 和图 4.2.3 所示为在 L2=240mm 时,激光晶体处振荡激光腰斑和谐振腔 的稳定性随 L1 的变化曲线,图 4.2.4 所示为谐振腔中放置非线性晶体处的光斑大小 随 L1 的变化曲线。三幅图中,实线表示子午面内的计算结果,虚线表示弧失面内的 计算结果。从三幅图中可以看出,由于凹面镜离轴放置的角度较大,导致了激光谐振腔在子午面和弧失面内的参数有很大的不同。

综合考虑激光晶体处光斑大小和非线性晶体处光斑大小的要求,我们选取激光 谐振腔腔长在 L2 等于 240mm, L1 在 100-104mm 之间时比较合适。实验中,我们将 在此候选腔长以及附近腔长下实验,最终找出内腔 SRO 输出激光功率最高的腔长。 (2) SRO 腔的设计





SRO 腔为近共心结构驻波腔,图 4.2.5 所示,由两个平面镜(M7、M8)和两个凹面镜(M9、M10)组成,非线性晶体放置在 M7 和 M8 之间,由于非线性晶体控温炉尺寸的限制,我们设计凹面镜 M7、M8 的入射角为 10°,其中,SRO 腔镜 M7、M8 和

非线性晶体将耦合在激光谐振腔中。图 4.2.6 所示为 SRO 腔中腰斑大小随其腔长的 变化曲线,上述已经设计激光谐振腔中非线性晶体处的光斑大小在 47-53μm 之间, 为了使两个谐振腔能够很好地耦合,以能够充分利用泵浦光能量和达到最大非线性 转换,则设计的 SRO 腔中腰斑的大小应与激光谐振腔在该处的光斑大小一致,所以 从图 4.2.6 中可以得到, SRO 腔长应该在 213mm 附近。



图 4.2.6 SRO 腔中腰斑大小随其腔长的变化曲线

4.2.3 内腔单共振光学参量振荡器的运转特性

在内腔光学参量振荡器的理论工作方面,早在 1968 年,M. K. Oshman 和 S. E. Harris 就提出了内腔 OPO 的理论模型,分析了在平面波条件下的内腔 DRO 的功率特性,文中指出,采用内腔泵浦的方式可以提高非线性转换效率^[4.8];1970 年,R. G. Smith和 J. V. Parker 按照 M. K. Oshman 等人的理论模型,构建了内腔 OPO 的实验,验证了理论预测的部分结果^[4.9]。在随后的二十年里,由于是激光技术的初始发展阶段,相应的内腔 OPO 技术的进展也非常缓慢。直到二十世纪九十年代,OPO 技术才再次引起了人们的关注。1998 年,St. Andrews 大学的 G. A. Turnbull 等人从内腔 SRO 的 速率方程出发,详细分析了内腔 SRO 的输出功率特性和功率稳定性等^[4.10],并且该小组还做了大量的实验验证^[4.11-4.15]。以下参照该小组的工作分析内腔 SRO 的运转特性。

内腔 SRO 的运转情况可以分为三个阶段^[4.9, 4.12],如图 4.2.7 所示的 I、II 和 III 三个区域。图 4.2.7(a)中所示为激光器内腔激光功率随 LD 泵浦功率的变化曲线;(b)

所示为产生的总的下转换光功率和产生的信号光功率、闲置光功率分别随 LD 泵浦功率的变化曲线,详述如下:

区域 I, LD 泵浦功率 *P_{in}*小于激光器的阈值 *P^L_{th}*,即*P_{in}* < *P^L_{th}*。激光器的增益随着 LD 泵浦功率的增加而线性增加,此时,激光器和 SRO 均不能起振,激光器内腔激 光功率为零,同时没有下转换光输出。

区域 II, LD 泵浦功率大于激光器的阈值,小于 SRO 的振荡阈值 *P^{SRO}*,即 *P^L_h < P_{in} < P^{SRO}_h。随着 LD 泵浦功率的增加,超过激光器的阈值以后,激光器的增益 达到饱和,内腔激光功率随着泵浦功率的增加而线性增加;但是增加的内腔激光功 率仍还达不到 SRO 的振荡阈值,所以此时的 SRO 还不能起振,没有下转换光输出。*

区域 III, LD 泵浦功率大于 SRO 的振荡阈值,即 *P_{in} > P^{SRO}*。当 LD 泵浦功率大于 SRO 的振荡阈值后,内腔激光功率将被牵制在 SRO 的阈值内腔激光功率处;而 超过 SRO 阈值的那部分泵浦功率通过光学参量过程转换为信号光和闲置光输出。



图 4.2.7 内腔 SRO 的运转特性: (a) 内腔激光功率随 LD 泵浦功率的 变化关系; (b) 下转换光功率随 LD 泵浦功率的变化关系^[4.12]。

同样见图 4.2.7(b)中所示,内腔 SRO 总的下转换光功率与 LD 泵浦功率的关系如下:

$$P_{DC} = \sigma_{\max} \left(P_{in} - P_{th}^{SRO} \right) \left(1 - \frac{P_{th}^L}{P_{th}^{SRO}} \right)$$
(4.2.1)

式中 *σ*_{max} 为激光器在最优化输出耦合透射率的情况下,得到的最大的输出激光斜效率。在给定 LD 泵浦功率时,通过优化 SRO 的阈值功率,可以得到最大的下转换光输出功率,求解微分方程:

$$\frac{\partial P_{DC}}{\partial P_{th}^{SRO}} = 0 \tag{4.2.2}$$

则得到最优化的 SRO 阈值为:

$$P_{th}^{SRO} = \sqrt{P_{th}^L P_{in}} \tag{4.2.3}$$

即优化的 SRO 阈值等于激光器阈值和给定的 LD 泵浦功率之积的平方根值时,下转换光功率有最大值:

$$\left(P_{DC}\right)_{\max} = \sigma_{\max}\left(\sqrt{P_{in}} - \sqrt{P_{th}^{L}}\right)^2 \equiv P_{out}^{L}$$
(4.2.4)

这与激光器在最优化的输出耦合透射率下,得到的最大激光输出功率是一致的。 也就是说,当内腔 SRO 的阈值满足(4.2.3)式时,在给定的 LD 泵浦功率下获得的最 大激光输出功率可以 100%的转换为参量激光输出。换句话讲,就是在最优化的 SRO 参数下,我们可以将原本的激光器激光输出完全转化为参量激光来输出,这样:SRO 等效看作是激光器的优化输出耦合镜。公式(4.2.3)给出了获得最大的下转换光(信号 光和闲置光功率之和)输出的条件,同时也是获得最大的非共振的闲置光输出的条件。

而对于共振的信号光来说,获得最大的信号光输出有不同的优化要求[4.9]:

$$P_{th}^{SRO} = \sqrt{\left(P_{th}^{SRO}\right)_{\min} P_{in}}$$
(4.2.5)

式中, (*P*^{*sRO*})_{min} 表示 SRO 腔在没有信号光输出耦合的情况下, SRO 的阈值。从此式可以看出,为了获得最大的信号光输出,需要增大 SRO 的阈值使其等于最小的 SRO 阈值和给定的 LD 泵浦功率之积的平方根值。实验中,通过改变腔镜对信号光的输出 耦合透射率来改变 SRO 的阈值,以满足(4.2.5)式的要求,进而可以得到最大的信号 光输出。最大的信号光输出功率如下式所示:

$$\left(P_{out}^{s}\right)_{\max} = \eta_{s}\sigma_{\max}\left(\sqrt{P_{in}} - \sqrt{\left(P_{th}^{SRO}\right)_{\min}}\right)^{2}$$
(4.2.6)

式中, $\eta_s = \omega_s / \omega_p$ 是信号光光子能量与内腔泵浦激光光子能量之比。

4.3 实验装置

图 4.3.1 所示为内腔 SRO 的实验装置图。泵浦源是一台光纤耦合输出的 808nm LD(coherent FAP-System),光纤芯径 400µm,最大输出功率为 25W。从图中可以看出,泵浦光经过焦距均为 30mm 的准直、聚焦透镜后端面注入激光晶体中,泵浦光 在激光晶体中的光斑半径为400µm。激光晶体为 Nd:YVO₄ 晶体,掺杂浓度 0.3%,尺 寸为 3×3×6mm³,晶体的两个端面分别镀 808nm 和 1.06µm 的减反膜(R<0.2%),实验 中将晶体用铟膜包裹住放置在紫铜控温炉内,温度控制在 20℃,控温仪的控温精度 为±0.005℃。



图 4.3.1 内腔 SRO 实验装置图

激光谐振腔由镜片 M1-M6 构成,平面镜 M1 和 M2 为输入耦合镜,分别镀 45° 808nm 高透膜和 1.06µm 高反膜(T_{808nm}>95%, R_{1.06µm}>99.7%);平面镜 M3 和 M6 镀 50° 1.06µm 高反膜(R_{1.06µm}>99.7%),实验中光线入射角度为 54°,此时测量得到该镜 的反射率为 99.3%,透射率为 0.285%,我们通过测量 M6 处透射出的激光功率,就 可以反推出激光器的内腔功率; M4 和 M5 是曲率半径为 100mm 的平凹镜,均镀 15°

1.06μm 高反膜(R_{1.06μm}>99.7%),实验中光线入射角度也在 15°左右。激光器谐振腔中的λ/2 波片和 TGG 晶体构成光学单向器,迫使振荡激光在腔内单向运转以获得单频激光。

内腔 SRO 由镜片 M7-M10 构成, 平面镜 M7 和 M8 为光束分束器, 均镀 8° 1.06µm 高透膜和 1.5µm 高反膜(T_{1.06µm}>98%, R_{1.45-1.65µm}>99.7%); M9 和 M10 为曲率半径为 100mm 的平凹镜, M9 为信号光输出耦合镜, 镀 1.06µm 高透膜和 1.5µm 透射率为 2%的膜(T_{1.06µm}>95%, T_{1.5µm}=2%); M10 镀 1.5µm 高反膜(R_{1.45-1.65µm}>99.9%)。非线性 晶体为 PPLN 晶体, 尺寸为 30×10×1(长度×宽度×厚度), 有 8 个通道 (极化周期分别 为 28.2µm, 28.4µm, ……, 31µm), 晶体双端面镀 1.06µm、1.5µm 和 3.3µm 减反膜 (R_{1.06µm, 1.5µm, 3.3µm}<0.25%)。实验中, 我们选用极化周期为 29.8µm 的晶体通道, 并将 晶体控温在 160℃, 控温精度±0.005℃。

