

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院研究生院 博士学位论文

**LD泵浦的新型全固态被动锁模激光
及参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的研究**

许长文

指导教师 **魏志义 研究员**

中国科学院物理研究所

申请学位级别 **博士** 学科专业名称 **光学**

论文提交日期 **2010年4月** 论文答辩日期 **2010年5月**

培养单位 **中国科学院物理研究所**

学位授予单位 **中国科学院研究生院**

答辩委员会主席 _____

LD泵浦的新型全固态被动锁模激光 及参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的研究

摘要

锁模技术是获得超短激光脉冲的重要途径,而超短激光脉冲放大技术提升了激光脉冲的能量,极大地扩展了超短激光脉冲的应用范围。本论文主要研究了 LD 泵浦的 Nd^{3+} 和 Yb^{3+} 掺杂晶体被动锁模激光以及参量放大啁啾脉冲钛宝石激光。

本论文的主要内容和取得的创新包括以下几个方面:

1. 实现了 LD 泵浦的 $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ 准三能级激光的连续被动锁模。获得了平均输出功率为 128mW, 脉冲宽度为 6.5ps, 重复频率为 178MHz 的输出, 波长为 912nm。
2. 实现了 LD 泵浦的 $\text{Nd}:\text{GSAG}$ 准三能级激光的连续被动锁模。获得了脉宽为 8.7ps, 重复频率为 95.6MHz 的稳定锁模, 波长为 942.7nm, 输出的平均功率为 510mW。这是目前已报道的 Nd^{3+} 准三能级锁模激光的最高输出。
3. 使用 LD 泵浦源, 开展了 $\text{Yb}:\text{NGW}$ 激光晶体被动锁模激光的研究。在连续锁模腔内未插入棱镜对情况下, 脉冲宽度为 3.9ps, 波长为 1026nm; 插入棱镜对补偿腔内色散, 获得了 370fs 的超短脉冲输出, 中心波长位于 1031nm, 谱宽为 3.1nm。
4. 开展了一种新型 Yb 掺杂激光晶体 $\text{Yb}:\text{LPS}$ 被动锁模激光的研究。在 LD 泵浦下, 稳定的连续锁模分别在两个波长上实现, 一个是 1041nm, 获得的最短脉冲是 630fs, 相应谱宽为 6.5nm, 一个是 1056nm, 获得的最短脉冲是 2.7ps, 相应的谱宽为 1.4nm。
5. 采用 OPCPA 技术, 实现了啁啾脉冲钛宝石激光的放大。经过三级放大, 信号能量由 0.4nJ 放大为 4mJ, 放大倍数为 10^7 , 放大后的光谱半高全宽约为 30nm, 跟入射信号一致, 实现了宽带放大。
6. 采用连续可调谐钛宝石激光泵浦源, 在 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 激光上开展了直接泵浦方式的研究。1064nm 激光输出时候, 获得的最高斜效率为 52.9%, 并且也实现

了 946nm 激光运转。实验结果表明了发射波长在 885nm 的 LD 泵浦源适合用来对 Nd^{3+} 进行直接泵浦。

7. 首次采用 885nm LD 直接泵浦 Nd:GSAG 激光, 当激光运转在 1061nm 时候, 获得最大出光功率为 2.85W, 最大斜效率为 50%, 当激光运转在 942nm 时候, 获得最大出光功率为 0.45W, 最大斜效率为 20%。

关键词 锁模, Nd:GdVO₄, Nd:GSAG, 准三能级, Yb:NGW, Yb:LPS, 光参量啁啾脉冲放大, 直接泵浦

LD Pumped All Solid state Passively Mode-Locked Lasers and Optical Parametric Amplification of Chirped Plused Ti:Sapphire Laser

Abstract

Mode-locking is one important way to obtain ultra-short laser pulses, meanwhile, techniques of amplifying ultra-short laser pulses are able to significantly increase the energy of laser pulses, which has rather extended the application range of ultra-short pulses. This dissertation mainly studies on Nd^{3+} and Yb^{3+} passively mode-locked lasers and OPCPA technique for amplifying ultra-short Ti:Sapphire laser pulses.

The main research works and the innovative results are summarized as following:

1. Passively mode-locked $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ quasi-three level laser with LD pumping were demonstrated. Average output power of 128mW and 6.5ps pulses with repetition rates of 178MHz were obtained. The laser wavelength is at 912nm.
2. Passively mode-locked $\text{Nd}:\text{GSAG}$ quasi-three level laser with LD pumping were demonstrated, what is believed to the first time. Pulses with duration of 8.7ps and repetition rate of 95.6MHz were obtained. The laser wavelength is at 942.7nm, and the average output power reached 510mW, which is the highest among the ever reported passively mode locked Nd^{3+} quasi three laser.
3. Passively mode-locked $\text{Yb}:\text{NGW}$ femto-second laser with LD pumping were demonstrated. The mode-locked pulse has duration of 3.9ps and wavelength of 1026nm without the insertion of prism pair into cavity. After inserting prism pair to compensate the GVD inside the cavity, pulses with duration of 370fs and bandwidth of 3.1nm were obtained, the time bandwidth product is 0.323. The laser wavelength is

centered at 1031nm.

4. A new Yb³⁺ doped laser crystal Yb:LPS were used to produce mode-locked pulses. Passively mode locking has been realized at two different wavelengths, respectively. One is 1041nm, at which the shortest pulse duration is 630fs, and corresponding bandwidth is 6.5nm; the other is 1056nm, at which the shortest pulse is 2.7ps, and corresponding bandwidth is 1.4nm.

5. Using OPCPA technique to amplify Ti: Sapphire chirped laser pulse was demonstrated. After three amplification stages, chirped 600ps pulses were amplified from 0.4nJ to 4mJ, with gain of 10⁷. The amplified bandwidth of 30nm (HMF_W) is the same as the one prior to amplification.

6. A tunable Ti: Sapphire laser and two Nd:YAG crystals were used to investigate the direct pumping scheme of Nd³⁺ laser. The maximum slope efficiency is 52.9% when operating at 1064nm. 946nm laser operation was also obtained. The experiment manifested the LD emitting at 885nm is suitable for Nd³⁺ laser with direct pumping scheme.

7. A 885nm LD has been first to pump the Nd:GSAG laser. When the laser operated at 1061nm, the maximum output power is 2.85W, and the maximum slope efficiency is 50%. When the laser operated at 942nm, the maximum output power is 0.45W, and the maximum slope efficiency is 20%.

Key words: mode-locking, Nd:GdVO₄, Nd:GSAG, quasi-three level, Yb:NGW, Yb:LPS, OPCPA, direct pumping

目录

第一章 绪论.....	1
1.1 锁模技术发展简介.....	1
1.2 Nd ³⁺ 掺杂激光晶体准三能级激光研究进展	4
1.3 Yb ³⁺ 掺杂激光晶体及其锁模激光研究进展.....	7
1.4 光参量啁啾脉冲放大技术的研究进展	11
1.5 本论文的研究背景和主要内容.....	15
参考文献.....	16
第二章 准三能级被动锁模Nd:GdVO ₄ 和Nd:GSAG激光的研究.....	31
2.1 Nd ³⁺ 掺杂晶体准三能级激光运转特性.....	31
2.2 SESAM的主要参数和实现稳定连续锁模的条件.....	33
2.3 准三能级被动锁模Nd:GdVO ₄ 激光.....	37
2.4 准三能级被动锁模Nd:GSAG激光.....	43
2.5 小结.....	49
参考文献.....	50
第三章 被动锁模Yb:NGW和Yb:LPS激光的研究.....	55
3.1 Yb ³⁺ 掺杂晶体激光特点简介.....	55
3.2 谐振腔飞秒激光脉冲的色散补偿技术.....	56
3.3 被动锁模Yb:NGW激光.....	60
3.4 被动锁模Yb:LPS激光.....	66
3.5 小结.....	74
参考文献.....	76
第四章 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的研究.....	79
4.1 光参量啁啾脉冲放大技术特性和面临的挑战.....	79
4.2 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的理论计算.....	86
4.3 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的实验研究.....	89
4.4 小结.....	94
参考文献.....	95
第五章 Nd ³⁺ 掺杂晶体激光直接泵浦技术的实验研究.....	99

5.1 Nd ³⁺ 掺杂晶体激光直接泵浦技术简介和研究概况.....	99
5.2 钛宝石激光直接泵浦下的Nd:YAG激光实验研究.....	106
5.3 885nm LD泵浦的Nd:GSAG连续激光实验.....	111
5.4 小结.....	114
第六章 总结和展望.....	119
发表文章目录.....	121
致谢.....	123

第一章 绪论

激光的出现是20世纪最为重大的科技成就之一。自1960年梅曼发明首台激光器^[1]到现在,刚好走过了半个世纪的历程。在这五十年里,激光凭借高亮度,优良的方向性和相干性等特性,已经广泛地融入到了人们的生产生活当中,在科研,工业,建筑,医疗,通讯,信息,国防,能源,测量,娱乐,日常生活等众多领域,都可以见到各式各样激光器的身影,激光已然成为提升社会生产力,方便人们生活不可或缺的工具。激光的广泛使用与其自身的不断向前发展是相辅相成,互相促进的。目前,在激光器种类上,已经有了气体,液体,固体,半导体,光纤,自由电子激光器等;在激光功率方面,连续激光已经获得了100KW的输出^[2];在激光频谱方面,覆盖了从X射线波段,紫外,可见,红外,直至太赫兹波段;在超短激光脉冲方面,在可见和红外光波段获得了1.6fs(fs=10⁻¹⁵s)激光脉冲^[3],在X射线波段获得了亚100as(as=10⁻¹⁸s)的激光脉冲^[4];在超强激光脉冲方面,已经获得超过PW(PW=10¹⁵W)的峰值功率^[5]和10²²Wcm⁻²的功率密度^[6]。展望下一个五十年,随着激光技术的继续向前发展,必定还会创造出更多令人们惊叹的新纪录和新奇迹。

锁模技术是获得超短激光脉冲的重要途径,而超短脉冲放大技术提升了激光脉冲的能量,极大扩展了超短脉冲的应用范围。本论文主要研究了Nd³⁺和Yb³⁺掺杂晶体被动锁模激光以及光参量放大啁啾脉冲钛宝石激光,另外还研究了有助于降低Nd³⁺掺杂晶体激光热效应问题的直接泵浦技术。本章先简略介绍激光器锁模技术的发展,第二节介绍运转于准三能级的Nd³⁺掺杂晶体激光及其锁模激光的研究进展,第三节介绍Yb³⁺掺杂激光晶体及其锁模激光的研究进展,第四节介绍啁啾脉冲参量放大技术的研究进展,最后介绍本论文的研究内容和意义。

1.1 锁模技术发展简介

锁模指的是将激光谐振腔内起振的各个纵模之间的相位关系锁定。激光器锁模以后,可以输出超短的激光脉冲(指脉冲宽度在ps级别或以下,1ps=10⁻¹²s)。1964年,Hargrove等人在He-Ne激光器中实现了锁模^[7],在他们的实验中,在激

光腔内插入了一个声光调制器对激光的损耗进行调制从而获得了锁模。1966年, A. J. DeMaria等人在Nd:Glass激光器中也实现了锁模^[8], 他们通过在腔内插入染料溶液可饱和吸收体调制激光的损耗从而获得锁模。

锁模方式基本上可以分为两类, 一类是主动锁模, 一类是被动锁模。主动锁模指的是在激光腔内加入一个受到外部信号控制的激光损耗调制器, 从而实现锁模, Hargrove等人的实验, 即这种情形。而被动锁模指的是在激光腔内加入一个对激光的损耗特性会受到激光脉冲自身光强调制的可饱和吸收体, 从而实现锁模, A. J. DeMaria等人的实验, 就属于被动锁模。用于主动锁模的激光损耗调制器通常基于声光或者电光调制原理。在调制器上施加一个周期等于激光脉冲在腔内往返时间的调制信号。在这一个周期内, 只有一个极短的时间窗口, 调制器引入的损耗小于腔内增益, 这样便实现了一个超短脉冲的输出。但是受到调制器响应时间的限制, 主动锁模的激光器, 脉宽通常在数十ps以上。在被动锁模激光器中, 可饱和吸收体具有对弱光的损耗大, 对强光的损耗小, 并且损耗会随光强饱和的特性。激光腔内的光子噪声起伏是被动锁模启动的原因, 某一刻一个较强的噪声经过可饱和吸收体受到的损耗偏小, 当它在腔内往返一周, 获得了更多的放大, 再次经过可饱和吸收体受到的损耗更小, 这样不断累计, 最终实现了被动锁模的超短脉冲激光输出。被动锁模激光能够获得ps, 甚至fs级别的激光输出, 因此被动锁模方式也就得到更多的研究和发展。

在被动锁模激光器中, 使用的可饱和吸收体在不断发展。最初人们一直多使用染料溶液作为可饱和吸收体。1981年, R. L. Fork等人在染料激光器(可饱和吸收体也是染料)中采用碰撞锁模技术, 首次得到了脉冲宽度小于100fs的激光脉冲, 标志着飞秒激光时代的来临^[9]。但染料溶液处理和维护不便。这种情况到了20世纪90年代初便随着两种被动锁模激光器的出现而发生了根本的改变。一个是钛宝石自锁模激光器, 一个是使用腔内半导体可饱和吸收镜(Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM)的连续被动锁模固体激光器。

1991年, D. E. Spence等人利用钛宝石激光器首次获得了脉冲宽度为60fs的自锁模激光脉冲^[10]。令人惊奇的是, 在他们的实验中, 激光腔内居然没有加任何可饱和吸收体。后来经研究, 人们认识到了引起锁模的真正原因是固体材料的“克尔效应”。光学克尔效应是一种三阶非线性极化效应, 导致介质折射率会随着

入射光强的变化而变化:

$$n(t, \vec{r}) = n_0 + n_2 I(t, \vec{r}) \quad (1.1)$$

其中, $I(t, \vec{r})$ 代表光强, n_2 代表介质的非线性折射率。对大多数激光介质而言, n_2 在 $10^{-16} \text{cm}^2 \text{W}^{-1}$ 。当具有高斯空间分布的激光脉冲穿越晶体后, 会因为克尔效应而产生自聚焦效应, 如图1.1 所示。

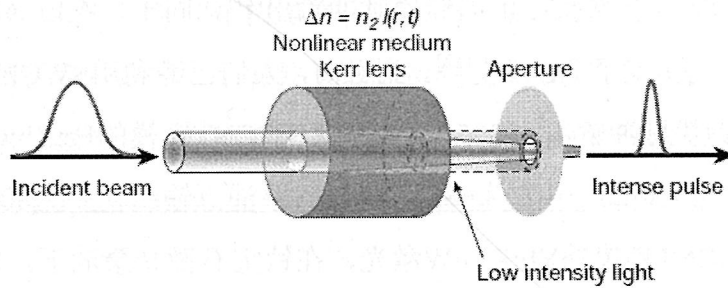


图1.1 克尔效应引起的光束自聚焦效果示意图^[11]

自聚焦的焦距可以近似为^[12]:

$$f = \frac{\omega^2}{4n_2 I L} \quad (1.2)$$

如果在腔内加入一个硬边光阑, 或者通过腔型设计使得激光腔处于稳区边缘, 腔稳定性会因为这种自聚焦效应而变动, 也就是相当于引入了一个损耗随光强变化的“虚拟”可饱和吸收体。钛宝石的这种自锁模效应被称之为“克尔透镜锁模”(Kerr-Lens Modelocking, KLM)。在其他固体增益介质上, 人们也已经实现了这种锁模, 比如Yb:YVO₄^[13], Nd:GdVO₄^[14]等。但克尔透镜锁模不能自启动, 而且为了获得稳定锁模, 激光器通常需要工作在稳区边缘。

1992年, U. Keller等人首次利用SEASM实现了Nd:YLF晶体激光稳定的连续被动锁模^[15], 锁模脉冲宽度为3.7ps。此前在CO₂激光器^[16]和Diode Laser激光器^[17]上就已经使用半导体可饱和吸收体作为锁模器件, 但是在固态激光中实现稳定连续锁模还是一个突破。因为固态激光相对长的上能级寿命和相对小的发射截面极容易让激光处于调Q或者调Q锁模状态。SEASM的各项参数, 如工作波长, 损耗特性, 调制深度等可以灵活设计, 而且对激光腔型也没有严格的限制。随着它的出现, 固态激光锁模获得了极大的发展, 除了在钛宝石激光器中多采用KLM实现锁模以外, 其他的固态激光多采用SESAM来实现锁模。利用SESAM锁模, 在

钛宝石激光器上获得了6.5fs的激光输出^[18], 在Nd:YAG上获得27W, 19ps的激光输出^[19], 在Yb:YAG上获得了80W, 705fs的激光输出^[20]。

近年来, 还出现了两种新型的被动锁模器件, 碳纳米管(Carbon NanoTube, CNT)和石墨烯(Graphene)。这两种材料都有类似于SESAM的可饱和吸收特性。2004年, Sze Y. Set等人首次报道了掺Er光纤激光器中使用单壁碳纳米管(Single Wall Carbon Nanotube, SWCNT)成功地实现了锁模, 在环形腔内获得了1.7ps的锁模脉冲, 在线性腔内获得了318fs的锁模脉冲输出^[21]。同年, 在Er:Glass固态激光中使用SWCNT也实现了调Q锁模^[22]。到目前, 人们已经利用SWCNT在多种固态激光中实现了锁模脉冲输出。2005年, 报道了SWCNT锁模的Er:Yb:Glass激光, 锁模脉冲波长位于1550nm, 脉宽为68fs, 400mW泵浦下输出功率为80mW^[23]。2008年, 报道了SWCNT锁模的Yb:KLuW激光, 在钛宝石激光泵浦下, 实现了115fs脉宽, 1048nm波长的脉冲输出, 270mW泵浦时候输出了30mW^[24]。同年, SWCNT锁模的Cr:Forsterite激光也有报道, 脉冲中心波长位于1245nm, 脉宽为120fs, 最大输出功率为215mW^[25]。2009年, 报道了SWCNT锁模的Tm:KLuW激光, 锁模脉冲波长位于2 μ m, 脉宽为9.7ps, 在钛宝石激光器1.86W泵浦下, 输出了240mW^[26]; 同年报道了SWCNT锁模的Yb:KYW激光, 输出脉冲宽度为83fs, 波长位于1049nm, 钛宝石泵浦下输出达到170mW^[27]。

Graphene是一种最新出现的可饱和吸收体, 它是具有二维结构的单碳原子层, 2009年, Han Zhang等人成功将Graphene应用于Er光纤激光, 实现了稳定的锁模输出, 脉宽694fs, 波长位于1590nm^[28]。不久, 在固态陶瓷Nd:YAG激光器中使用Graphene也实现了连续锁模, 脉冲宽度为4ps^[29]。

1.2 Nd³⁺掺杂激光晶体准三能级激光研究进展

Nd³⁺在1.3 μ m, 1.06 μ m和0.9 μ m三个波段附近, 可以发射荧光。通过选择谐振腔的镀膜条件, 可以让Nd³⁺分别在这三个波长处起振而发射激光。1.06 μ m辐射由于大的发射截面和四能级运转方式, 成为了高功率激光器运转的工作波长。而1.3 μ m和0.9 μ m激光也有着特殊的应用前景, 比如1.3 μ m是光通讯窗口之一, 也是生物组织的透过窗口之一, 可以在通讯和生物医学方面发挥作用, 而0.9 μ m

附近有水蒸气的吸收峰,可以用于星球大气的水蒸气探测,而将其倍频得到蓝光,是激光显示的光源之一,还可以用于生命科学,全息照相,半导体检测等方面。不同于前两个波长的四能级运转方式, $0.9\mu\text{m}$ 激光以准三能级的方式运转。在介绍进展之前,先简述一下 Nd^{3+} 准三能级激光的概念

1.2.1 Nd^{3+} 准三能级激光的概念

以 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 晶体为例,图 1.2 给出了在 808nm 光源泵浦下, Nd^{3+} 与激光运转有关的能级和跃迁示意图。基态粒子被抽运到 $^4\text{F}_{5/2}$ 能级后,通过无辐射跃迁迅速降落到 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级,在继续向下跃迁的过程中,发射三组常见谱线,波长分别围绕 $1.34\mu\text{m}$, $1.06\mu\text{m}$ 和 946nm ,对应的跃迁能级分别是 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 和 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ 。

当激光跃迁发生在 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 或 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 能级之间时,激光的上下能级和泵浦的上线能级是分开的,整个过程牵涉到四个能级,这便是四能级运转,在常温热平衡下,激光上下能级几乎没有粒子占据。施加泵浦,很容易形成激光上下能级的粒子数布居反转,满足激光振荡的必要条件。

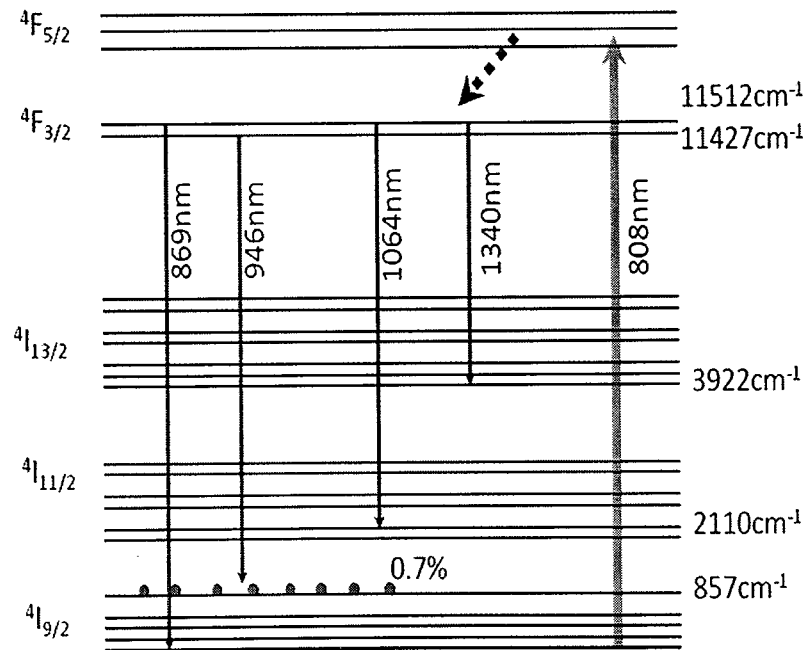


图 1.2 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 的能级和激光跃迁示意图

当激光跃迁发生在 $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ 能级之间时,情况则稍微复杂。由于基质晶体场导致的斯塔克分裂, $^4\text{I}_{9/2}$ 能级实际包含了五个亚能级,而泵浦粒子来自五个亚

能级的最低亚能级,若粒子跃迁直接回到最低亚能级,这就是三能级运转,这个时候对应的激光波长是 869nm。但是对于 946nm 而言,跃迁回到五个亚能级中的最高亚能级,这种跃迁情形类似四能级激光,不过在这个激光下能级上,常温热平衡时即存在少量粒子布居,例如 Nd:YAG 为 0.7%,这部分粒子在激光运转时候,会吸收激光,带来所谓的重吸收损耗,提高激光运转阈值和降低效率。我们把这种情形,称之为准三能级激光。

Nd³⁺的 ⁴I_{9/2} 能级的分裂大小在不同的基质里面有较大的不同,这导致了 Nd³⁺ 准三能级激光的波长在不同的基质里面也有较大差别,例如 946 nm 的 Nd:YAG^[30]; 944 nm 的 Nd:Sr₅(PO₄)₃F^[31]; 942 nm 的 Nd:GSAG^[32]; 937 nm 的 Nd:GGG^[33]; 935 nm 的 Nd:CNGG^[34]和 Nd:YGG^[32]; 929 nm 的 LiNbO₃:ZnO^[35]; 916 nm 的 Nd:LuVO₄^[36]; 914 nm 的 Nd:YVO₄^[37]; 912 nm 的 Nd:GdVO₄^[38]; 901 nm 的掺 Nd³⁺的铝酸锶镧盐 Sr_{1-x}La_{x-y}Nd_yMg_xAl_{12-x}O₉^[39]。

1.2.2 Nd³⁺掺杂激光晶体准三能级连续和锁模激光研究进展

自从 1987 年 Fan 等人首次在室温下利用 Nd:YAG 晶体实现 946nm 连续激光运转以来^[30], LD 泵浦的 Nd³⁺准三能级激光也得到了很多的重视和发展。

采用 LD 端泵的形式,在 Nd:YAG 上,2006 年报道了 15.2W 的 946nm 连续激光输出^[40],2010 年,报道了 4.3W 的 473nm 倍频连续蓝光输出^[41],在 Nd:GdVO₄ 上,2009 年报道了 12W 的 912nm 连续激光输出^[42],2007 年报道了 6.5W 的 456nm 倍频连续蓝光输出^[43],在 Nd:LuVO₄ 上,2010 年报道了 5.9W 的 458nm 倍频连续蓝光输出^[44],在 Nd:YVO₄ 上,2009 年报道了高达 13.2W 的 457nm 倍频连续蓝光输出,相应的光光效率达到了 34.7%^[45]。

四能级运转的 Nd³⁺被动锁模激光已经在许多激光介质中实现了。准三能级运转的 Nd³⁺被动锁模激光到目前为止,还只用少数几种激光介质开展了研究: 1) 在 Nd:YAlO₃ 晶体上,利用钛宝石泵浦 2mm 长,0.8at% 掺杂的晶体,得到了 1.9ps,谱宽为 0.5nm,波长为 930nm 的锁模脉冲,输出功率为 410mW^[46]; 2) 在 Nd:YVO₄ 晶体上,利用钛宝石泵浦 1mm 长,0.5at% 掺杂的晶体,得到了 3ps,谱宽为 1.5nm,波长为 914nm 的锁模脉冲,输出功率为 140mW^[47],另外有报道利用 LD 作为泵源,在 4mm 长,0.2at% 掺杂的晶体上,得到了 8.8ps,谱宽为 0.26nm,波长为 914nm 的

锁模脉冲, 输出功率为87mW^[48]; 3) 在Nd:GdVO₄晶体上, 利用LD做泵源, 在4mm长, 掺杂浓度为0.2at%的晶体上得到了6.5ps, 谱宽为0.5nm, 波长为912nm的锁模脉冲, 输出功率为120mW^[49]; 4) 在Nd:LuVO₄晶体上, 利用LD泵浦5.5mm长, 掺杂浓度为0.1at%的晶体上, 获得了6.7ps, 波长为916nm的锁膜脉冲, 输出功率为88mW^[50]; 5) 在Nd:GSAG晶体上, 利用LD泵浦4mm长, 掺杂浓度为1at%的晶体, 获得了8.7ps, 谱宽为0.7nm, 波长为942nm的锁模脉冲, 输出功率为510mW^[51]。

1.3 Yb³⁺掺杂激光晶体及其锁模激光研究进展

研究各个波段可以得到超短 fs 激光脉冲的激光增益介质的激光性能, 一直是激光研究领域的热点^[52]。Yb³⁺掺杂的激光增益介质, 正是凭借着能够在 1μm 附近产生亚 100fs 超短的激光脉冲^[53]受到人们密切的关注, 成为固态激光研究领域的热点之一。

Yb 是一种属于稀土族的化学元素。研究者们将 Yb³⁺掺入各种基质材料, 包括晶体、玻璃和陶瓷, 得到了各种各样的激光增益介质。目前, Yb³⁺掺杂的激光增益介质在激光领域扮演了非常重要的角色, 例如用于产生高功率激光^[54], 可调谐波长激光^[55], 或者产生超短脉冲激光^[53]。

目前得到最广泛研究的掺 Yb³⁺激光晶体是 Yb:YAG, 这主要是凭借了 YAG 基质优异的机械, 热力学, 光学等综合性能, 使得 Yb:YAG 激光在众多的 Yb³⁺掺杂介质激光中, 成为了研究和发展最为迅速的一种, 独占鳌头。然而, 探索和研究其他的 Yb³⁺掺杂晶体激光依然具有很大的潜力而受到重视, 例如, 在产生亚 100fs 激光脉冲方面, Yb:YAG 晶体由于发射光谱的谱宽限制, 而心有余力不足, 目前获得的最好结果分别是 340fs@1030nm^[56]和 170fs@1053nm^[57], 但是目前已经有很多种其他 Yb³⁺掺杂激光晶体实现了亚 100fs 的激光输出。下面例举的是一些主要类型的 Yb³⁺掺杂激光晶体及其特点:

1) 石榴石类: Yb:YAG(Yb:Y₃Al₅O₁₂), Yb:GGG(Yb:Gd₃Ga₅O₁₂), Yb:YGG(Yb:Y₃Ga₅O₁₂)等。

特点：由于石榴石晶体属于立方晶系，所以掺杂在其中的 Yb^{3+} 离子的荧光峰的谱宽并不很宽，但是这种晶体具有很好的热导率，适合于高功率激光运转。
Yb:YAG 棒状^[58]，板条^[59]，薄片^[54]激光器分别都获得了超过 KW 的输出，其中薄片激光器更是实现了 5.3KW，光光转换效率达到 65% 的输出。

2) 钒酸盐类：Yb:GdVO₄, Yb:YVO₄, Yb:LuVO₄ 等。

特点：钒酸盐具有较宽和平滑的发射光谱，有利于得到超短飞秒脉冲。另外，钒酸盐具有强的非线性折射率 ($\chi^{(3)}$)，使得他们在自锁模和自拉曼激光方面也有很好表现。例如 Yb:YVO₄ 晶体 π 和 σ 方向在 1080nm 处测量的非线性折射率分别高达 $19 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ 和 $15 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ，而 Ti:Sapphire 的非线性折射率为 $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ，前者比后者高出一个数量级，在 Yb:YVO₄ 上实现了 Kerr-Lens 自锁模并且得到了 61fs 的超短脉冲^[13]。

3) 双钨酸盐类：Yb:KGW (Yb:KGd(WO₄)₂)，Yb:KYW (Yb:KY(WO₄)₂)，Yb:KLW (Yb:KLu(WO₄)₂)，Yb:NGW (Yb:NaGd(WO₄)₂)，Yb:NYW (Yb:NaY(WO₄)₂)，Yb:NLW (Yb:NaLu(WO₄)₂) 等。

特点：双钨酸盐具有两类不同的晶体结构，一类指的是钾双钨酸盐，属于单斜晶体，这类钨酸盐晶体是双轴晶体，同时具有宽的发射光谱和高的发射截面，一类指的是钠双钨酸盐，属于四方晶系，这类晶体是单轴晶体，由于晶体内部的局域无序性，所以会导致 Yb^{3+} 荧光谱的非均匀增宽而具有宽而平滑的荧光谱。此外，双钨酸盐也具有较强非线性折射率 ($\chi^{(3)}$)，引起了人们对他们自拉曼激光和自锁模激光的研究，例如利用 Kerr Lens 锁模，在 Yb:KYW 上了，获得了 71fs 的激光脉冲^[60]。

4) 双钼酸盐类：Yb:NYM (Yb:NaY(MoO₄)₂)，Yb:NLM (Yb:NaLa(MoO₄)₂) 等。

特点：双钼酸盐在结构上类似于双钨酸盐，钠双钼酸盐也属于四方晶系，是一种无序晶体，导致了较宽的和平滑的发射光谱。

5) 硼酸盐类：Yb:YAB (Yb:YAl₃(BO₃)₄)，Yb:YCOB (Yb:YCa₄O(BO₃)₃)，Yb:GdCOB (Yb:GdCa₄O(BO₃)₃)，Yb:BOYS (Yb:Sr₃Y(BO₃)₃) 等。

特点：在光谱性质上，这类晶体具有非常宽的发射谱，发射谱一直延展到 1150nm 处去^[61]，比之大多数 Yb^{3+} 掺杂晶体延展到 1100nm 附近，长波端延展更

远。这类晶体还具有一个很显著的特点，那就是自倍频的特性。在 Yb:GdCOB 和 Yb:YAB 晶体上，都实现了自倍频的输出^{[62][63]}。

6) 磷灰石类: Yb:S-FAP(Yb:Sr₅(PO₄)₃F), Yb:FAP(Ca₅(PO₄)₃F), Yb:SYS(Yb:SrY₄(SiO₄)₃O)等。

特点: 磷灰石晶体具有很宽的发射谱, 但是这类晶体存在解里面, 对晶体的加工要求较高。

7) 倍半氧化物类: Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃, Yb:Sc₂O₃ 等。

特点: 倍半氧化物跟石榴石型晶体一样, 属于立方晶系。这类晶体高热导率, 适合高功率运转, 但是这类晶体具有很高的熔点温度和相转变温度(例如: Y₂O₃ 熔点 2430 度, 相转变温度接近 2300 度), 这使得生长制备高光学质量和大尺寸的晶体比较困难。日本在制造激光陶瓷方面具有世界领先的优势, 日本的研究者们对倍半氧化物激光陶瓷产生超短激光进行了比较多的研究, 在 Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃ 激光陶瓷方面都实现了超短飞秒激光输出, 其中 Yb:Y₂O₃ 陶瓷获得了 188fs 的输出^[64], Yb:Lu₂O₃ 陶瓷获得了 357fs 的输出^[65], 在一块由 Yb:Sc₂O₃ 和 Yb:Y₂O₃ 两片陶瓷贴合在一起构成的复合增益介质中, 得到了 53fs 激光脉冲^[66]。

8) 氧化正硅酸盐类: Yb:LSO(Yb:Lu₂SiO₅), Yb:YSO(Yb:Y₂SiO₅), Yb:GSO(Yb:Gd₂SiO₅), Yb:SSO(Yb:Sc₂SiO₅), Yb:GYSO, Yb:LYSO, Yb:LGSO 等。

特点: 氧化正硅酸盐及其混晶也具有非常宽的发射谱, 连续激光运转时候, 波长调谐范围可以覆盖从 1000 到 1100nm 的范围^[67], 但是由于 Yb³⁺在晶体内部有两个不同的取代位置, 使得发射谱上存在较为复杂的多峰结构。另外, 氧化正硅酸盐晶体 ²F_{7/2} 能级的分裂较大, 例如在 Yb:GSO 晶体中的分裂值是 1067cm⁻¹^[68], 是目前已知的掺 Yb³⁺激光晶体中最大的分裂值。这对于准三能级运转特性的 Yb³⁺激光而言, 有利于减轻重吸收损耗, 降低激光运转的阈值, 实现高效率运转。

9) 氟化物类: Yb:CaF₂, Yb:SrF₂, Yb:YLiF₄, Yb:KYF₄ 等。

特点: Yb³⁺掺杂氟化物晶体也具有较宽的发射谱, 但是目前利用这类晶体得到的最短飞秒脉冲为 99fs^[69], 说明这类晶体在得到亚 100fs 超短脉冲方面并不很具有优势。

10) 其他: Yb:CALGO(Yb:CaAlGdO₄)等。

特点：利用 Yb:CALGO 晶体，已经得到了 47fs 的超短脉冲，这是目前 Yb³⁺ 掺杂晶体中产生的最短飞秒激光脉冲^[53]。Yb:CALGO 晶体具有宽且平滑的发射光谱，这非常有利于得到超短的飞秒脉冲。同时，这种晶体还具有较高热导率 $6.7\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ^[70]。

表 1.1 将到目前为止利用 Yb³⁺ 掺杂晶体开展的超短飞秒激光振荡器的研究成果做了一个总结，每种掺 Yb³⁺ 晶体例举的是目前已知获得的最短结果。

表 1.1 各种基于 Yb³⁺ 掺杂激光晶体的飞秒激光器

激光晶体	锁模方式	泵浦方式	泵浦波长	激光波长	脉冲宽度	输出功率	参考文献
Yb:YAG	SESAM	Ti:sapphire	940nm	1053nm	170fs	180mW	[57]
Yb:YGG	SESAM	LD	970nm	1045nm	245fs	570mW	[71]
Yb:YVO ₄	Kerr-Lens	LD	980nm	1050nm	61fs	54mW	[13]
Yb:LuVO ₄	SESAM	Ti:sapphire	985nm	1036nm	58fs	85mW	[72]
Yb:KGW	SESAM	LD	975nm	1037nm	100fs	126mW	[73]
Yb:KYW	Kerr-Lens	LD	940nm	1057nm	71fs	120mW	[60]
Yb:KLW	SESAM	Ti:sapphire	980nm	1046nm	81fs	70mW	[74]
Yb:NGW	SESAM	Ti:sapphire	974nm	1032nm	75fs	23mW	[75]
Yb:NYW	SESAM	Ti:sapphire	975nm	1035nm	53fs	91mW	[76]
Yb:NLW	SESAM	Ti:sapphire	974nm	1040nm	90fs	50mW	[77]
Yb:NYM	SESAM	Ti:sapphire	968nm	1026nm	91fs	20mW	[78]
Yb:YAB	SESAM	Ti:sapphire	975nm	1050nm	85fs	47mW	[79]
Yb:YCOB	SESAM	LD	976nm	1052nm	210fs	16mW	[80]
Yb:GdCOB	SESAM	LD	976nm	1045nm	90fs	40mW	[81]
Yb:BOYS	SESAM	LD	976nm	1062nm	69fs	80mW	[61]
Yb:SYS	SESAM	LD	979nm	1066nm	70fs	156mW	[82]
Yb:Lu ₂ O ₃	SESAM	Ti:sapphire	976nm	1034nm	220fs	266mW	[83]
Yb:Sc ₂ O ₃	SESAM	Ti:sapphire	976nm	1044nm	230fs	540mW	[84]
Yb:LSO	SESAM	LD	980nm	1059nm	260fs	2.6W	[85]
Yb:YSO	SESAM	LD	980	1041nm	122fs	410mW	[85]
Yb:GSO	SESAM	LD	974nm	1031nm	343fs	396mW	[86]
Yb:GYSO	SESAM	Ti:sapphire	970nm	1093nm	210fs	300mW	[87]
Yb:CaF ₂	SESAM	LD	980nm	1053nm	99fs	380mW	[69]
Yb:SrF ₂	SESAM	LD	980nm	1047nm	143fs	450mW	[88]
Yb:YLiF ₄	SESAM	LD	968nm	1028nm	196fs	54mW	[89]
Yb:KYF ₄	SESAM	LD	970nm	1033nm	170fs	130mW	[90]
Yb:CALGO	SESAM	LD	979nm	1050nm	47fs	38mW	[53]

1.4 光参量啁啾脉冲放大技术的研究进展

锁模激光器产生的超短脉冲虽然峰值功率相比连续激光器已经有了几个数量级的提高,但直接从锁模激光器获得的超短脉冲能量有限,对这些锁模脉冲直接进行放大又受制于晶体破坏阈值和各种非线性效应的限制,而一直徘徊不前。1985 年出现的啁啾脉冲放大 (Chirped Pulse Amplification, CPA) 技术^[91]为获取超高峰值功率的激光脉冲开创了一条新的道路,此后激光脉冲的峰值功率记录不断被打破,到目前为止,报道的最高记录是 1.5PW^[5]。

CPA 指的是在超短脉冲放大之前,先将其在时域上展宽成为啁啾脉冲,然后将啁啾脉冲放大,最后再将其压缩为非啁啾的超短脉冲,从而得到大脉冲能量和高峰值功率的激光脉冲。图 1.3 所示为啁啾脉冲放大系统的原理图。相比于压缩后的脉冲峰值功率,在放大过程中脉冲峰值功率要低得多,可以有效避免晶体破坏阈值和各种非线性效应的限制。

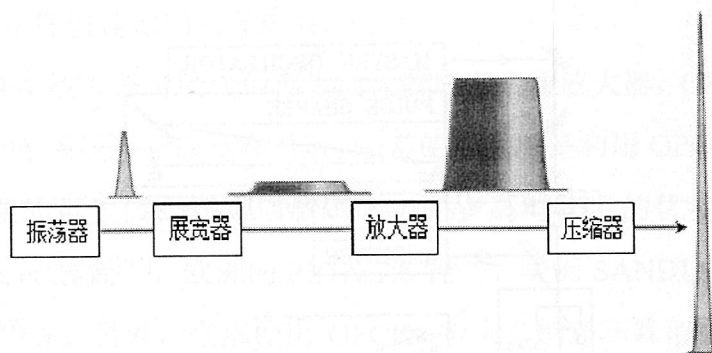


图 1.3 啁啾脉冲放大系统的原理图^[92]

在 CPA 系统的放大级中,人们首先提出了两种不同类型的放大器,再生放大器^[93]和多通放大器^[94]。再生放大器结构如图 1.4 所示。它是在激光谐振腔基础上加上一套激光脉冲的导入和导出装置(上图中普克尔盒(PC)和薄膜偏振片(TFP)构成的偏振时间开关装置)。低能量的种子激光脉冲被导入谐振腔内,经过多次往返后获得放大,然后再被导出谐振腔。