在泵浦功率达到激光器的振荡阈值后,我们监视从腔镜 M6 透射出的激光来反 推激光谐振腔的内腔激光功率;继续增大泵浦光功率,在泵浦功率达到 SRO 阈值后, SRO 运转,产生 1.5μm 的信号光和 3.3μm 的闲置光。信号光在 SRO 腔内共振,并以 2%的输出耦合透射率输出。输出的光经过两个 1.5μm 的高反镜,滤除泵浦激光和闲 置光,用激光功率计监测其输出功率或注入 F-P 腔中用于监视信号光的模式。对于 闲置光,由于 SRO 腔镜均对闲置光没有镀膜,所以非共振的闲置光从 SRO 四个腔 镜应该均有输出,但是腔镜同时对闲置光还有较大的吸收,实验中忽略对闲置光的 探测。

4.4 实验结果及分析

(1) 1.06µm 激光器的运转特性

实验中,在没有耦合 SRO 腔的情况下,首先调节一个连续单频的 1.06μm 激光器。将激光谐振腔的腔镜 M4 换为对 1.06μm 有输出耦合透射率的镜子,调节并监视激光器的运转状态。实验在激光谐振腔腔长 L1=102mm、L2=240mm, M4 输出耦合透射率为 18%的情况下,获得了稳定运转的连续单频 1.06μm 激光。图 4.4.1 所示为激光器输出功率随 LD 泵浦功率的变化曲线。从图中可以看出,激光器的阈值功率为 6.6W;在 LD 泵浦功率为 24W 时,获得了 6.8W 的连续单频 1.06μm 激光输出,激光输出的斜效率为 37.8%。

考察 1.06µm 激光器运转状态的目的有两个:第一,找出合适的激光谐振腔长, 在该腔长下,1.06µm 的泵浦激光能够稳定地单频运转,单频运转的泵浦激光泵浦

- 79 -

SRO,以获得单频的信号光输出;第二,确定参量 σ_{max} ,通过实验得到 σ_{max} =37.8%,然后根据理论分析中的最大信号光输出功率公式(4.2.6),能够预测出信号光的功率。



图 4.4.1 在 1.06µm 激光器输出耦合透射为 18%时,激光器的输出特性

(2) 内腔 SRO 的输出特性

在获得上述稳定运转的连续单频 1.06µm 激光器后,将激光谐振腔镜 M4 换回为 1.06µm 高反镜,并拉长腔镜 M4 和 M5 间距到约 120mm,然后再将 SRO 腔耦合入 激光器中。增加 LD 泵浦功率,监视内腔 SRO 的运转特性。

图 4.4.2 所示为激光器内腔激光功率随 LD 泵浦功率的变化曲线,图中方块所示 为在 SRO 不运转时(SRO 腔不闭合)的内腔功率与泵浦功率的关系;圆点所示为 SRO 运转时(有下转换光输出),内腔功率随泵浦功率的变化关系。图 4.4.3 所示为内腔 SRO 输出的信号光功率随 LD 泵浦功率的变化曲线。从图中可以看出,在激光谐振腔内耦 合了 SRO 腔后,激光器的阈值变为 7.7W,SRO 的阈值功率在 10W 处。两幅图中, 均划分了 I、II、III 三个工作区域。区域 I,在 LD 泵浦功率小于激光器阈值时,激 光器和 SRO 均不能起振,没有激光输出;区域 II,在 LD 泵浦功率大于激光振荡阈 值后,激光器内腔功率随着泵浦功率线性增长;区域 III,继续增大泵浦功率,在内 腔泵浦激光功率足够大时,SRO 开始运转,输出 1.5μm 的信号光,同时内腔激光功 率牵制在 SRO 阈值时的激光功率处(图 4.4.2 中的圆点所示)。

图 4.4.3 中同时给出了在三个不同的 SRO 腔长下,信号光的输出功率随 LD 泵浦 功率的变化曲线。从图中可以看出,在 SRO 腔长为 213mm 时,实验得到的信号光 功率最大,这是因为在该腔长下,SRO 腔与激光器的耦合较好。在 LD 泵浦功率 18.5W时,我们得到了 300mW 的 1.5µm 信号光输出。



图 4.4.2 激光器内腔激光功率随 LD 泵浦功率的变化关系



图 4.4.3 SRO 信号光输出功率随泵浦功率的变化曲线

从上述实验结果可以看到,激光器的振荡阈值为 7.7W, SRO 的振荡阈值为 10W。 根据公式(4.2.5), SRO 的最佳阈值为最小 SRO 阈值和给定的 LD 泵浦功率之积的平 方根值。假设最小的 SRO 阈值为 8.5W(在 7.7-10W 之间),则在各个不同的泵浦功率 下,最优化的 SRO 阈值见图 4.4.4 所示。由图 4.4.4 可以看出,在实验所用的泵浦功 率为 18.5W 时,最优化的 SRO 阈值为 12.3W,而实验中的 SRO 阈值仅为 10W。在下一步的研究中,可以通过增大 SRO 腔镜对信号光的输出透射率,来获得更大的信号光输出。



图 4.4.5 内腔 SRO 输出信号光的模式

采用共焦 F-P 腔监视信号光的运转模式,监视到的模式用数字示波器(Tektronix DPO 7245)记录,见图 4.4.5 所示。信号光能够实现单频运转,但持续监视该模式,发现每隔几分钟就会有模式跳变现象,同时伴随着较大的输出功率波动,信号光功

率波动大于±5%/10min。分析信号光的功率波动较大的原因,主要为 SRO 腔的耦合 对激光器的稳定运转造成了很大的扰动。因为 SRO 不同于激光器给定大小的输出耦 合镜,SRO 输出的功率稍有波动就相当于输出耦合透射率有变化,进而扰动激光器 的运行状态。两个谐振腔的耦合不可避免地带来相互影响,尤其是有时产生下转换 光的同时,会观察到激光器的纵模模式会变差。另外,耦合入激光腔的非线性晶体 的温度波动也是一个引入扰动的来源等。

(3) 内腔 SRO 的调谐特性

通过改变非线性晶体 PPLN 的温度,可以实现内腔 SRO 输出下转换光波长的调 谐。实验中,从输出的信号光中分少部分出来,用光栅单色仪(WDG30-Z,北京光学 仪器厂)来测量其波长。逐点改变 PPLN 晶体的温度,逐点记录信号光的波长,如图 4.4.6 所示。图中方块为实验测得的信号光波长,蓝色方块为对应计算得到的闲置光 波长,实线为将实验参数代入 Sellmeier 方程^[4.16]理论计算的曲线。从图中可以看出, PPLN 晶体温度从 142℃增大到 175℃,信号光波长从 1.571µm 增长到 1.594µm,调 谐了 23nm;相应闲置光波长从 3.297µm 改变到 3.20µm,调谐了 97nm;同时可以看 出实验值与理论值非常地吻合。



图 4.4.6 内腔 SRO 输出光的波长随 PPLN 晶体温度的变化曲线

4.5 本章小结

在本章中,我们通过内腔 SRO 获得了连续单频的 1.5μm 激光光源。内容中首先

介绍了准相位匹配晶体的特性,简要分析了内腔 SRO 的设计要求,阐述了内腔 SRO 的运转特性;实验上,采用 LD 泵浦的全固态连续单频激光技术和内腔 SRO 技术相结合,在 LD 泵浦功率为 18.5W 时,获得了 300mW 的连续单频 1.5μm 激光输出。实验分析了内腔 SRO 的运转特点,并通过理论分析,提出了进一步优化输出信号光功率的办法;实验研究了 SRO 的调谐特性,在非线性晶体温度调谐 33℃时,内腔 SRO 输出的信号光波长调谐了 23nm,闲置光波长调谐了 97nm。但是,内腔 SRO 还存在不足的地方,一是得到的信号光功率波动较大,这归因于 SRO 腔的耦合对激光器的稳定运转造成了很大的扰动,扰动来源如非线性转换不是一个稳定的输出损耗、插入的非线性晶体的温度波动等;二是由于 SRO 腔镜和非线性晶体的插入损耗,给激光谐振腔引入了无用损耗,会使得激光器的转换效率降低等。

参考文献

[4.1] R.Lavi, A Englander, and R. Lallouz, Highly efficient low-threshold tunable all-solid-state intracavity optical parametric oscillator, Opt. Lett. 1996, 21, 800-802

[4.2] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric, Phys. Rev. 1962, 127, 1918-1939

[4.3] H. K. Kong, J. Y. Wang, H. J. Zhang, X. Yin, S. J. Zhang, Y. G. Liu, X. F. Cheng, L. Gao, X. B. Hu, and M. H. Jiang, Growth, properties and application as an electrooptic Q-switch of langasite crystal, J. of Cryst. Growth, 2003, 254, 360-367

[4.4] N. E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura, M. Nakamura, K. Kitamura, Y. Takada, J. Sakuma, and T. Sumiyoshi, Efficient optical parametric oscillation based on Periodieally Poled 1.0 mol % MgO-doped stoichiometric LiTaO₃, Appl. Phys. Lett. 2004, 85, 5134-5136

[4.5] L. Neagu, C. Ungureanu, R. Dabu, A. Stratan, C. Fenic, and L. Rusen, Compact eye-safe laser sources based on OPOs with KTP or PPKTP crystals, Opt. Laser Tech. 2007, 39, 973-979

[4.6] 刘兆军,高效非线性光学频率变换研究,博士学位论文,2008,21

[4.7] 林洪沂,准相位匹配PPMgLN光学参量振荡器的研究,博士学位论文,2010,37

[4.8] M. K. Oshman, and S. E. Harris, Theory of optical parametric oscillation internal to the laser cavity, IEEE J. Quantum Electron. 1968, 4, 491-502

[4.9] R. G. Smith, and J. V. Parker, Experimental observation of and comments on optical parametric oscillation internal to the laser cavity, J. Appl. Phys. 1970, 41, 3401-3408

[4.10] G. A. Turnbull, M. H. Dunn, and M. Ebrahimzadeh, Continuous-wave, intracavity optical parametric oscillators: an analysis of power characteristics, Appl. Phys. B, 1998, 66, 701~710