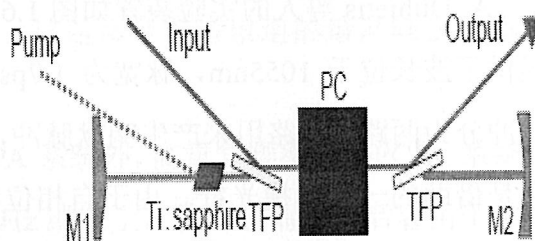


图 1.4 再生放大器结构示意图^[92]

多通放大器结构如图 1.5 所示。它指的是种子激光脉冲多次通过激光增益介

质，能量获得放大，但是并不构成谐振腔。多通放大时候，泵浦光和种子光在增益介质上的光斑尺寸都可以很大，所以很适合高能量脉冲的放大。

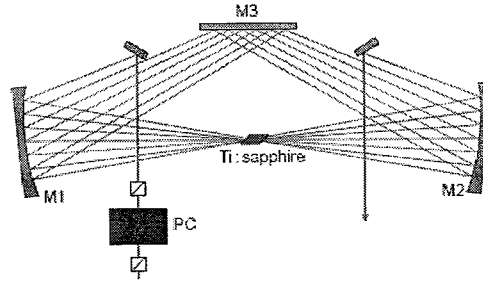


图 1.5 一种多通放大器结构示意图^[92]

无论是再生还是多通放大器，都是基于受激辐射的原理，也就是利用消耗激光增益介质的粒子数布居反转实现放大。1992 年，A. Dubietis 等人基于光学参量放大（Optical Parametric Amplification, OPA）的原理实现了一种对啁啾脉冲进行放大的新方法^[95]，后来人们给这种方法起了一个名字：光参量啁啾脉冲放大（Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, OPCPA）^[96]。

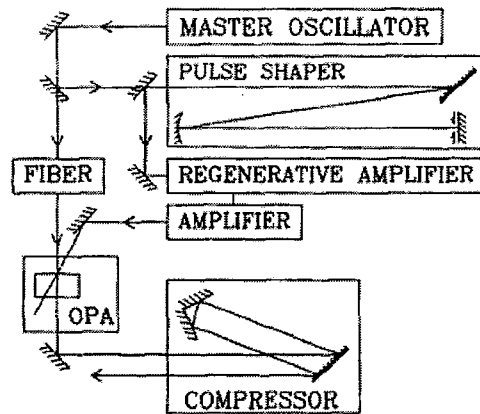


图 1.6 A. Dubietis 等人的 OPCPA 实验装置^[95]

A. Dubietis 等人的实验装置如图 1.6 所示。一台被动锁模的 Nd:Glass 激光器提供了波长位于 1055nm，脉宽为 1.7ps，谱宽为 27cm^{-1} 的脉冲。一块分束片将脉冲分为两路，一路用来产生啁啾脉冲，一路用来获取泵浦脉冲。啁啾脉冲的产生是借助的一根单模光纤。由于自相位调制（Self-Phase Modulation, SPM）和群速度色散（Group Velocity Dispersion, GVD），入射脉冲经过光纤后，被展成脉宽 5ps，谱宽 155cm^{-1} ，能量为 5nJ 的脉冲。用来获取泵浦脉冲的一路脉冲先经过光栅和反射镜的组成的展宽器，光谱被窄化到 $17\text{-}3.5\text{cm}^{-1}$ ，脉宽相应被展成 2.8-15ps（可以通过插入展宽器的窗口孔径大小来调节），然后注入到再生和多通

放大器中放大到 11mJ, 倍频后得到 3mJ 的 527nm 脉冲, 作为泵浦脉冲。经过聚焦的泵浦脉冲和啁啾信号脉冲以 2° 夹角入射到一块 8mm 厚的 BBO 晶体中, 仔细调节两路延时一致, 5nJ 的啁啾脉冲被放大到 100 μ J, 放大倍数 2×10^4 。放大后的啁啾脉冲谱宽 155cm $^{-1}$, 经过压缩后, 脉宽变为 70fs (sech 2 拟合), 对应的时间带宽积 0.325, 稍高于变换极限。

1997 年, I. N. Ross 等人明确提出了 OPCPA 的概念^[96], 分析了 OPCPA 的放大带宽, 增益倍数, 光束质量, 对比度等特性, 指出了其在产生超短超强激光脉冲方面的巨大前景。在产生超短超强激光方面, OPCPA 技术是一项极具竞争力的技术, 因为相比于 CPA 装置里面目前多采用的再生和多通放大技术, OPCPA 技术具有多项优势: 极宽的增益带宽; 极高的单通增益; 极低的热效应; 高的对比度等。OPCPA 技术在近年来获得了极大的发展, 不论是在获得周期量级的超短飞秒激光脉冲方面, 还是在获得 100TW 级别超强的激光脉冲方面, 而且也已经成为了建造 PW 级别激光装置所广泛采用的技术。OPCPA 技术已经显示了其强大的实力, 正在快速地向发展着。

由于 OPCPA 放大器可以代替再生放大器或者多通放大器, OPCPA 技术被用来对传统的 CPA 系统进行改造和升级。通常的做法就是利用 OPCPA 放大器代替 CPA 系统前端的再生放大器, 以利用 OPCPA 高对比度的优势, 例如日本的 GEKKO XII laser 装置^[97], 欧洲的 PETAL 装置^[98], 美国 SANDIA 国家实验室的 Z-Accelerator^[99]等。另外, 全部使用 OPCPA 放大器的超高峰值功率系统也已经建造了。2003 年, 上海光机所报道了峰值功率达到 16.7TW 的 OPCPA 系统^[100]。2005 年, 英国卢瑟福实验室就报道了峰值功率达到 300TW, 脉冲能量达到 35J 的 OPCPA 系统^[101], 2007 年, 俄国应用物理研究所报道了峰值功率达到 560TW, 脉冲能量达到 24J 的 OPCPA 系统^[102]。这是迄今见诸报道的最高峰值功率的 OPCPA 系统。

除了超短脉冲超高峰值功率的 OPCPA 系统外, 高重复频率的 OPCPA 系统也取得了很大进展, 高重复频率指的是 1kHz 或以上。相比于前者, 后者由于重复频率高, 脉冲的峰值功率相对低, 但平均输出功率较高。2008 年, S. Adachi 等人报道了 CEP(Carrier Envelope Phase)锁定, 重复频率 1Khz, 脉宽 5fs, 脉冲能量 2.7mJ 的 OPCPA 系统^[104]。2009 年, C. Erny 等人报道了重复频率 100kHz 的 OPCPA

系统。

由于 OPCPA 是基于参量放大的原理, 所以其波长扩展性很好。通过 OPCPA 技术来获取中红外波段的高能量超短激光脉冲也受到关注。2006 年, T. Fuji 等人报道了 $2.1\mu\text{m}$ 的 OPCPA 系统。宽带钛宝石振荡器输出的锁模脉冲在 PPLN 晶体中差频得到 $2.1\mu\text{m}$ 波段的信号光, 泵浦激光波长为 1053nm 。经过两级使用 PPLN 晶体的 OPCPA 放大, 然后再压缩, 得到了 20fs (三个光学周期), $80\mu\text{J}$ 的 $2.1\mu\text{m}$ 的脉冲^[106]。2009 年, J. Moses 等人也报道使用 OPCPA 技术获得了 $2.2\mu\text{m}$, 23fs , $220\mu\text{J}$ 的脉冲^[107]。同年, C. Emy 等人报道使用 OPCPA 技术, 获得了脉宽 92fs , 脉冲能量 $1\mu\text{J}$, 波长几乎覆盖 $3\sim 4\mu\text{m}$ 范围的脉冲^[105]。表 1.2 列举了到目前为止有关的 OPCPA 研究结果。

表 1.2 OPCPA 研究情况概览

入射信号		泵浦脉冲		同步方式	参量放大		重复频率	放大信号		参考文献
波长/nm	来源*1	波长/nm	来源*2		晶体	级数*3	Hz	脉宽*4	能量*5	
1055	Nd:Glass	527	Nd:G/SHG	光学	BBO	1	1.5	70fs	100uJ	[95]
1054	Ti:Sa.	527	Nd:G/SHG	电学	LBO,KDP	2	/	327fs	0.5J	[108]
1054	Ti:Sa.	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	3	10	310fs	31mJ	[109]
1064	Ti:Sa.	532	Ti:Sa./SHG	光学	LBO,KDP	3	/	155fs	900mJ	[110]
1053	Nd:Glass	532	Nd:YAG/SHG	电学	PPKTP	1	10	390fs	45uJ	[111]
1053	Nd:Glass	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	2	6	350fs	65mJ	[112]
1054	Nd:Glass	527	Nd:YLF/SHG	电学	LBO	2	5	470fs	5mJ	[113]
1053	Nd:Glass	532	Nd:YAG/SHG	电学	PPKTP	2	10	206fs	1.2mJ	[114]
1053	Nd:Glass	527	Nd:G/SHG	电学	LBO	3	5	430fs	250mJ	[115]
1050	Ti:Sa.	527	Nd:G/SHG	电学	LBO,KDP	3	/	85fs	35J	[116]
1053	Yb:Fiber	532	Nd:AYG/SHG	电学	BBO	2	10	525fs	6mJ	[117]
1030	Yb:YAG	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	3	10	230fs	6.5mJ	[118]
911	Cr:Forsterite	527	Nd:YLF/SHG	电学	DKDP	3	2	80fs	0.1J	[119]
911	Cr:Forsterite	527	Nd:YLF/SHG	电学	DKDP	4	/	45fs	14.5J	[120]
911	Cr:Forsterite	527	Nd:YLF/HG	电学	DKDP	4	/	43fs	38J	[102]
800	Ti:Sa.	532	Ti:Sa.+PCF/SHG	光学	BBO	1	10k	6fs	20uJ	[121]
800	Ti:Sa.	400	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	1	1k	17.3fs	85uJ	[122]
800	Ti:Sa.	532	Nd:YVO ₄ /SHG	电学	BBO	2	30	9.8fs	23mJ	[123]
850	Ti:Sa.	532	Nd:YVO ₄ /SHG	电学	BBO	3	1k	11.8fs	0.25mJ	[124]
800	Ti:Sa.	532	Nd:YVO ₄ /SHG	电学	BBO	4	20	10fs	8mJ	[125]
800	Ti:Sa.	527	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	1	1K	11.3fs	100uJ	[126]
800	Ti:Sa.	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	2	10	23.5fs	24mJ	[127]
810	Ti:Sa.	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	4	10	30fs	6mJ	[128]
800	Ti:Sa.	532	Nd:YVO ₄ /SHG	电学	BBO	3	30	7.6fs	30mJ	[129]
850	Ti:Sa.	532	Ti:Sa.+PCF/SHG	光学	BBO	3	10	10fs	110mJ	[130]
800	Ti:Sa.	400	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	2	5k	11fs	10uJ	[131]
800	Ti:Sa.	450	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	3	1k	6.4fs	1.5mJ	[132]
800	Ti:Sa.	450	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	3	1k	5.5fs	2.7mJ	[104]
800	Ti:Sa.	532	Nd:YAG/SHG	电学	BBO	3	10	19fs	3mJ	[133]
850	Ti:Sa.	532	Ti:Sa.+PCF/SHG	光学	BBO	2	10	7.7fs	130mJ	[134]
800	Ti:Sa.	515	Ti:Sa./SHG	光学	BBO	1	60k	6.9fs	20uJ	[135]
1235	Cr:Forsterite	532	Nd:YVO ₄ /SHG	电学	PPSLT	1	1k	360fs	1uJ	[136]
1580	Er:Fiber	1064	Nd:YAG	电学	PPSLT	1	1k	315fs	39.5uJ	[137]
1575	Er:Fiber	1064	Nd:VO ₄	电学	RTP,KTA	8	10	260fs	66mJ	[138]
1560	Er:Fiber	1053	Nd:YLF	电学	KTA	3	1k	160fs	380uJ	[139]
1560	Er:Fiber	1053	Nd:YLF	电学	KTA	3	1k	130fs	1mJ	[140]
2.1um	Ti:Sa./DFG	1053	Ti:Sa.	光学	PPLN,PPLT	2	1k	20fs	80uJ	[106]
2.2um	Ti:Sa./DFG	1047	Ti:Sa.	光学	PPLN,PPSLT	3	1k	23fs	220uJ	[107]
3.6um	Er:Fiber/DFG	1064	Nd:YVO4	电学	PPLN	2	100k	92fs	0.88uJ	[105]

*1: 指产生信号光波长的方法; *2: 指产生泵浦波长的方法, 不包括放大部分; *3: 指通过非线性晶体次数; *4: 指压缩后脉宽; *5: 指放大后, 但压缩前的脉冲能量。

1.5 本论文的研究背景和主要内容

超短脉冲的产生和放大技术,既具有很重要的研究意义,也具有很重要的应用价值,一直是激光技术领域的前沿和热点。锁模技术是获得超短激光脉冲的重要途径,而超短激光脉冲放大技术提升了激光脉冲的能量,极大的扩展了超短激光脉冲的应用范围。我们小组一直致力于超短激光的产生,放大等方面的研究。

本论文的研究首先集中在 LD 泵浦的全固态被动锁模激光上。在论文的第二章,将要介绍的是在两种 Nd^{3+} 掺杂的激光晶体上开展的准三能级锁模激光的研究。在论文的第三章,将要介绍的是在两种 Yb^{3+} 掺杂的激光晶体上开展的锁模激光的研究,因为 Yb^{3+} 掺杂的激光增益介质凭借着能够在 $1\mu\text{m}$ 附近产生亚 100fs 超短的激光脉冲成为固态激光研究领域的热点之一。

超强激光也是我们组的主要发展方向。本论文也因应开展了采用 OPCPA 作为飞秒激光脉冲前端放大系统的研究。利用实验室已经建造的钛宝石振荡器,展宽器和泵浦源等现有成熟条件,我们利用 OPCPA 技术将 0.4nJ 的钛宝石脉冲放大到了 4mJ。这将在第四章介绍。

激光增益介质的热效应问题是引起激光器性能降低的重要原因之一,在我们的锁模实验中,也会经常遭受各种热效应问题的困扰,为此,本论文也研究了有助于降低 Nd^{3+} 掺杂晶体激光热效应问题的直接泵浦技术。第五章介绍了使用钛宝石激光泵浦源开展的直接泵浦实验,获得高效输出,另外使用 LD 泵浦源开展了直接泵浦实验,在准三能级和四能级上分别获得了激光输出。

参考文献

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby”, *Nature* 187, 493 (1960)
- [2] http://www.irconnect.com/noc/press/pages/news_releases.html?d=161575
- [3] M.Y. Shverdin, D. R. Walker, D.D. Yavuz, G.Y. Yin, and S. E. Harris, “Generation of a Single-Cycle Optical Pulse”, *Phys.Rev.Lett.* 94, 033904 (2005)
- [4] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg, “Single-Cycle Nonlinear Optics”, *Science* 320, 1614 (2008)
- [5] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, “Petawatt laser pulses”, *Opt. Lett.* 24, 160 (1999)
- [6] V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, and K. Krushelnick, “Ultra-high intensity 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate”, *Opt. Express* 16, 2109 (2008)
- [7] L. E. Hargrove, R. L. Fork, M. A. Pollack, “Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation”, *Appl. Phys. Lett.* 5, 4 (1964)
- [8] A. J. De Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, “Self mode-locking of lasers with saturable absorbers”, *Appl. Phys. Lett.* 8, 174 (1966)
- [9] R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, “Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse modelocking”, *Appl. Phys. Lett.* 38, 617 (1981)
- [10] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, “60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.* 16, 42 (1991)
- [11] Ursula Keller, “Recent developments in compact ultrafast lasers”, *Nature* 424, 831 (2003)
- [12] M. Piché, “Beam reshaping and self-mode-locking in nonlinear laser resonators”, *Opt. Commun.* 86, 156 (1991).
- [13] A. A. Lagatsky, A. R. Sarmani, C. T. A. Brown, W. Sibbett, V. E. Kisel, A. G. Selivanov, I. A. Denisov, A. E. Troshin, K. V. Yumashev, and N. V. Kuleshov, V. N. Matrosov, T. A. Matrosova, and M. I. Kupchenko, “Yb³⁺-doped YVO₄ crystal for

- efficient Kerr-lens mode locking in solid-state lasers”, *Opt. Lett.* 30, 3234 (2005)
- [14] H.C. Liang, H.L. Chang, W.C. Huang, K.W. Su, Y.F. Chen, Y.T. Chen, “Self-mode-locked Nd:GdVO₄ laser with multi-GHz oscillations: manifestation of third-order nonlinearity”, *Appl. Phys. B* 97, 451 (2009)
- [15] Ursula Keller, and T. Heng Chiu, “Resonant Passive Mode-Locked Nd:YLF Laser”, *IEEE J. Quantum Elect.* 28, 1710 (1992)
- [16] Gibson A. F., Kimmitt M. F., and Norris B., “Generation of bandwidth-limited pulses from a TEA CO₂ laser using p-type germanium”, *Appl. Phys. Lett.* 24, 306 (1974)
- [17] Ippen E. P., Eichenberger D. J., and Dixon R. W., “Picosecond pulse generation by passive modelocking of diode lasers”, *Appl. Phys. Lett.* 37, 267 (1980)
- [18] I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek, D. H. Sutter, F. Morier-Genoud, G. Zhang and U. Keller, “Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.* 22, 1009 (1997)
- [19] G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, M. Moser, K. J. Weingarten and U. Keller, “Passively mode-locked high-power Nd:YAG lasers with multiple laser heads”, *Appl. Phys. B* 71, 19 (2000)
- [20] Brunner Felix, Innerhofer Edith, Marchese Sergio V, Südmeyer Thomas, Paschotta Rüdiger, Usami Takeshi, Ito Hiromasa, Kurimura Sunao, Kitamura Kenji, Arisholm Gunnar, Keller Ursula, “Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser”, *Opt. Lett.* 29, 1921 (2004)
- [21] Sze Y. Set, Hiroshi Yaguchi, Yuichi Tanaka, and Mark Jablonski, “Ultrafast Fiber Pulsed Lasers Incorporating Carbon Nanotubes”, *IEEE J Sel Top Quant.* 10, 137 (2004)
- [22] N. N. Il’ichev, E. D. Obraztsova, S.V. Garnov, and S. E. Mosaleva, “Nonlinear transmission of single wall-wall carbon nanotubes in heavy water at a wavelength of 1.54 μ m and self-mode locking in a Er³⁺: Glass laser obtained using a passive nanotube switch”, *Quantum Electron.* 34, 572 (2004)
- [23] T. R. Schibli, K. Minoshima, H. Kataura, E. Itoga, N. Minami, S. Kazaoui, K. Miyashita, M. Tokumoto, and Y. Sakakibara, “Ultrashort pulse-generation by

saturable absorber mirrors based on polymer-embedded carbon nanotubes”, *Opt. Express* 13, 8025 (2005)

[24] Andreas Schmidt, Simon Rivier, Günter Steinmeyer, Jong Hyuk Yim, Won Bae Cho, Soonil Lee, Fabian Rotermund, Maria C. Pujol, Xavier Mateos, Magdalena Aguiló, Francesc Díaz, Valentin Petrov, and Uwe Griebner, “Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber”, *Opt. Lett.* 33, 729 (2008)

[25] Won Bae Cho, Jong Hyuk Yim, Sun Young Choi, Soonil Lee, Uwe Griebner, Valentin Petrov, and Fabian Rotermund, “Mode-locked self-starting Cr:forsterite laser using a single-walled carbon nanotube saturable absorber”, *Opt. Lett.* 33, 2449 (2008)

[26] Won Bae Cho, Andreas Schmidt, Jong Hyuk Yim, Sun Young Choi, Soonil Lee, Fabian Rotermund, Uwe Griebner, Günter Steinmeyer, Valentin Petrov, Xavier Mateos, Maria C. Pujol, Joan J. Carvajal, Magdalena Aguiló, and Francesc Díaz, “Passive mode-locking of a Tm-doped bulk laser near 2 μ m using a carbon nanotube saturable absorber”, *Opt. Express* 17, 11007 (2009)

[27] Andreas Schmidt, Simon Rivier, Won Bae Cho, Jong Hyuk Yim, Sun Young Choi, Soonil Lee, Fabian Rotermund, Daniel Rytz, Günter Steinmeyer, Valentin Petrov, Uwe Griebner, “Sub-100 fs single-walled carbon nanotube saturable absorber mode-locked Yb-laser operation near 1 μ m”, *Opt. Express* 22, 220109 (2009)

[28] Han Zhang, Qiaoliang Bao, Dingyuan Tang, Luming Zhao, and Kianping Loh, “Large energy soliton erbium-doped fiber laser with a graphene-polymer composite mode locker”, *Appl. Phys. Lett.* 95, 141103 (2009)

[29] W. D. Tan, C. Y. Su, R. J. Knize, G. Q. Xie, L. J. Li, and D. Y. Tang, “Mode locking of ceramic Nd:yttrium aluminum garnet with grapheme as a saturable absorber”, *Appl. Phys. Lett.* 96, 031106 (2010)

[30-1] Tso Yee Fan, and Robert L. Byer, “Modeling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd: YAG Laser”, *IEEE J. Quantum Elect.* 23, 605 (1987)

[31] X.X. Zhang, P. Hong, B.H.T. Chai, in: *Advanced Solid-State Lasers*, Optical Society of America, Washington, DC, 1996, p. 428.

[32] S.G. P. Strohmaier, H. J. Eichler, C. Czeranowsky, B. Ileri, K. Petermann, and G .

- Huber, "Diode pumped Nd:GSAG and Nd:YGG laser at 942 and 935 nm", Opt. Commum. 275, 170 (2007)
- [33] Zhang C Y, Gao C Q, Zhang L, Wei Z Y and Zhang Z G, "Laser-diode pumped Nd:GGG laser at 938 nm", Chin Phy. Lett. 24, 440 (2007)
- [34] Qinan Li, Baohua Feng, Zhiyi Wei, Dongxiang Zhang, Dehua Li, Zhiguo Zhang, Huaijin Zhang, and Jiyang Wang, "Continuous wave 935 nm Nd:CNGG laser at watt-level power", Opt. Lett. 33, 261 (2008)
- [35] Jaque D, Garcia J A S, and Sole J G. "Continuous-wave laser oscillation at 929 nm from a Nd^{3+} -doped $\text{LiNbO}_3\text{:ZnO}$ nonlinear laser crystal: a powerful tool for blue laser light generation" Appl. Phys. Lett. 85, 19 (2004)
- [36] Chunyu Zhang, Ling Zhang, Zhiyi Wei, Chi Zhang, Yongbing Long, Zhiguo Zhang, Huaijin Zhang, Jiyang Wang. "Diode-pumped continuous-wave Nd:LuVO₄ laser operating at 916 nm" Opt. Lett. 31, 1435 (2006)
- [37] P. Zeller, P. Peuser, "Efficient, multiwatt, continuous-wave laser operation on the $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ transitions of Nd:YVO₄ and Nd:YAG", Opt. Lett. 25, 34 (2000)
- [38] Y. D. Zavartsev, A. I. Zagumennyi, F. Zerrouk, S.A. Kutovoi, V.A. Mikhailov, V.V. Podreshetnikov, A.A. Sirotkin and I.A. Shcherbakov. "Diode-pumped quasi-three-level 456-nm Nd:GdVO₄ laser", Quantum Electron 33, 651 (2003)
- [39] Aka G, Vivien D, Lupei V. "Site-selective 900 nm quasi-three-level laser emission in Nd-doped strontium lanthanum aluminate", Appl. Phys. Lett. 85, 2685 (2004)
- [40] Rui Zhou, Enbang Li, Haifeng Li, Peng Wang, and Jianquan Yao, "Continuous-wave, 15.2W diode-end-pumped Nd:YAG laser operating at 946 nm", Opt. Lett. 31, 1869 (2006)
- [41] Lu YF, Yin XD, Xia J, Wang RG, and Wang D, "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. 7, 25 (2010)
- [42] Jing Gao, Xin Yu, Fei Chen, Xudong Li, Renpeng Yan, Kun Zhang, Junhua Yu, and Yuezhu Wang, "12.0-W continuous-wave diode-end-pumped Nd:GdVO₄ laser with high brightness operating at 912-nm", Opt. Express 17, 3574 (2009)

- [43] Lu YF, Mang XH, Yao ZH, and Mang FD, “6.2-W deep blue light generation by intracavity frequency-doubled Nd:GdVO₄ using BiBO”, *Chin. Opt. Lett.* 5, 407 (2007)
- [44] Lu YF, Xia J, and Zhang XH, “Quasi-three-level Nd:LuVO₄ laser under diode pumping directly into the emitting level”, *Laser Phys. Lett.* 7, 120 (2010)
- [45] Zheng Quan, Yao Yi, Li Bin, Qu Dapeng, and Zhao Ling, “13.2 W laser-diode-pumped Nd:YVO₄ /LBO blue laser at 457 nm”, *J. Opt. Soc. Am. B* 26, 1238 (2009)
- [46] T. Kellner, F. Heine, G. Huber, C. Honninger, B. Braun, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, “Soliton mode-locked Nd:YAlO₃ laser at 930 nm”, *J. Opt. Soc. Am. B* 15, 1663 (1998)
- [47] A. Schlatter, L. Krainer, M. Golling, and R. Paschotta, D. Ebling, and U. Keller “Passively mode-locked 914-nm Nd:YVO₄ laser”, *Opt. Lett.* 30, 44 (2005)
- [48] P. Blandin, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, S. Lévêque-Fort and M. P. Fontaine-Aupart, “Diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at 914 nm”, *Opt. Lett.* 31, 214 (2006)
- [49] Changwen Xu, Zhiyi Wei, Kunna He, Dehua Li, Yongdong Zhang, and Zhiguo Zhang, “Diode-pumped passively mode-locked NdGdVO₄ laser at 912 nm”, *Opt. Commun.* 281, 4398 (2008)
- [50] HE Kun-Na, WEI Zhi-Yi, XU Chang-Wen, LI De-Hua, ZHANG Zhi-Guo, ZHANG Huai-Jin, WANG Ji-Yang, GAO Chun-Qing, “Passively Mode-Locked Quasi-Three-Level Nd:LuVO₄ Laser with Semiconductor Saturable Absorber Mirror”, *Chin. Phys. Lett.* 25, 4286 (2008)
- [51] Changwen Xu, Zhiyi Wei, Yongdong Zhang, Dehua Li, Zhiguo Zhang, X. Wang, S. Wang, H. J. Eichler, Chunyu Zhang, and Chunqing Gao, “Diode-pumped passively mode-locked Nd:GSAG laser at 942 nm”, *Opt. Lett.* 34, 2324 (2009)
- [52] T. Südmeyer, S. V. Marchese, S. Hashimoto, C. R. E. Baer, G. Gingras, B. Witzel and U. Keller, “Femtosecond laser oscillators for high-field science”, *Nat. Photonics* 2, 599 (2008)
- [53] Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. Lucas Leclin, F. Druon, P. Georges, J.

- Petit, P. Goldner, and B. Viana, "47-fs diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$ laser", *Opt. Lett.* 31, 119 (2006)
- [54] A. Giesen and J. Speiser, "Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws." *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 13, 598 (2007)
- [55] A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, and R. Moncorgé, "High-power tunable diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ laser", *Opt. Lett.* 29, 1879 (2004)
- [56] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber and U. Keller, "Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers." *Appl. Phys. B* 69 3 (1999)
- [57] Binbin Zhou, Zhiyi Wei, Dehua Li, Hao Teng, and Gilbert L. Bourdet, "Numerical and experimental investigation of a continuous-wave and passively mode-locked Yb:YAG laser at a wavelength of $1.05\ \mu\text{m}$ ", *Appl. Optics* 48, 5978 (2009)
- [58] E. C. Honea, R. J. Beach, S. C. Mitchell, J. A. Skidmore, M. A. Emanuel, S. B. Sutton, S. A. Payne, P. V. Avizonis, R. S. Monroe and D. G. Harris, "High-power dual-rod Yb:YAG laser." *Opt. Lett.* 25, 805 (2000)
- [59] Mali Gong, Fuyuan Lu, Qiang Liu, Wupeng Gong, and Chen Li, "Efficient corner-pumped Yb:YAG/YAG composite slab laser", *Appl. Optics* 45, 3806 (2006)
- [60] H. Liu, J. Nees, and G. Mourou, "Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser", *Opt. Lett.* 26, 1723 (2001)
- [61] F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, S. Mohr, and D. Kopf, "Diode-pumped Yb:Sr₃Y(BO₃)₃ femtosecond laser", *Opt. Lett.* 27, 197 (2002)
- [62] F. Mougél, K. Dardenne, G. Aka, A. Kahn-Harari, and D. Vivien, "Ytterbium-doped $\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$: an efficient infrared laser and self-frequency doubling crystal", *J. Opt. Soc. Am. B* 16, 164 (1999)
- [63] Peters Dekker, Judith M. Dawes, James A. Piper, Yaogang Liu, and Jiyang Wang, "1.1W CW self-frequency-doubled diode-pumped Yb:YAl₃(BO₄)₂", *Opt. Commun.*

195, 431 (2001)

[64] Masaki Tokurakawa, Kazunori Takaichi, Akira Shirakawa, Ken-ichi Ueda, Hideki Yagi, Takagimi Yanagitani, Alexander A. Kaminskii, “Diode-pumped 188 fs mode-locked $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ ceramic laser”, Appl. Phys. Lett. 90,071101 (2007)

[65] M. Tokurakawa, K. Takaichi, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, S. Hosokawa, T. Yanagitani, and A. A. Kaminskii, “Diode-pumped mode-locked $\text{Yb}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ ceramic laser”, Opt. Express 14, 12832 (2006)

[66] Masaki Tokurakawa¹, Akira Shirakawa, Ken-ichi Ueda, Hideki Yagi, Meichin Noriyuki, Takagimi Yanagitani, and Alexander A. Kaminskii, “Diode-pumped ultrashort-pulse generation based on $\text{Yb}^{3+}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ and $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ ceramic multi-gain-media oscillator”, Opt. Express 17, 3353 (2009)

[67] M. jacquemet, F. balembois, S. ch’enaïs, F. druon, P. georges, R. gaum’e, and B. ferrand, “First diode-pumped Yb-doped solid-state laser continuously tunable between 1000 and 1010 nm”, Appl. Phys. B 78, 13 (2004)

[68] Chengfeng Yan, Guangjun Zhao, Liangbi Su, Xiaodong Xu, Lianhan Zhang, and Jun Xu, “Growth and spectroscopic characteristics of Yb:GSO single crystal”, J. Phys.: Condens. Matter 18, 1325 (2006)

[69] F. Friebe, F. Druon, J. Boudeile, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Cassagne, and G. Boudebs, “Diode-pumped 99 fs Yb:CaF₂ oscillator”, Opt. Lett. 34, 1474 (2009)

[70] Johan Petit, Philippe Goldner, and Bruno Viana, “Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄”, Opt. Lett. 30, 1345 (2005)

[71] Yongdong Zhang, Zhiyi Wei, Binbin Zhou, Changwen Xu, Yuwan Zou Dehua Li, Zhiguo Zhang, Huaijin Zhang, Jiyang Wang, Haohai Yu, Kui Wu, Bin Yao, and Junli Wang, “Diode-pumped passively mode-locked Yb:Y₃Ga₅O₁₂ laser”, Opt. Lett. 34, 3316 (2009)

[72] Simon Rivier, Xavier Mateos, Junhai Liu, Valentin Petrov, Uwe Griebner, Martin Zorn, Markus Weyers, Huaijin Zhang, Jiyang Wang, and Minhua Jiang, “Passively mode-locked Yb:LuVO₄ oscillator”, Opt. Express 14, 11668 (2006)

[73] G. paunescu, J. hein, and R. sauerbrey, “100-fs diode-pumped Yb:KGW

- mode-locked laser”, Appl. Phys. B 79, 555 (2004)
- [74] U. Griebner, S. Rivier, V. Petrov, M. Zorn, G. Erbert, M. Weyers, X. Mateos, M. Aguiló, J. Massons, and F. Díaz, “Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ oscillators”, Opt. Express 13, 3465 (2005)
- [75] S. Rivier, M. Rico, U. Griebner, V. Petrov, M. D. Serrano, F. Esteban-Betegon, C. Cascales, C. Zaldo, M. Zorn, M. Weyers, “Sub-80fs pulses from a mode-locked Yb:NaGd(WO₄)₂ laser”, 2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe
- [76] Alberto García-Cortés, José M. Cano-Torres, María Dolores Serrano, Concepción Cascales, Carlos Zaldo, Simon Rivier, Xavier Mateos, Uwe Griebner, and Valentin Petrov, “Spectroscopy and Lasing of Yb-Doped NaY(WO₄)₂: Tunable and Femtosecond Mode-Locked Laser Operation”, IEEE J Quantum Elect. 43, 758 (2007)
- [77] A. García-Cortés, J. M. Cano-Torres, X. Han, C. Cascales, C. Zaldo, X. Mateos, S. Rivier, U. Griebner, V. Petrov, and F. J. Valle, “Tunable continuous wave and femtosecond mode-locked Yb³⁺ laser operation in NaLu(WO₄)₂” J. Appl. Phys. 101, 163110 (2007)
- [78] Andreas Schmidt, Simon Rivier, Valentin Petrov, Uwe Griebner, Xiumei Han, José María Cano-Torres, Alberto García-Cortés, María Dolores Serrano, Concepción Cascales, and Carlos Zaldo, “Continuous-wave tunable and femtosecond modelocked laser operation of Yb:NaY(MoO₄)₂”, J. Opt. Soc. Am. B 25, 1341 (2008)
- [79] S. Rivier, U. Griebner, V. Petrov, H. Zhang, J. Li, J. Wang, and J. Liu, “Sub-90 fs pulses from a passively mode-locked Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser”, Appl. Phys. B 93, 753 (2008)
- [80] G.J. Valentine, A.J. Kemp, D.J.L. Birkin, D. Burns, F. Balembois, P. Georges, H. Bernas, A. Aron, G. Aka, W. Sibbett, A. Brun, M.D. Dawson and E. Bente, “Femtosecond Yb:YCOB laser pumped by narrow-stripe laser diode and passively modelocked using ion implanted saturable-absorber mirror”, Electron. Lett. 36, 1621 (2000)
- [81] F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Courjaud, C. Hönninger, F. Salin, A. Aron, F. Mougél, G. Aka, and D. Vivien, “Generation of 90-fs pulses from a

- mode-locked diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{Ca}_4\text{GdO}(\text{BO}_3)_3$ laser”, *Opt. Lett.* 25, 423 (2000)
- [82] Frédéric Druon, François Balembois, and Patrick Georges, “Ultra-short-pulsed and highly-efficient diode pumped Yb:SYS mode-locked oscillators”, *Opt. Express* 12, 5005 (2004)
- [83] U. Griebner, V. Petrov, K. Petermann, and V. Peters, “Passively mode-locked Yb:Lu₂O₃ laser”, *Opt. Express* 12, 3125 (2004)
- [84] Peter Klopp, Valentin Petrov, Uwe Griebner, Klaus Petermann, Volker Peters, and Götz Erbert, “Highly efficient mode-locked Yb:Sc₂O₃ laser”, *Opt. Lett.* 29, 391 (2004)
- [85] F. Thibault, D. Pelenc, F. Druon, Y. Zaouter, M. Jacquemet, and P. Georges, “Efficient diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ and $\text{Yb}^{3+}:\text{Lu}_2\text{SiO}_5$ high-power femtosecond laser operation”, *Opt. Lett.* 31, 1555 (2006)
- [86] Wenxue Li, Qiang Hao, Hui Zhai, Heping Zeng, Wei Lu, Guangjun Zhao, Lihe Zheng, Liangbi Su, and Jun Xu, “Diode-pumped Yb:GSO femtosecond laser”, *Opt. Express* 15, 2354 (2007)
- [87] Binbin Zhou, Zhiyi Wei, Yongdong Zhang, Xin Zhong, Hao Teng, Lihe Zheng, Liangbi Su, and Jun Xu, “Generation of 210 fs laser pulses at 1093 nm by a self-starting mode-locked Yb:GYSO laser”, *Opt. Lett.* 34, 31 (2009)
- [88] F. Druon, D. N. Papadopoulos, J. Boudeile, M. Hanna, P. Georges, A. Benayad, P. Camy, J. L. Doualan, V. Ménard, and R. Moncorgé, “Mode-locked operation of a diode-pumped femtosecond Yb:SrF₂ laser”, *Opt. Lett.* 34, 2354 (2009)
- [89] N. Coluccelli, G. Galzerano, L. Bonelli, A. Di Lieto, M. Tonelli, and P. Laporta, “Diode-pumped passively mode-locked Yb:YLF laser”, *Opt. Express* 16, 2922 (2008)
- [90] Nicola Coluccelli, Gianluca Galzerano, Mauro Tonelli, Paolo Laporta, and Orazio Svelto, “Diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{KYF}_4$ femtosecond laser”, *Opt. Lett.* 33, 1141 (2008)
- [91] Donna STRICKLAND and Gerard MOUROU, “COMPRESSION OF AMPLIFIED CHIRPED OPTICAL PULSES”, *Opt. Commun.* 56, 219 (1985)
- [92] 赵环, “超短激光脉冲新型预放大技术及主动同步的研究” 北京: 中国科学

院物理研究所, 2008 年

- [93] J. V. Rudd, G. Korn, S. Kane, Jeff Squier, and Geard Mourou, "Chirped-pulse amplification of 55-fs pulses at a 1-kHz repetition rate in a $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ regenerative amplifier", *Opt. Lett.* 18, 2044 (1993)
- [94] Jianping Zhou, Chung-Po Huang, Chengyu Shi, Margaret M. Murnane, and Henry C. Kapteyn, "Generation of 21-fs millijoule-energy pulses by use of Ti:sapphire ", *Opt. Lett.* 19, 126 (1994)
- [95] A. Dubietis, G. Jonušas and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal", *Opt. Commun.* 88, 437 (1992)
- [96] I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley, and J.L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers", *Opt. Commun.* 144, 125 (1997)
- [97] Yoneyoshi Kitagawa, Hisanori Fujita, Ryosuke Kodama, Hidetsugu Yoshida, Satoshi Matsuo, Takahisa Jitsuno, Tetsuji Kawasaki, Hisao Kitamura, Tadashi Kanabe, Shuji Sakabe, Keisuke Shigemori, Noriaki Miyanaga, and Yasukazu Izawa, "Prepulse-Free Petawatt Laser for a Fast Ignitor", *IEEE J. Quantum Elect.* 40, 281 (2004)
- [98] Emmanuel Hugonnot, Gérard Deschaseaux, Olivier Hartmann, and Hervé Coïc, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification", *Appl. Optics* 46, 8181 (2007)
- [99] Jens Schwarz, Patrick Rambo, Matthias Geissel, Mark Kimmel, Erik Brambrink, Briggs Atherton, and Jack Glassman, "A hybrid OPCPA/ $\text{Nd:phosphate glass}$ multi-terawatt laser system for seeding of a petawatt laser", *Opt. Commun.* 281, 4984 (2008)
- [100] Y. X. Leng, Z. Z. Xu, X. D. Yang, H. H. Lu, L. H. Lin, Z. Q. Zhang, S. Q. Jin, J. H. Peng, W. Q. Zhang, D. J. Yin, B. Tang, and R. X. Li, "16.7-TW laser system based on optical parametric chirped pulse amplification," presented at the Conf. Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, 2003.
- [101] O.Chekhlov, J.L.Collier, I.N.Ross, P.Bates, M.Notley, W. Shaikh, C.N.Danson,

D. Neely, P. Matousek, and S. Hancock, "Recent Progress Towards a Petawatt Power Using Optical Parametric Chirped Pulse Amplification" presented at the 2005 Quantum Electronics and Laser Science Conference

[102] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, "Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals", *Laser Phys. Lett.* 4, 421 (2007)

[104] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka, and S. Watanabe, "5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz", *Opt. Express* 16, 14341 (2008)

[105] C. Erny, C. Heese, M. Haag, L. Gallmann, and U. Keller, "High-repetition-rate optical parametric chirped-pulse amplifier producing 1- μ J, sub-100-fs pulses in the mid-infrared", *Opt. Express* 17, 1340 (2009)

[106] T. Fuji, N. Ishii, C. Y. Teisset, X. Gu, Th. Metzger, A. Baltuška, N. Forget, D. Kaplan, A. Galvanauskas, and F. Krausz, "Parametric amplification of few-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2.1 μ m", *Opt. Lett.* 31, 1103 (2006)