[4.11] F. G. Colville, M. H. Dunn, and M. Ebrahimzadeh, Continuous-wave, singly resonant, intracavity parametric oscillator, Opt. Lett. 1997, 22, 75-77

[4.12] T. J. Edwards, G. A. Turnbull, M. H. Dunn, M. Ebrahimzadeh, H. Karlsson, G. Arvidsson, and F. Laurell, Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄, Opt. Lett. 1998, 23, 837-839

[4.13] G. A. Turnbull, D. J. M. Stothard, M.Ebrahimzadeh, Transient dynamics of CW intracavity singly resonant optical parametric oscillators, IEEE J. Quantum Electron. 1999, 35, 1666-1671

[4.14] T. J. Edwards, G. A. Turnbull, M. H. Dunn, M. Ebrahimzadeh, Continuous-wave, singly-resonant, optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO₄, Opt. Express, 2000, 6, 58-63

[4.15] A. Carleton, D. J. M. Stothard, I. D. Lindsay, M. Ebrahimzadeh, and M. H. Dunn, Compact, continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄ in a Nd:YVO₄ laser, Opt. Lett. 2003, 28, 555-557

[4.16] D. H. Jundt, Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e, in congruent lithium niobate, Opt. Lett. 1997, 22, 1553-1555

第五章 通过外腔单共振光学参量振荡器产生连续单频 1.5μm 激光光源的理论和实验研究

5.1 引言

近年来,随着高功率全固态连续单频激光器的成功研制和产品化,外腔单共振 光学参量振荡器(外腔 SRO)越来越受到人们的广泛关注^[5.1-5.5]。研究工作者采用高输 出功率的激光器作为泵浦源,通过外腔 SRO 获得各种不同波长的宽调谐的激光光源, 用于灵敏探测、大气污染检测以及高精细度分子光谱分析等^[5.6-5.8]。

外腔 SRO,相对于内腔 SRO,泵浦激光器和 SRO 完全分离,所以不再有激光辐射过程和参量过程之间的相互影响而导致系统的不稳定,相反,我们可以分别优化 泵浦激光器,使激光器长期稳定运转;优化 SRO 参数,获得高功率的稳定的下转换 光输出。

在本章中,通过外腔 SRO 技术,我们获得了稳定的高功率连续单频的 1.5µm 中 红外激光光源。本章内容在理论上,从耦合波方程出发,详细分析了 SRO 的阈值和 输入输出特性;从量子郎之万方程出发,采用半经典理论分析了参量下转换激光的 噪声特性。实验上,采用自制的高功率全固态连续单频 Nd:YVO₄激光器为泵浦源, 泵浦由 PPLN 晶体构成的外腔 SRO。在泵浦功率为 6W 时,获得了最大 1.02W 的连 续单频 1.5µm 激光输出。在信号光输出功率为 0.75W 时,监视了信号光的功率稳定 性,30 分钟内的功率波动优于±1.5%,同时没有模式跳变现象;改变 PPLN 晶体温度 40℃,输出信号光波长连续调谐 23nm;获得的 1.5µm 激光的噪声较低,强度噪声在 分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相位噪声在 10-20MHz 的分析频率范围内高 于散粒噪声基准小于 1dB。

5.2 理论分析

5.2.1 单共振光学参量振荡器的阈值和输出特性

考虑频率为 ω_3 的泵浦光入射到二阶非线性系数为 χ 的非线性晶体上,由于非线性相互作用,辐射角频率为 ω_1 的信号光和 ω_2 的闲置光。则各束光波在非线性晶体中的光场振幅写为 $A_i(z) = u_i(z)e^{i\varphi_i(z)}$ (*i*=1 代表信号光场,*i*=2 代表闲置光场,*i*=3 代表泵浦光场),光场振幅是一个慢变振幅场,式中 $\varphi_i(z)$ 为光束在非线性晶体中的相移。进而光电场的空间分布为: $E_i = \sqrt{\omega_i/n_i}A_i(z)e^{ik_i z}$,式中 $k_i = n_i\omega_i/c$ 为波失, n_i 为晶体的折射率。下面我们从三束光波相互作用的耦合波方程出发来定量地研究 SRO 的运

转特性。图 5.2.1 所示为 SRO 模型和理论计算过程中光场分布符号的示意图。SRO 腔镜对泵浦光高透,即泵浦光单次穿过非线性晶体; SRO 输出镜对信号光、闲置光 的反射透射系数分别为 *r_i、t_i(i=1,2)*,对应的反射透射率为 *R_i、T_i*。以下的理论推导 过程参考文献[5.9]。



图 5.2.1 SRO 模型和光场分布符号示意图

为了表示的简化,我们假设光场为平面波,但是可以延伸到更为真实的情况,即光场为 TEM₀₀ 高斯光束^[5.10, 5.11]。同样还包含有以下两个假设:(a)非线性相互作用过程满足相位匹配条件 $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = (n_3\omega_3 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2)/c = 0$;(b)非线性晶体引入的损耗为零,即非线性晶体对泵浦光、信号光和闲置光均无损耗。

(1) 耦合波方程

三束光波相互作用的耦合波方程为[5.10,5.12]:

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = i\chi \frac{\omega_1}{2cn_1} E_3(z) E_2^*(z)$$
(5.2.1a)

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = i\chi \frac{\omega_2}{2cn_2} E_3(z) E_1^*(z)$$
(5.2.1b)

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = i\chi \frac{\omega_3}{2cn_3} E_1(z) E_2^*(z)$$
 (5.2.1c)

为了精确求解方程组(5.2.1),在这里我们将耦合波方程分解为振幅部分和相位部分来 分别研究,其中振幅场写为:

$$\frac{du_1(z)}{dz} = \kappa u_2(z)u_3(z)\sin\varphi(z)$$
(5.2.2a)

$$\frac{du_2(z)}{dz} = \kappa u_1(z)u_3(z)\sin\varphi(z)$$
(5.2.2b)

$$\frac{du_3(z)}{dz} = \kappa u_1(z)u_2(z)\sin\varphi(z)$$
(5.2.2c)

相位场写为:

$$\frac{d\varphi_1(z)}{dz} = \kappa \frac{u_2(z)u_3(z)}{u_1(z)} \cos \varphi(z)$$
(5.2.2d)

$$\frac{d\varphi_2(z)}{dz} = \kappa \frac{u_1(z)u_3(z)}{u_2(z)} \cos \varphi(z)$$
(5.2.2e)

$$\frac{d\varphi_3(z)}{dz} = \kappa \frac{u_1(z)u_2(z)}{u_3(z)} \cos\varphi(z)$$
(5.2.2f)

式中, $\varphi = \varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2$ 为相对非线性相移, $\kappa = \frac{\chi}{2c} \sqrt{\frac{\omega_3 \omega_2 \omega_1}{n_3 n_2 n_1}}$ 为非线性耦合系数。

从方程(5.2.2a)-(5.2.2f)中,我们能推得如下四个常量,四个常量由边界条件决定。 其中,任意三个是独立的一组:

$$\Gamma = u_1(z)u_2(z)u_3(z)\cos\varphi(z)$$
(5.2.3a)

$$m_1 = u_2(z)^2 + u_3(z)^2$$
 (5.2.3b)

$$m_2 = u_1(z)^2 + u_3(z)^2$$
 (5.2.3c)

$$m_3 = u_1(z)^2 - u_2(z)^2$$
 (5.2.3d)

另外由能量守恒定律有:

$$\alpha_1 u_1(z)^2 + \alpha_2 u_2(z)^2 + u_3(z)^2 = p_c$$
(5.2.4)

式中, $\alpha_i = \omega_i / \omega_3$, (i = 1, 2), p_c 为腔内总的归一化的功率场。以下的分析将主要基于能量守恒方程和常量方程式(5.2.3b)-(5.2.3d)。

对于一个稳定的腔场,各个场在腔内各自形成稳定的分布,所以满足方程如下:

$$E_{i}(0) = r_{i}e^{i(\theta_{i} + \frac{\theta_{i}}{c}L_{i}')}E_{i}(L)$$
(5.2.5)

该式中,z=0表示非线性晶体输入端,z=L表示晶体输出端, θ_i 为腔镜引入的相移, L_i 为除晶体长度外的剩余腔长。

另一方面,方程(5.2.3)和(5.2.4)也保证了输入功率和输出功率相等,如下式所示:

$$p_{in} \equiv u_{30}^2 = u_{3L}^2 + (1-R_1)\alpha_1u_{1L}^2 + (1-R_2)\alpha_2u_{2L}^2 \equiv p_{out}$$
 (5.2.6)
该式中, $u_{i0} = u_i(0)$, $u_{iL} = u_i(L)$, p_{in} 为归一化的输入功率, p_{out} 为归一化总的输出
功率。

(2) 自洽方程

现在我们分析 SRO 的情况,假设腔镜对闲置光的反射率为 0,即 $r_2 = 0$,则信号 光的自洽方程有:

$$u_1(0) = r_1 u_1(L)$$
 (5.2.7a)

$$u_2(0) = 0$$
 (5.2.7b)

$$\varphi_1(0) - \varphi_1(L) = \theta_1 + k_1 L + \frac{\omega_1}{c} L_1'$$
 (5.2.7c)

其中,由式(5.2.7b)可推知(5.2.3a)中的 cos $\varphi(z) = 0$,则 sin $\varphi(z) = 1$;式(5.2.7c)表示信号光的相移,该自洽方程中右端第一项为腔镜引入的相移,第二项为信号光通过非线性晶体时引入的相移,第三项为空间传输引入的相移。

从方程(5.2.2d)-(5.2.2f)能推导出相移 $\varphi_i(z)$ 为各自独立的常数,并且有 $\varphi_i(L) = \varphi_i(0)$,所以(5.2.7c)式可以写为:

$$\theta_1 + k_1 L + \frac{\omega_1}{c} L_1' = 2m\pi \quad (m \ \text{bmu black}) \tag{5.2.8a}$$

由于信号光在腔内共振,又可知信号光的频率满足:

$$\omega_{\rm l} = m \frac{2\pi c}{L_{\rm l}' + n_{\rm l}L} \tag{5.2.8b}$$

现在将自洽方程式(5.2.7a)和(5.2.7b)代入(5.2.3)中,可得:

$$m_1 = u_{30}^2 = p_{in} \tag{5.2.9a}$$

$$m_3 = u_{10}^2 = u_{1L}^2 - u_{2L}^2 \tag{5.2.9b}$$

$$u_{1L}^2 + u_{3L}^2 = R_1 u_{1L}^2 + p_{in}$$
 (5.2.9c)

从上式可以看出,在晶体输出端的信号光和泵浦光的振幅写成了输入泵浦功率的函数。同时式子(5.2.2b)描述了闲置光的变化情况:

$$\frac{du_2}{dz} = \kappa \sqrt{(m_1 - u_2^2)(m_3 + u_2^2)}$$
(5.2.10)

通过函数变换,上式可以写为:

$$\kappa L = \int_0^{u_2(L)} \frac{du_2}{\sqrt{(m_1 - u_2^2)(m_3 + u_2^2)}}$$
(5.2.11)

该式为 Jacobi 函数形式,其解为:

$$u_2(L) = i\sqrt{m_3} sn(i\sqrt{m_1}\kappa L - \frac{m_3}{m_1})$$
 (5.2.12)

结合式子(5.2.9b)和(5.2.12),可得:

$$sn^{2}(i\kappa L\sqrt{p_{in}} \left| -R_{1}\frac{u_{1L}^{2}}{p_{in}} \right) = 1 - \frac{1}{R_{1}}$$
(5.2.13)

该式描述了输入泵浦光与晶体输出端产生的信号光之间的函数关系。

(3) 单共振光学参量振荡器的阈值

单共振光学参量振荡器的阈值条件为 $u_{il} \rightarrow 0$ 、 $u_{30} \neq 0$ 。因为在 $m \rightarrow 0$ 时有 $sn(ix|m) \doteq i \sinh(x)$,所以从(5.2.13)式可以推导出归一化的阈值泵浦功率:

$$p_{th} = \left(\frac{\cosh^2(1/R_1)}{\kappa L}\right)^2 \tag{5.2.14}$$

则泵浦阈值功率的大小为:

$$P_{th} = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \omega_3 \bullet \pi W_3 \bullet \left(\frac{\cosh^2(1/R_1)}{\kappa L} \right)^2$$
(5.2.15)

式中, E₀为介电常数, W₃为泵浦光的光斑半径。

(4) 输入输出关系

为了计算的方便,引入两个归一化的变量: $X = \frac{P_{in}}{P_{ih}}$ 、 $Y = \frac{u_{1L}^2}{P_{ih}}$,将变量X、Y代

入方程(5.2.13),可以写为:

$$sn^{2}\left(i\cosh^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{R_{1}}}\right)\cdot\sqrt{X}\left|-R_{1}\frac{Y}{X}\right)=1-\frac{1}{R_{1}}$$
 (5.2.16)

而且由输入输出关系,可知归一化的信号光输出功率为:

$$Y' = (1 - R_1)Y (5.2.17)$$

在*R*₁ > 80%时,对式子(5.2.16)进行简化也可以较准确地反映输入输出关系,简化后的式子如下所示:

$$X = \frac{Y'}{\sin^2 \sqrt{Y'}} \tag{5.2.18}$$

将上式中有关归一化的功率换算为功率的表达式,我们可以很直观地看到输入泵浦 功率 *P_{in}* 和输出信号光功率 *P_o* 的关系,如下式所示:

$$\frac{P_{in}}{P_{th}} = \frac{\frac{P_o \omega_3 W_3^2}{P_{th} \omega_1 W_1^2}}{\sin^2 \sqrt{\frac{P_o \omega_3 W_3^2}{P_{th} \omega_1 W_1^2}}}$$
(5.2.19)

式中, W, W, 为信号光和泵浦光在非线性晶体中的光斑半径。

5.2.2 单共振光学参量振荡器产生的下转换光的噪声特性

如图 5.2.2 所示的 SRO 模型, 腔内含有三个模, 泵浦模 α_3 、信号模 α_1 和闲置模 α_2 , 它们的振动频率分别为 ω_3 、 ω_1 和 ω_2 。谐振腔腔镜对三个模有不同的透射损耗, 泵浦

光通过输入镜耦合到腔内,产生的信号光通过输出耦合镜输出,闲置光在腔的两端 均有输出。 $\mu_i(i=3,2,1)$ 分别表示谐振腔输入腔镜对于泵浦光、信号光和闲置光的透 射损耗以及晶体吸收,腔镜表面散射等引入的总的损耗参数,在此处我们只考虑谐 振腔输入腔镜对各光场的透射损耗; $\gamma_i(i=3,2,1)$ 分别表示谐振腔输出腔镜对各光场 的透射损耗参数。该参数与反射、透射系数的关系为: $r_{ini} = 1 - \mu_i$, $t_{ini} = \sqrt{2\mu_i - \mu_i^2}$; $r_{oi} = 1 - \gamma_i$, $t_{oi} = \sqrt{2\gamma_i - \gamma_i^2}$ (角标 *in* 对应于输入镜的参数,*o* 对应于输出镜的参数)。

我们用符号 α_3^{in} 表示耦合入 SRO 腔的泵浦场, α_1^{out} 和 α_2^{out} 表示输出的信号光和闲 置光场。SRO 腔在耦合泵浦场和输出场的同时,也有真空场从腔镜耦合入腔内。我 们用符号 α_1^{in} 和 α_2^{in} 表示从输出镜耦合入腔的真空场,用 β_2^{in} 和 β_3^{in} 表示从输入镜耦合 入腔的真空场。



图 5.2.2 SRO 模型和场符号描述示意图

根据系统的运转情况,可以得到内腔模的量子朗之万运动方程。在旋波近似下,内腔模的量子朗之万运动方程为^[5.13, 5.14]:

$$\tau \dot{\alpha}_{1}(t) + (\gamma_{1} + \mu_{1})\alpha_{1}(t) = 2\chi \alpha_{3}(t)\alpha_{2}^{+}(t) + t_{o1}\alpha_{1}^{in}(t) + t_{in1}\beta_{1}^{in}(t)$$

$$\tau \dot{\alpha}_{2}(t) + (\gamma_{2} + \mu_{2})\alpha_{2}(t) = 2\chi \alpha_{3}(t)\alpha_{1}^{+}(t) + t_{o2}\alpha_{2}^{in}(t) + t_{in2}\beta_{2}^{in}(t)$$

$$\tau \dot{\alpha}_{3}(t) + (\gamma_{3} + \mu_{3})\alpha_{3}(t) = -2\chi \alpha_{1}(t)\alpha_{2}(t) + t_{o3}\alpha_{3}^{in}(t) + t_{in3}\beta_{3}^{in}(t)$$

(5.2.20)

假设输入输出镜的透射参数如下表所示(与我们实验的设计近似一致):

表 5.2.1 SRO 腔镜的参数

输入镜	$t_{in3} = 1/\mu_3 = 1$	$t_{in1} = 0 / \mu_1 = 0$	$t_{in2} = 1/\mu_2 = 1$
输出镜	$t_{o3} = 1/\gamma_3 = 1$	$t_{o1} = t_{o1} / \gamma_1 = \gamma_1$	$t_{o2} = 1/\gamma_2 = 1$

将这些参数代入式(5.2.20)中,内腔模的量子朗之万运动方程可以简化为:
$$\tau \dot{\alpha}_{1}(t) + \gamma_{1} \alpha_{1}(t) = 2 \chi \alpha_{3}(t) \alpha_{2}^{+}(t) + t_{o1} \alpha_{1}^{in}(t)$$

$$\tau \dot{\alpha}_{2}(t) + 2 \alpha_{2}(t) = 2 \chi \alpha_{3}(t) \alpha_{1}^{+}(t) + \alpha_{2}^{in}(t) + \beta_{2}^{in}(t)$$

$$\tau \dot{\alpha}_{3}(t) + \alpha_{3}(t) = -2 \chi \alpha_{1}(t) \alpha_{2}(t) + \alpha_{3}^{in}(t) + \beta_{3}^{in}(t)$$

(5.2.21)

由此,通过(5.2.21)式的朗之万运动方程就可以分析参量过程中的所有量子特性。 (1) 稳态解

在忽略噪声起伏项的情况下,我们可以计算得到光场的稳态解。在泵浦功率大 于阈值功率时,由方程(5.2.21)可以得到如下的解:

$$\overline{\alpha}_1^2 = \frac{\sigma - 1}{\chi^2} \tag{5.2.22a}$$

$$\bar{\alpha}_{2}^{2} = \frac{\gamma_{1}(\sigma - 1)}{2\chi^{2}}$$
 (5.2.22b)

$$\overline{\alpha}_3^2 = \frac{\gamma_1}{2\chi^2} \tag{5.2.22c}$$

式中, \bar{a}_i 即为光场的经典平均值, σ 为泵浦参数,是关于泵浦功率P和阈值功率 P_{th} 比值的量:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\chi^2}{\gamma_1}} \alpha_3^{in} = \sqrt{\frac{P}{P_{ih}}}$$
(5.2.23)

而阈值泵浦功率P_t为:

$$P_{th} = \frac{\gamma_1}{\chi^2} \tag{5.2.24}$$

(2)正交振幅噪声特性

采用算符的线性化方法,将内腔模的Boson算符写为:

$$\alpha_i(t) = \overline{\alpha}_i + \delta \alpha_i(t) \tag{5.2.25}$$

其中, $\bar{\alpha}_i$ 为光场的经典平均值, $\delta \alpha_i(t)$ 是内腔模的起伏算符。将上式代入(5.2.21)方程式中,可以得到内腔场起伏的运动方程:

$$\tau \delta \dot{\alpha}_1(t) + \gamma_1 \delta \alpha_1(t) = \sqrt{2\gamma_1} \delta \alpha_2^+(t) + \sqrt{\gamma_1(\sigma - 1)} \delta \alpha_3(t) + t_{o1} \delta \alpha_1^{in}(t)$$
(5.2.26a)

$$\tau \delta \dot{\alpha}_2(t) + 2\delta \alpha_2(t) = \sqrt{2\gamma_1} \delta \alpha_1^+(t) + \sqrt{2(\sigma - 1)} \delta \alpha_3(t) + \delta \alpha_2^{in}(t) + \delta \beta_2^{in}(t) \quad (5.2.26b)$$

光场的正交振幅和正交相位分量与 Bosen 算符的关系为:

$$\delta A_i(t) = \delta \alpha_i(t) + \delta \alpha_i^+(t) \qquad (5.2.27a)$$

$$\delta P_i(t) = -i[\delta \alpha_i(t) - \delta \alpha_i^+(t)]$$
(5.2.27b)