[107] J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong, O. D. Mücke, E. L. Falcão-Filho, A. Benedick, F. Ö. Ilday, A. Dergachev, J. A. Bolger, B. J. Eggleton, and F. X. Kärtner, "Highly stable ultrabroadband mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression", *Opt. Lett.* 34, 1639 (2009)

[108] Ian N. Ross, John L. Collier, Pavel Matousek, Colin N. Danson, David Neely, Ric M. Allott, Dave A. Pepler, Cristina Hernandez-Gomez, and Karoly Osvay, "Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification", *Appl. Optics* 39, 2422 (2000)

[109] Igor Jovanovic, Brian J. Comaskey, Christopher A. Ebbers, Randal A. Bonner, Deanna M. Pennington, and Edward C. Morse, "Optical parametric chirped-pulse amplifier as an alternative to Ti:sapphire regenerative amplifiers", *Appl. Optics* 41, 2923 (2002)

[110] Xiaodong Yang, Zhi-zhan Xu, Yu-xin Leng, Hai-he Lu, Li-huang Lin,

- Zheng-quan Zhang, Ru-xin Li, Wen-qi Zhang, Ding-jun Yin, and Bing Tang, "Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification", *Opt. Lett.* 27, 1135 (2002)
- [111] Igor Jovanovic, Jason R. Schmidt, and Christopher A. Ebbers, "Optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled KTiOPO₄ at 1053 nm", *Appl. Phys. Lett.* 83, 4125 (2003)
- [112] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, "High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal", *Opt. Lett.* 28, 257 (2003)
- [113] L. J. Waxer, V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel, "High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses", *Opt. Lett.* 28, 1245 (2003)
- [114] Igor Jovanovic, Curtis G. Brown, Christopher A. Ebbers, C. P. J. Barty, Nicolas Forget and Catherine Le Blanc, "Generation of high-contrast millijoule pulses by optical parametric chirped-pulse amplification in periodically poled KTiOPO₄", *Opt. Lett.* 30, 1036 (2005)
- [115] Vincent Bagnoud, Ildar A. Begishev, Mark J. Guardalben, Jason Puth, and Jonathan D. Zuegel, "5 Hz, 250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm", *Opt. Lett.* 30, 1843 (2005)
- [116] O. V. Chekhlov, J. L. Collier, I. N. Ross, P. K. Bates, M. Notley, C. Hernandez-Gomez, W. Shaikh, C. N. Danson, D. Neely, P. Matousek, and S. Hancock, "35 J broadband femtosecond optical parametric chirped pulse amplification system", *Opt. Lett.* 31, 3665 (2006)
- [117] Hongying Wang, Hongjun Liu, Xiaoli Li, and Wei Zhao, "Non-collinear CPOPA seeded by an Yb³⁺-doped self-starting passive mode-locked fiber laser", *Opt. Express* 15, 4493 (2007)
- [118] M. Suzuki, H. Kiriya, I. Daito, H. Okada, Y. Nakai, S. Orimo, M. Sato, Y. Tamaoki, T. Yoshii, J. Maeda, S. Matsuoka, H. Kan, P.R. Bolton, H. Daido, and S. Kawanishi, "Multi-millijoule, nonlinear preamplifier for high intensity femtosecond Yb:YAG chirped-pulse amplification lasers at 1030 nm", *Appl. Phys. B*, 97, 379

(2009)

[119] N. F. Andreev, V. I. Bespalov, V. I. Bredikhin, S. G. Garanin, V. N. Ginzburg, K. L. Dvorkin, E. V. Katin, A. I. Korytin, V. V. Lozhkarev, O. V. Palashov, N. N. Rukavishnikov, A. M. Sergeev, S. A. Sukharev, G. I. Freĭdman, E. A. Khazanov, and I. V. Yakovlev, “New Scheme of a Petawatt Laser Based on Nondegenerate Parametric Amplification of Chirped Pulses in DKDP Crystals”, JETP Lett. 79, 144

(2004)

[120] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin and I. V. Yakovlev, “200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification”, Opt. Express 14, 446

(2006)

[121] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov, and F. Krausz, “Soliton-based pump–seed synchronization for few-cycle OPCPA”, Opt. Express 13, 6550 (2005)

[122] C. P. Hauri, P. Schlup, G. Arisholm, J. Biegert, and U. Keller, “Phase-preserving chirped-pulse optical parametric amplification to 17.3 fs directly from a Ti:sapphire oscillator”, Opt. Lett. 29, 1369 (2004)

[123] S. Witte, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, “Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification”, Opt. Express 13, 4903 (2005)

[124] R. Th. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, “High-power parametric amplification of 11.8-fs laser pulses with carrier-envelope phase control”, Opt. Lett. 30, 78 (2005)

[125] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuška, R. Butkus, G. Veitas, V. milgevicius, R. Danielius, and A. Piskarskas, “Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses”, Opt. Lett. 30, 567 (2005)

[126] Nobuhisa Ishii, Catherine Y. Teisset, Takao Fuji, Stefan Köhler, Karl Schmid, Laszlo Veisz, Andrius Baltuška, and Ferenc Krausz, “Seeding of an Eleven Femtosecond Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier and Its Nd³⁺ Picosecond

- Pump Laser From a Single Broadband Ti:Sapphire Oscillator”, IEEE J. Sel. Top. Quant. 12, 173 (2006)
- [127] Hiromitsu Kiriya, Norihiro Inoue, Yutaka Akahane, and Koichi Yamakawa, “Prepulse-free, multi-terawatt, sub-30-fs laser system”, Opt. Express 14, 438 (2006)
- [128] Yuriy Stepanenko, and Czesław Radzewicz, “Multipass non-collinear optical parametric amplifier for femtosecond pulses”, Opt. Express 14, 779 (2006)
- [129] S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs and K. S. E. Eikema, “A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification”, Opt. Express 14, 8168 (2006)
- [130] Franz Tavella, Andrius Marcinkevicius, and Ferenc Krausz, “90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses”, Opt. Express 14, 12822 (2006)
- [131] x. zhou, h. lee, t. kanai, s. adachi, and s. watanabe, “An 11-fs, 5-kHz optical parametric/Ti:sapphire hybrid chirped pulse amplification system”, Appl. Phys. B 89, 559 (2007)
- [132] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, and S. Watanabe, “1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz”, Opt. Lett. 32, 2487 (2007)
- [133] Hiromitsu Kiriya, Michiaki Mori, Yoshiki Nakai, Takuya Shimomura, Manabu Tanoue, Atushi Akutsu, Shuji Kondo, Shuhei Kanazawa, Hajime Okada, Tomohiro Motomura, Hiroyuki Daido, Toyooki Kimura, and Toshiki Tajima, “High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in a Ti:sapphire laser system”, Opt. Lett. 33, 645 (2008)
- [134] Daniel Herrmann, Laszlo Veisz, Raphael Tautz, Franz Tavella, Karl Schmid, Vladimir Pervak, and Ferenc Krausz, “Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification”, Opt. Lett. 34, 2459 (2009)
- [135] F. Tavella, A. Willner, J. Rothhardt, S. Hadrach, E. Seise, S. Dusterer, T. Tschentscher, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, A. Tunnermann, and J. Rossbach, “Fiber-amplifier pumped high average power few-cycle pulse non-collinear OPCPA”, Opt. Express 18, 4689 (2010)

- [136] f. rotermund, c.j. yoon, k. kim, h. lim, s. kurimura, and k. kitamura, “Optical parametric chirped pulse amplification of Cr:forsterite laser pulses in periodically poled stoichiometric LiTaO₃ at 1 kHz”, Appl. Phys. B 85, 17 (2006)
- [137] Fabian Rotermund, Chang Jun Yoon, Valentin Petrov, Frank Noack, Sunao Kurimura, Nan-Ei Yu, and Kenji Kitamura, “Application of periodically poled stoichiometric LiTaO₃ for efficient optical parametric chirped pulse amplification at 1 kHz”, Opt. Express 12, 6421 (2004)
- [138] J. V. Rudd, R. J. Law, T. S. Luk, and S. M. Cameron, “High-power optical parametric chirped-pulse amplifier system with a 1.55 μm signal and a 1.064 μm pump”, Opt. Lett. 30, 1974 (2005)
- [139] D. Kraemer, R. Hua, M. L. Cowan, K. Franjic, and R. J. Dwayne Miller, “Ultrafast noncollinear optical parametric chirped pulse amplification in KTiOAsO₄”, Opt. Lett. 31, 981 (2006)
- [140] Darren Kraemer, Michael L. Cowan, Renzhong Hua, Kresimir Franjic, and R. J. Dwayne Miller, “High-power femtosecond infrared laser source based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification”, J. Opt. Soc. Am. B 24, 813 (2007)

第二章 准三能级被动锁模 Nd:GdVO₄ 和 Nd:GSAG 激光的研究

本章介绍我们采用 808nm 光纤耦合输出 LD 作为泵浦源,对两种 Nd³⁺掺杂的激光晶体 Nd:GdVO₄ 和 Nd:GSAG (Nd:Gd₃Sc₂Al₃O₁₂) 开展的准三能级被动锁模激光的研究。第一节介绍 Nd³⁺准三能级运转特性。在我们的实验中,目前只用到 SEASM 作为锁模元件,所以第二小节介绍 SEASM 相关的参数和理论上实现连续锁模要满足的条件。接下来的第三小节和第四小节分别介绍 Nd:GdVO₄ 和 Nd:GSAG 准三能级被动锁模激光的实验研究。

2.1 Nd³⁺掺杂晶体准三能级激光运转特性

1987 年, Fan 等人使用速率方程的方法推导了 Nd³⁺准三能级激光阈值和损耗特性^[1], 1988 年, Risk 又对准三能级激光从理论上做了更为全面细致的推导和数值计算^[2], 这些结果有助于理解准三能级激光的阈值, 损耗等激光运转特性。图 2.1 是晶体内部泵浦光和激光模式示意图, 图 2.2 是简化的 Nd³⁺能级示意图。

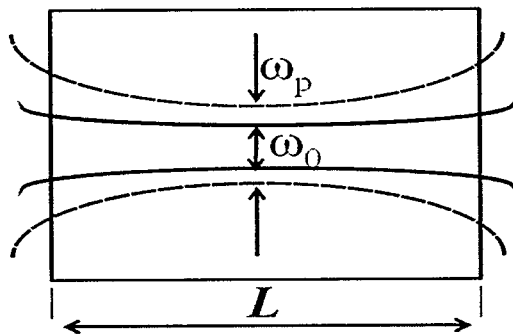


图 2.1 晶体内部泵浦光和激光模式示意图

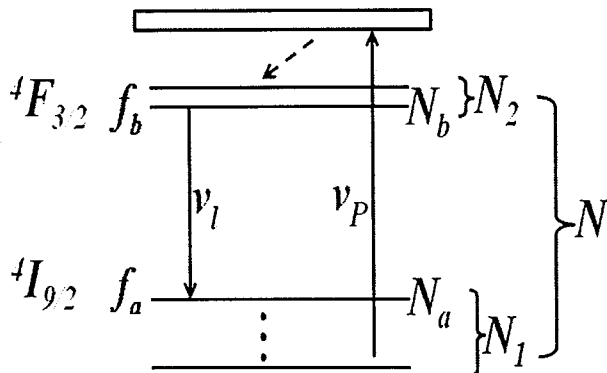


图 2.2 准三能级运转的 Nd³⁺能级和布居示意图

总粒子数为 N ，常温下热平衡时候， $^4\text{I}_{9/2}$ 和 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级的布居数为 N_1^0 和 N_2^0 ($N_1^0 \gg N_2^0$ ，总粒子数 $N = N_1^0 + N_2^0 \approx N_1^0$)，激光运转时候， $^4\text{I}_{9/2}$ 和 $^4\text{F}_{3/2}$ 能级的布居数为 N_1 和 N_2 (假设运转时，依然有 $N_1 \gg N_2$ ， $N = N_1 + N_2 \approx N_1$)。 f_a 和 f_b 是激光上下能级依据波尔兹曼分布分别占 $^4\text{F}_{3/2}$ 和 $^4\text{I}_{9/2}$ 能级的布居比例，所以激光上能级的粒子数为 $N_b = N_2 \times f_b$ ，下能级粒子数为 $N_a = N_1 \times f_a$ 。泵浦光频率为 ν_p ，泵浦效率为 η_p ，激光上能级寿命为 τ ，激光发射截面为 σ ，激光和泵浦光均沿腔轴对称分布，均为 TEM_{00} 模，且均为高斯分布，半径分别为 ω_0 和 ω_p ，忽略工作物质的散射损耗外谐振腔的总损耗为 δ ，晶体长度为 L ，泵浦光单次通过晶体。在这些假设条件下，使用速率方程的方法，可以推导得出激光起振的阈值条件^[1]：

$$P_{th}^{ab} = \frac{\pi h \nu_p}{2(f_a + f_b)\eta_p \tau} \left(\omega_0^2 + \omega_p^2 \right) \left(\frac{\delta}{2\sigma} + N_a^0 L \right) \quad (2.1)$$

$$P_{th} = P_{th}^{ab} / [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (2.2)$$

这里的 P_{th}^{ab} 指代吸收的泵浦光功率，而 P_{th} 指代入射泵浦功率，由(2.1)可以见到，激光下能级存在的粒子布居 f_a 使得激光的运转阈值提高。假若有 $(\omega_0 / \omega_p)^2$ 为整数，还可以进一步得到腔内损耗的解析表达式：

$$\delta_{total} = \left[\delta - \frac{\Delta N^0 L \sigma I_{sat}}{I} \ln \left(1 + \frac{2I}{I_{sat}} \right) \right] \quad (2.3)$$

$$\text{若定义} \quad \delta_s = -\frac{\Delta N^0 L \sigma I_{sat}}{I} \ln \left(1 + \frac{2I}{I_{sat}} \right) \quad (2.4)$$

$$\text{就有} \quad \delta_{total} = \delta + \delta_s$$

这里的 $\Delta N = N_b - N_a$ ， ΔN^0 指代热平衡下的布局反转，而 $I_{sat} = h\nu_l / (f_b + f_a)\sigma\tau$ ，被定义成饱和光强， I 指代腔内光强。显然，对于四能级激光， $\Delta N^0 = 0$ ，所以不存在重吸收引起的损耗，但是对于准三能级，重吸收可以看成是引入了损耗。而激光的斜效率 $\eta_{slope} \propto T / \delta + \delta_s$ ，所以，准三能级激光的斜效率会低于四能级激光。不过， δ_s 会随着腔内功率的增强而降低，所以，对于Nd³⁺准三能级激光，采用高

的泵浦强度以提升腔内功率，可以降低准三能级吸收带来的损耗。另外，当 $\delta \gg \delta_s$ 时候，也就相当于四能级激光了。

2.2 SEASM的主要参数和实现稳定连续锁模的条件

2.2.1 SEASM的主要参数

SEASM 各项设计参数灵活可变，所以使得 SEASM 的适应范围很广，成为当前固态激光器除钛宝石自锁模以外实现锁模的首选器件。图 2.3 是 SEASM 的结构示意图和反射率相对于入射脉冲通量的关系。

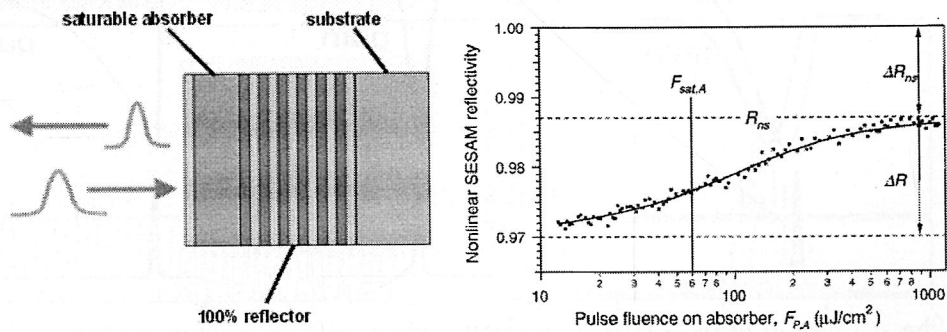


图 2.3 SEASM 结构示意图^[4]和非线性反射率示意图^[5]

SEASM 主要参数包括饱和通量 $F_{sat,A}$ ，调制深度 ΔR ，非饱和损耗 ΔR_{ns} 和恢复时间 τ_A 。随着脉冲通量的增加，SEASM 的反射率逐渐升高并且趋向饱和。饱和时候反射率和低通量入射时候反射率的差值，就是调制深度 ΔR 。事实上，完全饱和时候的反射率不能达到 100%，因为存在着由于缺陷和杂质吸收，表面散射，底层反射率不足 100%引起的损耗，这部分损耗称之为非饱和损耗 ΔR_{ns} 。饱和通量的定义式为： $F_{sat,A} = h\nu / \sigma_A$ ，其中 $h\nu$ 指的是入射光子能量，而 σ_A 指的是 SEASM 吸收体内的载流子的吸收截面。饱和体的恢复可由一个双指数函数来描述，因为它的恢复包括两部分。在 SEASM 饱和后，在 60-300fs 的时间内，价带和导带各自内部的热平衡过程，使得饱和部分恢复；接下来一个更长的时间内，通常可以从数 ps 到数 ns，大部分载流子通过再复合从导带回到价带，从而使得饱和接近完全恢复。恢复时间 τ_A 指的是第二个过程。第一个过程基本上无法控制，而第二个时间是可以控制的，比如通过生长温度或者引入缺陷态等手段调节恢复时间。这两个过程在 SEASM 的锁模中扮演了不同的角色，后者帮助启动锁

模,而前者帮助形成 ps 级别的超短脉冲,维持锁模。通过 $F_{\text{sat},A}$ 和恢复时间 τ_A 可以得到饱和光强: $I_{\text{sat},A}=F_{\text{sat},A}/\tau_A$ 。另外还有一个吸收率参数 A : $A=\Delta R+\Delta R_{\text{ns}}$,它是低通量的弱光入射到 SEASM 表面时候的损耗。

2.2.2 SEASM 实现稳定连续锁模的条件

依据动力学过程的不同,被动锁模可以分为三个基本情形:慢可饱和吸收体锁模^{[6][7]},快可饱和吸收体锁模^{[8][9]}和孤子锁模^{[10][11]}。这三种情形下,损耗,增益,以及脉冲的形成过程如图 2.4 所示。

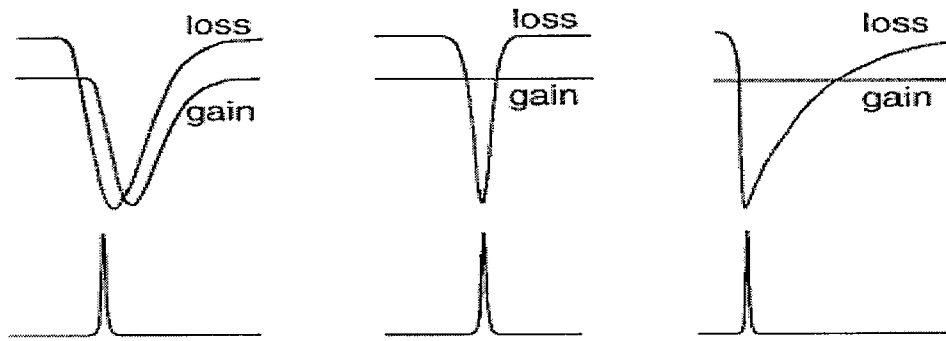


图 2.4 被动锁模三种基本类型^[12]: 左): 慢可饱和吸收体锁模, 中): 快可饱和吸收体锁模, 右): 孤子锁模

对于慢可饱和吸收体,这里的“慢”指的是可饱和吸收体的恢复时间比脉冲宽度要大的多,但是还是小于脉冲在腔内往返一周的时间。慢可饱和吸收体和动态增益饱和共同作用形成了超短脉冲。这方面的例子是染料激光器,染料的荧光寿命在 ns 量级,且具有相对大的增益截面。在超短脉冲形成的过程中,虽然可饱和吸收体的损耗随光强的增加在减少,但同时染料介质增益也在降低,当增益低过损耗后,便形成了一个完整的脉冲。

对于固态激光而言,由于上能级寿命很长(通常从 μs 到 ms 量级)。而且相对小的增益截面。如果使用慢可饱和吸收体的话,增益并不会很快下降,这样就只能导致激光调 Q 锁模或者调 Q 运转。为了产生超短脉冲,需要一个损耗恢复时间可以和脉冲宽度相比的可饱和吸收体来锁模。这种快的可饱和吸收体可以是真正的,也可以是虚拟的,前者如 SEASM^[13],后者如克尔透镜锁模^[16]。

不论是慢可饱和吸收体锁模,还是快可饱和吸收体锁模,脉冲宽度与净增益窗口宽度相当。对于孤子锁模而言,一方面类似于慢可饱和吸收体,也就是脉冲

宽度远小于可饱和吸收体的恢复时间，另一方面也类似快饱和吸收体，即是增益并不下降，但与两者不同之处在于孤子锁模的脉冲宽度小于它的净增益窗口。孤子锁模形成的机制也就不同前两者的依靠损耗和增益之间的平衡，它依靠的是脉冲在腔内负的 GVD 和正的 SPM 之间的平衡。负的 GVD 使得光谱高频成分跑得更快，正的 SPM 却相反，这两种效果相互抵消促成了激光腔内孤子波的产生。虽然在孤子脉冲之后，净增益依然为正，但是此时的净增益已经不足以支持产生足够强的脉冲，这就使得非线性的 SPM 效应难以出现，也就无法和 GVD 平衡。所以在接下来的增益窗口产生的噪声和干扰信号被 GVD 不断展宽后被可饱和吸收体吸收，最终完全消失。

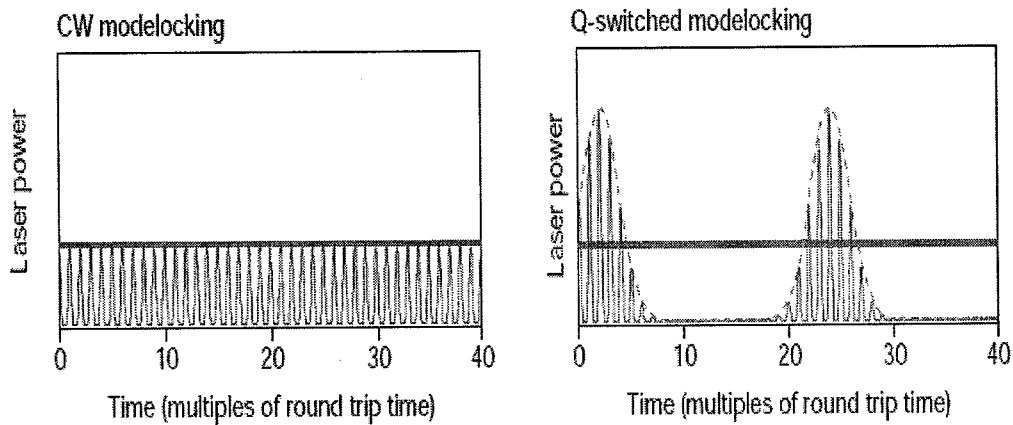


图 2.5 CW 锁模和调 Q 锁模运转方式的示意图^[17]

对于使用 SEASM 锁模的固态激光器而言，存在两种运转的状态，一种是调 Q 锁模，一种是连续（CW）锁模，如图 2.5 所示。通常获得稳定的 CW 锁模状态是研究人员所期望的，因为这种情形下，各个脉冲的能量几乎一样，方便应用。

1976 年，H. A. Haus 在理论上首先推导了均匀展宽的激光晶体实现 CW 被动锁模需要满足的条件^[18]。在 SEASM 出现并被运用于激光锁模后^[13]，1995 年，Kartner 等人将之扩展到使用半导体被动锁模器件的情形，并得出了抑制调 Q 锁模出现需要满足的条件^[19]，1999 年，C. Honninger 等人在结合了 SEASM 非线性反射率的具体表达式并做近似后，进一步推导得到了更简明的条件，写成了如下形式^[5]：

$$E_p^2 > E_{sat,L} \cdot E_{sat,A} \cdot \Delta R \quad (2.5)$$

$$E_{sat,L} \cdot g \cdot K^2 \cdot E_p^3 + E_p^2 > E_{sat,L} \cdot E_{sat,A} \cdot \Delta R \quad (2.6)$$

在使用 SEASM 锁模时候, (2.5)式对皮秒脉冲 CW 锁模有效, 对于孤子锁模激光, 考虑了增益滤波和自相位引起的光谱展宽效果后, 条件变成了(2.6)式, 从两式的对比可以看出, 孤子锁模时候, 获得 CW 锁模条件更低。其中 E_p 指腔内的锁模脉冲能量; $E_{sat,L}$ 指激光介质的饱和能量, $E_{sat,L} = F_{sat,L} \cdot A_{eff,L}$; $E_{sat,A}$ 指 SEASM 的饱和能量, $E_{sat,A} = F_{sat,A} \cdot A_{eff,A}$; ΔR 是指 SEASM 的调制深度。其中 $F_{sat,L}$ 和 $F_{sat,A}$ 又分别指的是激光介质和 SEASM 的饱和通量, 对于确定的激光介质和 SEASM 而言, 他们都是定值, $A_{eff,L}$ 和 $A_{eff,A}$ 分别指的是激光光束在激光介质内和 SEASM 表面的有效模面积。 $F_{sat,L} = h\nu / m\sigma_L$, 这里 $h\nu$ 指代激光光子能量, σ_L 指代激光介质在激光波长处的发射截面, m 指代激光腔内循环一次, 通过激光介质的次数。例如驻波腔 $m=2$, 行波腔 $m=1$ 。 $A_{eff,L} = \pi\omega_L^2$, $A_{eff,A} = \pi\omega_A^2$, ω_L 和 ω_A 指的是在介质内和 SEASM 表面的光斑半径。 g 指代腔内增益, $K = df / dE_p$, f 指的是脉冲的带宽和增益带宽的比值。

从以上的分析, 我们可以看出, 具有大发射截面 σ_L 的激光增益介质更容易实现稳定的连续锁模。但是如果要在某一种给定的增益介质上实现稳定的 CW 锁模, 我们可以采取如下措施: 1) 通过提高泵浦功率, 来提高腔内单脉冲能量, 使得激光由调 Q 锁模进入连续锁模; 2) 使用较小透过率输出镜, 提高腔内的单脉冲能量; 3) 增大腔长, 通过降低重复频率来提高单脉冲能量, 以获得连续锁模; 4) 减小在 SEASM 上或者/和增益介质内的光斑大小, 降低 SEASM 和增益介质的饱和能量; 5) 使用较小调制深度的 SEASM; 等等。

相比于Nd³⁺的四能级锁模, 准三能级锁模会遇到下面一些难题, 1) 准三能级的发射截面远远小于四能级的发射截面, 以Nd:GSAG为例, 前者约为后者的 1/10^[3], 这使得准三能级运转晶体饱和通量高, 不利于得到稳定的连续锁模, 需要对腔型进行仔细设计来尽可能弥补这个缺点。2) 准三能级运转时, 重吸收损耗影响了激光效率, 使得腔内脉冲能量降低, 不利于锁模, 需要高泵浦强度的泵源来弥补。3) 准三能级运转时候, 为了得到最好的效率, 需要精心考虑长度和浓度的相互关系。重吸收损耗限制了晶体长度和掺杂浓度, 会影响到晶体对泵光

的吸收, 若采用LD作为泵浦源, 需要高亮度的LD。4) 在高亮度和大功率LD的泵浦下, 相应沉积在晶体上的热量会很大, 较强的热透镜效应会使得光束质量变差, 需要较好的散热或者通过腔型设计维持光斑为基膜, 以实现稳定的连续锁模, 所以对于热导率不佳的掺Nd³⁺晶体, 实现稳定的连续锁模是比较困难的。

2.3 准三能级被动锁模 Nd:GVO₄ 激光

2.3.1 Nd:GdVO₄ 晶体光学性质与激光研究进展

Nd:GdVO₄ 准三能级激光运转相关的能级结构如图 2.6 所示。

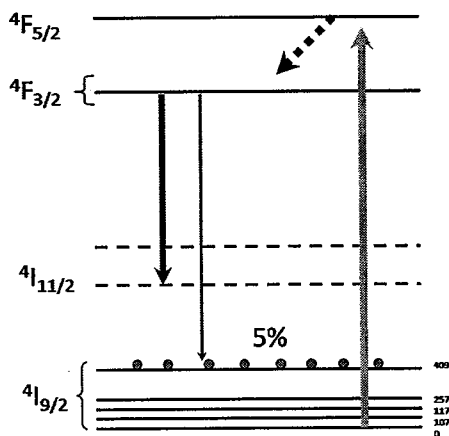


图 2.6 Nd:GdVO₄ 的能级结构示意图

Nd:GdVO₄ 在能级结构上有两个特点: 1) ⁴F_{3/2} 能级的两个亚能级简并而完全重合在一起, 这在 Nd³⁺ 掺杂的晶体中很罕见。这使得 Nd:GdVO₄ 由 ⁴F_{3/2} 向下跃迁的发射峰的数量减半, 对应的发射截面也相应增大。2) ⁴I_{9/2} 能级的分裂相当小, 五个亚能级的位置分别在 0, 107, 173, 267, 409cm⁻¹[20]。在常温下, 依据波尔兹曼分布, 在最上端的亚能级也有 5% 的粒子布局, 相比较而言, Nd:YAG 在基态顶端亚能级的布局为 0.7% 左右。这表明 Nd:GdVO₄ 准三能级运转时候会遭受较为严重的再吸收损耗。

Nd:GdVO₄ 晶体属于四方晶系, 在 E 平行于晶体 c 轴 (π 方向) 和垂直 c 轴 (σ 方向) 的两个方向, 吸收光谱和发射光谱有着较大的差别。图 2.7 显示的就是偏振吸收光谱。从图可以看到, Nd:GdVO₄ 的吸收截面很大, 在 808nm 处, 沿 π 和 σ 方向分别达到了 54×10⁻²⁰cm² 和 13×10⁻²⁰cm², 谱宽分别是 1.2nm 和 2.2nm。

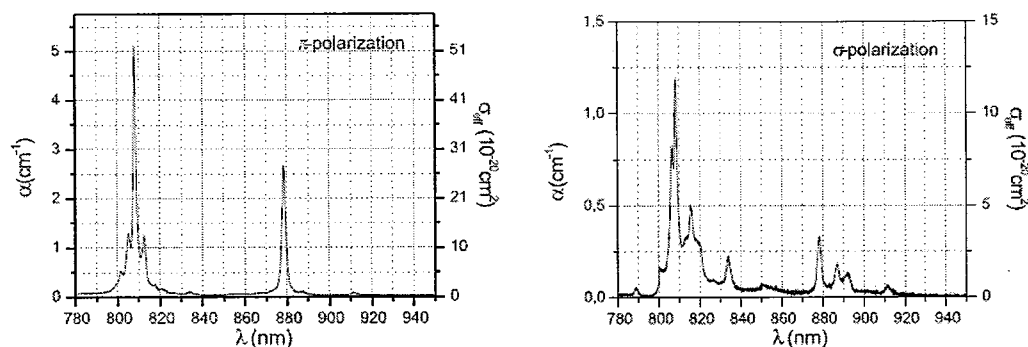
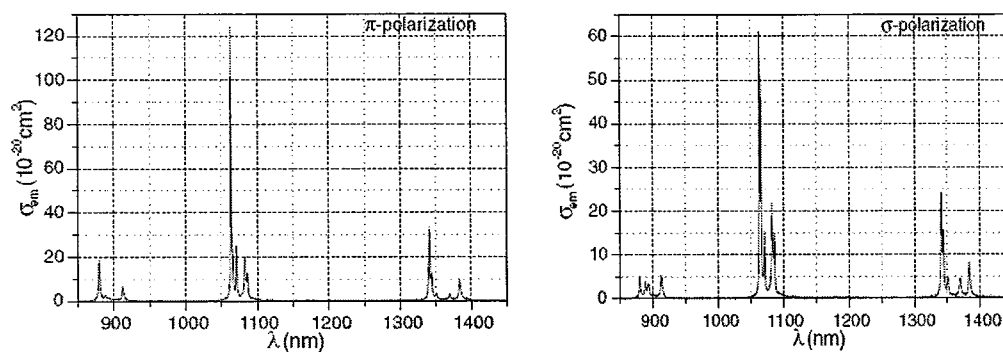
图 2.7 Nd:GdVO₄ 在 π 和 σ 方向的吸收截面光谱 [21]

图 2.8 显示是偏振发射光谱。在图中，有三组发射峰，从右到左分别对应着 ${}^2F_{3/2}$ 到 ${}^2I_{13/2}$ ， ${}^2I_{11/2}$ 和 ${}^2I_{9/2}$ 的三组跃迁。Nd:GdVO₄ 晶体的发射截面也很大。沿 π 和 σ 方向，在 1064nm 附近，发射截面分别超过了 $120 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 和 $60 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 。而在 912nm，分别达到了 $6.6 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 和 $5.6 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 。沿 π 方向无论是吸收光谱还是发射光谱，都高于 σ 方向。 ${}^2F_{3/2}$ 能级的荧光寿命约为 $90 \mu\text{s}$ [20]。

图 2.8 Nd:GdVO₄ 在 π 和 σ 方向的发射截面光谱 [21]

对于 Nd:GdVO₄ 而言，除了大的吸收和发射截面以外，更引人瞩目的特性便是优良的热导率，沿着 c 方向，晶体的热导率为 11.7W/mK ，垂直于 c 方向的热导率为 9.63W/mK ，而 Nd:YAG 的热导率为 11.1W/mK ，Nd:YVO₄ 的热导率为 5.23 和 5.10W/mK [22]。良好的导热性能有利于高功率激光运转，对准三能级来说也有额外的益处，因为良好的热导率使得晶体的绝对温度下降，这样可以减少激光下能级的粒子布局，从而减小再吸收损耗。

自从 1992 年 Zaguniennyi 等人首次报道了它的光谱和激光以后 [23]，Nd:GdVO₄ 便得到了研究者的密切关注。在 $1.34 \mu\text{m}$ 波长，2008 年报道了采用 LD 端泵，获得了 26.3W 的连续激光输出 [24]。在 1064nm 波长，2009 年报道了采用双端 LD

泵浦获得了 36W 的连续基模输出的结果^[25]。在 912nm 波长, 2009 年报道了采用 LD 端泵获得了 12W 的输出^[26]。在激光大屏幕显示时候, 为了显示更大范围的色域, 需要三基色中的蓝光波长越短越好, 所以 912nm 倍频得到的 456nm 蓝光, 比之 946nm 倍频得到的 473nm 蓝光更有优势。2007 年, 报道了采用 LD 端泵获得了 6.5W 连续 456nm 蓝光的结果^[27]。更有研究者直接将 Nd:GdVO₄ 处于三能级运转得到了 880nm 的激光输出^[28], 在进一步优化晶体的长度和浓度后, 得到了 1.9W 的 880nm 连续输出和 300mW 的 440nm 深蓝激光输出^[29]。在锁模激光方面, 2003 年报道了 1063nm 波长的锁模, 脉宽为 9.2ps, 输出功率达到 5.4W^[30]。在 2004 年, 报道了利用 Nd:GdVO₄ 晶体得到了 10GHz 的超高重复频率锁模, 脉宽为 12ps, 输出功率为 0.5W^[31]。这些研究表明了 Nd:GdVO₄ 是一种性能优良, 有着多方面应用潜力的激光晶体。

在 2006 年, 我们组利用 Nd:GdVO₄ 晶体开展了准三能级锁模激光实验, 但是得到的最高功率仅为 22.6mW^[32], 实验中没能测出锁模脉冲的脉宽。在对以前实验改进的基础上, 我们重新进行了实验, 将输出功率提高到了 126mW, 并且测量了脉冲宽度。

2.3.2 实验装置

Nd:GdVO₄ 被动锁模腔型如图 2.9 所示。CS 指代 coupling system, OC 指代 Output coupler。我们采用了四镜折叠腔的配置。激光晶体置于腔的一端, 腔的另外一端是 SEASM, 两个凹面镜用来缩小在晶体内部和 SEASM 表面的光斑大小, 目的是在晶体内部实现激光和泵浦光的模式匹配和在 SEASM 表面减小光斑面积, 降低 SEASM 的饱和能量。输出镜 OC 由一个折叠镜担当, 这样就产生两路输出。泵浦源是一台光纤耦合输出 LD, 光纤的芯径和数值孔径分别为 200 μ m 和 0.22。LD 在最大的输出功率 30W 时候, 泵光中心波长为 808nm。泵浦光经过一个 1:1 的耦合系统 (Limo GmbH), 被聚焦进入晶体的内部, 泵浦光在晶体内部的束腰大小约为 200 μ m。折叠镜 M1 参数为: RoC = 300mm, HR@912nm; OC 参数为: Roc=100mm, T=1%@912nm。实验中采用的 Nd:GdVO₄ 晶体的尺寸为 3 $\times$ 3 $\times$ 4 mm³, 掺杂浓度为 0.2at%。晶体的一个通光面镀有对 808nm 高透且对 912nm 高反的膜, 这个通光面充当了入射的端镜。晶体的另外一个通光面镀有对

912nm, 1064nm, 1340nm 的增透膜。晶体用铝箔包裹并且安装在一个铜块水冷夹上。实验时候, 水流的温度维持在 10℃。实验用的 SEASM (Batop GmbH) 参数为: $A=2\%$, $\Delta R \approx 1.7\%$, $F_{\text{sat},A}=70\text{uJ/cm}$, $\tau=1\text{ps}$ 。激光腔的腔长约为 827mm。

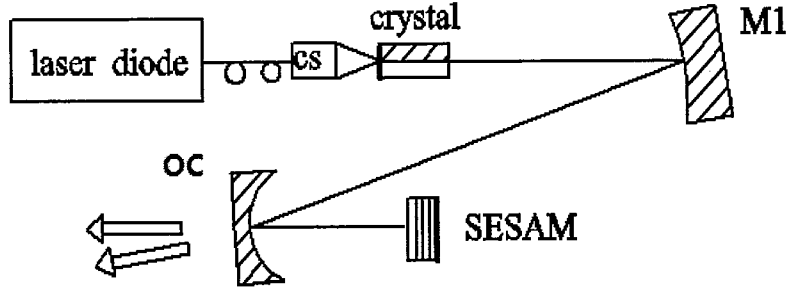


图 2.9 Nd:GdVO₄ 被动锁模腔型示意图,

实验中用来探测锁模脉冲序列的是一个响应时间为 500ps 的光电探头, 连接在 Tektronix 500MHz 的示波器上显示, 脉宽的测量采用一个自己搭建的强度自相关仪, 光谱的测量采用一台单色仪。

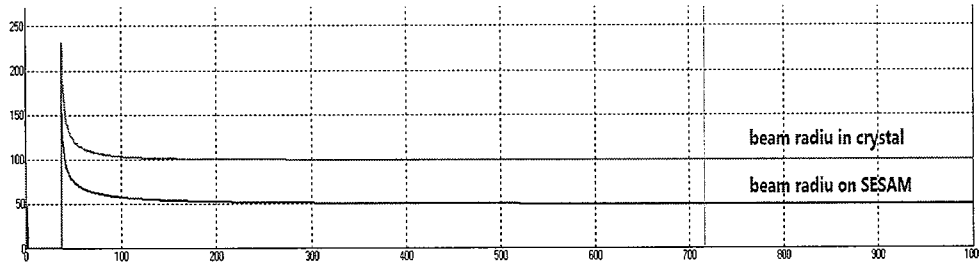


图 2.10 Nd:GdVO₄ 被动锁模腔内光斑大小随热透镜焦距的变化(横轴:热透镜焦距/mm,纵轴:光斑半径/ μm)

另外, 通过 ABCD 矩阵估算了在激光晶体内部和 SEASM 表面的大小及其随着热透镜焦距变化的关系。如图 2.10 所示。可以见到, 在 SEASM 和晶体内部, 光斑大小分别为 50 μm 和 100 μm 左右, 并且随着热透镜焦距减小到 100mm, 两者几乎没有变化。

2.3.3 实验结果和讨论

我们首先进行了上述腔配置情形下的连续激光实验。一块平面高反镜代替 SEASM 实现 912nm 连续激光输出, 结果如图 2.11 所示。图中的输出功率指的是从 OC 出来的两路功率的总和。在入射泵浦功率为 20.3W 的时候, 获得了最大输