将上式代入方程式(5.2.26)中,得到光场正交振幅和正交相位起伏的运动方程,如下:

$$\tau \delta \dot{A}_{1}(t) + \gamma_{1} \delta A_{1}(t) = \sqrt{2\gamma_{1}} \delta A_{2}(t) + \sqrt{\gamma_{1}(\sigma - 1)} \delta A_{3}(t) + t_{o1} \delta A_{\alpha_{1}^{in}}(t)$$
(5.2.28a)

$$\pi \delta \dot{A}_{2}(t) + 2\delta A_{2}(t) = \sqrt{2\gamma_{1}} \delta A_{1}(t) + \sqrt{2(\sigma - 1)} \delta A_{3}(t) + \delta A_{\alpha_{2}^{in}}(t) + \delta A_{\beta_{2}^{in}}(t) \quad (5.2.28b)$$

$$\tau \delta \dot{P}_1(t) + \gamma_1 \delta P_1(t) = \sqrt{2\gamma_1} \delta P_2(t) + \sqrt{\gamma_1(\sigma - 1)} \delta P_3(t) + t_{ol} \delta P_{\alpha_1^{in}}(t)$$
(5.2.28c)

$$\tau \delta \dot{P}_{2}(t) + 2\delta P_{2}(t) = \sqrt{2\gamma_{1}} \delta P_{1}(t) + \sqrt{2(\sigma - 1)} \delta P_{3}(t) + \delta P_{\alpha_{2}^{in}}(t) + \delta P_{\beta_{2}^{in}}(t)$$
(5.2.28d)

下面我们通过式(5.2.28a)和(5.2.28b)来研究光场的正交振幅噪声,将该两式通过 傅里叶变换变换到频域空间,并且合并同类项可得:

$$(i\omega\tau + \gamma_1)\delta A_1(\omega) = \sqrt{2\gamma_1}\delta A_2(\omega) + \sqrt{\gamma_1(\sigma - 1)}\delta A_3(\omega) + t_{o1}\delta A_{\alpha_1^{in}}(\omega)$$
(5.2.29a)

$$(i\omega\tau+2)\delta A_2(\omega) = \sqrt{2\gamma_1}\delta A_1(\omega) + \sqrt{2(\sigma-1)}\delta A_3(\omega) + \delta A_{\alpha_2^{in}}(\omega) + \delta A_{\beta_2^{in}}(\omega)$$
(5.2.29b)

化简这两个式子, 消除 $\delta A_2(\omega)$, 则有:

$$\delta A_{1}(\omega) = \frac{(i\omega\tau + 4)\sqrt{\gamma_{1}(\sigma - 1)}\delta A_{3}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$

$$+ \frac{\sqrt{2\gamma_{1}}\delta A_{\alpha_{2}^{in}}(\omega) + \sqrt{2\gamma_{1}}\delta A_{\beta_{2}^{in}}(\omega) + (i\omega\tau + 2)t_{o1}\delta A_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$
(5.2.30)

根据SRO输出腔镜的参数,可知输出的信号光场的正交振幅噪声谱为:

$$\delta A_{1}^{out}(\omega) = t_{o1} \delta A_{1}(\omega) - \delta A_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)$$

$$= \frac{t_{o1}(i\omega\tau + 4)\sqrt{\gamma_{1}(\sigma - 1)}\delta A_{3}(\omega) + t_{o1}\sqrt{2\gamma_{1}}\delta A_{\alpha_{2}^{in}}(\omega) + t_{o1}\sqrt{2\gamma_{1}}\delta A_{\beta_{2}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$

$$+ \frac{\left[\omega^{2}\tau^{2} - (2 - \gamma_{1} + \gamma_{1}^{2})i\omega\tau + 2t_{o1}^{2}\right]\delta A_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$
(5.2.31)

对于真空输入场 $\delta A_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)$ 、 $\delta A_{\alpha_{2}^{in}}(\omega)$ 和 $\delta A_{\beta_{2}^{in}}(\omega)$,其归一化噪声功率均等于1,所以,由上式进一步可得SRO输出的信号光的正交振幅噪声功率谱(强度噪声谱)如下:

$$S_{A_{1}}^{out}(\omega) = 1 + \frac{T_{o1}(\omega^{2}\tau^{2} + 16)\gamma_{1}(\sigma - 1)}{\omega^{4}\tau^{4} + (2 + \gamma_{1})^{2}\omega^{2}\tau^{2}} S_{A_{3}}(\omega) + \frac{4T_{o1}\gamma_{1} + (\gamma_{1}^{4} - 2\gamma_{1}^{3})\omega^{2}\tau^{2} + 4T_{o1}^{2}}{\omega^{4}\tau^{4} + (2 + \gamma_{1})^{2}\omega^{2}\tau^{2}}$$
(5.2.32)

从上式中可以看出,得到的信号光的强度噪声包含有两部分:一部分为从泵浦 光传递过来的强度噪声,另一部分为从SRO腔镜耦合进入的真空噪声。上式也表明, 通过光学参量过程后,SRO输出的信号光的强度噪声比泵浦光的噪声大一些。

(3) 正交相位噪声特性

与推导正交振幅噪声功率谱的过程一致,采用式(5.2.28c)和(5.2.28d)来研究光场 的正交相位噪声,将该两式变换到频域空间,并且合并同类项,得到:

$$(i\omega\tau + \gamma_1)\delta P_1(\omega) = -\sqrt{2\gamma_1}\delta P_2(\omega) + \sqrt{\gamma_1(\sigma - 1)}\delta P_3(\omega) + t_{o1}\delta P_{a_1^{in}}(\omega)$$
(5.2.33a)

$$(i\omega\tau+2)\delta P_2(\omega) = -\sqrt{2\gamma_1}\delta P_1(\omega) + \sqrt{2(\sigma-1)}\delta P_3(\omega) + \delta P_{\alpha_2^{in}}(\omega) + \delta P_{\beta_2^{in}}(\omega)$$
(5.2.33b)

化简这两个式子, 消除 $\delta P_2(\omega)$, 则有:

$$\delta P_{1}(\omega) = \frac{i\omega\tau\sqrt{\gamma_{1}(\sigma-1)}\delta P_{3}(\omega)}{(i\omega\tau+\gamma_{1})(i\omega\tau+2)-2\gamma_{1}} + \frac{-\sqrt{2\gamma_{1}}\delta P_{\alpha_{2}^{in}}(\omega) - \sqrt{2\gamma_{1}}\delta P_{\beta_{2}^{in}}(\omega) + (i\omega\tau+2)t_{o1}\delta P_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau+\gamma_{1})(i\omega\tau+2)-2\gamma_{1}}$$
(5.2.34)

则可得输出的信号光场的正交相位噪声谱:

$$\delta P_{1}^{out}(\omega) = t_{o1} \delta P_{1}(\omega) - \delta P_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)$$

$$= \frac{t_{o1} \cdot i\omega\tau \sqrt{\gamma_{1}(\sigma-1)} \delta P_{3}(\omega) - t_{o1}\sqrt{2\gamma_{1}} \delta P_{\alpha_{2}^{in}}(\omega) - t_{o1}\sqrt{2\gamma_{1}} \delta P_{\beta_{2}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$

$$+ \frac{\left[\omega^{2}\tau^{2} - (2 - \gamma_{1} + \gamma_{1}^{2})i\omega\tau + 2t_{o1}^{2}\right] \delta P_{\alpha_{1}^{in}}(\omega)}{(i\omega\tau + \gamma_{1})(i\omega\tau + 2) - 2\gamma_{1}}$$
(5.2.35)

由上式进一步可得SRO输出的信号光的正交相位噪声功率谱(相位噪声谱)如下:

$$S_{P_{1}}^{out}(\omega) = 1 + \frac{T_{o1}\omega^{2}\tau^{2}\gamma_{1}(\sigma-1)}{\omega^{4}\tau^{4} + (2+\gamma_{1})^{2}\omega^{2}\tau^{2}}S_{P_{3}}(\omega) + \frac{4T_{o1}\gamma_{1} + (\gamma_{1}^{4} - 2\gamma_{1}^{3})\omega^{2}\tau^{2} + 4T_{o1}^{2}}{\omega^{4}\tau^{4} + (2+\gamma_{1})^{2}\omega^{2}\tau^{2}}$$
(5.2.36)

从上式中可以看出,信号光的相位噪声与强度噪声一样,包含有两部分噪声: 一部分为从泵浦光传递过来的相位噪声,另一部分为从SRO腔镜耦合进入的真空噪 声。上式也表明,通过光学参量过程后,SRO输出的信号光的相位噪声比泵浦光的 相位噪声有所增大。

5.2.3 外腔单共振光学参量振荡器的设计



图 5.2.3 外腔 SRO 原理图

图 5.2.3 所示为实验设计的外腔 SRO 原理图。SRO 腔型为近共心结构驻波腔, 由两个凹面镜 M1 和 M2 组成, PPLN 晶体(长 30mm)放置在腔的中心。其中, 泵浦 光在腔内往返穿过, 信号光在腔内共振并以一个小的输出耦合透射率输出。为了获 得较大非线性转换效率,我们选取参量过程中的聚焦因子为 1,根据公式(3.2.1),计 算出此时最优化的非线性晶体处的泵浦光斑大小为 48.7µm。



图 5.2.4 SRO 腔中腰斑大小随其腔长的变化曲线 图 5.2.4 所示为 SRO 腔模腰斑大小随其腔长的变化曲线,从图中可以看出, SRO

腔长约等于 63.8mm 时,腔模腰斑在 48.7μm,此时 SRO 腔模光斑与最优化的泵浦光 斑能够很好的匹配。

(1) 阈值和输出信号光功率的数值模拟

表 5.2.2 所示为 SRO 腔的部分参数。将 SRO 腔的参数代入公式(5.2.15)和(5.2.19) 中,就可以在理论上预计出 SRO 的阈值和输出的信号光的功率,为我们的实验提供必要的理论指导。

参数	表示符号	数值
泵浦光波长	λ_3	1.064 µm
信号光波长	λ_1	1.58 μm
闲置光波长	λ_2	3.26 µm
晶体折射率(泵浦光)	n ₃	2.14
晶体折射率(信号光)	n_1	2.13
晶体折射率(闲置光)	<i>n</i> ₂	2.09
晶体长度	L	30 mm
二阶有效非线性系数	χ	16×10 ⁻¹² pm/V
泵浦光光斑	W ₃	48.7 μm
信号光光斑	W_1	59.5 μm