出功率 1.45W。文献[21]曾报道的结果是在 16.7W 的入射功率下, 获得了 2.1W 的输出。对比两个实验中的具体配置, 发现在我们的实验中, 晶体长度更长, 浓度更大, 这相应增加了晶体的重吸收损耗, 激光效率降低。另外, 当泵浦功率超过 20.3W 的时候, 输出功率出现了饱和的现象。

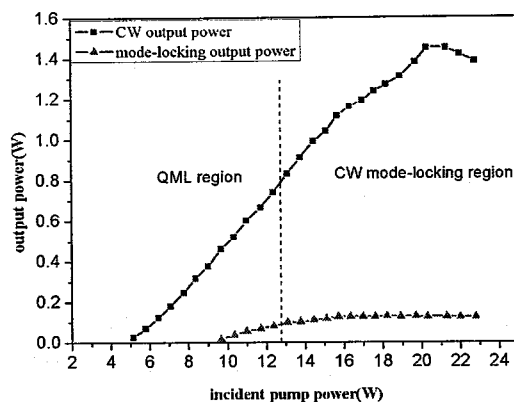


图 2.11 912nm 的 Nd:GdVO₄ 连续和被动锁模激光输入输出。

接下来, 我们用 SEASM 代替了平面高反镜。锁模激光的输入输出也在图 2.11 所示。锁模激光获得的最大输出功率为 128mW, 可以看到连续输出和锁模输出的巨大差别。之所以有这么大的差别, 应当归因于使用的 A=2% 的 SEASM 带来的损耗。对于运转于 912nm 的 GdVO₄ 来说, 重吸收损耗已经较大, 所以 SEASM 带来的吸收损耗使得输出急剧降低, 这种情形在文献[33]中也可以见到。锁模激光的泵浦阈值高达 9.67W。入射泵浦功率上升到 12.37W 时候, 激光运转状态由调 Q 锁模转变成连续锁模, 这个时候对应的输出约为 90mW。当入射泵浦功率超过 13W 时候, 锁模激光输出接近饱和

脉宽的测量使用的是一个自建的强度自相关仪。具体的装置见图 2.12。测量时候, 控制盒控制平移台每移动 1 μ m, 记录一次 PMT(Photo Multiplier Tube)测量的和频光强数值。平移台移动一定范围扫描出强度自相关信号。测量的强度自相关信号如图 2.13 所示。

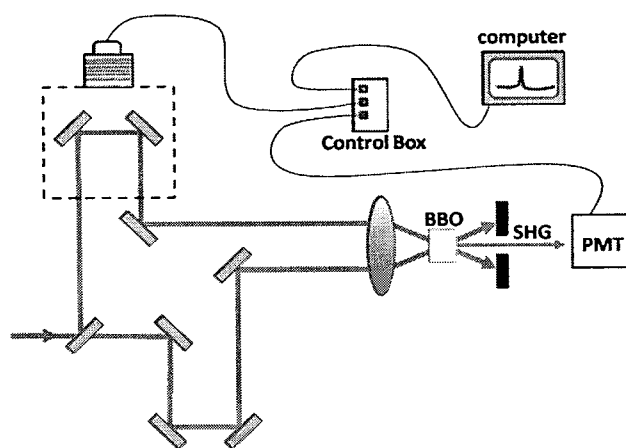
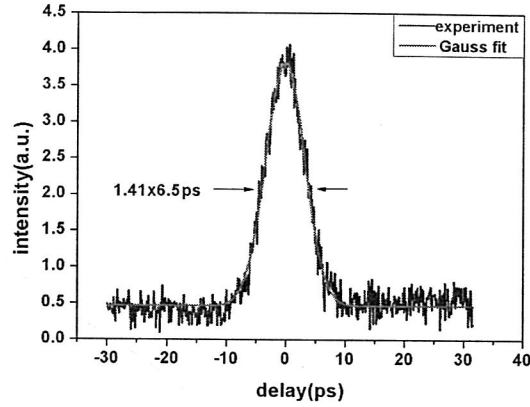
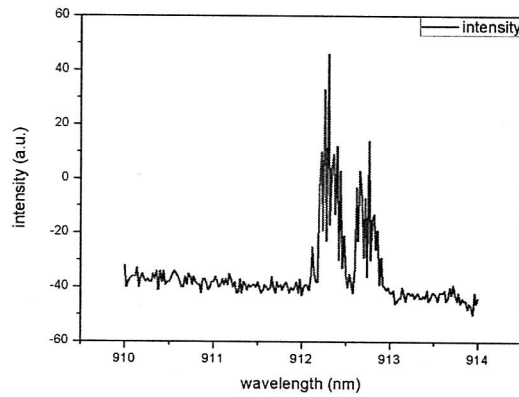


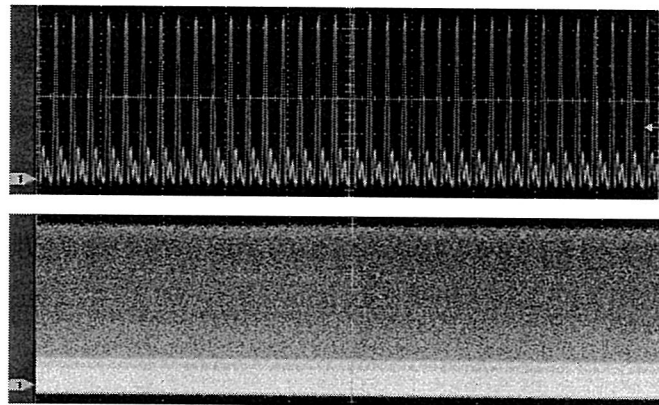
图 2.12 自建的强度自相关测量光路和控制

图 2.13 Nd:GdVO₄ 锁模脉冲强度自相关信号

对强度自相关信号进行高斯拟合, 得到脉宽的数据位 6.5ps。对应的光谱如图 2.14 所示, 光谱有两个峰, 一个位于 912.3nm, 一个位于 912.7nm, 各自的宽度约为 0.25nm (FWHM)。

图 2.14 Nd:GdVO₄ 锁模脉冲光谱图

连续锁模时候的锁模脉冲序列如图 2.15 中所示。脉冲重复频率为 178MHz。在实验的数小时内, 锁模一直维持在稳定的状态。

图 2.15 不同时间尺度下锁模脉冲序列。上: 20ns, 下: 20 μ s

2.4 准三能级被动锁模 Nd:GSAG 激光

2.4.1 Nd:GSAG 晶体光学性质和研究意义

Nd:GSAG 属于石榴石型晶体。图 2.16 所示的是 Nd:GSAG 准三能级运转相关的能级。

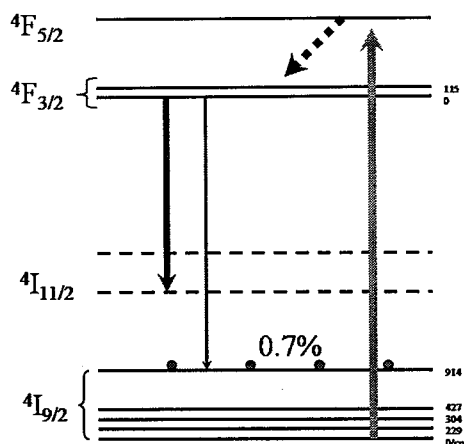


图 2.16 Nd:GSAG 激光运转相关的能级示意图

Nd:GSAG 的基态分裂较大。在室温下 5 个亚能级所在的位置分别为^[34]: 0cm^{-1} , 229cm^{-1} , 304cm^{-1} , 427cm^{-1} , 914cm^{-1} , 依据波尔兹曼分布可以得知, 914cm^{-1} 位置所处的亚能级在常温下粒子布居约为总粒子密度的 0.7%左右, 与 Nd:YAG 情形一样。测量的 Nd:GSAG 的吸收光谱显示在图 2.17, 在 759nm , 808nm , 880nm 附近有三个强的吸收带, 其中在 808.5nm 处的吸收峰最强, 宽度为 4nm 左右 (FWHM), 吸收截面的大小为 $9.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ ^[34]。虽然单个吸收峰的宽度并不很宽, 但是由于多个峰组成了一个从 $790\text{nm} \sim 830\text{nm}$ 的吸收带, 所以采用 808nm LD 泵浦时候, 即使泵浦波长随电流增加有漂移, 泵浦波长和吸收峰也能很好的重合。

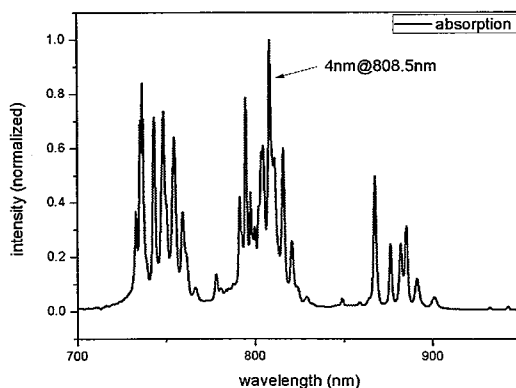


图 2.17 Nd:GSAG 吸收光谱图

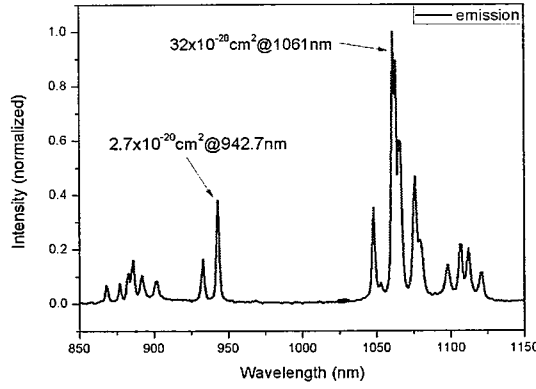
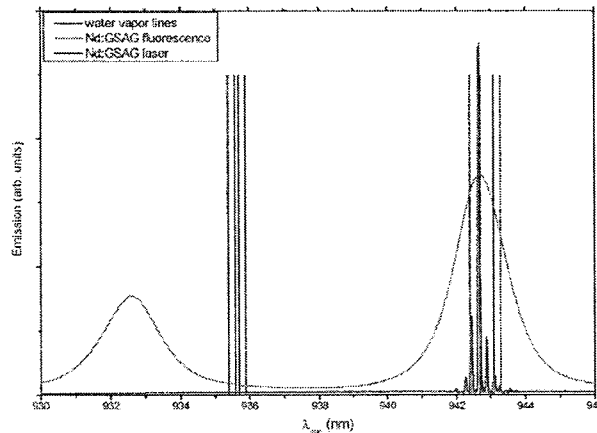


图 2.18 Nd:GSAG 发射光谱图

Nd:GSAG 的发射光谱如图 2.18 所示。1.06 μm 附近的发射对应的跃迁是从 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ，0.9 μm 附近的发射对应的跃迁是 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ 。Nd:GSAG 四能级运转和准三能级运转时候，激光波长分别位于 1061nm 和 942nm 的发射峰。这两个发射峰处的发射截面分别是 $\sigma_e = 32 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ 和 $\sigma_e = 2.7 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ ，前者的发射截面是后者的将近 10 倍，一方面表明准三能级的激光运转效率会不及四能级激光，另一方面也表明要实现稳定的连续锁模，准三能级的难度会大大超过四能级，因为从 2.2 节的分析得知，大的发射截面有利于实现 CW 锁模。 $^4F_{3/2}$ 能级的荧光寿命约为 274 μs ^[34]，但是有关热导率和折射率的研究还未能见诸报道。

Nd:GSAG 准三能级运转的时候，其输出波长在 942nm 附近。这个波长有着一个很特殊的应用，那就是它刚好和水蒸气的一组吸收波长重叠，参见图 2.19，可以作为探测星球大气层水蒸气差分吸收雷达（LIDAR）的光源。

图 2.19 水蒸气吸收谱线，Nd:GSAG 发射光谱和 Nd:GSAG 激光波长^[35]

除了 942nm，水蒸气在 935nm 和 944nm 还有两组吸收谱线。目前，除了 Nd:GSAG，其他几种能够在这些波长发射激光的 Nd³⁺掺杂晶体也受到了关注，

比如 Nd:YGG@935 nm^[36]和 Nd:CNGG@935 nm^[37]。比起采用光参量, 钛宝石激光的方法, 采用 Nd³⁺激光直接得到这些波长更为简单, 高效。但是 Nd:YGG 和 Nd:CNGG 各自存在一个比较严重的问题, Nd:YGG 在两个波长: 935nm 和 938nm 同时运转^[36], 而 Nd:CNGG 受到晶体热导率的影响, 出光效率并不是很高^[37]。相比较而言, 942nm 的 Nd:GSAG 激光更具潜力成为合适的光源, 也得到更进一步的研究。脉冲运转(非锁模)和波长精确控制的 Nd:GSAG 激光相继被报道^{[38][39]}。本小节介绍我们利用 Nd:GSAG 晶体开展的 942nm 锁模实验研究。

2.4.2 实验装置

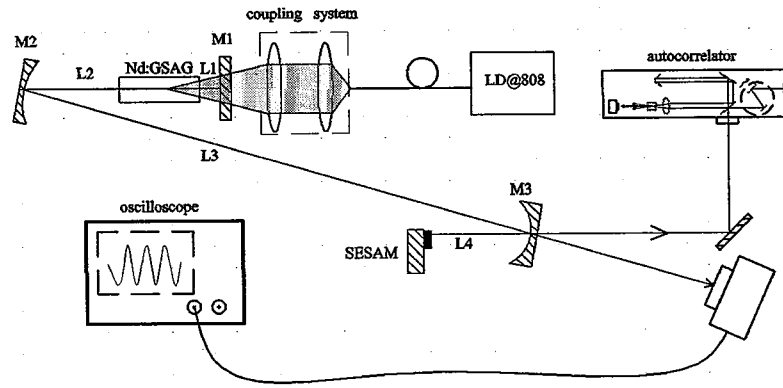


图 2.20 Nd:GSAG 锁模实验装置示意图

Nd:GSAG 锁模实验装置如图 2.20 所示。腔型如同 Nd:GdVO₄ 锁模实验。晶体置于腔的一端, SEASM 置于腔的另一端。泵浦源采用的是光纤耦合输出的 LD(LIMO GmbH), 光纤芯径 200 μ m, 数值孔径 N.A.=0.22。在最大输出功率 25W 时候, 泵浦光中心波长位于 808nm。一个 1:1 的耦合系统将泵浦光聚焦在晶体内部。各个腔镜的参数是: M1: RoC= ∞ , HR@942nm, HT@808nm&1061nm; M2: RoC=500mm, HR@942nm, HT@1061nm; M3: RoC=100mm, T=3%@942nm, HT@1061nm。距离分别是: L1=8mm, L2=250mm, L3=1250mm, L4=47mm。实验中所用的晶体尺寸为 $\varnothing$ 4mm $\times$ 4mm, 掺杂浓度为 1at%。晶体的两面镀膜相同, 参数为 AR@ 942nm ($R \leq 0.15\%$)& 808nm ($R \leq 1\%$)&1061nm ($R \leq 2\%$)。晶体用铝箔包裹安装在铜块水冷里面。实验时候水流温度保持在 10 $^{\circ}$ C。有两路激光从 M3 输出。实验用的 SEASM (Batop GmbH) 参数为: A=4%, $\Delta R \approx 3.7\%$, $F_{\text{sat},A}=70\mu\text{J}/\text{cm}$, $\tau=1\text{ps}$ 。锁模脉冲序列的探测用的是一个响应时间为 500ps 的光电探头, 连接在

Tektronix 500MHz 的示波器上显示, 脉宽的测量采用一个商售的强度自相关仪 (FR-103MN, Femtochrome Research, Inc.), 光谱的测量采用 optical spectrum analyzer (AQ6315A, YOKOGAWA)。

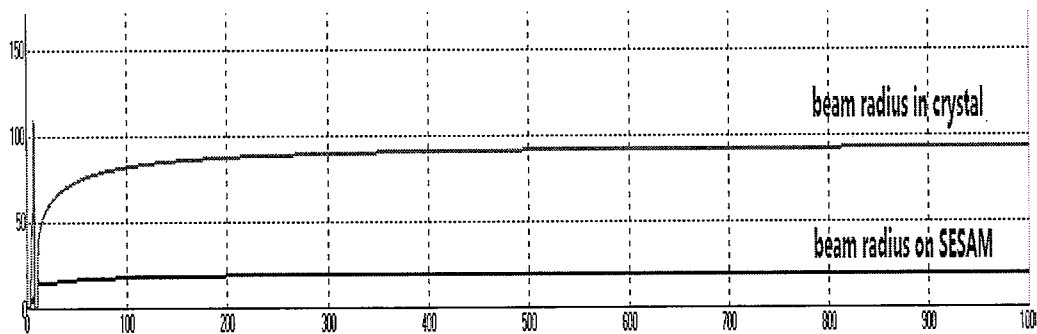


图 2.21 Nd:GSAG 被动锁模腔内光斑大小随热透镜焦距的变化(横轴:热透镜焦距/mm,纵轴:光斑半径/ μm)

另外, 利用 ABCD 矩阵估算了在晶体内部和 SEASM 表面的光斑大小, 及其随热透镜焦距变化的关系, 如图 2.21。在晶体内部, 光斑半径约为 $90\mu\text{m}$, 在 SEASM 表面, 光斑半径约为 $20\mu\text{m}$ 。

2.4.3 实验结果和讨论

图 2.22 所示的是锁模激光输入输出的关系。输出是两路功率的总和, 两路功率稍微有所差别, 但是差别不到单路功率的 4%。泵浦阈值约为 9.2W。在 16.7W 的入射泵浦功率下, 输出功率达到了 510mW, 进一步升高泵浦功率, 连续锁模状态开始变得不稳, 但是输出并没有饱和。总的光光转换效率是 3.1%。

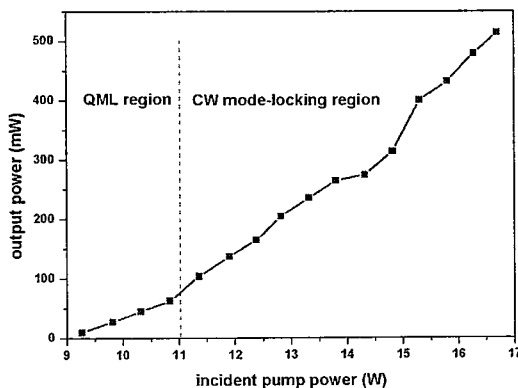


图 2.22 942nm 的 Nd:GSAG 锁模激光输入输出的关系

高的泵浦阈值和低的转换效率, 主要是两个方面的因素引起的。一方面应当归因于 Nd:GSAG 的重吸收损耗, 虽然在相同的入射功率下, 942nm 的 Nd:GSAG

锁模的 510mW 输出功率远高于 912nm 的 Nd:GdVO₄ 锁模的 120mW, 这是因为 942nm 的 Nd:GSAG 激光下能级重吸收损耗低于 912nm 的 Nd:GdVO₄ 激光下能级重吸收损耗, 但是依然影响了出光效率, 另一方面, 也应当归因于使用的输出耦合镜, 两路输出使得输出透过率高达 6%, 这对于准三能级激光来说偏高。

在最高功率的时候, 测量的锁模脉冲的脉宽和对应的光谱如图 2.23 和 2.24 所示。在对自相关信号采用高斯拟合后, 我们得到的脉宽是 8.7ps (FWHM), 对应的光谱显示中心波长位于 942.6nm, 谱宽约为 0.7nm (FWHM)。脉冲的时间带宽积为 1.91, 是高斯脉冲变换极限的 4.3 倍。

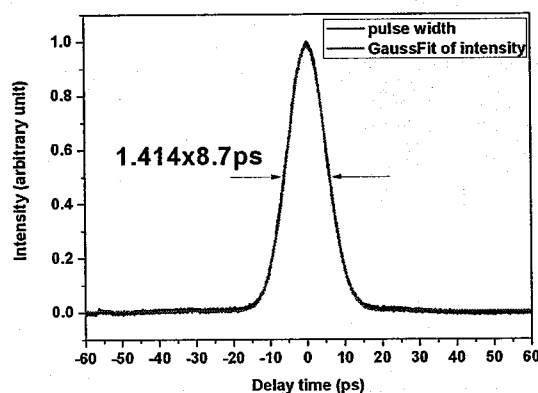


图 2.23 Nd:GSAG 锁模脉冲的强度自相关信号

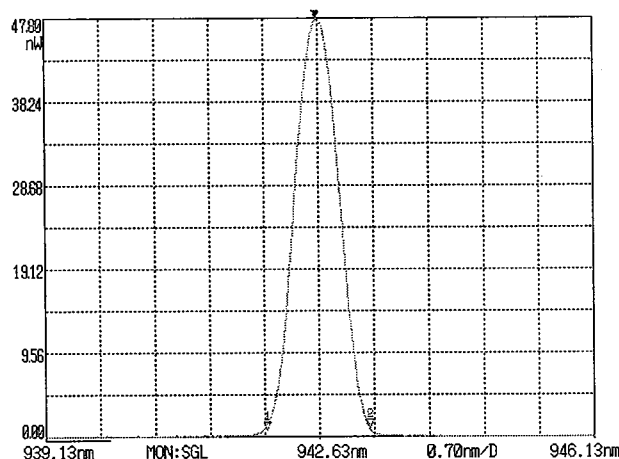
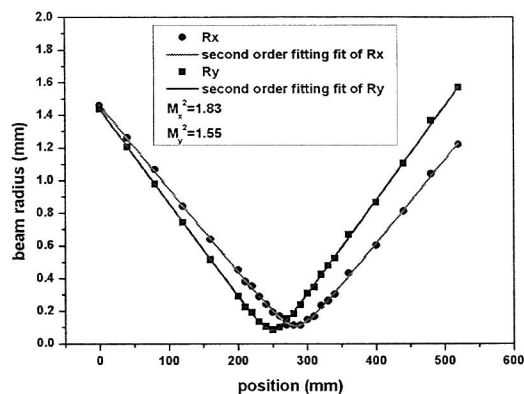


图 2.24 Nd:GSAG 锁模脉冲的光谱示意图

在最高输出的时候, 我们测量了输出光束的 M^2 , 如图 2.25 所示。光束经过一个 $f=600\text{mm}$ 的透镜聚焦, 用 CCD 采集, CCD 可以沿平移台移动。测量的数据经过拟合后, 我们发现沿着弧矢面和切线面方向的 M^2 因子分别为 1.83 和 1.55。

图 2.25 测量的输出光束的 M^2 因子

实验时候,随着泵浦功率的升高,观察到了激光从不稳定的调 Q 锁模状态进入稳定的调 Q 锁模状态,继续升高泵浦,很快就从稳定的调 Q 锁模状态转换变成了稳定的 CW 锁模状态。图 2.26 显示的是由稳定的调 Q 锁模转变成 CW 锁模的时刻。这个时候入射泵浦功率约为 11.4W,对应的输出约为 103mW。稳定的锁模脉冲序列如图 2.27 所示。脉冲的重复频率为 95.6MHz。

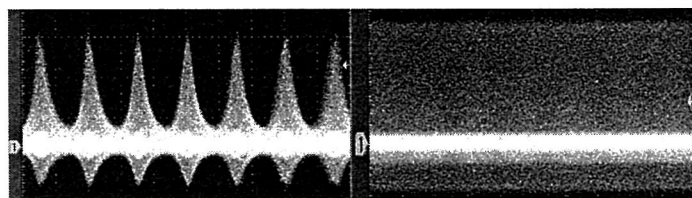
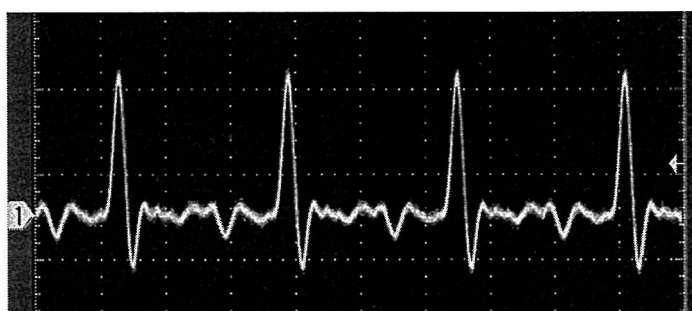
图 2.26 从稳定的调 Q 锁模转变成稳定的 CW 锁模 (图像时间宽度 200 μ s)

图 2.27 Nd:GSAG 连续锁模脉冲序列

在当前的实验配置下, Nd:GSAG 锁模激光获得的输出功率为 510mW, 这个结果在目前已经报道的 Nd³⁺掺杂晶体准三能级被动锁模激光当中是最高的。但是相信, 如果经过适当的改进, 超过 1W 的锁模输出是很有可能, 可以改进措施包括: 1) 当前使用的 OC, T=3%, 可以换用一个透过率较小的输出耦合镜。2) 当前使用的 SEASM 的吸收率为 4%, 可以换用一个更小吸收的 SEASM。3)

在 Nd:GSAG 的长度和浓度上, 还有改进的可能。

2.5 本章小结

目前, 对于 Nd^{3+} 准三能级锁模激光的研究还比较少, 我们相应开展了这方面的工作。使用 SEASM 作为锁模元件, 在 Nd:GdVO₄ 和 Nd:GSAG 两种晶体上, 均成功实现了被动锁模。

在 Nd:GdVO₄ 被动锁模实验中, 采用了一个光纤耦合输出的 808nm LD 作为泵源和一个四镜折叠腔, 获得了脉宽为 6.5ps, 重复频率为 178MHz 的连续稳定锁模, 波长为 912nm。在 19.7W 的入射泵浦功率下, 输出平均功率为 128mW。相关结果发表在 *Opt. Commun.* 281, 4398 (2008) 上。

在 Nd:GSAG 晶体上, 获得了脉宽为 8.7ps, 重复频率为 95.6MHz 的连续稳定锁模, 波长为 942.7nm。在 16.7W 的入射泵浦功率下, 输出的平均功率为 510mW。但是相信经过适当的改进, 获得 W 级的稳定连续锁模是可能的。相关结果发表在 *Opt. Lett.* 34, 2324 (2009) 上。

参考文献

- [1] Tso Yee Fan, and Robert L. Byer, "Modeling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd: YAG Laser", IEEE J. Quantum Elect. 23, 605 (1987)
- [2] W. P. Risk, "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses", J. Opt. Soc. Am. B 5, 1412 (1988)
- [3] Changwen Xu, Zhiyi Wei, Yongdong Zhang, Dehua Li, Zhiguo Zhang, X. Wang, S. Wang, H. J. Eichler, Chunyu Zhang, and Chunqing Gao, "Diode-pumped passively mode-locked Nd:GSAG laser at 942 nm", Opt. Lett. 34, 2324 (2009)
- [4] <http://www.batop.com>
- [5] C. Honninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller, "Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking", J. Opt. Soc. Am. B 16, 1 (1999)
- [6] G. H. C. New, "Mode-locking of quasi-continuous lasers", Opt. Commun. 6, 188 (1974)
- [7] H. A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber," IEEE J. Quantum Electron. 11, 736 (1975).
- [8] H. A. Haus, "Theory of modelocking with a fast saturable absorber," J. Appl. Phys. 46, 3049 (1975)
- [9] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Structures for additive pulse modelocking," J. Opt. Soc. Amer. B, 8, 2068 (1991)
- [10] F. X. Kartner and U. Keller, "Stabilization of soliton-like pulses with a slow saturable absorber", Opt. Lett. 20, 16 (1995)
- [11] I. D. Jung, F. X. Kartner, L. R. Brovelli, M. Kamp, and U. Keller, "Experimental verification of soliton modelocking using only a slow saturable absorber," Opt. Lett. 20, 1892 (1995)
- [12] Ursula Keller, Kurt J. Weingarten, Franz X. Kartner, Daniel Kopf, Bernd Braun, Isabella D. Jung, Regula Fluck, Clemens Honninger, Nicolai Matuschek, and Juerg Aus der Au, "Semiconductor Saturable Absorber Mirrors(SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers", IEEE. J. SEL. TOP. QUANT. 2, 435 (1996)

- [13] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, T. H. Chiu, J. F. Ferguson, and M. T. Asom, "Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber", *Opt. Lett.* 17, 505 (1992)
- [16] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser," *Opt. Lett.* 16, 42 (1991)
- [17] Ursula Keller, "Recent developments in compact ultrafast lasers", *NATURE* 424, 831 (2003)
- [18] H. A. Haus, "Parameter ranges for cw passive modelocking", *IEEE J. Quantum Electron.* 12, 169 (1976)
- [19] Franz X. Kärtner, Luigi R. Brovelli, Daniel Kopf, Markus Kamp, Irio Calasso, and Ursula Keller, "Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices", *Opt. Eng.* 34, 2024 (1995)
- [20] T. Jensen, V. G. Ostroumov, J. P. Meyn t, G. Hube, A. I. Zagumennyi, and I. A. Shcherbakov, "Spectroscopic Characterization and Laser Performance of Diode-Laser-Pumped Nd: GdVO₄", *Appl. Phys. B* 58, 373 (1994)
- [21] C. Czeranowsky, M. Schmidt, E. Heumann, G. Huber, S. Kutovoi, and Y. Zavartsev, "Continuous wave diode pumped intracavity doubled Nd : GdVO₄ laser with 840 mW output power at 456 nm", *Opt. Commun.* 205, 361 (2002)
- [22] Y. D. Zavartsev, A. I. Zagumennyi, F. Zerrouk, S.A. Kutovoi, V.A. Mikhailov, V.V. Podreshetnikov, A.A. Sirotkin and I.A. Shcherbakov. "Diode-pumped quasi-three-level 456-nm Nd:GdVO₄ laser", *Quantum Electron* 33, 651 (2003)
- [23] A. I. Zagumenny, V. G. Ostroumov, I. A. Shcherbakov, T. Jensen, J. P. Meyen, and G. Huber, "The Nd:GdVO₄ crystal: a new material for diode-pumped lasers" *Sov. J. Quantum Electron.* 22, 1071 (1992)
- [24] Rui Zhou, Shuangchen Ruan, Chenlin Du, and Jianquan Yao, "26.3-W continuous-wave, diode-double-end-pumped all-solid-state Nd:GdVO₄ laser operating at 1.34 μm ", *Opt. Commun.* 281, 3510 (2008)
- [25] Z. Zhao, Y. Dong, C. Liu, M. Hu, Z. Xiang, J. Ge, and J. Chen, "Diodes-double-end-pumped high efficiency continuous wave 36 W TEM₀₀ mode Nd:GdVO₄ laser", *Laser Phys.* 19, 2073 (2009)

- [26] Jing Gao, Xin Yu, Fei Chen, Xudong Li, Renpeng Yan, Kun Zhang, Junhua Yu, and Yuezhu Wang, “12.0-W continuous-wave diode-end-pumped Nd:GdVO₄ laser with high brightness operating at 912-nm”, *Opt. Express* 17, 3574 (2009)
- [27] Lu YF, Mang XH, Yao ZH, and Mang FD, “6.2-W deep blue light generation by intracavity frequency-doubled Nd:GdVO₄ using BiBO”, *Chin. Opt. Lett.* 5, 407 (2007)
- [28] E. Herault, F. Balembois, and P. Georges, “Nd: GdVO₄ as a three-level laser at 879 nm”, *Opt. Lett.* 31, 2731 (2006)
- [29] Marc Castaing, François Balembois, and Patrick Georges, “Continuous-wave laser at 440 nm based on frequency-doubled diode-pumped Nd: GdVO₄ crystal”, *Opt. Lett.* 33, 1957 (2008)
- [30] Jing-Liang He, Chao-Kuei Lee, Jung Y. John Huang, Shing-Chung Wang, Ci-Ling Pan, and Kai-Feng Huang, “Diode-pumped passively mode-locked multiwatt Nd:GdVO₄ laser with a saturable Bragg reflector” *Appl. Optics* 42, 5496 (2003)
- [31] L. Krainer, D. Nodop, G. J. Spühler, S. Lecomte, M. Golling, and R. Paschotta, D. Ebling, T. Ohgoh and T. Hayakawa, K. J. Weingarten, and U. Keller, “Compact 10-GHz Nd:GdVO₄ laser with 0.5-W average output power and low timing jitter”, *Opt. Lett.* 29, 2629 (2004)
- [32] Zhang Chi, Wei Zhi-Yi, Zhang Ling, Zhang Chun-Yu, and Zhang Zhi-Guo, “Passively mode-locked Nd:GdVO₄ laser at 912 nm” *Chin. Phys.* 15, 2606 (2006)
- [33] P. Blandin, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, S. Lévêque-Fort and M. P. Fontaine-Aupart, “Diode-pumped passively mode-locked Nd:YVO₄ laser at 914 nm”, *Opt. Lett.* 31, 214 (2006)
- [34] C. D. BRANDLE, JR., AND J. C. VANDERLEEDEN, “Growth, Optical Properties, and CW Laser Action of Neodymium-Doped Gadolinium Scandium Aluminum Garnet”, *IEEE J. Quantum Elect.* 10, 67 (1974)
- [35] B. Ileri, C. Ceranowsky, K. Petermann, G. Huber “Mixed garnet laser crystals for water vapour detection” *Proceedings of IEEE Conference on Lasers and Electro-Optics Europe*, 2005 (IEEE, 2005), p. 10.
- [36] S.G. P. Strohmaier, H. J. Eichler, C. Czeranowsky, B. Ileri, K. Petermann, and G .

Huber, "Diode pumped Nd:GSAG and Nd:YGG laser at 942 and 935 nm", Opt.

Commun. 275, 170 (2007)

[37] Qinan Li, Baohua Feng, Zhiyi Wei, Dongxiang Zhang, Dehua Li, Zhiguo Zhang, Huaijin Zhang, and Jiyang Wang, "Continuous wave 935 nm Nd:CNGG laser at watt-level power", Opt. Lett. 33, 261 (2008)

[38] F. Kallmeyer, M. Dziedzina, X. Wang, H. J. Eichler, C. Czeranowsky, B. Ileri, K. Petermann, and G. Huber, "Nd:GSAG-pulsed laser operation at 943 nm and crystal growth", Appl. Phys. B 89, 305 (2007)

[39] S. Wang, X. Wang, F. Kallmeyer, J. Chen, and H. J. Eichler, "Model of pulsed Nd:GSAG laser at 942 nm considering rate equations with cavity structure", Appl. Phys. B 92, 43 (2008)

第三章 被动锁模 Yb:NGW 和 Yb:LPS 激光的研究

本章将介绍我们利用980nm光纤耦合输出LD泵浦源对两种Yb³⁺掺杂的激光晶体Yb:NGW (Yb:NaGd(WO₄)₂)和Yb:LPS (Yb:Lu₂Si₂O₇)开展的被动锁模激光实验研究。首先介绍的是Yb³⁺掺杂晶体激光的一些特点。对于锁模激光器而言,必须抵消激光晶体的正色散带来的脉宽展宽效应才能获得飞秒超短脉冲输出,所以在第二节相应介绍了谐振腔内色散补偿技术,接下来第三节和第四节分别介绍Yb:NGW晶体和Yb:LPS晶体锁模激光的实验研究。

3.1 Yb³⁺掺杂晶体激光特点简介

任何一种具有激光活性的粒子,他的激光相关参数,例如泵浦波长,发射波长,调谐性能等,取决它的与激光运转有关的能级结构。Yb³⁺具有非常简单的电子能级结构。图 3.1 就是 Yb:YAG 的能级结构示意图。它只具有两个能级, $^2F_{7/2}$ 为基态, $^2F_{5/2}$ 为激发态,这两个能级的间隔大概在 10000cm^{-1} , 对应的波长约为 $1\mu\text{m}$ 。Yb³⁺掺杂进入不同的基质晶体,就会受到不同的晶体场的影响,在亚能级的分裂上会有很大的差别。与泵浦和激光发射有关的跃迁就发生在分属于这两个能级的多个亚能级之间。正是这个简单的两能级结构使得 Yb³⁺掺杂晶体激光具有一些显著的特点:

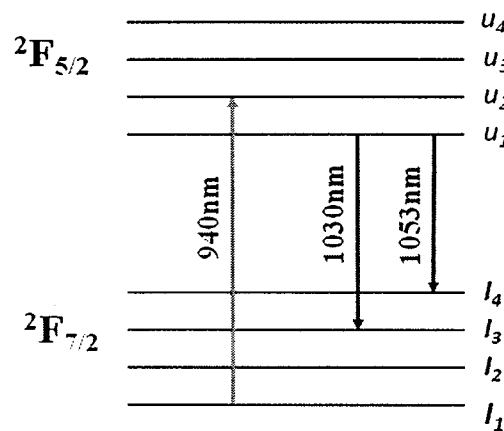


图 3.1 Yb:YAG 能级结构示意图

1) 原理上, Yb³⁺简单的电子能级结构使得激发态吸收、交叉弛豫、上转换等不利于激光运转的效应得以消除, 有利于增大激光效率。

2) 量子亏损 (quantum defect) 很小。量子亏损的定义式如下:

$$\eta = 1 - \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{laser}} \quad (3.1)$$

因为泵浦和激光跃迁发生在靠的很近的亚能级之间。这使得激光运转时候高的斜效率或者光光转换效率成为可能, 这也相应减少了激光晶体内部的热沉积, 从而减小各种热效应带来的不利影响。

3) 由于荧光跃迁发生在上下能级的多个亚能级之间, 这样使得荧光光谱得以极大地扩展, 通常可以从 1000nm 附近一直延伸到 1100nm 附近。所以 Yb^{3+} 激光可以作为波长可调谐激光, 另一方面, 也为锁模产生超短 fs 激光脉冲提供了必要条件。

但是 Yb^{3+} 这个能级结构也为激光运转带来了不利因素。小的量子缺陷虽然意味着可能具有高的转换效率, 但是它使得激光处于准三能级的运转状态。激光下能级和泵浦的起始能级处于一个能带内, 即使在常温下, 激光下能级也有粒子布居, 这会导致激光运转时候的重吸收, 尤其在短波范围内。图 3.2 是 Yb:YAG 的吸收截面和发射光谱图^[1]。从图中我们可以看到, Yb:YAG 在 1030nm 有一个最强的发射峰, 同样也存在一个较强的吸收峰。吸收光谱一直扩展到 1050nm 附近, 而发射光谱主要覆盖了 1000nm -1060nm 的范围, 由此可见, 激光运转时候会遭受重吸收损耗。这会增加激光运转的泵浦阈值, 降低激光运转的效率, 使得低量子缺陷的优势不能完全体现。

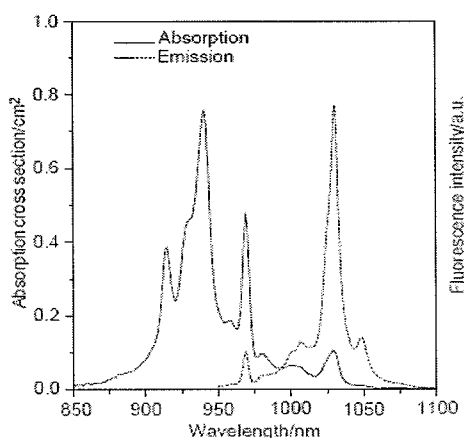


图 3.2 Yb:YAG 的吸收光谱和发射光谱图^[1]

3.2 谐振腔飞秒激光脉冲的色散补偿技术

3.2.1 谐振腔色散

在谐振腔内, 频率 ω 的光经过激光增益介质, 传播所用的时间 τ 与介质厚度 L 和介质对光的折射率 $n(\omega)$ 存在如下简单关系 ($P(\omega)$ 为光程):

$$\tau = P(\omega) / c = n(\omega) \cdot L / c \quad (3.2)$$

对于飞秒激光脉冲而言, 其带宽为 $\Delta\omega$, 当脉冲经过激光增益介质时, 不同的频率成分折射率不一样, 导致经历的光程不一样, 这样不同频率成分时间上产生相对延迟, 使得光脉冲的时域形状发生变化。在非吸收区, 通常激光增益介质对于长波折射率小, 对于短波折射率大。当飞秒脉冲在经过激光增益介质时候, 长波段跑的比短波段快, 这样脉冲就会被展宽。

脉冲内不同的光谱成分 ω 经历光程 $P(\omega)$ 后, 所用的时间 $\tau(\omega)$ 可以写成如下的泰勒级数形式:

$$\tau(\omega) = \tau(\omega_0) + \frac{\partial \tau}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \tau}{\partial \omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.3)$$

ω_0 指的是脉冲的中心频率。上式的第一项代表脉冲包络中心传播所用时间, 为群延迟 T_g , 第二项是由于群速度色散 (GVD) 而导致的时间延迟, 第三项是由于三阶色散 (TOD) 而导致的延迟, 接下来的各项反映的是更高阶色散的影响。由上式可以见到, 脉冲的光谱宽度越宽, 需要考虑更多阶的色散对脉冲传输的影响。如果从相位的角度考虑, 不同频率成分的相移 $\varphi(\omega)$ 对应展开成泰勒级数:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial \omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.4)$$

其中, φ_0 为常数项, $\partial \varphi / \partial \omega = \tau(\omega_0)$, $\partial^2 \varphi / \partial \omega^2 = \partial \tau / \partial \omega$, $\partial^3 \varphi / \partial \omega^3 = \partial^2 \tau / \partial \omega^2$, 依次类似。

相移与光程的关系如下: $\varphi(\omega) = 2\pi P(\omega) / \lambda$, 由此可以得到激光增益介质群速度色散 (GVD) 的表达式:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \cdot L \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (3.5)$$

对于激光增益介质而言, 知道了介质的折射率sellmeier equations, 就可以估计其

提供的GVD大小。从介质的折射率曲线可以得知，介质一般会对激光脉冲提供正的GVD。如果只考虑GVD，一个无啁啾脉宽为 τ_0 的高斯型脉冲，经过激光介质后，脉冲宽度变为 τ ：

$$\tau = \tau_0 \left[1 + \left(4 \ln 2 \frac{GVD}{\tau_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.6)$$

所以，为了限制腔内脉冲的宽度，必须考虑在腔内引入负色散，以抵消激光介质正的GVD的影响。通常在振荡器中采用的提供负色散的方法，一是加入棱镜对提供负色散，另外一个使用提供负色散的特殊反射镜片，比如啁啾镜（Chirped Mirror）或者Geris-Tournois干涉计（简称GTI）。

3.2.2 棱镜对技术

1984年，R. L. Fork等人首先提出了利用棱镜对来产生负的GVD^[2]，其光路布局如图3.3：

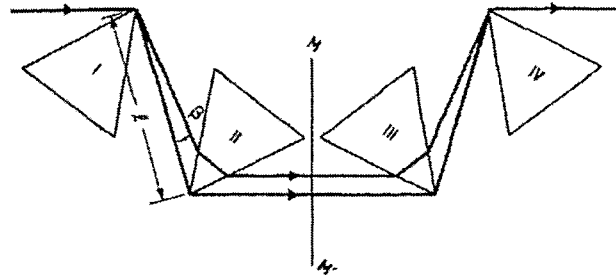


图3.3 棱镜对序列产生负的GVD光路布局示意图

脉冲被棱镜1角色散然后到达棱镜2，不同的频率成分经历的光程不一样从而产生了相对延迟，穿过棱镜2后，角色散消除，但是不同的频率成分在横向产生了位移，然后经过与棱镜1，2对称布置的3，4，将相对延迟加倍，但是消除了不同的频率成分在横向产生的位移。在 $\beta \ll 1$ 的情形下，棱镜对序列产生的GVD可以近似表示如下：

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \lambda^2} = -8l \left(\frac{\partial n}{\partial \lambda} \right)^2 \quad (3.7)$$

其中， $n(\lambda)$ 为棱镜材料的折射率。由上式可以知道，棱镜对可以产生负的GVD，而且GVD的大小正比于棱镜对之间的间距。所以，可以用棱镜对来产生负色散从

而补偿激光增益介质的GVD, 使得激光腔内的总色散接近于0。

使用棱镜对来补偿负色散的好处是, 1) 负色散的大小可以变动。通过调节棱镜对间距, 使得负色散大小随之变动, 从而使得腔内总色散可以为从正值到负值连续可调; 2) 棱镜对制作相对简单, 成本较低。而且可以用一个高反平面镜置于 MM' 面, 减少一半的棱镜对使用数量; 3) 可以提供较大的GVD负色散, 理论上可以提供的色散无穷大。棱镜对使用时候也存在一些缺点: 1) 棱镜对还会引入高阶色散, 需要考虑棱镜对产生的高阶色散的补偿问题, 而且补偿带宽有限, 难以实现10fs以下激光脉冲的精确色散补偿; 2) 在调节简易性和减少损耗方面, 不如啁啾镜和GTI镜。

3.2.3 啁啾镜和GTI技术

啁啾镜和GTI镜都是提供负色散的特殊镜片, 共同点在于: 一) 两者都是利用不同折射率的介电材料交替镀膜形成的多层结构; 二) 通过精确设计膜层结构, 两者都能够提供精确的色散量。但两者原理是不一样的。图3.4和图3.5分别是啁啾镜和GTI镜子的原理示意图。

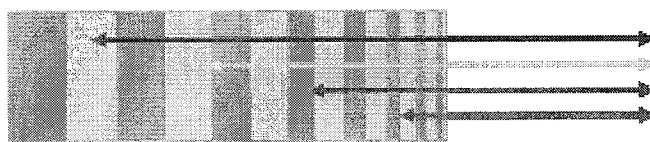


图3.4 啁啾镜原理示意图

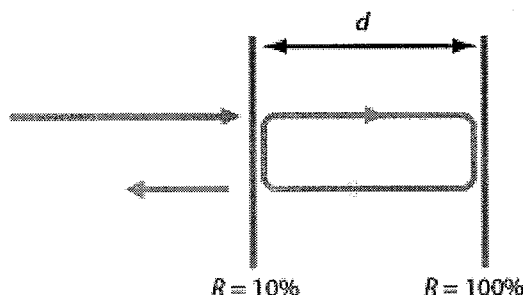


图3.5 GTI镜原理示意图

对于啁啾镜而言, 通过膜层设计, 可以让红光有比蓝光更深的穿透深度, 这样就使得红光产生了相对蓝光的延时, 从而实现了负色散的控制。啁啾镜于1994发明出来^[3], 其最大的特点就是可以实现比较宽的光谱范围内的色散补偿, 为获得亚10fs激光脉冲解决了色散补偿的难题。

GTI镜是一种特殊的反射式的法布里-珀罗(Fabry-perot)干涉仪^[4]。在表面的膜系形成了简单的驻波腔结构，前表面对入射光部分反射，后表面对入射光高反，如果忽略介质的吸收，他可以实现对所有波长的全部反射，但是反射光的相位会发生改变，而且这种相位改变会随着频率而周期性的从正极大值到负极大值变化。这样，GTI镜子对于某些波长就会引入负色散。GTI镜子负的极大值处只占自由光谱范围的很小一部分，比起啁啾镜，GTI镜子的补偿带宽要窄的多。但是GTI镜子也有特殊的优势：单次反射提供的色散量很大（能够提供 1000fs^2 量级的GVD）。所以啁啾镜和GTI镜子的选择也得依据谐振腔内的色散量和补偿带宽灵活决定。比起使用棱镜对来，使用啁啾镜和GTI镜在激光腔的调节上要简单，在腔内损耗方面更小，在腔型设计上更为灵活。他们无需像棱镜对那样受到间隔的影响，在实现紧凑和高重复频率激光方面也有优势。

3.3 被动锁模 Yb:NGW 激光

3.3.1 Yb:NGW 晶体光学性质和研究现状

Yb:NGW 晶体是 Yb^{3+} 掺杂钠双钨酸盐中的一种。钠双钨酸盐的通用分子式为 $\text{NaR}(\text{WO}_4)_2$ ，这里的 R 指代的是 Al, Ga, Bi, Y, La 或者其他的镧系稀土族元素的三价阳离子。由于这些基质里面， Na^+ 和 R^{3+} 在两个不同晶格点位的随机分布，致使掺入其中取代 R^{3+} 的 Yb^{3+} 也会随机分布，这种无序性的结果是 Yb^{3+} 离子会在不同的局域受到不同的晶体场作用，从而使得 Yb^{3+} 离子的发射谱出现非均匀增宽。无序晶体的发射谱通常会宽于有序晶体的发射谱。但是，这种无序性也导致了晶体材料热导率的下降，所以，无序晶体的光谱性质和热力学性质介于有序晶体和玻璃材料之间，是宽的发射谱和高的热导率之间的折中。

利用钛宝石激光器精确的波长调谐能力，可对 Yb:NGW 晶体中处于两种不同位置的 Yb^{3+} 离子进行选择性的激发，得到位置相对有偏移的两套发射谱，从而确定处于两种不同位置的 Yb^{3+} 离子的 $^2\text{F}_{7/2}$ 和 $^2\text{F}_{5/2}$ 两个多重态里面各个斯塔克能级的相对大小，图 3.6 是 Yb:NGW 的能级结构示意图，两种不同位置的 Yb^{3+} 能级分裂是不一样的。另外，基态的分裂相当小，只有 482cm^{-1} ，这个值小于 Yb:YAG 的 785cm^{-1} ^[5]，更远远小于 Yb:GSO 的 1067cm^{-1} ^[5]。这表明 Yb:NGW 运转时候会

受比较严重的重吸收损耗, 进而影响激光运转时候的效率。

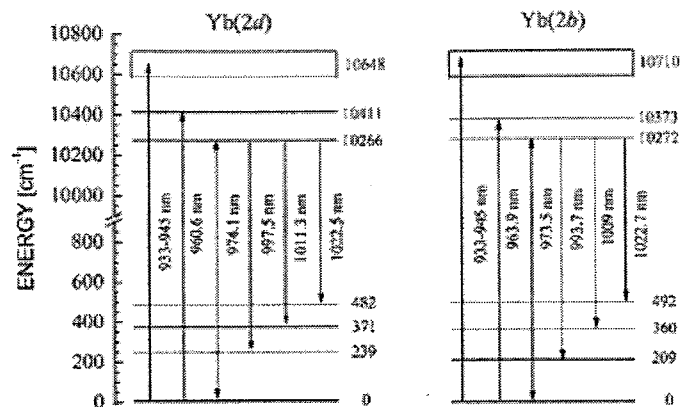


图 3.6 Yb:NGW 的能级结构示意图, 2b 和 2d 指代 Yb³⁺取代位置^[6]

图3.7显示的是室温下对应于 π 偏振和 σ 偏振方向的吸收截面和发射截面。从图中可以看到在975nm处, π 偏振和 σ 偏振方向的吸收截面分别为 $1.78 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 和 $1.36 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, 而Yb:YAG在940nm处的吸收截面为 $0.75 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, 前者是后者的约2倍左右。发射光谱从930nm附近一直延伸到1070nm附近, 对于 π 偏振, 在1000nm处有一个最大的发射峰, 对应的发射截面是 $1.89 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, 这个值略微小于Yb:YAG在1030nm处的发射截面 $2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。而对于 σ 偏振, 则有一个从980nm到1020nm的相对平坦的平台区, 对应的发射截面约为 $0.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。

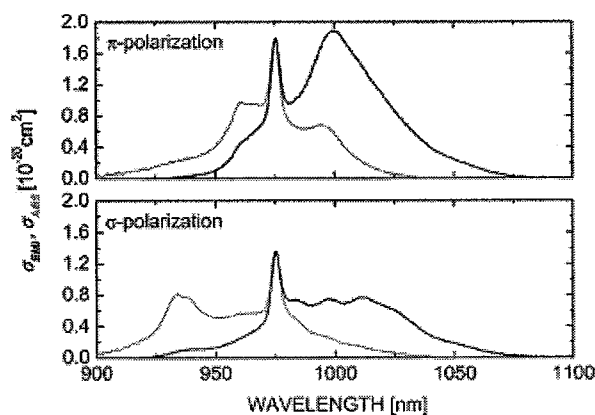


图 3.7 Yb:NGW 在室温下的吸收截面 (灰) 和发射截面光谱 (黑)^[7]

在进行色散补偿得到超短飞秒激光的实验中, 需要对晶体引入的色散大小进行估计。Yb:NGW 晶体的折射率 sellmeier equations 采用如下形式 $n^2 = A + B\lambda^2/(\lambda^2 - C^2)$ (单位: μm) 进行拟合, 各项系数如下表 3.1 所示。Yb:NGW 晶体的 $n_o < n_e$, 是正单轴晶体。

表 3.1 Yb:NGW 晶体 sellmeier equations 拟合系数^[6]

	Undoped NGW		18mol% Yb:NGW	
	n_o	n_e	n_o	n_e
A	2.026(6)	2.260(5)	2.091(9)	2.454(8)
B	1.704(5)	1.479(4)	1.639(8)	1.305(7)
C	0.175	0.187	0.177	0.194

由于 Yb:NGW 晶体是一种无序晶体，所以热导率并不是很好，沿晶轴 c 方向为 $1.243\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ，远远小于 Yb:YAG 的 $14\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 。Yb:NGW 光谱参数和部分热学性能参数^[8]列于表 3.2:

表 3.2 Yb:NGW 光谱参数和热学性能参数

光谱参数		π 偏振	σ 偏振
吸收峰波长	nm	975	975
吸收截面	10^{-20}cm^2	1.78	1.36
发射峰波长	nm	1000	980-1020
发射截面	10^{-20}cm^2	1.89	0.8
荧光寿命	ms	0.32	0.32
基态分裂	cm^{-1}	482	482
热力学参数		[100]	[001]
热导率	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	1.096	1.243
热膨胀系数	10^{-6}K^{-1}	6.7	16.27

目前利用 Yb:NGW 晶体开展的激光研究包括了连续，调谐，调 Q，和锁模激光。2004 年，首先报道了 Yb:NGW 的连续激光和调谐性能，在 Ti:Sapphire 泵浦下，连续激光获得了 33%的斜效率（相对吸收泵浦功率）和 1016-1049nm 的调谐范围^[9]，这也是这类 Yb^{3+} 掺杂无序双钨酸盐的首次激光报道。2006 年，报道了在 Ti:Sapphire 泵浦下，连续激光获得了 69.7%的斜效率，调谐范围从 1014nm-1079nm，在 LD 泵浦下，获得了 36.3%的效率效率^[6]。2007 年报道了在光纤耦合输出 LD 泵浦下得到 5.2W 连续输出，相应斜效率为 45%^[10]。2008 报道了 Yb:NGW 薄片连续激光器结果，输出为 18.2W，相应斜效率为 51%，调谐范围从 997nm-1075nm^[7]。2009 年，报道了半导体泵浦的 Yb:NGW 连续激光斜效率达到 71%，输出为 3W 的结果^[11]。在锁模激光方面，已经报道了在 Ti:Sapphire 泵浦下，得到 75fs 超短脉冲的结果^[12]，但是，LD 泵浦的 Yb:NGW 锁模激光未见报道。本小节介绍我们在这方面进行的实验研究。

3.3.2 Yb:NGW 皮秒锁模激光实验

3.3.2.1 实验装置

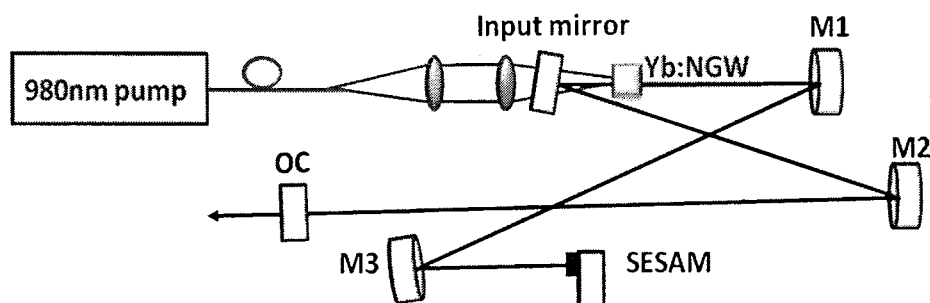


图 3.8 Yb:NGW 皮秒被动锁模腔型示意图

激光腔的腔型如图 3.8 所示。实验用的晶体尺寸为 $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ ，掺杂浓度为 5.0at%，晶体两通光面均光学抛光且镀增透膜 ($\text{AR}@970 \sim 1080 \text{ nm}$)。晶体用铝箔包裹，安装在一个铜质的水冷夹里面。实验时候冷却水温维持在 18°C 。谐振腔由具有如下参数的元件构成：Input mirror ($R=0$, S1&S2: $\text{HT}@970 \text{ nm}$, S2: $\text{HR}@1020 \sim 1080 \text{ nm}$)，折叠镜 M1 ($R=300 \text{ mm}$, $\text{HR}@1020 \sim 1080 \text{ nm}$)，折叠镜 M2 ($R=500 \text{ mm}$, $\text{HR}@1020 \sim 1080 \text{ nm}$)，折叠镜 M3 ($R=150 \text{ mm}$, $\text{HR}@1020 \sim 1080 \text{ nm}$)，输出耦合镜 OC ($R=0$, $T=2.4\% @1020 \sim 1080 \text{ nm}$) 和锁模元件 SESAM。泵浦源是一台光纤耦合输出的 LD，发射 15W 功率时候，中心波长在 976nm 附近。光纤的芯径是 $100 \mu \text{m}$, $\text{N.A.}=0.22$ 。泵浦光被一个具有 1:1 耦合比例的耦合系统直接聚焦在晶体的内部。经过测量，发现晶体对泵浦光的吸收约为 50%。自相关的测量采用的是 PulseScope Autocorrelater，光谱的测量采用的是 ANDO AQ-6315B Optical Spectrum Analyzer。脉冲序列的测量采用一个 1GHz 的光电二极管，测量信号连接在一个 1GHz 的示波器 (Tektronix DPO7104) 上显示。

3.3.2.1 实验结果和讨论

在实验中，我们尝试了多块 SESAM 来锁模 (Batop GmbH)，当使用 SAM-1064-2-500fs (具体参数：工作波长 1064nm, $A=2\%$, $\Delta R=1.2\%$, $\tau_A=500 \text{ fs}$) 的时候，得到了一个稳定的锁模结果，如图 3.9 所示。在吸收了大约 2.7W 泵浦功率的时候，获得 80mW 输出。测量的自相关信号显示脉宽约为 3.9ps，对应的光谱中心位于 1026.1nm，光谱宽度约为 1nm。脉冲的重复频率为 75.5MHz。测

量的各个结果分别见于图 3.10, 图 3.11。

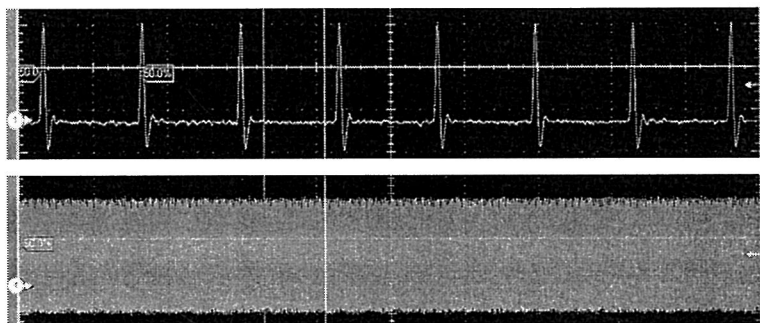


图 3.9 在两个不同时间尺度下示波器脉冲序列信号（上）10ns，（下）100μs

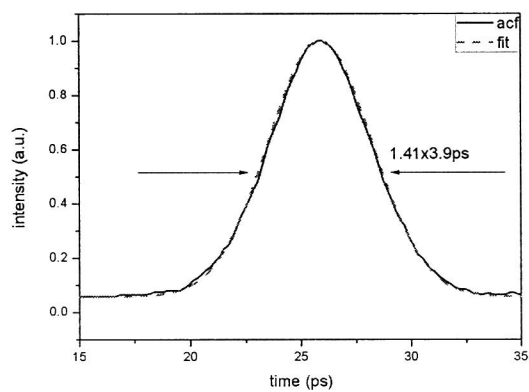


图 3.10 皮秒锁模的自相关信号

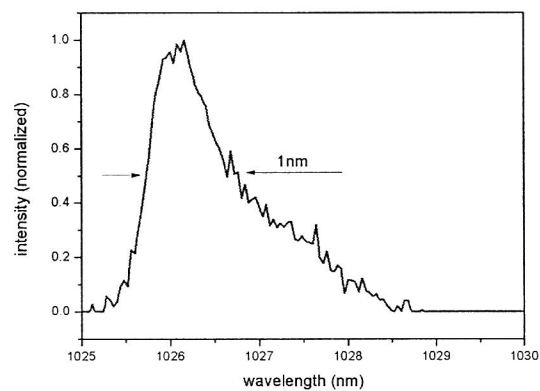


图 3.11 皮秒锁模对应的光谱

3.3.3 Yb:NGW 飞秒锁模激光实验

3.3.3.1 实验装置

在皮秒锁模腔内加入一对棱镜对实现腔内的正色散补偿。色散补偿飞秒锁模

实验腔型见图 3.12。一对 SF10 三棱镜用来提供负色散以补偿晶体和镜片引入的正色散，棱镜对的 tip-tip 间隔为 310mm。考虑到加入棱镜对以后带来的损耗，我们将输出耦合镜由皮秒实验的 OC ($R=0$, $T=2.4\% @ 1020-1080\text{nm}$) 换成 OC ($R=0$, $T=1.6\% @ 1020-1080\text{nm}$)。另外 SESAM 也更换成了 SAM-1064-0.5-500fs (具体参数：工作波长 1064nm, $A=0.5\%$, $\Delta R=0.3\%$, $\tau_A=500\text{fs}$)。其他的测量仪器同上面的皮秒锁模实验。

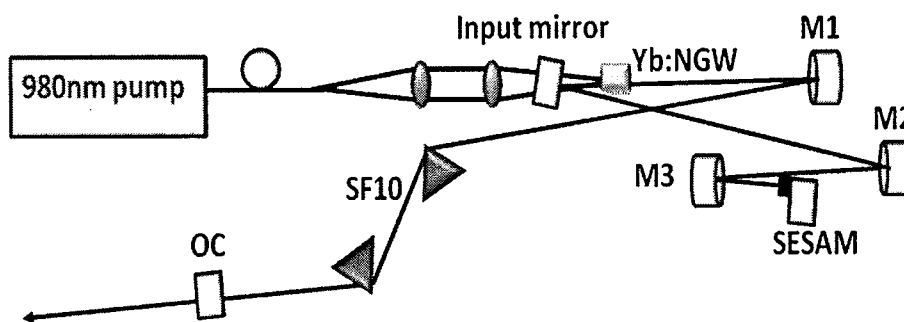


图 3.12 Yb:NGW 飞秒锁模激光腔型示意图

3.3.3.2 实验结果和讨论

将棱镜对置于谐振腔内补偿色散后，成功地得到了锁模飞秒激光脉冲输出。测量的自相关信号和相应的光谱如图 3.13 和图 3.14 所示。

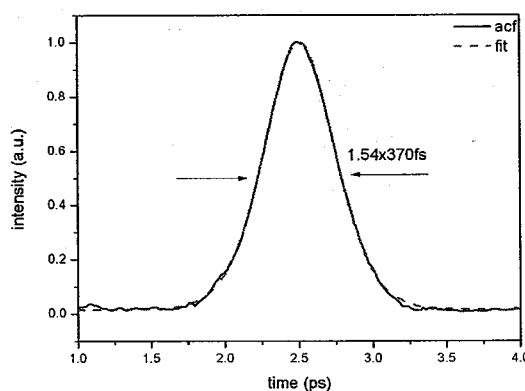
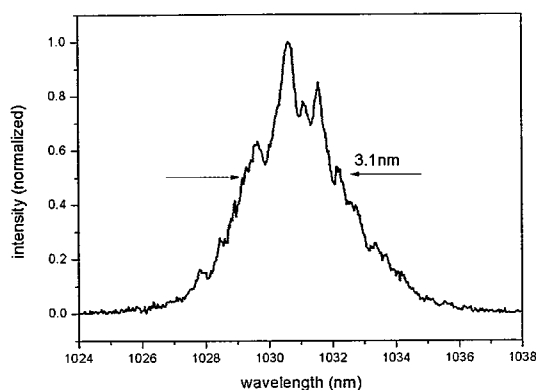


图 3.13 Yb:NGW 飞秒激光脉冲的自相关曲线

如果对脉冲采用 sech^2 拟合，锁模脉冲的实际宽度为 370fs。飞秒激光脉冲光谱的中心波长为 1031nm，这与我们调谐实验得到的峰值波长很一致。光谱的宽度为 3.1nm (FWHM)。脉冲的时间带宽积为 0.323，很接近 sech^2 脉冲的变换极限 0.315。脉冲的重复频率为 54.8MHz，在吸收了大约 2.7W 泵浦功率的情况下，

输出功率约为 75mW。



3.14 Yb:NGW 飞秒激光脉冲光谱

文献[6]中报道的锁模结果是锁模脉宽 120fs，光谱宽度为 9.7nm (FWHM)，但是他们采用的是钛宝石的泵浦源，无论是泵浦的强度，光束质量，还是泵浦和激光之间的模式匹配，都远优于光纤耦合的半导体激光器，所以，实验改进的方向就是换用一个 single emitter 的 LD，来代替目前的光纤耦合输出 LD，以期取得短至 100fs 的激光脉冲。

3.4 被动锁模 Yb:LPS 激光

3.4.1 Yb:LPS 晶体光学性质和研究现状

Yb:LPS 的能级图及对应的发射波长如图 3.15 所示。

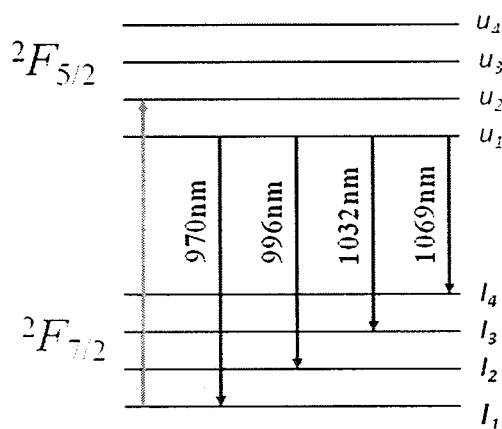


图 3.15 Yb:LPS 的能级图及对应的发射波长

与 Yb:NGW 不同的是，在 Yb:LPS 中，Yb³⁺离子取代位置只有一种情形。但是 LPS 属于是单斜晶系，所以掺杂在其中的 Yb³⁺受到低对称性晶体场的作用，

导致光谱的增宽, 图 3.16 是 Yb:LPS 晶体的吸收截面和发射截面。

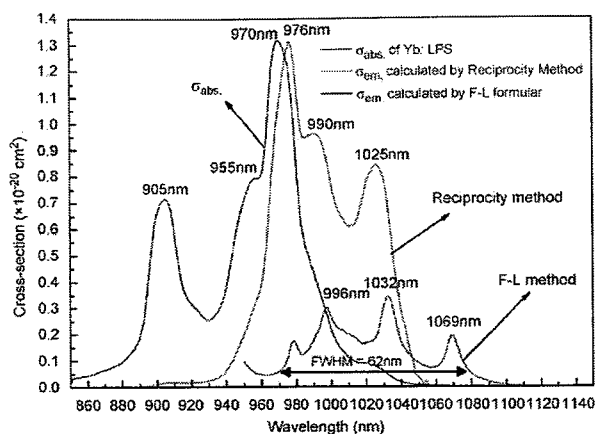


图 3.16 Yb:LPS 晶体的吸收截面和发射截面^[13]

从图中可以看到, Yb:LPS 有三个主要的吸收带: 905nm, 955nm 和 970nm, 其中 970nm 对应着零线跃迁 (从 $^2F_{7/2}$ 能级的最低亚能级跃迁到 $^2F_{5/2}$ 能级的最低亚能级, 可以参见上面的能级示意图)。从图中也可以看到, 在 940nm 波长泵源的激发下, Yb:LPS 晶体的发射谱线从 970nm 一直延伸到 1090nm, 四个主要的荧光峰位于 976nm, 996nm, 1032nm, 1069nm。

Yb:LPS 基态能级分裂大小为: 954cm^{-1} , 这小于目前已知的掺 Yb³⁺激光晶体中具有最大分裂的 Yb:GSO 晶体中的分裂值 1067cm^{-1} ^[5], 但是大于基态在 Yb:YAG 晶体中的分裂值 785cm^{-1} ^[5]。对于 Yb:LPS 晶体而言, 较大的基态分裂对于激光运转时候, 降低阈值, 提高效率是很有帮助的。

对于激光运转而言, 良好的热力学参数也是保证激光性能一个重要方面, 但是目前对 Yb:LPS 的研究还不多, 相关参数目前未能见诸报道。表 3.3 总结了 Yb:LPS 晶体的一些光谱参数。

表 3.3 Yb:LPS 晶体光谱参数总结

光谱参数	单位	Yb:LPS			
吸收峰波长	nm	905	955	970	
吸收峰带宽	nm	21	22	29	
吸收截面	10^{-20}cm^2	0.73	0.81	1.33	
发射峰波长	nm	976	996	1032	1069
发射截面	10^{-20}cm^2	0.18	0.31	0.34	0.20
发射带宽	nm	5	29	14	10
荧光寿命	ms	1.88			
基态分裂	cm^{-1}	954			

在 LPS 基质中掺杂 Ce^{3+} 的研究得到了比较多的关注^{[14][15]}，因为可以作为磷光体或者闪烁体，用于高能射线的探测。但是，对 Yb:LPS 的研究到现在还很少，对其光谱和激光性质的了解也不是很多^{[13][16]}，目前已经报道的激光实验结果只是在 Yb:LPS 晶体中实现了连续激光运转^[17]，获得了 2.22W 的激光输出，并且采用三棱镜作为调谐元件，获得了 46nm (1034-1080) 的调谐范围。其他的结果未见报道。本小节将介绍我们对 Yb:LPS 晶体激光性能开展的研究，包括连续激光和被动锁模激光的研究。

3.4.2 连续 Yb:LPS 激光实验

3.4.2.1 实验装置

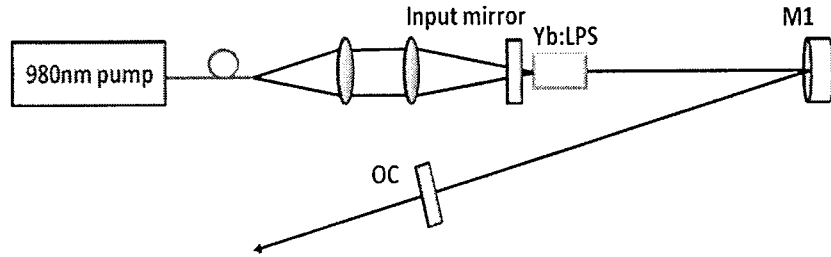


图 3.17 Yb:LPS 连续激光实验腔型示意图

在连续激光实验中，一个三镜折叠腔被采用，实验腔型如图 3.17 所示。实验用的晶体尺寸为 $3\text{x}3\text{x}3\text{mm}^3$ ，掺杂浓度为 $5.0\text{at}\%$ ($2.168 \times 10^{20} \text{atm}/\text{cm}^3$)，晶体取向是 (001) 面，晶体两通光面均光学抛光且镀增透膜 ($\text{AR}@970\sim1080\text{nm}$)。晶体用铝箔包裹，安装在一个铜质的水冷夹里面。实验时候水温维持在 18°C 。谐振腔由一个充当入射镜的平面镜 ($\text{HT}@970\text{nm}$, $\text{HR}@1020\text{-}1080\text{nm}$)，一个充当折叠镜的凹面镜构成 ($R=500\text{mm}$, $\text{HR}@1020\text{-}1080\text{nm}$) 和一个充当输出镜的平面镜构成。实验中，采用了不同透过率的输出镜进行对比。泵浦源是一台光纤耦合输出的 LD，发射 15W 功率时候，中心波长在 976nm 附近。光纤的芯径是 $100\mu\text{m}$, $\text{N.A.}=0.22$ 。泵浦光被一个具有 1:1 耦合比例的耦合系统直接聚焦在晶体的内部。

3.4.2.2 实验结果和讨论

实验中，我们首先测量了晶体对泵浦光的吸收效率，约为 74%。连续激光实

验中, 测量了不同透过率的输出镜下的输出功率, 具体结果见图 3.18。在吸收功率为 6.9W 且采用 $T=2.4\%$ 镜子的时候, 获得的最大输出约为 1.72W。出于晶体保护的考虑, 并没有继续增加泵浦功率。因为在实验当中, 我们观察到输出的激光光斑模式并不很好, 非常发散且有朝高阶模转变的迹象。此时的泵浦功率并不是很强, 说明晶体的导热性能一般。从图上的观察还可以知道, 输出镜子的透过率为 3.6% 时候, 输出的斜效率最高, 约为 38%。

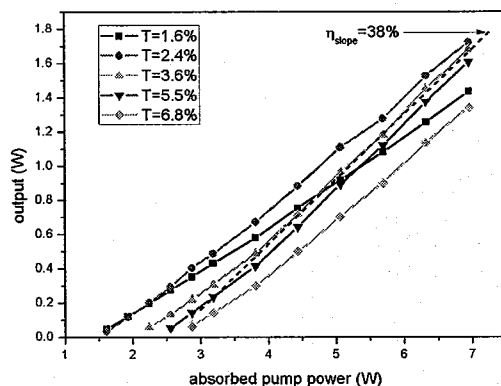


图 3.18 采用不同输出镜的输入输出关系

同时, 我们还测量了不同透过率下的激光的波长, 见图 3.19。由图可以见到, 随着透过率的增加, 输出激光的波长由 $T=1.6\%$ 时候的 1082nm 往短波方向移动到 $T=6.8\%$ 时候的 1040nm。

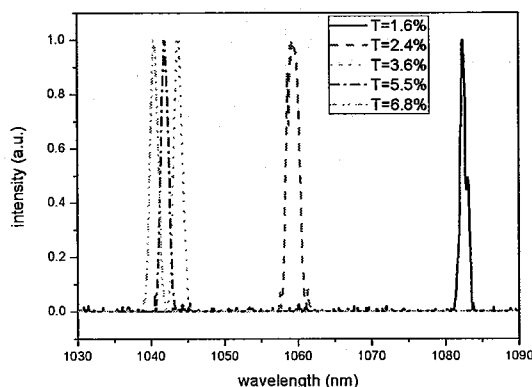


图 3.19 不同透过率下对应激光的波长

对比我们的实验结果和已经发表的结果[17], 最大的不同有两点: 一是我们的结果在 $T=3.6\%$ 时候, 有最高斜效率, 后者是在 $T=6\%$ 时候; 另一个是后者输出波长固定在 1070.9nm, 随着透过率变化没有改变, 而我们的实验结果里面, 输出波长随透过率的增大而朝短波方向移动, 同样情形也出现在别的 Yb^{3+} 掺杂

晶体的激光里面^[6]。原因在于不同布居反转比例情形下，增益截面最大处的波长也随之改变，这样导致激光输出波长也随之变化。激光增益截面的表达式如下：

$$\sigma_g = \beta\sigma_e - (1 - \beta)\sigma_a \quad (3.8)$$

其中， β 是反转系数，定义为激光上能级的粒子数与总的粒子密度的比值。当 $\beta=0$ 时候，也就是就是粒子全部居于下能级时候，增益截面等于负的吸收截面，这时候，就只有吸收，反之 $\beta=1$ 时候，就只有发射。下图 3.20 是在不同反转比例情形下，Yb:LPS 晶体净增益截面大小与波长的关系。从图中可以看出，随反转系数增大，最大增益截面处的波长朝短波方向移动。而反转系数的大小与损耗密切相关，当损耗增大时候，反转系数需要相应增加才能抵消损耗，满足激光振荡的阈值条件。在本实验中，当透过率增加的时候，对应着损耗增加，这就导致反转系数变大，使得激光波长朝向短波方向移动。

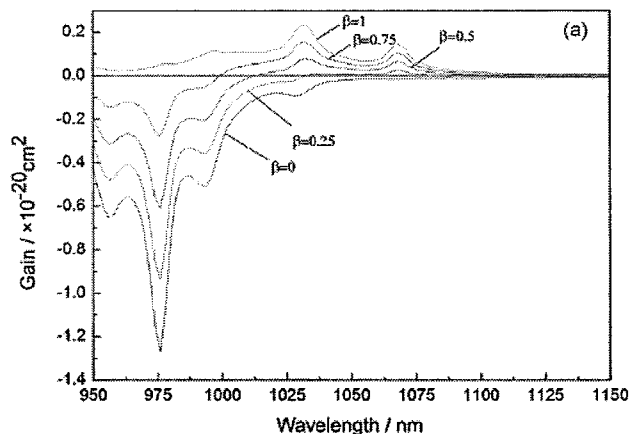


图 3.20 Yb:LPS 增益截面光谱^[16]

3.4.3 被动锁模 Yb:LPS 激光实验

3.4.3.1 实验装置

Yb:LPS 被动锁模激光实验腔型如图 3.21 所示。在被动锁模激光实验中，泵浦源，入射镜，晶体与连续激光实验相同。两个凹面镜，曲率半径分别为 500mm 和 300mm，充当了折叠镜，另外一片曲率半径为 150mm 的凹面镜，将光聚焦在 SESAM 表面。输出耦合镜的透过率为 2.4% @ 1020-1080nm。自相关的测量采用的是 PulseScope Autocorrelater，光谱的测量采用的是 ANDO AQ-6315B Optical Spectrum Analyzer。脉冲序列的测量采用一个 1GHz 的光电二极管，信号在一台

1GHz 的示波器 (Tektronix DPO7104) 上显示。

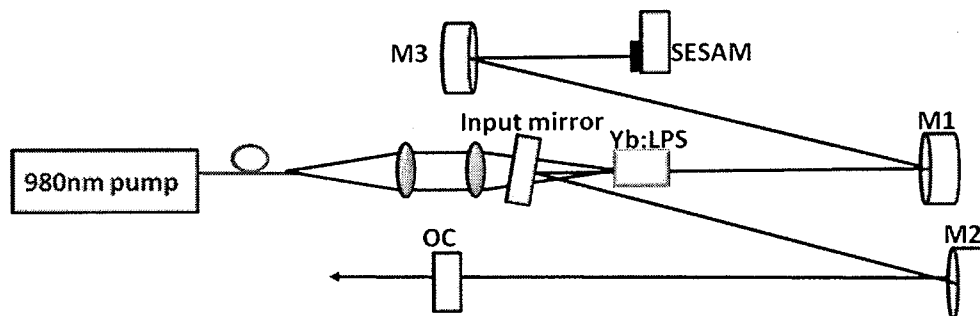


图 3.21 Yb:LPS 被动锁模激光腔型示意图

3.4.3.2 实验结果和讨论

在锁模实验当中, 采用了多块不同的 SESAM 进行尝试, 在四块 SESAM 上获得了稳定的锁模输出结果。不同的 SESAM 锁模时, 结果有很大的差别。下面按照所使用的 SESAM 分别介绍实验结果。

第一块 SESAM 为 SAM-1064-2-500fs (具体参数: 工作波长 1064nm, $A=2\%$, $\Delta R=1.2\%$, $\tau_A=500\text{fs}$)。下面图 3.22 和图 3.23 显示的是经过调节 SESAM 以后, 获得的两个不同的输出结果的自相关信号和对应的光谱。

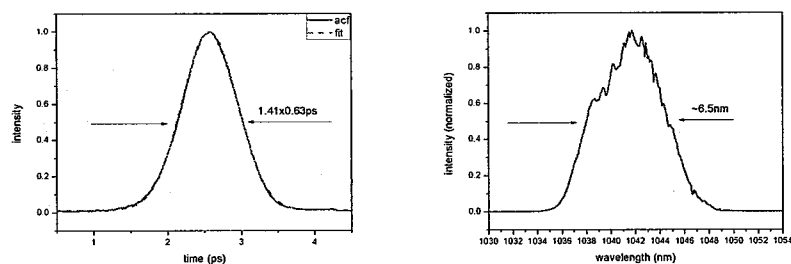


图 3.22 SAM-1064-2-500fs 获得 630fs 激光脉冲, 中心波长位于 1041.7nm。

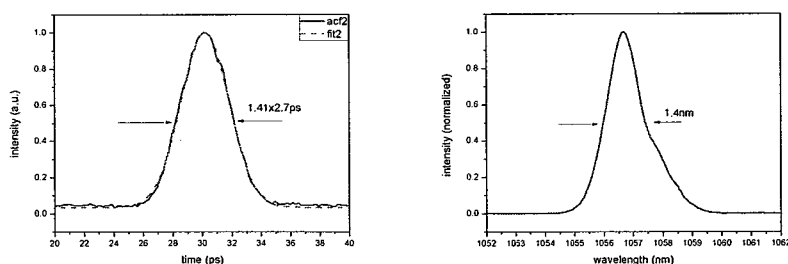


图 3.23 SAM-1064-2-500fs 获得 2.7ps 激光脉冲, 中心波长位于 1056.7nm。
利用 SAM-1064-2-500fs, 我们在两个波长上分别获得了稳定的锁模输出结