表 5.2.2 SRO 腔的参数表

图 5.2.5 所示为在四个不同的 SRO 输出耦合透射率(T=1%、1.8%、3%和4%)下, 理论计算得到的信号光输出功率和信号光转换效率随泵浦功率的变化曲线。从图中 可以看出,在给定泵浦功率为6W的情况下,透射率为1.8%的输出耦合镜效果最好: SRO 的阈值功率在2W 左右;对比其他输出耦合镜,在6W 的泵浦功率下,其输出 的信号光功率最大。但此时信号光的转换效率已经越过了最大值,稍有些降低,如 果继续增加泵浦功率,输出的信号光功率将增长缓慢,随之转换效率大大降低。假 如给定泵浦功率在 8-9W 之间时,则从图中可以看出,透射率为3%的输出耦合镜效 果最好。



图 5.2.6 不同输出耦合透射率下, (a)信号光功率随泵浦功率的变化曲线;

(b)信号光转换效率随泵浦功率的变化曲线

实验中,在确定了最大泵浦功率后,通常选取合适的输出耦合镜,使 SRO 的振荡阈值在最大泵浦功率的约 40%处,即最大泵浦功率约为阈值的 2.5 倍^[5.13, 5.15, 5.16]。因为此时,在最大泵浦功率下,信号光的输出功率效果最好,转换效率可以达到最大。并且,大的转换效率可以有效地减少非线性晶体中的热效应(充分利用了泵浦功率,减少了泵浦光在晶体中产生的热效应),从而有利于 SRO 的稳定运转。

(2) 信号光噪声的数值模拟

将 SRO 腔的参数分别代入公式(5.2.32)和(5.2.36)中,可以理论预计出信号光的强度噪声和相位噪声特性。理论计算中,泵浦场的噪声为实验测得的噪声值。



图 5.2.7 SRO 输出的信号光的强度噪声谱



图 5.2.8 SRO 输出的信号光的相位噪声谱

图 5.2.7 同时给出了 SRO 的泵浦光和产生的信号光的强度噪声谱,以便于比较。 图中实线为实验测得的泵浦光的强度噪声,虚线为理论计算得到的信号光的强度噪声,点线为散粒噪声基准。从图中可以看出,在低频处,信号光的强度噪声要远高 于泵浦光的强度噪声;随着分析频率的增大,信号光的强度噪声逐渐降低,最后达 到散粒噪声基准。图 5.2.8 给出了 SRO 的泵浦光和产生的信号光的相位噪声谱。图 中方块为实验测量的泵浦光的相位噪声,圆点为计算得到的信号光的噪声,点线为 散粒噪声基准。同样从图中可以看出,信号光的相位噪声要高于泵浦光的相位噪声。

5.3 实验装置

图 5.3.1 所示为外腔 SRO 的实验装置图。泵浦源是一台自制的高功率全固态连续单频 1.06µm Nd:YVO4 激光器。激光器输出的 1.06µm 的激光通过两个λ/2 波片 (HWP)和光学隔离器(OI)注入光学参量振荡器中,第二个波片用来控制泵浦光的偏振 方向以满足非线性晶体的相位匹配要求。非线性晶体为 PPLN 晶体,尺寸为 30×10×1(长度×宽度×厚度),晶体双端面镀 1.06µm、1.5µm 和 3.3µm 的减反膜(R_{1.06µm}, 1.5µm, 3.3µm<0.25%),实验中,我们选用极化周期为 29.8µm 的晶体通道,控温在 160℃。



图 5.3.1 外腔 SRO 实验装置图

SRO 腔由两个凹面镜 M1 和 M2 构成, 曲率半径均为 26mm。M1 为输入耦合镜, 镀 1.06µm 高透膜和 1.5µm 高反膜(T_{1.06µm}>99%, R_{1.5µm}>99.8%); M2 为输出耦合镜, 镀 1.06µm 高反膜和 1.5µm 部分反射膜(R_{1.06µm}>99.8%, T_{1.5-1.6µm}~1.8%)。两个腔镜均 对 3.3µm 没有镀膜, 通过实验结果与理论分析的对照, 我们推知, 3.3µm 的闲置光 在腔内完全没有起振, 即腔镜对闲置光为高透, 但由于腔镜的基质为 K9 玻璃, 对 3.3µm 的激光有较大的吸收,能够透射的光很少,所以实验中忽略了对闲置光的监测。 SRO 腔长为 63.8mm, 泵浦光在腔内的腔模腰斑大小为 48.7µm。

透镜 L1 为 SRO 腔前模式匹配透镜,用于 1.06µm 的泵浦光光斑与腔模光斑模式

匹配,匹配效率达到 98%。透镜 L2 为整形透镜,将 SRO 输出的信号光准直为近平 行光。导光镜 M3 和 M4 对信号光高反。得到的 1.5µm 信号光,通过由λ/2 波片和 PBS 构成的光束分束器,分少部分光(约 30mW)用以监视 1.5µm 信号光的模式和测试 1.5µm 信号光的噪声等;大部分的光用功率计监测其功率大小。SRO 腔后的光电探 测器 D4 对 1.06µm 的泵浦光和 1.5µm 的信号光均有响应,所以也可以用于监视 SRO 的运转情况。

5.4 实验结果及分析

(1) 外腔 SRO 的运转情况

图 5.4.1 所示是在扫描 SRO 腔长时, 探测器 D4 监视到的信号。图(a)为在泵浦光 功率小于 SRO 阈值时,可以看到由于 1.06μm 的泵浦光在腔内往返穿过,导致泵浦 光在 SRO 腔内有一个较小的共振增强,共振信号的精细度约为 2,意为泵浦光在 SRO 腔内约有两倍的增强;图(b)为增大泵浦功率,SRO 开始产生 1.5μm 的信号光;



图 5.4.1 外腔 SRO 的运转情况

图(c)所示为继续增大泵浦功率,可以看到信号光功率也随着增强,从这幅图中我们还可以得到这样的信息,在不同的扫描直流电压(SRO 腔长)下,SRO 工作可以在不

同的状态下:可能在图中所示的状态 I,输出信号光功率较低,但 SRO 可以稳定地运转,即抗扰动的能力强;在状态 II 时,输出功率较高,但 SRO 的运转稳定性较差;图(d)为去掉加载在 SRO 腔上的扫描电压以后,可以看到 SRO 有一个稳定的信号光输出。

(2) 外腔 SRO 的输入输出特性

用功率计(LabMax-Top, coherent)测量 SRO 输出的信号光功率。图 5.4.2 中方块 所示为在不同的泵浦功率下,测得的 1.5µm 信号光的功率;实线为理论计算得到的 信号光功率随泵浦功率的变化曲线;圆圈所示为泵浦倒空值,泵浦倒空值为参与参 量过程的泵浦功率与总的注入的泵浦功率之比值,比值越大,说明参与非线性转换 的泵浦功率越大,说明腔的质量越好。从图中可以看出,SRO 的振荡阈值为 1.95W, 随着泵浦功率的增加,信号光的输出功率也随着增长。在泵浦功率为 6W 时,实验 获得了 1.02W 的信号光输出,此时测得 SRO 腔的反射泵浦功率为 1.7W,则相应的 泵浦倒空为 72%。另外,在整个实验中泵浦倒空都维持在 67-80%之间,表明该 SRO 腔的运转比较稳定。



图 5.4.2 1.5µm 信号光功率和泵浦倒空值随泵浦功率的变化曲线 在每个不同的泵浦功率下,SRO 可以运转在不同的输出状态下(如图 5.4.1(c)中 描述),上图中记录的是在每个泵浦功率下的最大输出值。此时,用 F-P 腔监视得到 的信号光的模式,信号光保持单频运转,但每隔几分钟就会看到模式跳变现象^[5.2, 5.17], 并且伴随着较大的功率波动。通过精细控制 SRO 腔长(调节加载在压电陶瓷上的直流 电压), SRO 可以运转在另外一个比较稳定的状态上,同样在泵浦功率为 6W 时,实验获得了 0.75W 的信号光输出,此时,测得 SRO 腔的反射泵浦功率为 2.45W,同时在该状态下, SRO 的阈值增大到 2.25W。

(3) 输出功率稳定性

在 SRO 输出信号光功率为 0.75W 时, SRO 能够保持长期稳定的运转。在该状态下,我们测量了信号光的功率稳定性,如图 5.4.3 所示。在 30 分钟内,信号光的功率波动优于±1.5%,同时监视着信号光的模式,没有看到模式跳变现象。





在 SRO 运行更长的时间后,我们同样还会看到有模式跳变,但是通过再次精细 调整腔长,SRO 就能恢复到该稳定运转的状态。分析引起模式跳变的原因,主要有 以下四方面:(a)泵浦激光的稳定性,泵浦光一分钟的频率漂移为6.7MHz,半小时的 频率漂移小于 300MHz;(b)SRO 腔的机械振动,SRO 腔为殷钢材质的整体腔,并且 單有有机玻璃罩隔离空气流动和环境振动等;(c)PPLN 晶体的温度波动,实验中对 PPLN 晶体的温度控温精度达到±0.005℃/小时,晶体温度波动 0.01℃,对应的信号光 频率将漂移 0.7GHz;(d)PPLN 晶体吸收泵浦光、信号光和闲置光而带来的热效应 ^[5.17-5.19],晶体中热的变化将导致晶体折射率的变化,从而导致下转换光光谱的漂移。该 SRO 腔的纵模间隔为 2.35GHz,四个因素中,每个因素单独起作用都不会引起 SRO 腔中信号光的模式跳变,但四个因素同时起作用,则不可避免的会引起模式跳变。 实验中,我们将各个方面最优化,尽量减少模式跳变现象。

(4) 单频运转及频率稳定性

从 SRO 输出的信号光中分少部分出来(约 30mW), 注入共焦 F-P 腔中监视信号 光的模式,监视到的模式用数字示波器(Tektronix DPO 7245)记录,如图 5.4.4 中的上 图所示, 1.5μm 的信号光保持稳定的单频运转。同样,将监视到的信号光的模式用数 字示波器采集记录一分钟,见图 5.4.4 中的下图所示,经过计算可知 1.5μm 信号光一 分钟的频率漂移为 8.56MHz。