果, 其中锁模中心波长位于 1056.7nm 时候, 锁模的脉冲宽度为 2.7ps (FWHM), 相应的光谱宽度为 1.4nm (FWHM)。当调节 SESAM, 使得锁模中心波长位于 1041.7nm 时候, 光谱宽度增至 6.5nm (FWHM), 这时候测量的自相关信号显示脉冲宽度为 630fs。

第二块 SESAM 为 SAM-1040-2-500fs (具体参数: 工作波长 1040nm, $A=2\%$, $\Delta R=1.2\%$, $\tau_A=500\text{fs}$)。同样的, 我们在这块 SESAM 上也观察到在两个波长分别可以实现锁模。自相关信号和对应的光谱可以见图 3.24 和图 3.25。

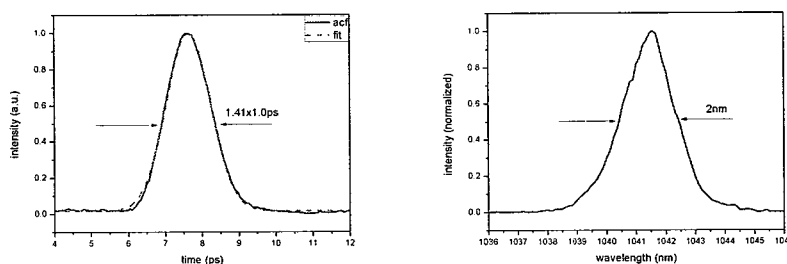


图 3.24 SAM-1040-2-500fs 获得 1.0ps 激光脉冲, 中心波长位于 1041.5nm

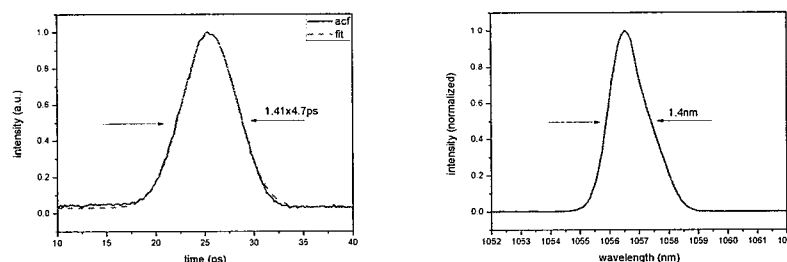


图 3.25 SAM-1040-2-500fs 获得 4.7ps 激光脉冲, 中心波长位于 1056.5nm。

利用 SAM-1040-2-500fs, 也是在 1041nm 和 1056nm 两个波长处获得了稳定的锁模输出。当锁模中心波长位于 1041.5nm 时候, 光谱宽度约为 2nm, 锁模脉宽约为 1.0ps。当锁模中心波长位于 1056.5nm 时候, 光谱宽度约为 1.4nm, 脉冲宽度约为 4.7ps。与调节 SAM-1064-2-500fs 获得不同的波长锁模不同的是, 对于 SAM-1040-2-500fs, 一旦实现了 1041nm 锁模, 当增加泵浦功率的时候, 波长由 1041.5nm 转移到 1056.5nm, 降低电流的时候, 则反之情况发生。

实验中还使用了另外两块 SESAM, 分别是 SAM-1040-0.7-1ps (具体参数: 工作波长 1040nm, $A=0.7\%$, $\Delta R=0.4\%$, $\tau_A=1\text{ps}$) 和 SAM-1064-3-500fs (具体参数: 工作波长 1064nm, $A=3\%$, $\Delta R=1.6\%$, $\tau_A=500\text{fs}$)。两块 SESAM 的锁模结

果分别如图 3.26 和图 3.27 所示。这两块 SESAM 都只是实现了在 1057nm 波长处的锁模, 分别获得了 6.9ps 和 5.2ps 的脉冲, 对应的谱宽分别为 1.2nm 和 1.8nm。

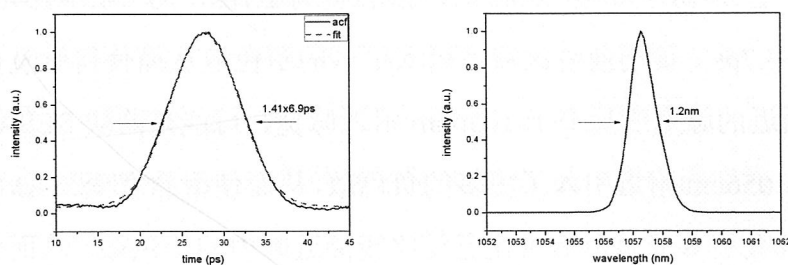


图 3.26 SAM-1040-0.7-1ps 获得 6.9ps 激光脉冲, 中心波长位于 1057.3nm。

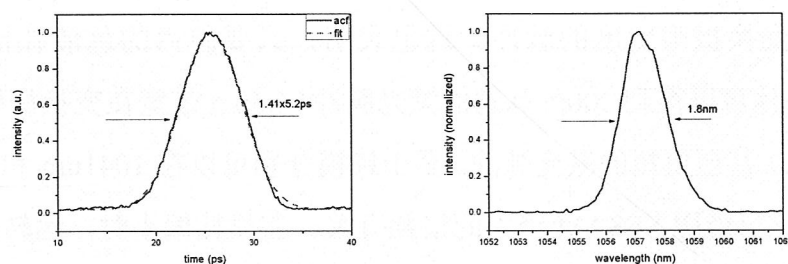


图 3.27 SAM-1064-3-500fs 获得 5.2ps 激光脉冲, 中心波长位于 1057.2nm

在用不同的 SESAM 锁模的时候, 锁模脉冲都很稳定, 这里选取了锁模得到 630fs 的脉冲序列作为代表结果, 如图 3.28 所示。

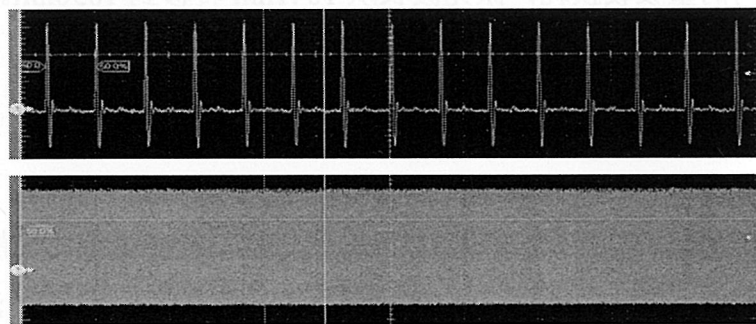


图 3.28 在不同时间尺度下 Yb:LPS 锁模脉冲序列上: 20ns 下: 5μs

表 3.4 Yb:LPS 被动锁模激光实验结果汇总

	波长1 (nm)	脉宽1 (ps)	谱宽1 (nm)	波长2 (nm)	脉宽2 (ps)	谱宽2 (nm)
SAM-1064-2-500fs	1041.7	0.63	6.5	1056.7	2.7	1.4
SAM-1040-2-500fs	1041.5	1.0	2.0	1056.5	4.7	1.4
SAM-1040-0.7-1ps	\	\	\	1057.3	6.9	1.2
SAM-1064-3-500fs	\	\	\	1057.2	5.2	1.8

我们将实验结果列于表 3.4。通过对比可以发现，两块 $A=2\%$ 的 SESAM 都分别实现了在两个波长上的锁模，其中在 1056nm 附近锁模，两者的谱宽都是 1.4nm，但是 SAM-1064-2-500fs 对应的脉宽为 2.7ps，而 SAM-1040-2-500fs 对应的脉宽为 4.7ps，说明前者比后者引入更多的负色散从而使得脉宽变窄。另外，1041nm 附近的脉宽明显窄于 1056nm 附近脉宽，可能是两块 SESAM 在 1041nm 附近比在 1056nm 附近引入了更多的负色散，从而使得脉宽变窄。SAM-1064-2-500fs 在 1041nm 处引入的负色散可能已经比较接近腔内的正色散，从而使得锁模光谱极大地变宽，脉宽变窄，但是脉宽还是宽于变换极限（6.5nm 带宽在 1030nm 处，在变换极限下可以支持约 170fs 脉宽），这表明还需要精确的调整腔内色散，以获得接近变换极限宽度的脉冲。这也表明，只要腔内的色散补偿合理，利用 Yb:LPS 晶体可以得到 200fs 脉宽的激光脉冲（6.5nm 带宽在变换极限下可以支持 170fs 脉宽）甚至更短的激光脉冲。至于锁模分别可以在 1041nm 和 1056nm 波长上实现，这可能跟 SESAM 带入的损耗有关。在损耗偏小时，运转在 1056nm 附近，而损耗偏大时候，运转在 1041nm 附近。这一方面可以由连续激光时候，透过率对输出波长的影响看出，另一方面，从使用 SAM-1040-2-500fs 时候，增加泵浦可以让波长从 1041nm 转移到 1056nm 看出，因为泵浦增加，可以相应的减少在晶体内的重吸收损耗，激光波长从 1041nm 转移到 1056nm。

3.5 本章小结

借助被动锁模技术（如 SESAM, Kerr-Lens）和各种腔内色散补偿技术（如棱镜对，啁啾镜，GTI 镜），研究者们已经利用多种 Yb^{3+} 掺杂的激光晶体得到了 100fs 以下激光脉冲输出，例如，在 Yb:CALGO 晶体上，得到短至 47fs 的激光脉冲。我们利用 Yb:NGW 激光晶体开展了锁模激光的研究，利用 Yb:LPS 晶体开展了连续激光和锁模激光的研究。

在 Yb:NGW 晶体上，皮秒实验获得了脉冲宽度为 3.9ps，对应的光谱中心位于 1026.1nm，光谱宽度约为 1nm 的连续锁模激光输出，输出功率约为 80mW，脉冲的重复频率为 75.5MHz。在皮秒锁模实验的基础上，插入棱镜对补偿腔内色散，获得了 370fs，波长为 1031nm，谱宽为 3.1nm 的超短脉冲输出。脉冲的重复

频率约为 54.8MHz，输出功率约为 75mW。

在 Yb:LPS 晶体上，连续激光实验获得了 1.72W，斜效率为 38%的输出，且连续激光的输出波长随透过率的增大从 1082nm 移动到 1040nm。采用一个未加入棱镜对进行色散补偿的 Z 型腔实现了 Yb:LPS 的锁模。在多个不同的 SESAM 上，结果差别较大。稳定的连续锁模分别在两个波长上实现了，一个是 1041nm，一个是 1056nm。在 1041nm，获得的最短脉冲是 630fs，相应谱宽为 6.5nm，在 1056nm，获得的最短脉宽是 2.7ps，相应的谱宽为 1.4nm。相应结果已经整理成文投稿。

参考文献

- [1] Xiaodong Xu, Zhiwei Zhao, Jun Xu and Peizhen Deng, "Crystal growth and spectral properties of $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ", J. Crystal Growth 257, 272 (2003)
- [2] R. L. Fork, o. E. Martinez, and J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms", Opt. Lett. 9, 150 (1984)
- [3] Robert Szipocs, Kdrpdt Ferencz, Christian Spielmann, and Ferenc Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers", Opt. Lett. 19, 201 (1994)
- [4] F. Gires and P. Tournois, "Interferometre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulees en frequence", C. R. Acad. Sci. Paris 258, 6112 (1964)
- [5] Chengfeng Yan, Guangjun Zhao, Liangbi Su, Xiaodong Xu, Lianhan Zhang, and Jun Xu, "Growth and spectroscopic characteristics of Yb:GSO single crystal", J. Phys.: Condens. Matter 18, 1325 (2006)
- [6] C. Cascales, M. D. Serrano, F. Esteban-Betegón, C. Zaldo, R. Peters, K. Petermann, G. Huber, L. Ackermann, D. Rytz, C. DupréM. Rico, J. Liu, U. Griebner and V. Petrov, "Structural, spectroscopic, and tunable laser properties of Yb^{3+} -doped $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ ", Phys. Rev. B 74, 174114 (2006)
- [7] R. peters, C. kr"ankel, K. petermann, and G. Huber, "Power scaling potential of Yb:NGW in thin disk laser configuration", Appl. Phys. B 91, 25 (2008)
- [8] Jiandong Fan, Huaijin Zhang, JiyangWang, Zongcheng Ling, Hairui Xia, Xiufang Chen, Yonggui Yu, Qingming Lu, and Minhua Jiang, "Growth, structure and thermal properties of Yb^{3+} -doped $\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ crystal", J. Phys. D: Appl. Phys. 39, 1034 (2006)
- [9] M. Rico, J. Liu, U. Griebner, V. Petrov, M. D. Serrano, F. Esteban-Betegón, C. Cascales, and C. Zaldo "Tunable laser operation of ytterbium in disordered single crystals of $\text{Yb}:\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ " Opt. Express 12, 5362 (2004)
- [10] Junhai Liu, Huaijin Zhang, Jiyang Wang, and Valentin Petrov, "Continuous-wave and Q-switched laser operation of $\text{Yb}:\text{NaY}(\text{WO}_4)_2$ crystal", Opt.

Express 15, 12900 (2007)

- [11] Y. Cheng, X. B. Yang, Z. Xin, S. S. Cheng, D. H. Cao, X. D. Xu, and J. Xu, "Crystal Growth, Spectral and Laser Properties of $\text{Yb}^{3+}:\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ Crystal", Laser Phys. 19, 2168 (2009)
- [12] S. Rivier, M. Rico, U. Griebner, V. Petrov, M. D. Serrano, F. Esteban-Betegon, C. Cascales, C. Zaldo, M. Zorn, M. Weyers, "Sub-80fs pulses from a mode-locked $\text{Yb}:\text{NaGd}(\text{WO}_4)_2$ laser", 2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe
- [13] Lihe Zheng, Guangjun Zhao, Chengfeng Yan, Gang Yao, Xiaodong Xu, Liangbi Su and Jun Xu, "Growth and spectroscopic characteristics of $\text{Yb}:\text{LPS}$ single crystal", J. Crystal Growth 304,441 (2007)
- [14] H. S. Tripathi, V. K. Sarin, "Synthesis and densification of lutetium pyrosilicate from lutetia and silica", Mater. Res. Bull. 42, 197 (2007)
- [15] D. Pauwels, N. Le Masson, B. Viana, A. Kahn-Harari, E.V.D. van Loef, P. Dorenbos, C.W.E. van Eijk, "A novel inorganic scintillator: $\text{Lu}_2\text{Si}_2\text{O}_7:\text{Ce}^{3+}$ (LPS)", Nucl. Sci., IEEE Trans. 47, 1787 (2000)
- [16] Lihe Zheng, Guangjun Zhao, Liangbi Su, and Jun Xu, "Comparison of optical properties between ytterbium-doped Lu_2SiO_5 ($\text{Yb}:\text{LSO}$) and ytterbium-doped $\text{Lu}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ ($\text{Yb}:\text{LPS}$) laser crystals", J. Alloy. Compd. 471, 157 (2009)
- [17] Jinping He, Xiaoyan Liang, Lihe Zheng, Liangbi Su, Jun Xu and Zhizhan Xu, "Diode-pumped $\text{Yb}:\text{Lu}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ laser with tunable and efficient output", Chin. Opt. Lett. 7, 1028 (2009)

第四章 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的研究

本章将要介绍 532nm 激光泵浦的钛宝石 800nm 啁啾脉冲激光参量放大的研究。第一节将介绍 OPCPA 技术的增益和带宽特性及面临的挑战。第二节介绍基于我们自己的实验配置进行的理论计算，第三节介绍实验研究。

4.1 光参量啁啾脉冲放大技术特性和面临的挑战

4.1.1 增益和带宽特性

OPCPA 技术与传统的 CPA 技术不同之处在于，用 OPA 放大级代替了 CPA 中的再生或者多通放大级。在 OPA 放大级里面，一束单纵模或者有较窄带宽的高频（相对于信号光而言）泵浦光与一束宽带的低频（相对于泵浦光而言）啁啾信号光在非线性晶体内部相互耦合作用，能量从高频泵浦光转移到低频信号光，从而实现信号光的放大。在信号光被放大的同时，还会产生另外一束啁啾宽带低频光，称之为闲频光。

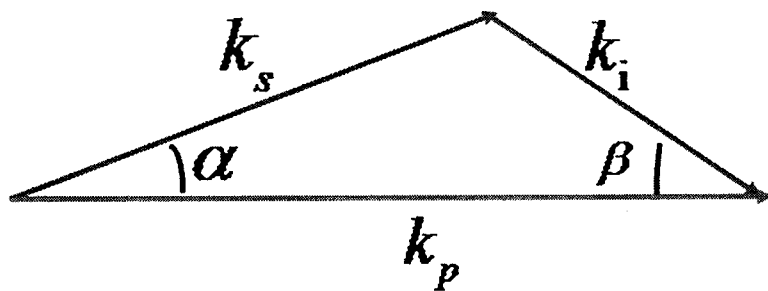


图 4.1 三波参量相互作用示意图

图 4.1 所示的是一个具有普遍意义的 OPA 三波参量相互作用示意图。其中 k_p ， k_s 和 k_i 分别指代泵浦光，信号光和闲频光在非线性晶体中的波矢，而 α 和 β 分别指代信号光和闲频光与泵浦光之间的非共线角度。在相位匹配的情形下满足：

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_s + \omega_i \\ \vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \end{cases} \quad (4.1)$$

在群速度失配很小忽略不计的近似情形下，OPA 能够用一组简化的三波相互作用的耦合方程来描述^[1]：

$$\begin{aligned}
\frac{d}{dz} E_i(z, t) &= \frac{i\omega_i}{n_i c} d_{\text{eff}} E_p(z, t) E_s^*(s, t) \exp(-iz\Delta k) \\
\frac{d}{dz} E_s(z, t) &= \frac{i\omega_s}{n_s c} d_{\text{eff}} E_p(z, t) E_i^*(s, t) \exp(-iz\Delta k) \\
\frac{d}{dz} E_p(z, t) &= \frac{i\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} E_i(z, t) E_s(s, t) \exp(iz\Delta k)
\end{aligned} \tag{4.2}$$

其中，下标 s ， i 和 p 分别指代信号，闲频和泵浦光， E ， ω 和 n 分别指代信号，闲频和泵浦光的电场强度，频率和折射率。 d_{eff} 指代的是有效非线性系数。

$\Delta k = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i$ ，指代泵浦，信号，闲频光之间的相位失配量。在平面波和低的泵浦衰减近似情形下，可以得到增益（放大倍数）的解析表达式为^[2]：

$$G = 0.25 \exp\{2[\gamma^2 - (\Delta k / 2)^2]^{1/2} L\} \tag{4.3}$$

其中， $\gamma = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{I_p / 2\varepsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i \cos(\alpha - \rho) \cos(\beta - \rho)}$ ，称之为增益系数， I_p 为泵浦光强， ρ 参量光束的走离角； L 为非线性晶体的长度。假设在 BBO 晶体里，晶体长度为 14mm，泵浦光为 532nm，信号光为 800nm，泵浦强度为 300MW/cm²，在小信号放大，泵浦光与信号光相位匹配，且两者夹角不大的情形下，可以得到 800nm 信号光的放大倍数 G 约为 1000 倍左右。

参量过程中，信号光具有很宽的带宽。若信号光没有角色散，所有波长成分与泵浦光夹角均为 α ，则在信号光中心波长满足相位匹配情形下，信号光中偏离中心波长的部分，不可避免会出现相位失配 Δk ，当波长远离中心波长足够远的时候，相位失配 Δk 就会足够大，达到了与增益系数 γ 相当的程度，由 4.3 式可知，这些波长成分就不能够获得放大。所以，对于宽带放大的 OPA 而言，一个极端重要的性能指标便是 OPA 能够支持的最大放大带宽，通常，定义允许的相位失配量范围为：

$$-\pi / L \leq \Delta k \leq \pi / L \tag{4.4}$$

参照图 4.1，并且假设沿垂直于泵浦光波矢方向无相位失配，也就是 $k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta$ ，可以得到相位失配的表达式：

$$\Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta \tag{4.5}$$

将相位失配 Δk 关于频率 $\Delta \omega_s$ 展开成一个泰勒级数，如下：

$$\Delta k = \Delta K_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \Delta \omega_s^2 + \dots \quad (4.6)$$

$\Delta K_0 = 0$ ，为中心频率的相位失配量。结合 4.4 式与 4.6 式，可以得到允许的信号光波长变化范围 $\Delta \lambda$ ，我们将其称之为参量带宽^[3]：

$$\Delta \lambda = \begin{cases} \frac{\lambda_s^2}{c} \cdot \frac{|u_{si}|}{L} & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.8 \lambda_s^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{L \cdot |g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

$$\text{式中} \begin{cases} \frac{1}{u_{si}} = \frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} - \frac{1}{v_s} \\ g_{si} = \frac{1}{2\pi v_s^2} \tan(\alpha + \beta) \tan \beta \left[\frac{\lambda_s}{n_s} + \frac{\lambda_i}{n_i} \cos(\alpha + \beta) \right] - (g_s + g_i) \end{cases}, \text{其中 } L \text{ 指代晶体长}$$

度， v_s 和 v_i 分别指代信号光和闲频光的群速度，而 g_s 和 g_i 分别指代信号光和闲频光的群速度色散(GVD)。4.7 式中的第二项成立时候，会有最大的参量带宽。这个时候 $v_i \cos(\alpha + \beta) = v_s$ ，也就是闲频光群速度在信号光传播方向的投影等于信号光群速度。由 4.7 式可见，参量带宽主要取决于两个量，晶体长度 L 和信号光与泵浦光之间的夹角 α 。在晶体长度 L 确定的时候，可以通过改变 α 来获得最大的参量带宽。例如，以使用 532nm 泵浦光，800nm 信号光和 $L=14\text{mm}$ 长 BBO 晶体为例，当非共线角度 $\alpha=2.38^\circ$ 时候，参量带宽可以达到最大值 97nm。

在参量过程中，还有另外一个表征放大带宽的参数，增益带宽。增益带宽的定义如下：满足 $G = \frac{1}{2} G_0 (\Delta k=0)$ 的信号光波长范围为增益带宽。由 4.3 式可以知道，增益系数受到泵浦光强 I_p 的影响，所以增益带宽是一个与 I_p 有关的量，增益带宽的具体表达式如下^[3]：

$$\Delta \lambda_g = \begin{cases} \frac{0.53 \lambda_s^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{\gamma}{L}} \cdot |u_{si}| & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.58 \lambda_s^2}{c} \cdot \left(\frac{\gamma}{L}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \sqrt{\frac{1}{|g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

这里用 $\Delta \lambda_g$ 来表示增益带宽，以与参量带宽 $\Delta \lambda$ 区别，表达式中的各个符号的含

义, 已经在上面定义。由 4.8 式可知, 在 $v_i \cos(\alpha + \beta) = v_s$ 时候, 增益带宽有最大值, 且增益带宽随着泵浦光强的增强 (增益系数变大) 而不断增大, 在泵浦光强达到某一个值的时候, 增益带宽 $\Delta\lambda_g$ 便会跟参量带宽 $\Delta\lambda$ 一样大, 继续增大光强, 还会超过参量带宽。但实际上, 参量带宽是 OPA 能够支持的最大放大带宽, 因为参量带宽是由允许的相位失配决定的, 他给出了放大带宽的最大可能值。实际的放大带宽在光强较小时候, 是由增益带宽决定的, 且随光强增强而增加, 但是当增益带宽被饱和到了参量带宽, 这个时候的放大带宽就等于参量带宽而不会继续增加了。

不同于再生或者多通放大, OPA 不依靠粒子数反转来实现放大, 所以在非线性晶体上沉积的热量会极少, 这对提高光束质量是极其有好处的。但是 OPA 技术也面临了一些挑战, 比方信号光和泵浦光的同步, 抑制泵浦光在非线性晶体内部引发的参量荧光, 泵浦光均匀泵浦等。

4.1.2 同步技术

再生或者多通放大中, 泵浦光和信号光之间的时间抖动一般在 ns 级别。激光晶体被泵浦光激发后, 粒子呆在上能级的寿命通常为百 μs 级别左右, 这远远大于泵浦光和信号光之间的时间抖动, 所以在再生或者多通放大器中, 泵浦和信号光的同步实现起来并不很难。但是在 OPCPA 中, 一般信号光和泵浦光的时间宽度都在 1ns 或者亚 ns 级别, 而参量过程是瞬时的, 且信号光的放大倍数受到泵浦光强的影响非常明显, 所以为了保持信号光放大的稳定, 要求每一次信号光和泵浦光在时间上重合都是一样的, 这就对 OPCPA 的时间同步提出了苛刻的要求, 一般要求在 ps 量级或者亚 ps。目前在 OPCPA 中, 同步方式主要是两种, 一种是电子学主动同步, 一种是光学被动同步。每一种方式里面具体的方案有所不同。

电子学主动同步的一种方案是利用电子锁相环 (Phase locked loop, PLL) 锁定信号光振荡器和泵浦光振荡器的重复频率 (及腔长) 从而实现信号光和泵浦光之间的同步。锁模激光器的主动同步, 人们早已经进行了深入的研究, 在 1995 年, 就有报道两台钛宝石锁模激光器的脉冲同步精度达到了 200fs^[4]。2000 年, 美国 Colorado 大学 JILA 实验室将两台钛宝石锁模激光器的同步精度降低到了

10fs 以下^[5]。此后一年, 又将同步精度做到了 1fs 以下^[6]。图 4.2 所示为 OPCPA 系统利用 PLL 实现主动同步的示意图^[7], 系统由钛宝石振荡器提供信号种子, 由 Nd:YVO₄ 振荡器提供泵浦源种子, 借助 PLL 电子学主动同步, 实现的同步精度为亚 ps。

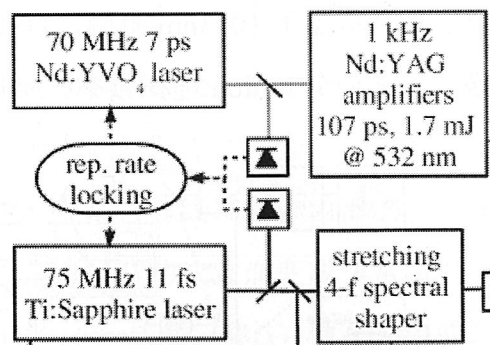


图 4.2 振荡器锁定腔长主动同步^[7]

电子学主动同步的另外一种方案是利用信号光脉冲转换的电讯号来触发泵浦脉冲信号, 如图 4.3 所示^[8]。一个 DG535 产生 10Hz 信号, 一面控制一个 PC 盒, 对锁模的信号光脉冲选单, 另一面控制调 Q 泵浦源的泵浦系统和种子注入系统。经过选单的信号脉冲分出一部分被光电探头探测并输入 5046E, 作为一个选通信号控制 DG535 的 10Hz 信号通过 5046E 与

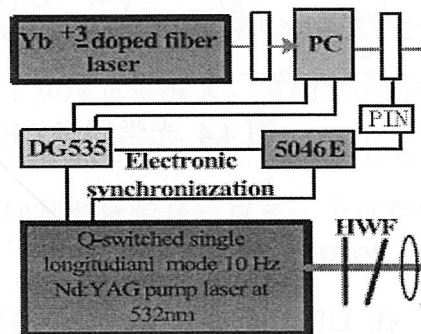


图 4.3 信号脉冲触发泵浦脉冲主动同步^[8]

与否, 这样就实现了泵浦脉冲和锁模信号脉冲之间的同步。调节 10Hz 信号在 5046E 内部的延时, 可以改变信号和泵浦脉冲的重叠状况。但是这种同步方式的同步精度并不是很高, 在 $\pm 1\text{ns}$ 左右, 主要是受到泵浦源种子注入信号时间抖动和调 Q 脉冲建立时间的影响。通常采用这种简单同步方式的 OPCPA 装置, 泵浦脉冲的宽度达到了 6-8ns, 而信号脉冲的宽度为数百 ps^[9, 10]。由于泵浦脉冲宽度超过时间抖动量较大, 可以在一定程度上减少大的时间抖动带来的不利影响。

光学被动同步是一种比主动同步精度更高的方式。其基本原理是信号光的种子和泵浦源的种子均由同一个振荡器提供。从原理上来说, 可以做到零同步。以钛宝石振荡器为例, 输出的脉冲分成两路, 一路用来展宽当做信号脉冲, 一路注入到钛宝石再生放大器中进行放大, 然后再倍频充当泵浦, 仔细调节两路的光程相等, 便可以实现极高的同步^[11, 12]。如果钛宝石振荡器输出的脉冲光谱足够宽, 能够延伸至 1030nm, 1053nm 或者 1064nm, 且这些光谱成分的能量也足够的话, 便可以注入 Yb:YAG, Nd:YLF, Nd:YAG 放大器中进行放大, 然后再倍频充当泵浦^[13, 14]。图 4.4 是一个采用光学被动同步的 OPCPA 装置及其振荡器输出的光谱。

由于光谱覆盖了 1053nm 范围, 直接将振荡器锁模信号注入到 Nd:YLF 再生放大器, 通过一个 Etalon 选择频率, 实现了 1053nm 的放大。

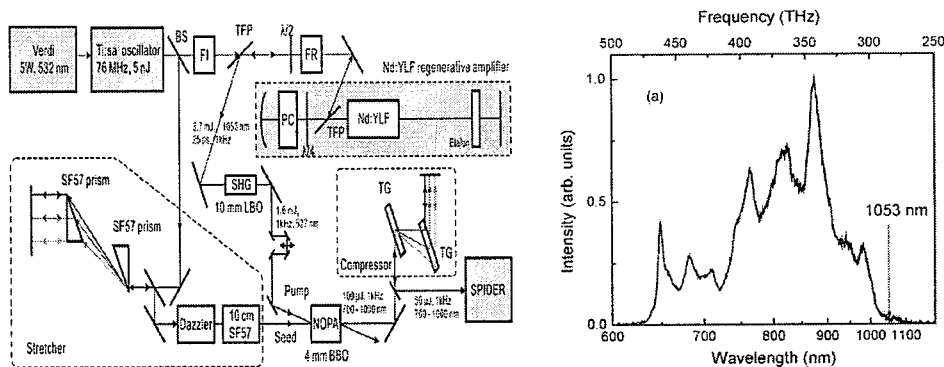


图 4.4 光学同步 OPCPA 系统及其振荡器输出光谱^[14]

4.1.3 均匀泵浦

在 OPCPA 中为了提高泵浦光向信号光能量的转换效率, 在保证泵浦光脉冲可以覆盖信号光脉冲前提下, 泵浦光与信号光无论是在时间宽度还是空间尺寸上都应该尽量接近。图 4.5 显示的是泵浦光脉冲与信号光脉冲之间时域和空域上的重叠情况, 其中左边为超高斯型泵浦脉冲, 右边为高斯型泵浦脉冲, 信号光均为高斯型脉冲。

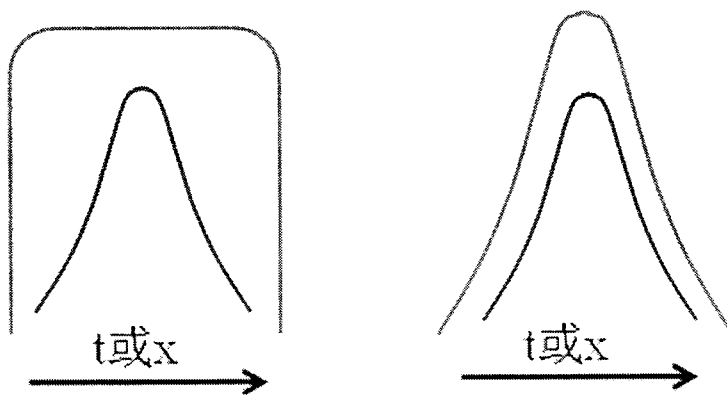


图 4.5 泵浦脉冲和信号脉冲在时域或者空域的重叠情况对比

在 OPCPA 中, 信号放大倍数及其相位改变都跟泵浦光强密切相关, 所以希望信号光脉冲无论从时间上, 还是空间上都能够受到均匀一致的泵浦, 保证信号光不同部分能够被一致的放大。从图 4.5, 可以很清晰的看到超高斯型脉冲远比高斯型泵浦要均匀。所以在发展 OPCPA 过程中, 尤其是在超高峰值功率 OPCPA 系统中, 能够提供均匀泵浦的泵源也是一个重点发展的配套技术^[15-17]。

4.1.4 抑制参量荧光

传统的 CPA 系统, 放大的自发辐射 (Amplified Spontaneous Emission, ASE) 会降低脉冲的对比度, 在 OPCPA 里面也有一个类似问题, 就是会产生参量荧光 (Parametric Fluorescence, PF)。参量荧光的产生来自非线性晶体内部的量子起伏噪声, 当泵浦光足够强, 量子起伏噪声便会获得足够的放大而变成非常明显的产量荧光^[18], 光参量产生 (Optical Parametric Generation, OPG) 便是利用的这个特性^[19]。当超短光脉冲打在线性晶体上的时候, 还能观察到参量荧光环, 参量荧光环对应的是相位和群速度都匹配的方向^[20, 21]。在 OPCPA 中, 泵浦光强一般都在 $100\text{MW}/\text{cm}^2$ 至 GW/cm^2 级别, 而且为了实现宽带放大, 需同时满足相位和群速匹配条件, 所以在放大的信号光中, 也会伴随参量荧光。荧光的存在降低了放大信号光的对比度, 所以在参量放大中, 抑制参量荧光一直是一个重要的问题^[22, 23]。

在文献[24]中, 给出了经过放大的参量荧光聚焦后的光强表达式:

$$I_{PF} = \frac{\pi}{4F^2} \frac{h\nu\Delta\nu}{\lambda^2} G_0 \quad (4.9)$$

$h\nu$ 指代光子能量, $\Delta\nu$ 是放大的参量光带宽, G_0 是小信号增益系数, F 是聚焦光学系统的相对孔径。从这个表达式来看, 将增益置于合理的大小是抑制参量荧光的一个有效手段。

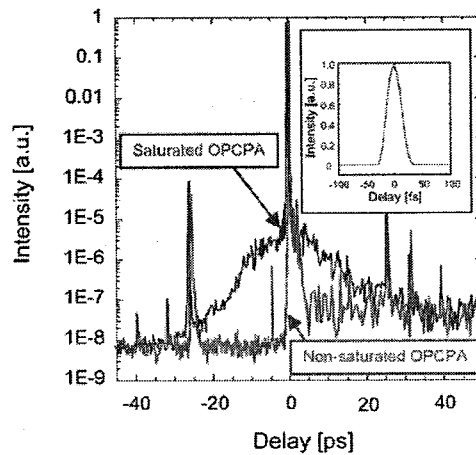


图 4.6 对比度 (参量荧光) 受增益大小的影响^[10]

在文献[10]中, 报道了控制增益大小对减少参量荧光的显著效果, 如图 4.6 所示。在泵浦很强, 放大饱和的时候, 有非常明显的参量荧光底座, 对比度为 10^{-5} 。减弱泵浦, 使得放大接近饱和的时候, 荧光底座消失, 对比度为 7×10^{-9} ,

脉冲的对比度提高了约 3 个数量级。

在 OPCPA 系统中, 信号光与参量荧光会竞争。由于信号光一般都极强于量子起伏噪声, 当信号光引入 OPA 放大级后, 参量荧光会极大减弱。在文献[22]中, 对参量荧光和信号光的放大过程进行了对比研究, 得到的结论是增大信号光脉冲的能量可以提高对比度。另外, 提高信号脉冲和泵浦脉冲在空间和时域上的重叠程度, 也有利于压制参量荧光从而提高对比度。

4.2 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的理论计算

极光三号实验室, 已经建立起了一套完整的 CPA 系统, 这为进行超短激光脉冲参量放大实验提供了条件。在已经建立起来的 CPA 系统中, 种子源是一台自建的钛宝石飞秒激光振荡器, 输出功率可达 500mW, 脉宽 20fs, 重复频率 80MHz。飞秒激光经过一个 offner 展宽器, 展宽到大概 600ps。展宽后的脉冲先注入到一个再生放大器, 然后再注入到一级多通助推放大器和一级多通主放大器。经过三级放大后, 脉冲在真空压缩室里面经过光栅对压缩, 最后进入靶室。OPCPA 实验就是利用展宽后 600ps 的啁啾钛宝石激光脉冲作为种子光, 利用再生放大器的泵浦源作为泵浦激光, 利用 BBO 晶体作为非线性晶体开展的。

尽管已有一些针对 OPCPA 的研究以在 BBO 晶体中使用 532nm 激光泵浦 800nm 啁啾激光脉冲为例, 进行了理论上的推导和计算^[3,13,15], 但我们依据实验中的具体配置, 仍对相关参数进行了一些理论计算。以下结算的结果均基于如下的配置: 泵浦光波长 532nm, 信号光中心波长 800nm, 非线性晶体为 14mm 长 BBO 晶体。实验中, 采用的一类相位匹配方式: $e_p \rightarrow o_s + o_i$ 。泵浦光, 信号光均在晶体的 xoz 平面上。光轴, 信号光, 泵浦光的相对位置关系如图 4.7 所示。

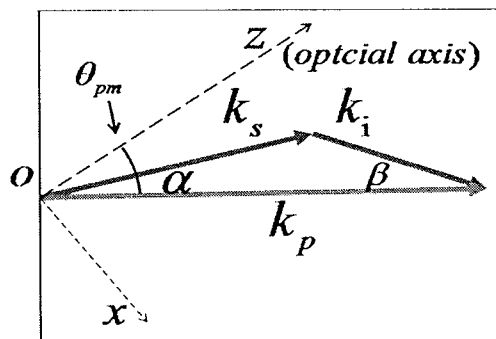


图 4.7 晶体内部泵浦, 信号和光轴相对位置示意图

在相位匹配条件下有：

$$\beta = \arcsin\left(\frac{n_s}{n_i} \cdot \frac{\lambda_i}{\lambda_s} \cdot \sin \alpha\right)$$

$$\theta_{pm} = \arcsin \left\{ \frac{\lambda_s \lambda_i n_o(\lambda_p) n_e(\lambda_p) - n_e^2(\lambda_p)(n_s \lambda_p \lambda_i \cos \alpha + n_i \lambda_p \lambda_s \cos \beta)}{(n_o^2 - n_e^2)(n_s \lambda_p \lambda_i \cos \alpha + n_i \lambda_p \lambda_s \cos \beta)} \right\}^{-1/2} \quad (4.10)$$

我们首先计算了 532nm 和 800nm 在满足相位匹配条件下，非共线角度 α 与相位匹配角度 θ_{pm} 的关系，如图 4.8 所示。

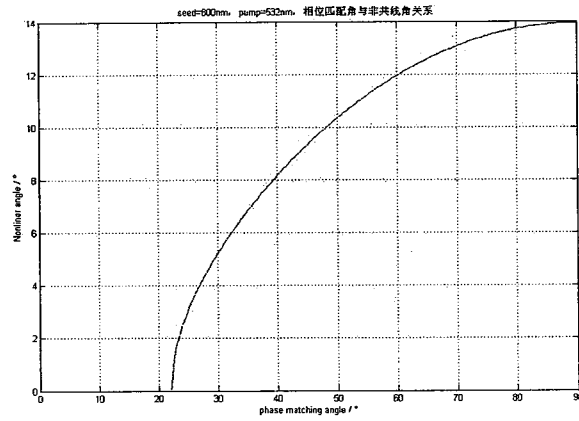


图 4.8 非共线角度随相位匹配角关系

由图 4.8 可以知道，在相位匹配时候，允许的非共线角度变化范围是 0° - 14° 。在泵浦光为 532nm，信号光为 800nm 时候，对应闲频光波长为 1588nm，由 $\nu_i \cos(\alpha + \beta) = \nu_s$ 可得非共线角度为 $\alpha = 2.38^\circ$ ，在 0° - 14° 范围内。这就说明非共线角度 $\alpha = 2.38^\circ$ 时候，是可以实现泵浦光和信号光之间的相位匹配的。

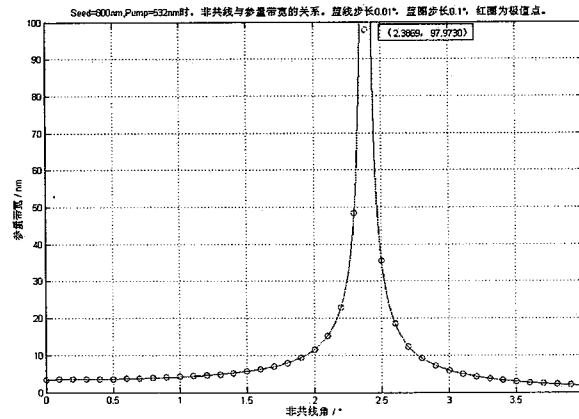


图 4.9 参量带宽随非共线角度的关系

接下来，我们采用 4.7 式计算了参量带宽。计算的结果如图 4.9 所示。从图

中，我们可以见到，当非共线角度偏离 $\alpha = 2.38^\circ$ 时候，参量带宽急剧下降，由最大时候的 97nm 下降到不足 5nm。可见，选择合适的非共线角度，是 OPA 获得宽的放大带宽的前提条件。

除了采用 4.7 式来判别和计算合适的非共线角度和相位匹配角度以外，还有一种更为直观的方法，那就是直接做出非共线角度随信号光波长的变化关系图。图 4.10 显示的是在 532nm 泵浦下，当泵浦光相对于光轴角度固定时候，如果信号光波长变化，在仍保持相位匹配的条件下，非共线角度随之变化情况。显然的是，曲线的平直段对应着宽的放大带宽。如果信号光中心波长在 800nm，由图可以见到，非共线角度大约也在 2.38° 。

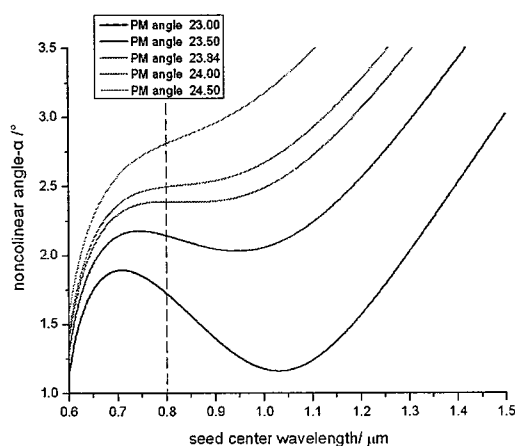


图 4.10 非共线角度随信号光波长的变化

另外，我们还依据 4.3 式，计算了泵浦光强分别为 $250\text{MW}/\text{cm}^2$ ， $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 和 $350\text{MW}/\text{cm}^2$ 时候的增益，如图 4.11 所示。在泵浦光强为 $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 时候，增益已经达到了约 1000 倍。

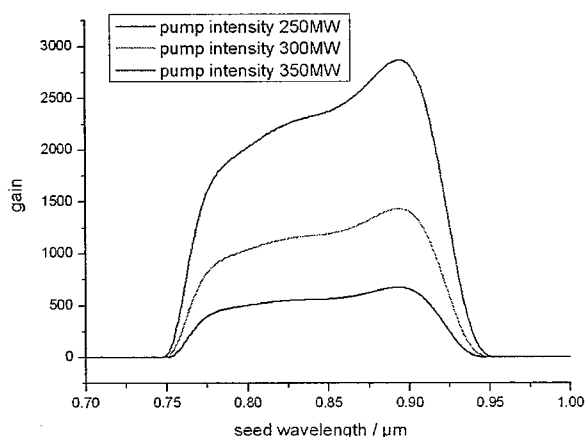


图 4.11 不同泵浦强度下的增益谱

4.3 参量放大啁啾脉冲钛宝石激光的实验研究

4.3.1 实验装置

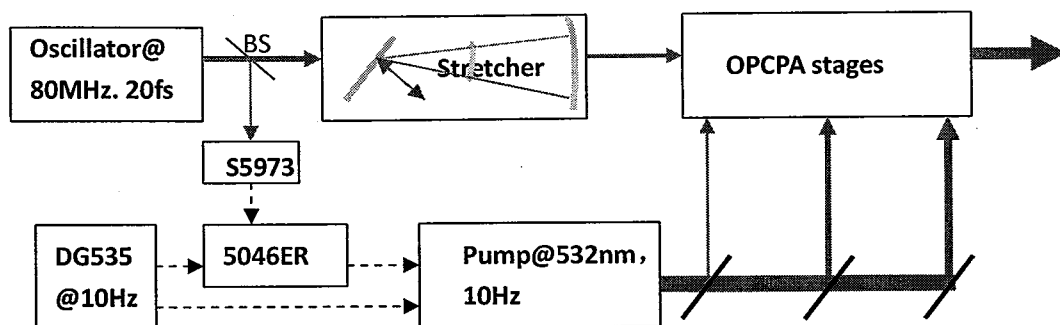


图 4.12 OPCPA 总体系统示意图

图 4.12 是 OPCPA 总体系统示意图，包含了信号源，泵浦源，OPA 放大级和时间同步系统。钛宝石振荡器输出了重复频率为 80MHz，脉宽为 20fs 的超短脉冲，这些信号的一部分被分束镜反射到 S5973 光电探头上，用来作为时间同步信号。透射的信号脉冲经过 offner 展宽器展宽以后，脉宽达到 600ps，然后注入到 OPA 中被放大。在注入 OPA 之前，单脉冲能量约为 0.4nJ。在时间同步系统中，一个 DG535 产生 10HZ 的重复频率信号，分两路输出，一路直接控制 532nm 泵浦源内部的泵浦系统，另外一路经过 5046ER 同步控制装置，当 5046ER 接收到了 S5973 探测到的锁模脉冲选通信号时候，DG535 的 10HZ 信号就可以去触发 532nm 泵浦源内部的种子注入信号，种子信号经过放大倍频，就输出了 532nm，单纵模，重复频率为 10HZ，单脉冲能量为 270mJ，脉宽为 7.7ns，时域形状为高斯型的脉冲，用来泵浦 OPA 放大级，其中由 5046ER 输出的触发信号可以调节延时。由于 532nm 泵浦源内部的时间抖动，导致 532nm 的泵浦脉冲和 800nm 信号脉冲之间的同步精度为 $\pm 1.5\text{ns}$ ，同步精度不高。

在 OPA 内部，共包含三个放大级。使用了三块 BBO 晶体，尺寸均为 $7\text{mm} \times 7\text{mm} \times 14\text{mm}^3$ ，切割角度为 $\theta=25.7^\circ$ ， $\varphi=0^\circ$ 。具体的实验光路见图 4.13。三级泵浦光经过不同比例的缩束准直后入射到晶体前表面，由于缩束准直系统所用元件的反射损耗，第一级泵浦光的实际入射能量为 35mJ，第二级泵浦光的实际入射能量为 74mJ，第三级泵浦光的实际入射能量为 113mJ。入射在各级 BBO 上泵浦光斑大小有所不同，但每一级的入射泵浦强度均约为 $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 。各级的具体配

置情况见表 4.1。

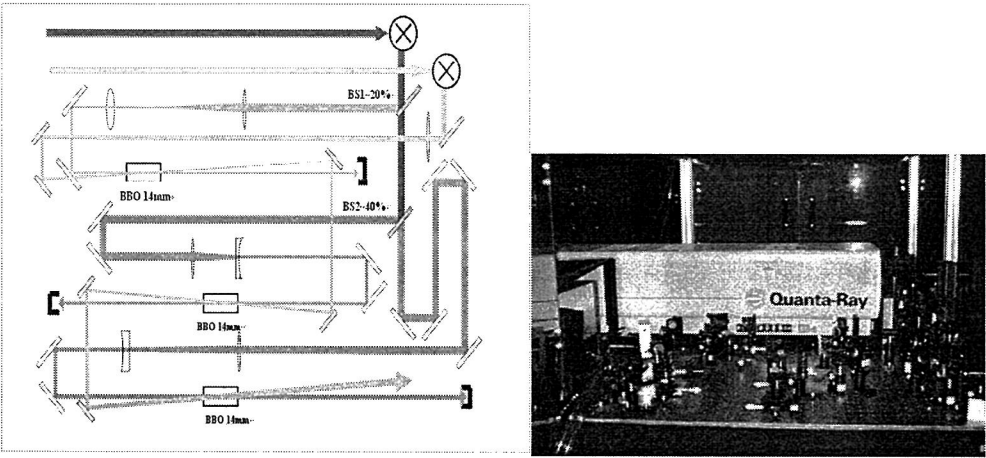


图 4.13 OPA 三级的光路示意图和实物照片

表 4.1 各级的实验参数配置和放大情况

参数	第一级	第二级	第三级
泵浦能量 (mJ/pulse)	35	74	113
泵浦光斑面积(mm ²)	1.57	3.4	5.1
泵浦功率密(MW)	~320	~310	~300
相位匹配角度(°)	23.8	23.8	23.8
外部非共线角(°)	~3.99	~3.99	~3.99
内部非共线角(°)	~2.39	~2.39	~2.39
入射信号光能量	~0.4nJ	~200nJ	~0.1mJ
放大倍数	~500	~500	~40

4.3.2 实验结果和讨论

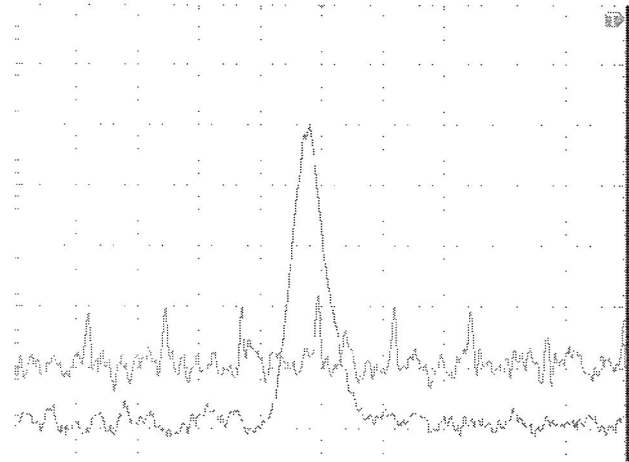


图 4.14 原始信号脉冲和泵浦光脉冲的示波器图形

实验中, 使用一个 S5973 探头来监测信号光。图 4.14 监测的是经过三个放大级并衰减后的原始信号光脉冲, 此时泵浦光还未引入 OPA 中。图中高的脉冲信号对应的另外一个探头监测的泵浦光信号。示波器直接测量的信号脉冲高度约为 4mV 左右。

在将泵浦脉冲引入第一级后, 逐渐加大泵浦脉冲的能量, 可以看到其中一个脉冲信号得到了明显的放大, 图 4.15 所示的是放大的和原始的信号脉冲的对比情况。调节 5046ER 的延时, 使得泵浦脉冲和信号脉冲不同步, 信号脉冲逐渐回到未放大的状态。将延时调回同步, 然后再将泵浦的脉冲加至最大能量时候, 放大的信号脉冲如图 4.16 所示, 这个时候, 脉冲高度约为 2V, 示波器上已经完全看不到原始的信号脉冲序列。对比放大前和放大后脉冲的高度, 我们估计放大倍数约为 500 倍。

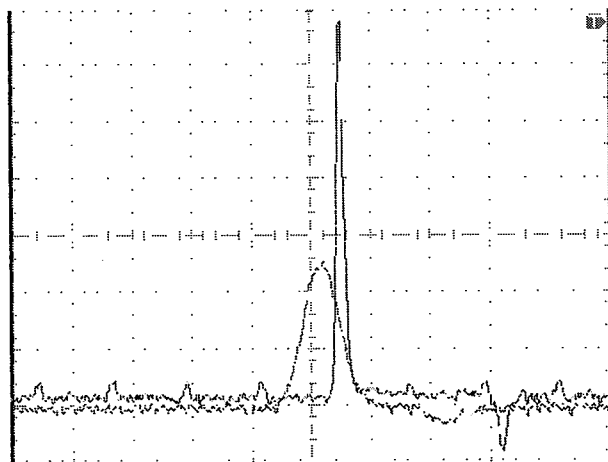


图 4.15 放大的和原始的信号脉冲对比

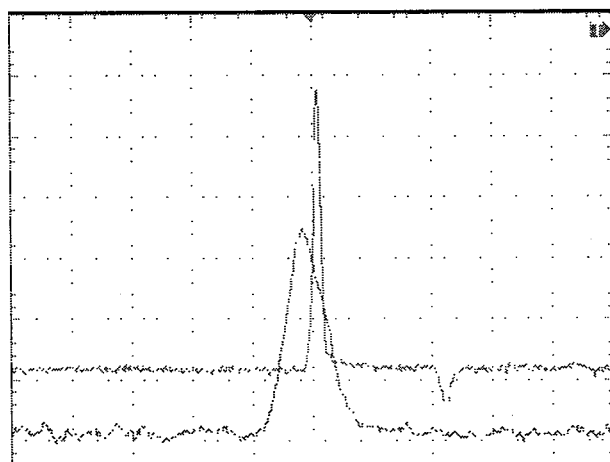


图 4.16 最大泵浦时候放大的信号脉冲

在第二级和第三级的泵浦引入后, 信号光脉冲能量已经被放大至 mJ 级别, 这个时候的放大倍数已经超过了 S5973 探头的响应范围, 所以, 我们直接用功率

计监测放大前后的功率变化。实验中, 受限于试验台大小, 并没有对信号光进行 10Hz 选单, 我们用功率计探测到的功率是 80MHz 信号的功率以及 10Hz 被放大信号的功率之和。未加上各级泵浦光之前, 测得信号功率为 30mW, 加上泵浦光后, 测得的信号功率为 70mW 左右, 肉眼可以明显地看到放大后的红色信号光斑亮度更为耀眼且在闪烁。实验中前两级均为小信号放大, 泵浦几乎无衰减, 这两级放大的倍数类似。注入第一级的信号脉冲能量约为 0.4nJ, 经过约 500 倍放大, 能量变成 200nJ, 经过第二级同样的约 500 倍放大后, 能量放大至约 0.1mJ。第三级虽然泵浦强度差不多, 但是由于注入的信号能量约为 0.1mJ, 与泵浦脉冲能量已经可以比拟了, 这个时候, 放大倍数已经不能用 4.3 式来描述。因为放大的信号脉冲会极大地消耗泵浦的能量。在本实验中, 第三级将信号脉冲能量放大至了 4mJ, 对应的放大倍数约为 40 倍。不过由于信号和泵浦的时间同步不是很好, 放大信号的能量波动高达 20%。在我们的实验中, 在泵浦很强的情况下, 也观察到了参量荧光的产生。发现泵浦强度维持在 $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 左右比较好, 因为超过这个水平, 参量荧光就变得比较明显。所以, 通过提升泵浦功率来增加放大倍数的方法, 受到了产生参量荧光的制约, 各级的放大情况总结在表 4.1。

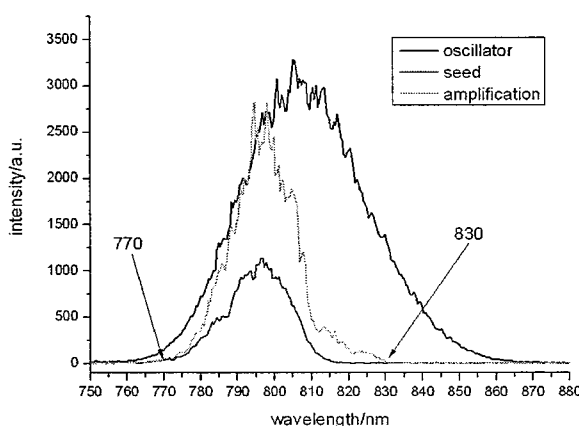


图 4.17 测量的振荡器、入射信号、放大信号的光谱

测量的振荡器输出光谱, 入射到 OPA 的信号光谱和经过三级放大的信号光谱如图 4.17 所示。振荡器光谱与入射信号光谱之间的差别是由于展宽器和前面各级元件引起的。从图中可以看到, 整个入射信号的光谱都得到了放大。在长波段还有所展宽。这表明 OPA 实现的放大宽带, 受限于入射信号光的光谱宽度, OPA 达 97nm 的参量带宽性能并没有能够体现出来。结合实验的具体参数, 对放大信号的光谱进行了理论计算并且和测量的放大信号的光谱进行了对比, 如图

4.18 所示。两者符合的较好。

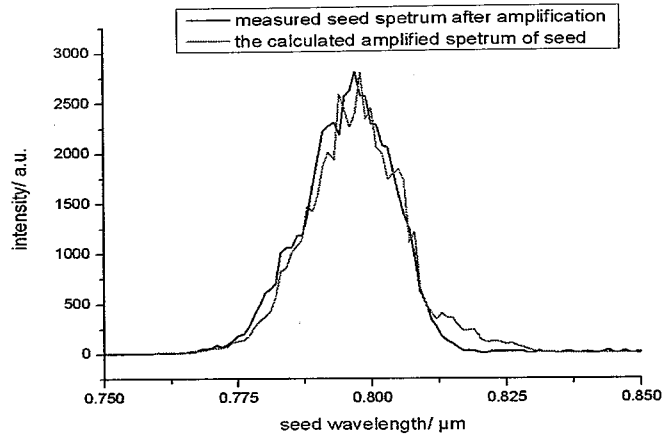


图 4.18 理论计算的和测量的放大信号光谱对比

实验中，经过三级放大，获得的总放大倍数约为 10^7 ，能量转换效率约为 1.8%(4mJ/222mJ)，但是考虑到泵浦脉冲脉宽约为信号脉冲脉宽的 13 倍 (7.7ns/600ps)，所以，实际对放大过程起作用的泵浦能量约为 20mJ，这样能量转换效率约为 20%左右。能量转换效率偏低的原因一个是泵浦光和信号光之间的模式重叠还未能很好，第二个是前两级的放大倍数还偏小，因为能量转换效率主要取决于第三级，所以提高第三级的入射能量对提高转换效率很重要。另外，实验中前两级获得的放大倍数与我们理论计算的 1000 倍有较大差距，原因也有两个，一个是我们测量的泵浦光的入射光斑面积还有误差，这些入射面积都很小，所以很难精确测量其大小。而由图 4.8 可知，放大倍数受光强影响非常巨大。另外一个泵浦光和信号光之间的重叠长度在晶体内部并没有达到 14mm（计算时取的长度），因为受到泵浦光和信号光之间非共线的影响。

实验中还存在着一些未解决的问题，第一个是泵浦和信号的同步问题，时间抖动达到 $\pm 1.5\text{ns}$ ，导致放大信号脉冲能量波动达到了 20%。一个办法是减少泵浦源内部的时间抖动，这需要专门定制新的泵浦源；另一个是注入到下一级工作在饱和状态的多通放大器中，从而减少脉冲能量波动。第二个是 OPA 放大后的脉冲的对比度未能测量，这受限于当时的实验条件。第三个是 OPA 放大后的脉冲未能进行再压缩。

如果采用更宽光谱的信号光，并且对实验光路进行进一步改进后，是可以得到更好的能量转换效率和更宽的放大光谱的。

4.4 本章小结

本章我们先介绍了 OPCPA 技术具有的极宽参量带宽和极高单通增益等特性，并介绍了 OPCPA 技术在解决同步，均匀泵浦，以及抑制参量荧光问题上的一些做法。接下来依据 OPCPA 技术的相关理论和我们实验当中的一些具体配置，进行了理论计算。在我们的配置中，参量带宽约为 97nm， $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 泵浦光强下单通增益约为 1000 倍。在实验当中，非线性晶体为 14mm 长的 BBO，泵浦光为 270mJ，7.7ns 的 532nm 激光脉冲，信号为中心波长 800nm，展宽脉宽为 600ps 的啁啾钛宝石激光脉冲。经过三级放大，信号脉冲的能量由 0.4nJ 放大为 4mJ，放大倍数为 10^7 ，放大后的光谱半高全宽约为 30nm，跟入射信号一致，实现了宽带放大。研究结果在相关会议上报告。

参考文献

- [1] Yuxin Leng, Xiaoyang Liang, Baozhen Zhao, Cheng Wang, Yongliang Jiang, Xiaodong Yang, Haihe Lu, Lihuang Lin, Zhengquan Zhang, Ruxin Li, and Zhizhan Xu, "Development of High-Power OPCPA Laser at 1064 and 780 nm", *IEEE J. Sel. Top. Quant.* 12, 187 (2006)
- [2] Richard A. Baumgartner, and Robert k. Byer, "Optical Parametric Amplification", *IEEE J. Quantum Elect.* 15, 432 (1979)
- [3] 刘红军, 陈国夫, 赵卫, 王屹山, "三波混频光参量放大器中带宽的研究", *中国激光* 29, 680, (2002)
- [4] D. E. Spence, J. M. Dudley, K. Lamb, W. E. Sleat, and W. Sibbett, "Nearly quantum-limited timing jitter in a self-mode-locked Ti:sapphire laser" *Opt. Lett.* 19, 481 (1994)
- [5] L. S. Ma, R. K. Shelton, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, and J. Ye, "Sub-10-femtosecond active synchronization of two passively mode-locked Ti:sapphire oscillators", *Phys. Rev. A* 64, 021802 (2001)
- [6] R. K. Shelton, S. M. Foreman, L. S. Ma, J. L. Hall, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, M. Notcutt, and J. Ye, "Sub-femtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized mode-locked lasers" *Opt. Lett.* 27, 312 (2002)
- [7] R. Th. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, "High power parametric amplification of 11.8-fs laser pulses with carrier-envelope phase control", *Opt. Lett.* 30, 78 (2005)
- [8] X.L. Li, H.J. Liu, H.Y. Wang, W. Zhao, Y.S. Wang, and S.X. Shi, "Compact high gain double-pass optical parametric chirped pulse amplifier", *Eur. Phys. J. D* 47, 309 (2008)
- [9] Yuriy Stepanenko, and Czesław Radzewicz, "Multipass non-collinear optical parametric amplifier for femtosecond pulses", *Opt. Express* 14, 779 (2006)
- [10] Hiromitsu Kiriya, Michiaki Mori, Yoshiki Nakai, Takuya Shimomura, Manabu Tanoue, Atushi Akutsu, Shuji Kondo, Shuhei Kanazawa, Hajime Okada, Tomohiro Motomura, Hiroyuki Daido, Toyooki Kimura, and Toshiki Tajima, "High-contrast, high-intensity laser pulse generation using a nonlinear preamplifier in

- a Ti:sapphire laser system”, *Opt. Lett.* 33, 645 (2008)
- [11] C. P. Hauri, P. Schlup, G. Arisholm, J. Biegert, and U. Keller, “Phase-preserving chirped-pulse optical parametric amplification to 17.3 fs directly from a Ti:sapphire oscillator”, *Opt. Lett.* 29, 1369 (2004)
- [12] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge, and S. Watanabe, “1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz”, *Opt. Lett.* 32, 2487 (2007)
- [13] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov, and F. Krausz, “Soliton-based pump–seed synchronization for few-cycle OPCPA”, *Opt. Express* 13, 6550 (2005)
- [14] Nobuhisa Ishii, Catherine Y. Teisset, Takao Fuji, Stefan Köhler, Karl Schmid, Laszlo Veisz, Andrius Baltuška, and Ferenc Krausz, “Seeding of an Eleven Femtosecond Optical Parametric Chirped Pulse Amplifier and Its Nd^{3+} Picosecond Pump Laser From a Single Broadband Ti:Sapphire Oscillator”, *IEEE J. Sel. Top. Quant.* 12, 173 (2006)
- [15] A. K. Potemkin, E. V. Katin, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal’shakov, M. A. Mart’yanov, A. Z. Matveev, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, and A. A. Shaikin, “Compact neodymium phosphate glass laser emitting 100-J, 100-GW pulses for pumping a parametric amplifier of chirped pulses”, *Quantum Electron.* 35, 302 (2005)
- [16] Emmanuel Hugonnot, Jacques Luce, and Hervé Coïc, “Optical parametric chirped-pulse amplifier and spatiotemporal shaping for a petawatt laser”, *Appl. Optics* 45, 377 (2006)
- [17] j.a. fulop, zs. Major, b. Horvath, f. tavella, a. baltuska, and f. krausz, “Shaping of picosecond pulses for pumping optical parametric amplification”, *Appl. Phys. B* 87, 79 (2007)
- [18] T. G. GIALLORENZI and C. L. TANG, “Quantum Theory of Spontaneous Parametric Scattering of Intense Light”, *Phys. Rev.* 166, 225 (1968)
- [19] J. Y. Zhang, J. Y. Huang, Y. R. Shen, and C. Chen, “Optical parametric generation and amplification in barium borate and lithium triborate crystals”, *J. Opt. Soc. Am. B* 10, 1758 (1993)

- [20] P. Di Trapani, A. Andreoni, G. P. Banfi, C. Solcia, R. Danielius, A. Piskarskas, P. Foggi, M. Monguzzi, and C. Sozzi, "Group-velocity self-matching of femtosecond pulses in noncollinear parametric generation", *Phys. Rev. A* 51, 3164 (1995)
- [21] Andrius Baltuska and Takayoshi Kobayashi, "Parametric Amplification and Phase Control of Few-Cycle Light Pulses", *Topics Appl. Phys.* 95, 179 (2004)
- [22] F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, "Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system", *New J. Phys.* 8, 219 (2006)
- [23] Kiminori Kondo, Hirohito Maeda, Yoshikazu Hama, Satoshi Morita, Arnaud Zoubir, Ryosuke Kodama, Kazuo A. Tanaka, Yoneyoshi Kitagawa, and Yasukazu Izawa, "Control of amplified optical parametric fluorescence for hybrid chirped-pulse amplification", *J. Opt. Soc. Am. B* 23, 231 (2006)
- [24] I.N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A.J. Langley, and J.L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers", *Opt. Commun.* 144, 125 (1997)
- [25] 夏江帆, 魏志义, 张杰, "BBO晶体中非共线参量过程的带宽与增益特性研究", *物理学报* 49, 256 (2000)

第五章 Nd³⁺掺杂晶体激光直接泵浦技术的实验研究

本章介绍我们采用钛宝石激光和 885nm 光纤耦合输出 LD 作为泵浦源, 对 Nd:YAG 和 Nd:GSAG 两种激光晶体开展的直接泵浦技术的研究。首先介绍的是 Nd³⁺直接泵浦技术的概念和特点, 第二节介绍钛宝石激光直接泵浦的 Nd:YAG 实验研究, 第三节介绍 885nmLD 直接泵浦的 Nd:GSAG 连续激光实验研究。

5.1 Nd³⁺掺杂晶体激光直接泵浦技术简介和研究概况

全固态激光在追求高平均功率的发展过程中, 一直面临一个主要的问题: 泵浦光在激光介质内部的热沉积引发的各种热效应, 比如热透镜^[1], 热致双折射^[2]等。随着 LD 泵浦源功率的不断提高, 激光增益介质的热效应问题也越来越突出, 严重的热效应一方面有可能会使得激光介质承受不了而发生破裂, 另外一方面也有可能使得激光腔变得不稳或者输出激光光束质量下降, 功率降低。要解决各种热效应问题, 最根本的就是要减少在激光介质上的热沉积。为此, 研究人员从各个方向加以努力, 试图把激光介质上的热沉积降到最低。

从被动的方面来说, 便是加强激光介质的算热。例如采用热导率好的激光介质, 以提高散热速度减少热沉积, 但是这种方法有局限性, 因为极少的晶体同时具备好的激光性能和热导率性能, 目前只有钛宝石激光晶体和石榴石激光晶体两者兼备。还可以采用增大激光介质散热面积的方法, 具体的说, 就是各种各样的薄片^[3]和板条激光器^[4]。相对于棒状的结构, 薄片和板条结构使得散热面积有了很大的增加, 这样也可以迅速导走在晶体上的热沉积。另外还可以采用液氮低温冷却的方法^[5], 因为液氮的沸点为 77K, 远远低于常规采用的冷却剂-水的沸点, 会使晶体上沉积的热量极快的散去。

从主动的方面说, 就是尽量地减少激光过程中热量的产生。在激光过程中, 热量的产生主要原因有: 1) 泵浦光子和激光光子之间的能量差, 这些以热的形式散布到了激光介质中, 这是激光介质中最主要的热量来源; 2) 泵浦光和激光模式之间的不匹配, 使得泵浦光不能充分被利用, 从而变成热散布于激光介质中; 3) 激光上能级量子效率不能达到 1, 介质中存在的激发态吸收, 荧光上转换,

浓度猝灭等过程也消耗了被泵浦的粒子，这些能量中的部分也变成了热量而散布到激光介质中；等等。所以从主动方面，可以对泵浦光耦合系统和激光腔进行合理设计，以使得泵浦光模式和激光模式尽量匹配，提高泵浦光的利用率；还可以使用与激光波长尽量接近的泵浦波长，这样就减小了能量差从而减少热的产生。这种方法在理论上，还可以带来更低的泵浦阈值，更高的光光效率等好处（相对于吸收泵浦功率）。对于 Nd³⁺掺杂晶体激光而言，长期以来，808nm LD 是广泛采用的泵源，所以 808nm LD 泵浦方案被称之为传统泵浦。但除了 808nm 吸收带以外，在更靠近激光波长的 880nm 附近，也有一个吸收带，它也可以用来泵浦 Nd³⁺激光，从而减少热沉积，这种泵浦方式被称之为直接泵浦。

5.1.1 Nd³⁺直接泵浦的概念和研究概况

Nd³⁺直接泵浦是相对于采用 808nm 波长泵源的 Nd³⁺传统泵浦而言的，它指的是泵浦 Nd³⁺直接进入激光上能级。图 5.1 就是 Nd³⁺与泵浦和发射有关的能级示意图。⁴F_{3/2} 能级是~1.3μm, ~1.06μm 和~0.9μm 三个波长激光运转共同的激光上能级。若采用 808nm 波长泵源，粒子先被泵浦到激发态 ⁴F_{5/2}，然后通过非辐射弛豫过程降落到 ⁴F_{3/2} 激光上能级，再接着向下面各个能级跃迁发射激光。而采用 880nm 波长的泵源，粒子被泵浦则直接进入激光上能级 ⁴F_{3/2}，然后向下辐射发出激光。直接泵浦的波长更为靠近激光波长，量子亏损（quantum defect）也就越小，从而可以减少热量的产生。

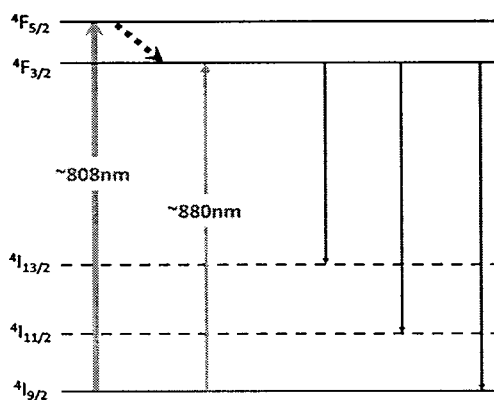


图 5.1 Nd³⁺传统泵浦和直接泵浦能级示意简图

实际上在激光研究的早期，人们就首先采用了直接泵浦方式对 Nd³⁺进行泵浦。1963 年，R. Newman 报道了用冷却至 77K 的，发射波长在 865nm~890nm 的 GaAs p-n 结激发 Nd:CaWO₄，观察到了 1.06μm 附近的荧光，并据此提出了采用

LD 作为泵浦源的设想^[6]。1968 年, M. Ross 成功地实现了半导体激光泵浦的 Nd:YAG 激光运转。实验时候, 使用 Nd:YAG 的 867.5nm 的吸收带吸收泵浦光, 并将 GaAs LD 降温至 170K, 让发射波长和吸收波长匹配^[7]。1972 年, L. J. Rosenkrantz 报道了采用 GaAs LD 泵浦 Nd:YAG 激光, 泵浦波长在 868nm, 实验目的是用尽量长的激光棒来弥补泵浦光吸收不足, 从而使得吸收最大化^[8]。当时采用的这些泵浦波长是由能够获得的 LD 发射波长决定的。相比于 Nd³⁺在 880nm 附近的吸收带, 808nm 附近的吸收带由于具有更大的吸收截面和吸收带宽, 更适合作为 LD 泵源的泵浦波长, 人们的注意力逐步转移到采用 808nm 的 LD 来泵浦 Nd³⁺激光^[9]。这促进了 808nm LD 泵源的快速发展, 成为当前 Nd³⁺激光的 “传统” 泵浦方式。

5.1.2 Nd³⁺直接泵浦的优势

Nd³⁺直接泵浦相对于传统泵浦的优势, 主要包括三个方面, 一是降低阈值, 二是提高斜效率, 三是减少激光过程热量的产生。下面以运转在 1.06μm 波长的激光为例来分析一下直接泵浦和传统泵浦在这几个方面的差别。

激光器运转时, 相对于吸收泵浦功率的阈值和斜效率有如下关系^[10]:

$$P_{th}^{ab} \propto \frac{T+L}{\eta_p \eta_v \eta_{qd}} \quad (5.1)$$

$$\eta_{sl}^{ab} \propto \frac{T}{T+L} \cdot \eta_p \eta_v \eta_{qd} \quad (5.2)$$

其中, T 指代腔镜透过率; L 指代腔内其余元件引入的总损耗; η_p 指代泵浦效率, 指的是激光发射的粒子数占被泵浦到激光上能级的粒子数的比例; η_v 指的是激光模式和泵浦光模式之间的重叠效率; $\eta_{qd} = \lambda_p / \lambda_l$, 指代泵光波长和激光波长的比值。假设实验过程中, 只有泵浦光波长改变, 而其他参数都保持不变, 而且假设量子效率两者都接近 1 而忽略不计。则泵浦波长分别为 λ_1 和 λ_2 的情形下, 阈值和斜效率的比值可以写为:

$$P_{th}^{ab}(\lambda_1) / P_{th}^{ab}(\lambda_2) = \lambda_2 / \lambda_1 \quad (5.3)$$

$$\eta_{sl}^{ab}(\lambda_1) / \eta_{sl}^{ab}(\lambda_2) = \lambda_1 / \lambda_2 \quad (5.4)$$

由上两式可以看出，若只考虑吸收泵浦功率，泵浦阈值和泵浦波长成反比，而斜效率和泵浦波长成正比。所以 880nm 的泵浦波长会比 808nm 的泵浦波长有更高的斜效率和更低的泵浦阈值。

在产生热量方面，沉积在晶体中的热量占吸收泵浦功率的比率可表示为^[11]：

$$\eta_h = 1 - [\eta_l \eta_p \eta_{qd}^l + (1 - \eta_l) \eta_p \eta_{qd}^f \eta_{qe}^f] \quad (5.5)$$

其中 η_p 为泵浦效率； η_l 为激光发射效率； $\eta_{qd}^l = \lambda_p / \lambda_l$ ，指代泵浦光和激光波长比值； $\eta_{qd}^f = \lambda_p / \lambda_f$ ，指代泵浦光和荧光波长比值； η_{qe}^f 指代的是激光上能级的辐射量子效率。上式的物理意义是： $\eta_l \eta_p \eta_{qd}^l$ 指代通过激光辐射出的能量比率，而 $(1 - \eta_l) \eta_p \eta_{qd}^f \eta_{qe}^f$ 指代通过荧光辐射出的能量比率，那么剩下的就以热能的形式散布到了晶体中去了。在比较理想的情形下， η_p 和 η_l 接近 1，则热量的比率可以近似为：

$$\eta_h \approx 1 - \eta_{qd}^l \quad (5.6)$$

假设实验过程中，只有泵浦光的波长改变，而其他参数都保持不变，则在泵浦波长分别为 λ_1 和 λ_2 时候，产生热量的比值可以写为：

$$\frac{\eta_h(\lambda_1)}{\eta_h(\lambda_2)} = \frac{1 - \eta_{qd}^l(\lambda_1)}{1 - \eta_{qd}^l(\lambda_2)} = \frac{\lambda_l - \lambda_1}{\lambda_l - \lambda_2} \quad (5.7)$$

若传统泵浦波长为 $\lambda_1=808\text{nm}$ ，直接泵浦波长为 $\lambda_2=880\text{nm}$ ，则由 (5.3) (5.4) 和 (5.7) 式，我们可以计算两者在阈值，斜效率和产生热量方面的比值，各项均以传统泵浦为 1，对比结果如表 5.1 所示。

表 5.1 传统泵浦和直接泵浦阈值，斜效率，产生热量的对比

	P_{th}^{ab}	η_{sl}^{ab}	η_h
808nm pump	1	1	1
880nm pump	0.92	1.09	0.72

由上表可知，直接泵浦相对于传统泵浦，阈值将要降低 8%，斜效率提升 9%，在吸收相同的泵浦功率的情形下，产生的热量将要减少 28%。在减少产生的热量方面尤其具有重要的意义，因为对于数百瓦和上千瓦的激光器而言，这也会极大

的降低晶体内部的绝对温度和温度梯度^[12]。

5.1.3 Nd³⁺直接泵浦的不足和应对方法

虽然从原理上，直接泵浦方式相比于传统泵浦方式会有着更好的激光性能，但在同一种晶体上，前者的吸收系数和吸收峰宽度都不及后者，图 5.2 所示的是 Nd:YAG 的吸收光谱图，图中明显可以看到两者的巨大差别。这可能会导致泵浦光的吸收效率极大降低，从而降低总的光光转换效率。这对全固态激光器的经济型来说是不利的。

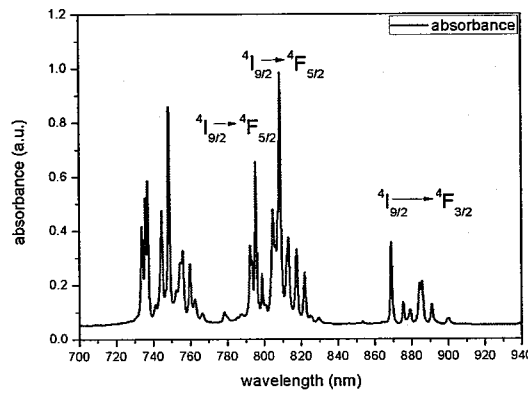


图 5.2 Nd:YAG 吸收光谱

假如晶体的长度为 L ，在波长 λ_1 和 λ_2 处的吸收系数分别为 α_1 和 α_2 ，结合(5.3)和(5.4) 式，可以得到相对于入射泵浦功率的阈值和斜效率的比值。

$$P_{th}^{in}(\lambda_1) / P_{th}^{in}(\lambda_2) = \lambda_2(1 - e^{-\alpha_2 L}) / \lambda_1(1 - e^{-\alpha_1 L}) \quad (5.8)$$

$$\eta_{sl}^{in}(\lambda_1) / \eta_{sl}^{in}(\lambda_2) = \lambda_1(1 - e^{-\alpha_1 L}) / \lambda_2(1 - e^{-\alpha_2 L}) \quad (5.9)$$

以掺杂浓度为 1.1at%，长度为 1cm 的 Nd:YAG 晶体为例，泵浦波长为 808nm 和 885nm 时候，吸收系数分别为 11cm^{-1} 和 1.8cm^{-1} ^[13]，可得阈值和斜效率的比值为：

$$P_{th}^{in}(808) / P_{th}^{in}(885) = 885 \times 0.83 / 808 \times 1 \approx 1 / 1.1$$

$$\eta_{sl}^{in}(808) / \eta_{sl}^{in}(885) = 808 \times 1 / 885 \times 0.83 \approx 1 / 0.91$$

由计算可以看出，由于 885nm 处的吸收不足，反而使得相对于入射泵浦功率的阈值和斜效率，808nm 依然占有优势。所以，增加直接泵浦时候的吸收效率，使得泵浦光能够接近 100%的吸收，这样直接泵浦相对于传统泵浦的优势便能够很

好的体现出来。介质的吸收效率为： $\eta_a = (1 - e^{-\alpha \cdot l}) = (1 - e^{-N \cdot \sigma_a \cdot l})$ ，所以可以从以下几个方面着手：

1) 使用高掺杂浓度的介质增大吸收^[14]。例如，1at%掺杂的 Nd:Ceramics 在 885nm 处的吸收系数是 1.7cm^{-1} ，吸收带宽为 2.5nm，而 9at%掺杂的 Nd:Ceramics 在 885nm 处的吸收系数为 $13\sim 14\text{cm}^{-1}$ ，吸收带宽为 3.2nm^[14]。但对于 Nd³⁺而言，高的掺杂浓度会带来一些负面效应，比如浓度猝灭，激发态吸收，荧光上转换等。在吸收增加的情形下，实际参与激光发射的粒子比例会降低，所以，需要对浓度进行合理的选择。另外一个方面是，对于高功率激光器，对泵浦光在晶体内部吸收的均匀性也有要求，所以，掺杂浓度太高，导致泵浦光的吸收在介质内分布不均，也是不利的。

2) 使用长的晶体棒，增加吸收的长度^[13]。对于 Nd:YAG 的 885nm 吸收峰， 1.8cm^{-1} 的吸收系数虽然不大，但是 5cm 长也可以实现将近 100% 的吸收。