图 5.4.4 1.5µm 信号光一分钟的频率漂移





图 5.4.5 SRO 输出光的波长调谐曲线

通过改变非线性晶体的温度,可以实现 SRO 的波长调谐。实验中,改变 PPLN 晶体的温度,逐点记录产生的信号光的波长,如图 5.4.5 所示。图中方块为实验测得 的信号光波长,圆点为对应计算得到的闲置光波长,实线为将实验参数代入 Sellmeier 方程^[5.20]理论计算得到的曲线。从图中可以看出,PPLN 晶体温度从 130℃增大到 170 ℃,信号光波长从 1.569µm 调谐到 1.592µm,调谐了 23nm;相应的闲置光波长从 3.306µm 变化到 3.206µm,调谐了 100nm;同时从图中可以看出实验值与理论值吻合 的非常好。温度调谐中,晶体温度工作在 130℃以上是为了防止光折变损伤,上限 170℃是受实验中控温仪工作范围的限制(控温仪的有效工作范围为 120-170℃)。

实验中, PPLN 晶体温度一般都控制在 160℃,选用极化周期为 29.8µm 的晶体 通道,则得到的信号光波长为 1.584µm。图中虚线为在极化周期为 29.6µm 时,理论 计算得到的信号光波长的调谐曲线,可以看出,假如我们选用极化周期为 29.6µm 的 晶体,我们将得到 1.55µm 的标准的光纤通讯波段的激光。

(6) 强度噪声和相位噪声

在量子光学的实验中,激光光源的噪声特性是非常重要的一个参数。我们用平衡探测的方法来测量激光的强度噪声,探测器探测到的交流信号接入频谱分析仪中记录,频谱分析仪的参数设置为:分辨率带宽100kHz,视频带宽100Hz,衰减0dB,扫描时间 1.4s。实验所用探测器为自制的一对平衡探测器,探测器中的光电二极管型号为ETX300。用一个失谐的F-P 腔把激光的相位噪声转换为强度噪声来测量,实验所用的F-P 腔参数为:自由光谱区 300MHz,精细度 220,线宽 1.36MHz。



图 5.4.6 1.5µm 信号光的噪声

图 5.4.6 所示为实验测得的信号光的噪声谱,黑线给出了散粒噪声基准,红线所示为信号光的强度噪声,方块为相位噪声。从图中可以看出,1.5μm 信号光的强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准;相位噪声在 4MHz 处高于散粒噪声 5.3dB,在 10-20MHz 的分析频率范围内高于散粒噪声基准小于 1dB。



图 5.4.7 1.06µm 泵浦光的噪声

作为比较,我们同时测量了 1.06μm 泵浦光的噪声,如图 5.4.7 所示。从图中可 以看出,泵浦光的强度噪声和相位噪声在分析频率 4MHz 处均达到了散粒噪声基准, 在低频处,相位噪声略高于强度噪声。

对比信号光和泵浦光的噪声谱,可以看出,相对于泵浦光噪声,1.5μm 信号光的 噪声要高出许多,分析 1.5μm 激光的噪声来源主要有: (a)泵浦光传递的噪声; (b)从 SRO 腔镜耦合入的真空噪声; (c) SRO 过程引入的技术噪声,如 SRO 腔镜振动和晶 体温度波动引入的技术噪声^[5.21, 5.22]等,这些都导致了信号光噪声的增大。该实验结 果与前面的理论分析及计算结果一致。

5.5 本章小结

在本章中,通过外腔 SRO 技术,实验获得了 1.02W 的连续单频 1.5μm 激光光源。 本章内容中,首先从耦合波方程出发,详细分析了 SRO 的阈值和输入输出特性;从 量子郎之万方程出发,采用半经典理论分析了参量下转换激光的噪声特性,为实验 研究提供了重要的理论指导。实验上,采用自制的高功率全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO4 激光器为泵浦源,泵浦由准相位匹配晶体构成的外腔 SRO,在泵浦功率为 6W 时,获得了输出功率为 1.02W 的连续单频 1.5μm 激光。实验中详细研究了 SRO 的运转特性,找出了 SRO 能够稳定运转的规律,在信号光输出功率为 0.75W 时,监 视了信号光的功率稳定性,30 分钟内的功率波动优于±1.5%,同时没有模式跳变现 象;1.5μm 信号光在一分钟内的频率漂移约为 8.56MHz;通过改变 PPLN 晶体的温度, 实现了 SRO 的波长调谐特性,输出的 1.5μm 信号光波长连续调谐了 23nm;获得的 1.5μm 激光的噪声较低,其强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相位 噪声在 10-20MHz 的分析频率范围内高于散粒噪声基准小于 1dB。该高质量的 1.5μm 激光光源将用于后续的制备 1.5μm 纠缠源的实验中。

参考文献

[5.1] A. Henderson, and R. Stafford, Spectral broadening and stimulated Raman conversion in a continuous-wave optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2007, 32, 1281-1283

[5.2] J. M. Melkonian, T. H My, F. Bretenaker, and C. Drag, High spectral purity and tunable operation of a continuous singly resonant optical parametric oscillator emitting in the red, Opt. Lett. 2007, 32, 518-520

[5.3] G. K. Samanta, and M. E. Zadeh, Continuous-wave singly-resonant optical parametric oscillator with resonant wave coupling, Opt. Express, 2008, 16, 6883-6888

[5.4] M. Vainio, J. Peltola, S. Persijn, F. J. M. Harren, and L. Halonen, Singly resonant cw OPO with simple wavelength tuning, Opt. Express, 2008, 16, 11141-11146

[5.5] S. C. Kumar, R. Das, G. K. Samanta, and M. Ebrahim-Zadeh, Optimally-outputcoupled, 17.5 W, fiber-laser-pumped continuous-wave optical parametric oscillator, Appl. Phys. B, 2010, DOI: 10.1007/s00340-010-4092-9

[5.6] J. Cousin, W. Chen, D. Bigourd, M. Fourmentin, and S. Kassi, Telecom-grade fiber laser-based difference-frequency generation and ppb-level detection of benzene vapor in air around 3 μm, Appl. Phys. B, 2009, 97, 919-929

[5.7] A. Rihan, E. Andrieux, T. Zanon-Willette, S. Briaudeau, M. Himbert, and J.-J. Zondy, A pump-resonant signal-resonant optical parametric oscillator for spectroscopic breath analysis, Appl. Phys. B, 2010, DOI: 10.1007/s00340-010-3996-8

[5.8] S. Zaske, D.-H. Lee, and C. Becher, Green-pumped cw singly resonant optical parametric oscillator based on MgO:PPLN with frequency stabilization to an atomic resonance, Appl. Phys. B, 2010, 98, 729-735

[5.9] E. Rosencher, and C. Fabre, Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators: beyond the mean-field approximation, J. Opt. Soc. Am. B, 2002, 19, 1107-1116

[5.10] C. Schwob, P. F. Cohadon, C. Fabre, M. A. M. Marte, H. Ritsch, A. Gatti, and L. Lugiato, Transverse effects and mode couplings in OPOs, Appl. Phys. B, 1998, 66, 685-699

[5.11] S. Schiller, K. Schneider, and J. Mlynek, Theory of an optical parametric oscillator

with resonant pump and signal, J. Opt. Soc. Am. B, 1999, 16, 1512-1524

[5.12] 钱士雄,王恭明编著,非线性光学——原理与进展,复旦大学出版社,2002, 55-57

[5.13] C. Fabre, E. Gicobino, A. Heidmann, Noise characteristics of a non-degenerate Optical Parametric Oscillator Application to quantum noise reduction, J. Phys. France, 1989, 50, 1209-1225

[5.14] F. E. Harrison, and D. F. Walls, QND measurement of intensity difference fluctuations, Opt. Commu. 1996, 123, 331-343

[5.15] R. Sowade, I. Breunig, J. Kiessling, and K. Buse, Influence of the pump threshold on the single-frequency output power of singly resonant optical parametric oscillators, Appl. Phys. B, 2009, 96, 25-28

[5.16] 钱士雄,王恭明编著,非线性光学——原理与进展,复旦大学出版社,2002, 97-98

[5.17] Y. Zhang, K. Kasai, and K. Hayasaka, Single-beam noise characteristics of quantum-correlated twin beams, J. Opt. Soc. Am. B, 2004, 21, 1044-1049

[5.18] S. Bahbah, F. Bretenaker, and C. Drag, Single-frequency quasi-continuous red radiation generated by a green-pumped singly resonant optical parametric oscillator, Opt. Lett. 2006, 31,1283-1285

[5.19] G. K. Samanta, G. R. Fayaz, and M. Ebrahim-Zadeh, 1.59W, single-frequency, continuous-wave optical parametric oscillator based on MgO:sPPLT, Opt. Lett. 2007, 32, 2623-2625

[5.20] D. H. Jundt, Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction,

ne, in congruent lithium niobate, Opt. Lett. 1997, 22, 1553-1555

[5.21] http://www.rp-photonics.com/phase_noise.html

[5.22] A Porzio, C Altucci, P Aniello, A Chiummo, C de Lisio, and S Solimeno, Spectral properties of the single beams generated by an optical parametric oscillator, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 2002, 4, S313–S317

第六章 全文总结与展望

高功率连续单频激光光源在非线性光学、量子光学、量子信息以及光与原子相 互作用等实验研究中有着广泛的应用。随着科研工作的进展,人们对连续单频激光 光源的各个性能参数如长期功率稳定性、频率稳定性、光束质量以及输出功率等提 出了更高的要求。在本文中我们分别展开了1.06µm、532nm和1.5µm三个不同波长的 高功率连续单频激光光源的研制工作。高功率全固态连续单频1.06µm激光器是整个 研究工作的基础内容;然后通过内腔倍频过程,研制532nm的全固态连续单频内腔倍 频绿光激光器;最后,采用1.06µm激光器作为泵浦源泵浦SRO,获取1.5µm的连续单 频激光光源。

本文对这三种不同波长的激光光源的研究工作做了详细的阐述,取得了如下的 研究成果:

1、实验研制了一台LD双端面泵浦的全固态连续单频1.06μm Nd:YVO4激光器。 在激光器的设计中详细研究了激光晶体的热效应,分析了双端面较单端面泵浦方式 的优势。通过双端面泵浦方式,较小了激光晶体中的热效应。优化选取实验参数, 在LD泵浦功率为44.9W时,实验获得了18.5W的连续单频1.06μm激光输出,相应的光 光转化效率达41.2%;在3小时内的激光功率稳定性优于±0.4%;输出激光的光束质量 M²<1.05;激光的强度噪声和相位噪声在分析频率4MHz处达到散粒噪声基准。

2、实验研制了一台直接泵浦的高功率全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激光器。实验采用直接泵浦技术,大大减小了激光晶体的热效应,从而提高了输出激光的功率和改善了输出激光的光束质量。在全固态连续单频 1.06µm 激光器的基础上,选用 LBO 为倍频晶体,采用内腔倍频技术,选取合适激光谐振腔腔长,获得了高效内腔倍频。实验在泵浦功率为 52W 时,获得了 11.6W 的连续单频绿光激光,光光转换效率 22.3%;5 小时内的激光功率稳定性优于±0.5%;测得的激光光束质量因子 M²<1.05;激光的强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声极限,相位噪声在 2-20MHz 范围内高于散粒噪声 1.36dB 左右。

3、采用内腔 SRO,实验获得连续单频的 1.5μm 激光光源。从理论上详细阐述了 内腔 SRO 的运转性质,实验设计并优化激光谐振腔和 SRO 腔参数,使得两个谐振 腔能够较好的匹配,以获得较高的非线性转换效率。在 LD 泵浦功率为 18W 时,实 验获得了 300mW 的连续单频 1.5μm 信号光。

4、采用外腔 SRO,实验获得了高功率的连续单频 1.5µm 激光光源。理论上,详

细分析了 SRO 的阈值和输入输出特性;从量子郎之万方程出发,理论分析了 SRO 产生的信号光的噪声特性,信号光的噪声要较高于泵浦光的噪声。实验上,采用连续单频 1.06μm Nd:YVO₄激光器为泵浦源,泵浦由 PPLN 晶体构成的 SRO,在泵浦 功率为 6W 时,获得了 1.02W 的连续单频 1.5μm 激光输出。在信号光输出功率为 0.75W 时,监视了信号光的功率稳定性,30 分钟内的功率波动优于±1.5%,同时没有模式 跳变现象;调谐 PPLN 晶体温度 40℃,输出信号光波长连续调谐了 23nm;获得的 1.5μm 激光的噪声较低,其强度噪声在分析频率 4MHz 处达到散粒噪声基准,相位 噪声在 10-20MHz 的分析频率范围内高于散粒噪声基准小于 1dB。

在以上工作的基础上,我们将继续进行如下几方面的研究工作:

1、进一步优化设计谐振腔,增大激光器谐振腔的稳区工作范围,同时减小激光 晶体的热效应对谐振腔的影响。这将是进一步提高全固态连续单频激光器输出功率 的重要工作。

2、在保证激光器各方面性能的同时,提高全固态连续单频 1.06μm Nd:YVO4 激 光器的输出功率;提高全固态连续单频 Nd:YVO4/LBO 绿光激光器的输出功率。

3、采用外腔 SRO 获得的连续单频 1.5μm 激光光源将用于制备 1.5μm 纠缠源的 实验中。连续单频的 1.5μm 激光光源,进一步通过外腔谐振倍频和 OPO 过程,产生 明亮的 1.5μm 通讯波段的量子纠缠源,并进而用于量子通讯方面的研究工作中。

成果目录

发表论文

[1] **Jianli Liu**, Zhiyong Wang, Hong Li, Qin Liu, Kuanshou Zhang, Stable, 12 W, continuous-wave single-frequency Nd:YVO₄ green laser polarized and dual-end pumped at 880 nm, Opt. Express, 2011, 19(7), 6777-6782

[2] **Jianli Liu**, Yongmin Li, Qin Liu, Yaoting Wang, and Kuanshou Zhang, Continuous-wave, single-frequency intracavity singly resonant optical parametric oscillator at 1.5 μm wavelength, Chin. Opt. Lett. 2009, 7(3), 244-245

[3] **Jianli Liu**, Qin Liu, Peng Li, Hong Li, Kuanshou Zhang, Low noise, continuous-wave single-frequency 1.5 μm laser generated by a singly resonant optical parametric oscillator, Chin. Phys. B, 2011 (revised)

[4] **刘建丽**,刘勤,李晓青,张宽收,1.5 μm 连续内腔单共振光学参量振荡器运转特性的实验研究,山西大学学报(自然科学版),2011,34(2),219-222

[5] Yaoting Wang, **Jianli Liu**, Qin Liu, Yuanji Li, and Kuanshou Zhang, Stable continuous-wave single-frequency Nd:YAG blue laser at 473 nm considering the influence of the energy-transfer upconversion, Opt. Express, 2010, 18(12), 12044-12051

[6] Yaoting Wang, **Jianli Liu**, Qin Liu, Yuanji Li, and Kuanshou Zhang, Diode-endpumped continuous-wave Nd:YAG laser at 946 nm of single frequency operation, Laser Phys. 2010, 20(4), 802-805

[7] 周倩倩,刘建丽,张宽收,量子光学实验中宽带低噪声光电探测器的研制, 量子光学学报,2010,16(2),152-157

[8] Yongmin Li, Sujing Zhang, **Jianli Liu**, and Kuanshou Zhang, Quantum correlation between fundamental and second-harmonic fields via second-harmonic generation, J. Opt. Soc. Am. B, 2007, 24(3), 660-663

[9] Sujing Zhang, Yongmin Li, **Jianli Liu**, and Kuanshou Zhang, Investigation of fundamental and second harmonic squeezed lights from a singly resonant PPKTP frequency doubler, J. Phys. B, 2006, 39(20), 4163-4168

[10] Jinxia Feng, Yongmin Li, Xiutao Tian, **Jianli Liu**, and Kuanshou Zhang, Noise suppression, linewidth narrowing of a master oscillator power amplifier at 1.56µm and the

second harmonic generation output at 780nm, Opt. Express, 2007, 16(16), 11871-11877

[11] Jinxia Feng, Yongmin Li, Qin Liu, **Jianli Liu**, and Kuanshou Zhang, High efficiency generation of continuous wavesingle single frequency 780nm laser by external cavity frequency doubling, Appl. Opt. 2007, 46(17), 3593-3596

[12] 王垚廷,周倩倩,李渊骥,刘建丽,张宽收,输出 770 mW 的全固态连续 单频蓝光激光器,中国激光,2009,36(7),1714-1718

[13] 王志勇,李晓青,焦月春,刘建丽,张宽收,激光二极管纵向端面泵浦 Nd:YVO4激光器的热效应研究,量子光学学报,2011,17(2),158-162

会议论文

[1] **刘建丽**,李渊骥,李鹏,刘勤,张宽收,基于 PPLN 晶体的高功率连续单频 1.5µm 光学参量振荡器,全国博士生会议(光学微结构和激光技术),2009 年,南京

[2] **刘建丽**,李永民,张宽收,全固态内腔式单频光学参量振荡器的实验研究, 中国物理学会秋季学术会议,2007年,南京

致 谢

博士研究生的学习生活即将结束,回顾这六年度过的时光,感触最多的是在光 电所受到了良好的科研训练,掌握了做学问的方法。感谢这几年来在学习和生活中 给予我帮助的老师和同学们。

感谢彭堃墀院士和谢常德教授给我们支起了这片学术的殿堂。他们崇高的人格、 渊博深厚的学术造诣、辛勤耕耘的工作作风、积极向上的生活态度是我们青年学子 学习的典范。

感谢我的导师张宽收教授,张老师严谨的治学态度,精益求精的工作作风,平 易近人的人格魅力对我影响深远;六年来您在学业上对我孜孜不倦的教诲,您在生 活上对我细致入微的关怀,将使我终生难忘,谢谢您!感谢李永民教授在实验和学 习中给予的指导和帮助,您渊博的专业知识,过硬的实验技能是我学习的榜样。

感谢其他各位老师,感谢你们在专业知识和实验技能上的传授和指导,你们孜 孜不倦的教诲使我受益良多。感谢机加工车间、电子车间和激光器车间的老师和师 傅们在工作中的有力配合。感谢办公室的老师们给予的热情帮助。

感谢实验小组已毕业的冯晋霞、王垚廷、郑耀辉博士在我刚进入实验室时对我 的帮助,你们教会了我许多实验技能。感谢将要一起毕业的王志勇同学,为了绿光 激光器输出功率的提高而一起奋斗的酸甜苦辣令我久久回味。感谢李鹏同学在外腔 光学参量振荡器实验中的得力协作。感谢宋海伟同学在激光晶体温度分布分析中的 协作。感谢埋头苦干的刘勤、李渊骥、贾建勋、李晓青、王春香、段丽凤、李宏、 焦月春同学,是大家共同创造了这个和谐欢乐的工作氛围。感谢大家的得力协助使 得实验能够顺利进行,感谢大家经常开展有益的学术讨论,不仅深化了我对许多概 念的理解,也拓展了我的思路。

最后,感谢我的父母和哥哥们给我创造了一个轻松的生活环境,并在多年来给 予我无微不至的关怀与鼓励。感谢我的男友,一直关心我,鼓励我。你们是我前进 的动力。

刘建丽

2011.5.16

个人简况

个人基本信息

- 姓 名:刘建丽
- 性别:女
- 出生年月: 1983 年 8 月
- 籍 贯:山西省平遥县
- 联系电话: 13633477293
- 电子信箱: liujl@email.sxu.cn

学习与受教育经历

- 2005.9-2011.7 山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室 专业:光学 (硕博连读)
- 2001.9-2005.7 山西大学物理电子工程学院,物理学国家人才培养基地 专业:物理学(学士)

承诺书

本人郑重声明:所呈交的学位论文,是在导师指导下独立完成的, 学位论文的知识产权属于山西大学。如果今后以其他单位名义发表与 在读期间学位论文相关的内容,将承担法律责任。除文中已经注明引 用的文献资料外,本学位论文不包括任何其他个人或集体已经发表或 撰写过的成果。

作者签名:

20 年 月 日

学位论文使用授权声明

本人完全了解山西大学有关保留、使用学位论文的规定,即:学校 有权保留并向国家有关机关或机构送交论文的复印件和电子文档,允许 论文被查阅和借阅,可以采用影印、缩印或扫描等手段保存、汇编学位 论文。同意山西大学可以用不同方式在不同媒体上发表、传播论文的全 部或部分内容。

保密的学位论文在解密后遵守此协议。

作者签名:

导师签名:

20 年 月 日