3) 采用多通泵浦的薄片激光器结构^[15]。多次通过等效于吸收长度的增加，可以极大的增加吸收效率，而且可以避免晶体过长带来的损耗问题。多通泵浦的薄片结构本身也具有良好的散热特性，结合直接泵浦技术，可以更好的解决热效应问题。

以上的措施是对于四能级激光而言的，对于准三能级激光，由于存在再吸收损耗，所以介质的长度和浓度要在大的泵浦吸收和小的重吸收损耗之间取得平衡。薄片式结构也是解决准三能级问题的一个有力方法，因为同时具备了大的泵浦吸收和小的重吸收损耗的特点。另外一个，直接泵浦波长处有较大吸收系数的晶体更适合采用直接泵浦的方式，比如 Nd:GdVO₄ 和 Nd:YVO₄。

5.1.4 Nd³⁺掺杂介质激光直接泵浦方式的研究概况

Nd³⁺直接泵浦技术再次回到人们视野是在 1999 年，以色列的 R. Lavi 提出 Nd³⁺直接泵浦概念，认为将 Nd³⁺粒子直接激发到激光上能级会比 808nm 泵浦方案有更好的效率，在减少热量产生方面也有优势^{[13][17]}。直接泵浦技术随着 880nm LD 泵源的发展也取得了大的进展，目前直接泵浦技术已经用在了多种激光介质上，比如 Nd:GdCOB^[18]，Nd:YVO₄^[19]，Nd:GdVO₄^[20]，Nd:LuVO₄^[21]，Nd:YAG^[22]，Nd:YLF^[23]等晶体上，并且取得了很好的效率，证明了直接泵浦的优势。

由于 $1.06\mu\text{m}$ 激光发射截面大, 也不会受到重吸收的影响, 所以通过增加长度或者浓度能够容易地实现 100% 吸收, 也就因此首先和最多地采用了直接泵浦技术。从已经进行的研究看, 直接泵浦方式的确显示了在提高斜效率, 减少晶体内部热量产生方面的优势。880nm 泵浦 1064nm 激光, 理论上能够获得最大斜效率为 83%。

2000 年, R. Lavi 等人使用可调谐钛宝石激光泵浦 5mm 长, 1.1at% 浓度的 Nd:YAG 晶体, 在 808nm 和 885nm 泵浦波长, 分别获得了相对入射泵浦功率 53% 和 62% 的斜效率^[13]。2001 年, R. Lavi 等人又用 885nm LD 泵浦一个 5mm 长, 1.1at% 浓度的 Nd:YAG 晶体, 获得了相对于吸收泵浦功率 77% 的斜效率, 输出达到 14W^[24]。2002 年, V. Lupei 等人使用 885nm 的钛宝石激光泵浦 3mm 长, 1.0at% 浓度的 Nd:YAG 晶体, 获得了相对吸收泵浦功率为 79% 的斜效率, 稍低于 83% 的极限效率^[25]。2006 年, M. Frede 等人使用 885nm LD 泵浦一个 5cm 长, 0.48at% 浓度的 Nd:YAG 晶体棒, 在吸收了 438W 后获得了 250W 的输出, 光光效率达到 57%, 斜效率高达 76%^[12]。

在 Nd:YVO₄ 上, 2002 年报道了使用 879nm 的钛宝石激光泵浦一块 a-cut, 0.9mm 长, 1.0at% 浓度的未镀膜的晶体, 获得相对于吸收泵浦功率 70% 的斜效^[19]。2003 年, 报道了使用 880nm 的钛宝石激光泵浦一块 a-cut, 1mm 厚, 1.0at% 浓度的晶体, 获得了相对于吸收泵浦 80% 的斜效率, 在 LD 泵浦的情形下, 也获得了高达 75% 的斜效率^[26]。2006 年报道了使用 880nm LD 泵浦一块 a-cut, 30mm 长, 0.5at% 浓度的晶体, 在吸收 82.3W 后输出了 60W 功率, 对应的光光效率为 73%, 斜效率达到了 76%^[27]。2008 年报道了使用 880nm 的 LD 泵浦板条 Nd:YVO₄ 晶体, 获得 160W、光束质量接近衍射极限的输出, 相应的光光效率为 60%, 斜效率为 66%^[28]。

在 Nd:GdVO₄ 上, 2003 年报道了使用可调谐钛宝石激光泵浦一块 a-cut, 3mm 长, 0.5at% 掺杂的晶体, 使用 808nm 和 879nm 波长泵浦时候, 分别获得了 70% 和 79% 的斜效率, 同时也报道了使用 879nm LD 泵浦, 获得了 60% 的斜效率^[20]。

在 Nd:GdCOB 上, 2002 年报道使用一块 5mm 长, 10at% 掺杂的晶体, 在 877nm 和 811nm 泵浦时候, 分别获得了 61% 和 45.8% 的斜效率^[18]。

目前已经报道的结果中, 直接泵浦方式下实现了准三能级激光运转的 Nd³⁺

掺杂晶体, 是 Nd:YAG 和 Nd³⁺掺杂钒酸盐。2002 年, V. Lupei 等人报道了 885nm 钛宝石激光泵浦 Nd:AYG 的 946nm 激光, 实验中使用了一块 3mm 长, 1.0at%浓度的晶体, 获得了相对于吸收泵浦功率 68%的斜效率^[29]。2006 年, S. Bjurshagen 等人使用一个发射波长为 869nm 的 LD 泵浦一根 5mm 长, 1.1at%掺杂的 Nd:YAG, 获得了 1.6W 输出, 相对吸收斜效率为 24%^[30]。2008 年, X.Yu 等人报道了 879nm 的 LD 泵浦 Nd:GdVO₄ 的 912nm 激光, 使用了一块 5mm 长, 0.2at%浓度的晶体, 在吸收 16.5W 的时候, 输出功率达到了 3.65W, 相对吸收泵浦的斜效率为 35.9%^[31]。最近, Lu Y. F.等人利用直接泵浦方式, 分别在 Nd:GdVO₄, Nd:YAG, Nd:LuVO₄ 上获得了高功率的蓝光输出。他们使用一块 5mm 长, 0.4at%浓度的 Nd:GdVO₄ 和一块 12mm 长 BiBO 倍频晶体, 在吸收 13.9W 时候, 获得了 3.8W 的 456nm 蓝光, 光光效率为 27.4%^[32]。他们使用一块 3mm, 1.0at%浓度的 Nd:YAG 和一块 15mm 长 LBO 倍频晶体, 在吸收 18.7W 时候, 获得了 4.3W 的 473nm 蓝光, 光光效率为 23%^[33]。他们使用一块 8mm 长, 0.2at%浓度的 Nd:LuVO₄ 和一块 15mm 长 LBO 倍频晶体, 在吸收 23.5W 时候, 分别获得了 11.7W 的 916nm 基频光和 5.9W 的 473nm 蓝光, 基频斜效率为 66.6%, 倍频光效率为 25.1%^[21]。

除了利用 880nm 或者 885nm 比较强的吸收峰来直接泵浦, 还有研究者利用了 946nm^[34]或者 938nm^[35]波长来泵浦 Nd:YAG, 利用 914nm 波长来泵浦 Nd:YVO₄^[36]。在采用 938nm 泵浦 Nd:YAG 实验中, 使用的是一根 35mm 长, 0.7at%浓度的晶体和一台 LD 泵源, 在吸收 28W 后输出了 6W 的 1064nm 连续光。在 914nm 波长泵浦 Nd:YVO₄ 实验中, 使用了一台 LD 泵源和一根 a-cut, 10mm, 1.5at%浓度的晶体, 在吸收 14.6W 后输出了 11.5W 的 1064 连续光, 斜效率达到了 80.7%, 光束 M² 因子为 1.1。这些结果证实了直接泵浦的巨大优势。

5.2 钛宝石激光直接泵浦下的 Nd:YAG 激光实验研究

5.2.1 Nd:YAG 直接泵浦能级结构

直接泵浦将粒子由 ⁴I_{9/2} 能级泵浦到激光上能级 ⁴F_{3/2} 能级, 这两个能级里面, 还包含了多个亚能级, 所以直接泵浦时候可以使用的波长有很多个。下图 5.3 是 Nd:YAG 直接泵浦有关的能级示意图, 图 5.4 是我们测量的 Nd:YAG 吸收光谱,

峰上标注了对应的跃迁亚能级。

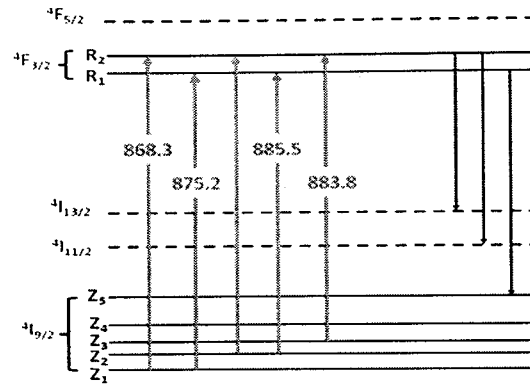


图 5.3 Nd:YAG 直接泵浦相关的能级结构简图

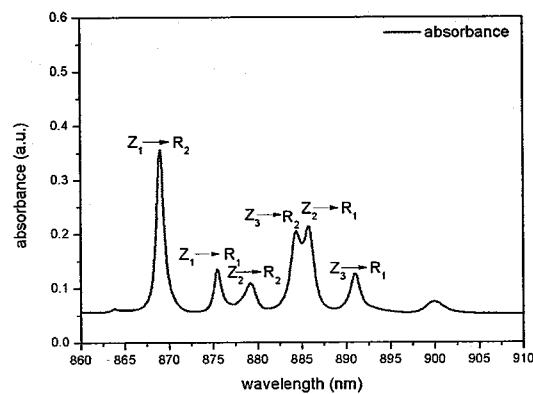


图 5.4 Nd:YAG 直接泵浦吸收光谱图

从图中我们可以看到，有三个高的吸收峰，分别是 868.3nm，883.8nm 和 885.5nm，后面两个峰由于距离近而部分叠加在一起。我们采用可调谐连续钛宝石激光，对 Nd:YAG 开展了直接泵浦实验，在多个泵浦波长上，分别获得了 1064nm 和 946nm 的连续激光输出，并且测量了各个泵浦波长的斜效率，为我们下一步选择合适波长的 LD 泵浦源做指导。

5.2.2 钛宝石激光直接泵浦下的 Nd:YAG 1064nm 激光实验

Nd:YAG 直接泵浦下的 1064nm 激光实验装置如图 5.5 所示。可调谐钛宝石泵浦源 (Spectra- Physics, Model 3900s) 波长调谐范围为 850nm~890nm，光谱带宽不大于 0.1nm，泵浦源输出的最大功率约为 1.1W (在波长变动范围内差别不大)。四面银镜将泵浦光导入晶体内部，一块 $f=300\text{mm}$ 的透镜用来将泵光聚焦，聚焦光斑的大小约为 $50\mu\text{m}$ 。实验所用晶体尺寸为 $\Phi 8 \times 5\text{mm}^2$ ，掺杂浓度为 1.0at%。

晶体的两面均镀有 1064nm 增透膜。晶体安装在水冷夹里面，水流温度为 10℃。RearMirror 为一平面镜，对 1064nm 高反。输出镜 OC 的曲率半径为 1000mm，对 1064nm 透过率为 6%。整个腔长约为 130mm。

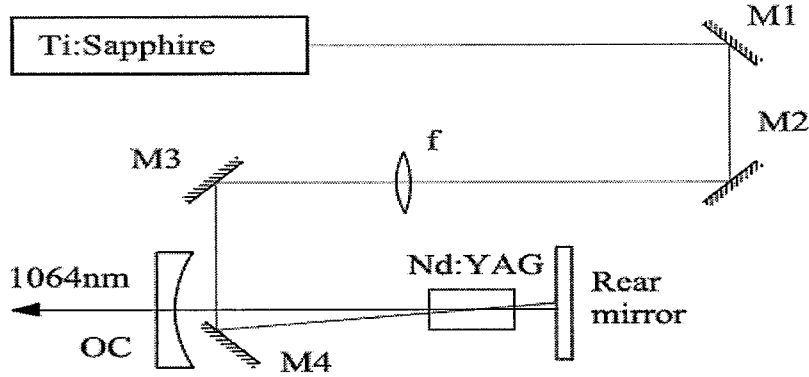


图 5.5 Nd:YAG 直接泵浦下的 1064nm 激光实验装置示意图

泵浦源置于最大输出功率的时候，我们调节其激光波长。当泵浦波长分别置于 868.3 nm, 875.2 nm, 883.8 nm 和 885.5 nm 时候，获得了 1064nm 激光输出。输出功率和入射泵浦功率的关系如图 5.6 所示。

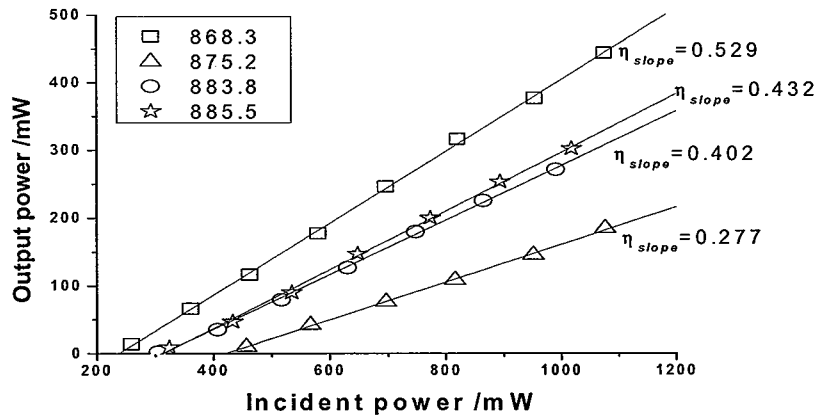


图 5.6 1064nm 输出功率相对于入射泵浦功率的关系

从图 5.6 中，我们可以看到在 868.3nm 波长泵浦下，转换效率是最高的，其次是对 885.5nm 和 883.8nm，而 875.2nm 是最小的。至于其他吸收峰，由于吸收不够而未能出光。在泵浦阈值方面，则刚好相反。在这四个波长处，斜效率分别为 52.9%, 27.7%, 40.2% 和 43.2%，对应的入射泵浦功率分别为 237 mW, 420 mW, 311 mW 和 314 mW。这与实验所用晶体对这四个泵浦波长的吸收效率是一致的。因为晶体长度只有 5mm，所以泵浦光不能全部被吸收，所以吸收效率好的泵浦波长便能够有高的输出功率和效率。这四个吸收峰，吸收最大的为 868.3nm，其

次是 885.5nm 和 883.8nm，最小的是 875.2nm。如果我们将晶体对各个波长的吸收率考虑进来，则相对于吸收泵浦功率的斜效率会有极大的提高。以文献[13]中提供的吸收系数推测，在 868.3 nm, 875.2 nm, 883.8 nm 和 885.5 nm 处，吸收系数分别为 3.5cm^{-1} ， 1.0cm^{-1} ， 1.7cm^{-1} 和 1.8cm^{-1} 。这样四个波长处的吸收率分别为 82.6%，39.3%，57.2%和 59.3%。用上图中的斜效率除以各自的吸收率得到相对于吸收泵浦功率的斜效率为 64.0%，70.4%，70.3%和 72.8%。

另外，我们还发现即使泵浦波长很小的变化，也会导致输出功率极大的降低，这是因为各个吸收峰的宽度并不是很宽，所以泵浦波长的变动会影响吸收从而影响输出功率。885.5nm 和 883.8nm 的吸收峰叠加在一块，形成了一个较宽的吸收峰，当泵浦波长从 883.8nm 移动到 885.5nm 时候，一直有激光输出，但是输出功率先降低然后升高。

5.2.3 钛宝石激光直接泵浦下的 Nd:YAG 946nm 激光实验

接下来，我们使用了另外一块 Nd:YAG 晶体进行了 946nm 激光实验。实验装置见图 5.7。

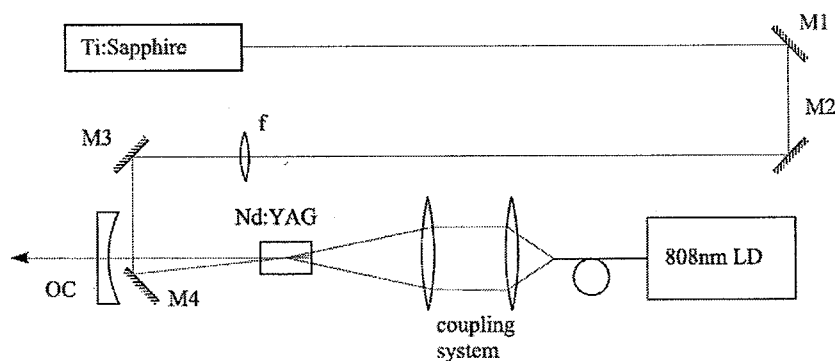


图 5.7 Nd:YAG 直接泵浦下的 946nm 激光实验装置示意图

实验中使用的钛宝石泵浦源，银镜和聚焦透镜同 1064nm 激光实验。Nd:YAG 晶体是一根尺寸为 $\Phi 3 \times 9 \text{ mm}^2$ 键合棒，由中间 3mm 长，1at.%浓度的 Nd:YAG 部分和两端各 3mm 长未掺杂的 YAG 基质部分构成。棒的一端镀有 946nm 减反膜和 1064nm 增透膜，棒的另外一端镀有 946nm 高反膜，1064nm 与 808nm 增透膜，这一端充当端镜。输出镜 OC 曲率半径为 1000mm，透过率在 946nm 处为 2%。整个腔长为 130mm。LD 泵浦源的波长为 808nm，光纤芯径为 $200\mu\text{m}$ ，数值孔径

N.A.为 0.22。LD 泵光通过一个 1:1 的耦合系统入射到晶体内部。

相比于 1064nm, 946nm 的发射截面要小得多, 并且还要受到另外的重吸收损耗, 为了顺利地实现 946nm 激光运转, 需要比 1064nm 更高的泵浦功率。实验中, 单独使用钛宝石泵浦源没能实现 946nm 的激光输出, 所以我们另外使用了一台 808nm 的 LD。两个泵源从晶体的两端同时泵浦激光晶体, 实现了 946nm 的激光输出。

首先, 我们单独使用 808nm LD 泵源实现了 946nm 激光运转, 得到了 LD 单独泵浦时候的泵浦阈值为 2.7W。然后, 将 808nm LD 的泵浦功率置于 2.7W 以下, 并引入钛宝石激光泵浦。在这种配置下, 946nm 激光成功实现了运转。输出功率和入射钛宝石泵浦功率的关系如图 5.8 所示。需要注意的是, 数据是在 808nm LD 分别提供了两个不同的泵浦功率 2.26W 和 1.75W 情形下测量的。

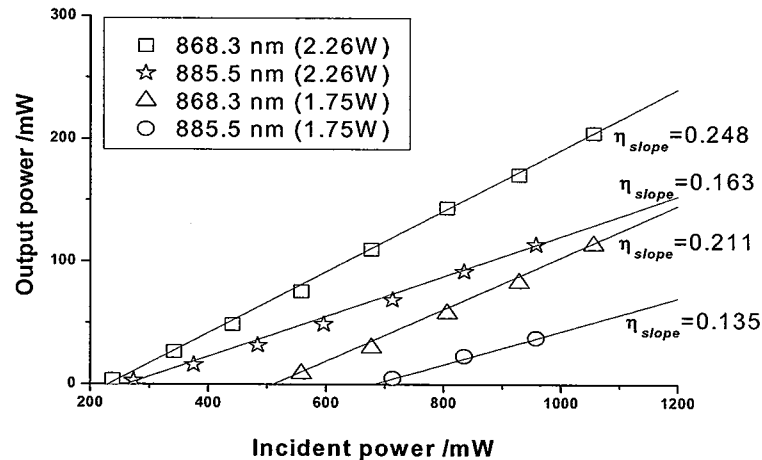


图 5.8 946nm 输出功率相对于钛宝石入射泵浦功率的关系

在钛宝石泵浦波长分别为 868.3 和 885.5nm 处, 得到的斜效率分别为 24.8% 和 16.3%, 以及 21.1%和 13.5%。如果我们将两个波长的吸收率也考虑进来, 可以得知相对于吸收泵浦的斜效率。3 mm 长, 1at.%浓度的 Nd:YAG 在 868.3nm 和 885.5nm 处的吸收分别为~65%和~42%。这样相对于吸收泵浦功率的斜效率分别为 38.2%和 38.8%, 以及 32.5%和 32.1%。在强的辅助泵浦功率下效率要高, 这是由于强的泵浦下, 准三能级损耗要低些的缘故。

从两个实验结果看来, 883.8nm 和 885.5nm 的吸收峰是比较合适采用 LD 泵浦源来泵浦的, 一方面是由于具有相对于泵浦吸收功率的最高斜效率, 另外一方面是这两个峰叠加在一起, 吸收带宽达到了 2.7nm,这与 LD 泵浦源的发射带宽已

经很相近。另外,实验也表明了一个直接泵浦需要仔细考虑的问题,那就是提高晶体对直接泵浦波长的吸收效率。相对于吸收泵浦功率,直接泵浦会有很高的效率,但若是吸收效率很低的话,则会使得直接泵浦相对于入射泵浦功率的效率极大地降低。

5.3 885nm LD 泵浦的 Nd:GSAG 连续激光实验

5.3.1 Nd:GSAG 直接泵浦能级结构

Nd:GSAG 与直接泵浦相关的吸收光谱,如图 5.9 所示,另外具体的能级结构可以参照 Nd:YAG,见图 5.3。

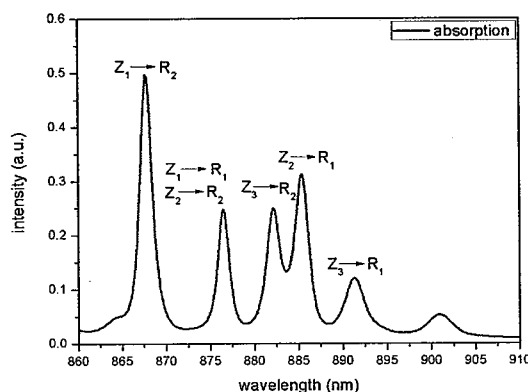


图 5.9 Nd:GSAG 直接泵浦吸收光谱

从图中可以见到四个较强的吸收峰,分别位于 867.7nm, 876.5nm, 882.2nm 和 885.4nm。其中 876.5nm 的吸收峰是由于 $Z_1 \rightarrow R_1$ 和 $Z_2 \rightarrow R_2$ 的跃迁叠加在一起而形成的。最强的吸收峰 867.7nm 宽度为~1.6nm,而 882.2nm 和 885.4nm 两个峰部分重叠在一起,使得带宽达到~5nm。这对采用 LD 泵浦非常有利。随着 880nm 波段 LD 泵源的发展成熟,越来越多的研究者开始使用~885nm LD 泵浦 Nd^{3+} 激光,在钛宝石激光直接泵浦实验基础上,我们也开展了使用~885nm LD 作为泵源的直接泵浦技术的研究,在 Nd:GSAG 晶体上进行直接泵浦实验,分别在 1061nm 和 942nm 实现了激光输出。

5.3.2 实验装置

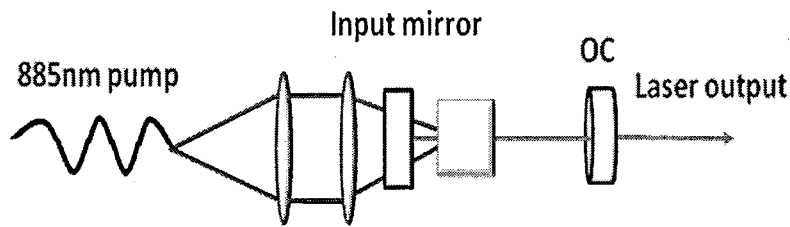


图 5.10 885nmLD 泵浦 Nd:GSAG 激光实验装置图

图 5.10 为 885nm LD 泵浦的 Nd:GSAG 激光实验装置示意图。使用了一个两镜构成的短直腔，泵浦源为光纤耦合输出的 LD，在 40A 时候输出约为 30W，光纤芯径为 400 μ m，数值孔径 N.A. 为 0.22。泵光经过一个 2:1 耦合系统聚焦在晶体的内部。图 5.11 所示的是泵浦激光波长随电流的变化关系。从图中可以见到，在整个电流变化范围内，吸收光谱和泵光光谱有着较好的重叠。

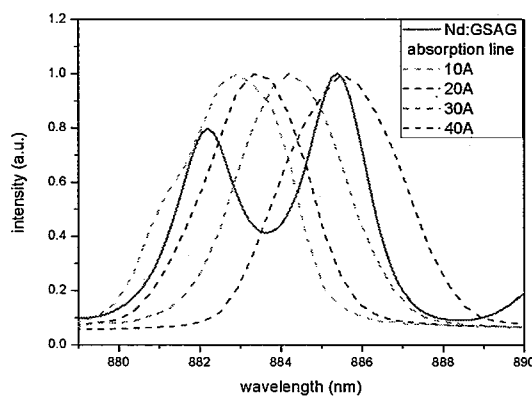


图 5.11 LD 波长随电流变化关系以及和 Nd:GSAG 吸收光谱的重叠情况

由于分别进行了 1061nm 和 942nm 激光实验，所以使用了不同腔镜和晶体。对于 1061nm 激光运转，Inputmirror 参数为： $R=\infty$ ，HT@885nm，HR@1061nm；使用了三个透过率不一样的 OC，透过率分别为 2%，6%和 10%，曲率半径均为 250mm；使用了两根不一样长度的晶体棒，长度分别为 7mm 和 9mm，浓度均为 1.0at.%。对于 942nm 激光运转，Inputmirror 参数为： $R=\infty$ ，HT@885nm，HR@942nm；OC 的参数为 $R=100$ ， $T=3\%$ @942nm；使用了四根不同长度的晶体，分别为 4mm，5mm，6mm，7mm 长，浓度均为 1at.%。

5.3.3 实验结果和讨论

1061nm 激光运转的输入输出如图 5.12 和图 5.13 所示。7mm 长的晶体棒上，使用 2%，6%和 10%的 OC，获得的斜效率分别为 50%，45%和 35%。其中在 2%

输出时候, 获得的最高输出为 2.3W。在 9mm 长激光晶体上, 使用 2%, 6%和 10%的 OC, 获得的斜效率分别为 32%, 27%和 19%。其中在 2%输出时候, 获得的最高输出为 2.85W。相同透过率下, 7mm 长晶体的斜效率远高于 9mm 长晶体, 但是 9mm 长的晶体因为吸收了更多的泵浦光, 所以出光功率更高。

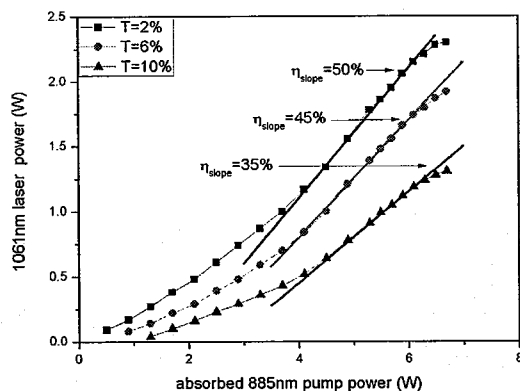


图 5.12 7mm 长晶体 1061nm 输出和吸收 885nm 泵浦功率的关系

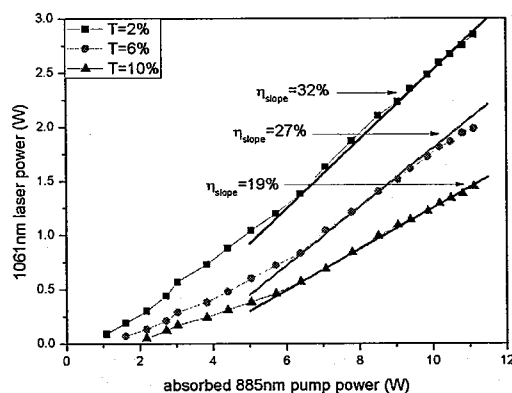


图 5.13 9mm 长晶体 1061nm 输出和吸收 885nm 泵浦功率的关系

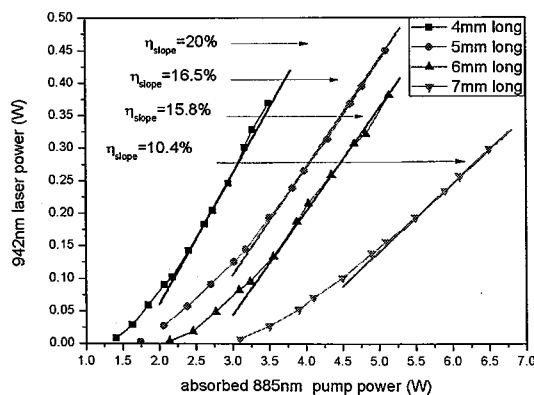


图 5.14 不同长度晶体棒 942nm 输出和吸收 885nm 泵浦功率的关系

942nm 激光运转时候,输入输出如图 5.14 所示,四根不同长度晶体获得的斜效率分别为 20%, 16.5%, 15.8%和 10.4%。随着晶体长度的增加,晶体对于泵浦光吸收也在增加,但是由于相应增大了再吸收损耗,所以晶体的斜效率反而在下降。在 5mm 长晶体上,获得了最大的出光功率为 0.45W。对于准三能级激光而言,要获得最大的输出,要在降低损耗和增加吸收之间取得合理的平衡。

从四能级激光和准三能级激光的结果来看,直接泵浦下的斜效率和出光功率并没有明显的改善,这里面存在着两方面的原因。一是 Nd:GSAG 晶体对于 885nm 泵浦光的吸收偏小,使得泵浦光并没有被充分利用上。另外是因为我们使用的 885nm LD 泵源,输出的光斑横截面分布不很均匀,有亮暗的交替分布,使得泵浦也不是很均匀。

5.4 本章小结

为了解决 Nd³⁺掺杂晶体激光面临的热效应问题,直接泵浦方式被人们重新认识和研究。

采用可调谐钛宝石激光泵浦源,在 Nd:YAG 晶体上开展了直接泵浦方式的研究。在 1064nm 激光实验中,当泵源波长分别处于 868.3 nm, 875.2 nm, 883.8 nm 和 885.5 nm 时候,均获得 1064nm 激光输出,相对于入射泵浦的斜效率分别为 52.9%, 27.7%, 40.2%和 43.2%。若将各个波长的吸收效率考虑进来,则相对于吸收泵浦功率的斜效率为 64.0%, 70.4%, 70.3%和 72.8%。在 946nm 激光实验中,借助 808nm LD 的辅助泵浦,也实现了直接泵浦下的输出。实验表明了发射波长在 885nm LD 泵浦源适合用来对 Nd³⁺进行直接泵浦。相关结果发表在 *Chin. Phys. Lett.* 26, 014213 (2009)上。

在 885nm LD 直接泵浦 Nd:GSAG 晶体实验中,当激光运转在 1064nm 时候,相对于吸收泵浦,最大的斜效率为 50% (7mm 长晶体上取得),最大出光功率为 2.85W (9mm 长晶体上取得)。当激光运转 942nm 时候,相对于吸收泵浦,最大的斜效率为 20% (4mm 长晶体上取得),最大出光功率为 0.45W (5mm 长晶体上取得)。

参考文献

- [1] W. Koechner, "Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod", *Appl. Opt.* 9, 2548 (1970)
- [2] W. A. Clarkson, N. S. Felgate, and D. C. Hanna, "Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers", *Opt. Lett.* 24, 820 (1999)
- [3] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. OPOWER, "Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers", *Appl. Phys. B* 58, 365 (1994)
- [4] Albrecht G., Eggleston J., and Ewing J., "Design and characterization of a high average power slab YAG laser", *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 2099 (1986)
- [5] Tso Yee Fan, Ripin, D.J., Aggarwal, R.L., Ochoa, J.R., Bien Chann, Tilleman, M., Spitzberg, J., "Cryogenic Yb³⁺-doped solid-state lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 13, 448 (2007)
- [6] Roger Newman, "Excitation of the Nd³⁺ fluorescence in CaWO₄ by recombination radiation in GaAs", *J. Appl. Phys.* 34, 437 (1963)
- [7] MONTE Ross, "YAG Laser Operation by Semiconductor Laser Pumping", *PROCEEDINGS OF THE IEEE* 56, 196 (1968)
- [8] L. J. Rosenkrantz, "GaAs Diode-pumped Nd:YAG laser", *J. Appl. Phys.* 43, 4603 (1972)
- [9] TSO YEE FAN AND ROBERT L. BYER, "Diode Laser-Pumped Solid-state Lasers", *IEEE J. Quantum Elect.* 24, 895 (1988)
- [10] V. Lupei, G. Aka, and D. Vivien, "Quasi-three-level 946 nm CW laser emission of Nd:YAG under direct pumping at 885nm into the emitting level", *Opt. Commun.* 204, 399 (2002)
- [11] T. Y. FAN, "Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG", *IEEE J. Quantum Elect.* 29, 1457 (1993)
- [12] Maik Frede, Ralf Wilhelm, and Dietmar Kracht, "250 W end-pumped Nd:YAG laser with direct pumping into the upper laser level", *Opt. Lett.* 31, 3618 (2006)
- [13] Raphael Lavi and Steven Jackel, "Thermally boosted pumping of neodymium

lasers”, Appl. Optics 39, 3093 (2000)

[14] Voicu Lupei, Nicolaie Pavel, and Takunori Taira, “Efficient Laser Emission in Concentrated Nd Laser Materials Under Pumping Into the Emitting Level”, IEEE J. Quantum Elect. 38, 240 (2002)

[15] Nicolaie Pavel, Kai Lünstedt, Klaus Petermann, and Günter Huber, “Multipass pumped Nd-based thin-disk lasers: continuous-wave laser operation at 1.06 and 0.9 μm with intracavity frequency doubling”, Appl. Optics 46, 8256 (2007)

[17] Raphael Lavi, Steven Jackel, Yitshak Tzuk, Michael Winik, Eyal Lebiush, Mordechai Katz, and Idan Paiss, “Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level”, Appl. Optics 38, 7382 (1999)

[18] V. Lupei, G. Aka and D. Vivien, “Enhanced fundamental and self-frequency-doubling laser emission efficiency in $^4\text{F}_{3/2}$ directly pumped Nd-activated nonlinear crystals: The case of $\text{GdCa}_4\text{O}(\text{BO}_3)_3$ ”, Appl. Phys. Lett. 81, 811 (2002)

[19] V. Lupei, N. Pavel, T. Taira, “Highly efficient laser emission in concentrated Nd:YVO₄ components under direct pumping into the emitting level”, Opt. Commun. 201, 431 (2002)

[20] V. Lupei and N. Pavel, Y. Sato and T. Taira, “Highly efficient 1063-nm continuous-wave laser emission in Nd:GdVO₄”, Opt. Lett. 28, 2366 (2003)

[21] Lu YF, Xia J, and Zhang XH, “Quasi-three-level Nd:LuVO₄ laser under diode pumping directly into the emitting level”, Laser Phys. Lett. 7, 120 (2010)

[22] V. Lupei, N. Pavel and T. Taira, “1064 nm laser emission of highly doped Nd: Yttrium aluminum garnet under 885 nm diode laser pumping”, Appl. Phys. Lett. 80, 4309 (2002)

[23] Y.F. Lü, J. Xia, X.H. Zhang, A.F. Zhang, J.G. Wang, L. Bao, and X.D. Yin, “High-efficiency direct-pumped Nd:YLF laser operating at 1321 nm”, Appl. Phys. B 98, 305 (2010)

[24] R. Lavi, S. Jackel, A. Tal, E. Lebiush, Y. zuk, and S. Goldring, “885nm high power end pumped NdYAG laser”, Opt. commun. 195, 427 (2001)

[25] V. Lupei, N. Pavel, and T. Taira, “Basic enhancement of the overall optical

- efficiency of intracavity frequency-doubling devices for the 1 mm continuous-wave Nd:Y₃Al₅O₁₂ laser emission”, Appl. Phys. Lett. 83, 3653 (2003)
- [26] Y. Sato T. Taira, 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. 82, 844 (2003)
- [27] Louis McDonagh, Richard Wallenstein, Ralf Knappe and Achim Nebel, “High-efficiency 60W TEM₀₀ Nd:YVO₄ oscillator pumped at 888 nm”, Opt. Lett. 31, 3297 (2006)
- [28] Peng Zhu, Daijun Li, Peixin Hu, Alexander Schell, Peng Shi, Claus R. Haas, Nianle Wu, and Keming Du, “High efficiency 165 W near-diffraction-limited Nd:YVO₄ slab oscillator pumped at 880 nm”, Opt. Lett. 33, 1930 (2008)
- [29] V. Lupei, N. Pavel, and T. Taira, “Highly efficient continuous-wave 946-nm Nd:YAG laser emission under direct 885-nm pumping”, Appl. Phys. Lett. 81, 2677 (2002)
- [30] S. Bjurshagen, R. Koch, and F. Laurell, “Quasi-three-level Nd:YAG laser under diode pumping directly into the emitting level”, Opt. Common. 261, 109 (2006)
- [31] X. Yu, K. Zhang, J. Gao, F. Chen, X.D. Li, R.P. Yan, J.H. Yu, and Y.Z. Wang, “Quasi-three-level Nd:GdVO₄ laser under diode pumping directly into the emitting level”, Laser Phys. Lett. 5, 797 (2008)
- [32] Yan-Fei Lü, Jing Xia, Jun-Guang Wang, Xi-He Zhang, Lin Bao, Hui Quan, and Xiao-Dong Yin, “Highly efficient Nd:GdVO₄/BiBO laser at 456 nm under direct 880 nm diode laser pumping”, Opt. Common. 282, 4793 (2009)
- [33] Lu YF, Yin XD, Xia J, Wang RG, and Wang D, “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. 7, 25 (2010)
- [34] Sharone Goldring and Raphael Lavi, “Nd:YAG laser pumped at 946 nm”, Opt. Lett. 33, 669 (2008)
- [35] Damien Sangla, François Balembois, and Patrick Georges, “Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm”, Opt. Express 17, 10091 (2009)

- [36] Damien Sangla, Marc Castaing, François Balembois, and Patrick Georges, “Highly efficient Nd:YVO₄ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm”, Opt. Lett. 34, 2159 (2009)

第六章 总结和展望

本论文的工作开始于 2006 年 7 月, 结束于 2010 年 4 月。主要研究了 LD 泵浦的 Nd^{3+} 和 Yb^{3+} 掺杂晶体被动锁模激光以及参量放大钛宝石啁啾脉冲激光, 另外还研究了有助于降低 Nd^{3+} 掺杂晶体激光热效应问题的直接泵浦技术。现对本论文的工作进行总结, 并对下一步的工作进行展望。

1: 在 $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ 准三能级被动锁模激光实验中, 使用 SEASM 作为锁模元件, 光纤耦合输出的 808nm LD 作为泵浦源和一个四境折叠腔, 获得了稳定的连续锁模。将以往 20mW 平均输出功率提升到了 128mW, 并且使用自制的强度自相关仪测出了脉宽。脉冲宽度为 6.5ps, 重复频率为 178MHz, 激光波长位于 912nm。下一步, 如果能够对晶体的长度和浓度进行优化, 并且选择损耗更小的 SESAM, 输出功率相信还可以提升到数百 mW 的水平, 并且可以通过腔内倍频获得深蓝 ps 脉冲激光。

2: 实现了 $\text{Nd}:\text{GSAG}$ 准三能级被动锁模激光的运转, 采用一台光纤耦合输出的 808nm LD 作为泵浦源和 SESAM 作为锁模元件, 获得了脉宽为 8.7ps, 重复频率为 95.6MHz 的连续稳定锁模, 激光波长位于 942.7nm, 在 16.7W 的入射泵浦功率下, 输出的平均功率为 510mW。这是目前已报道的 Nd^{3+} 准三能级锁模激光的最高输出。 $\text{Nd}:\text{GSAG}$ 准三能级激光在水蒸气探测方面有着极大的应用价值, 下一步, 如果能够使用更合适的输出耦合镜, 以及对晶体长度和浓度进行优化, 获得 W 级的稳定连续锁模是极有可能的。

3: 首次使用 LD 作为泵浦源, 对 $\text{Yb}:\text{NGW}$ 晶体激光开展了锁模实验。采用 SESAM 作为锁模元件和 980nm LD 作为泵源, 实现了稳定的连续锁模激光输出。腔内未插入棱镜对时候, 脉冲宽度为 3.9ps, 插入棱镜对补偿腔内色散后, 获得了脉宽 370fs, 谱宽 3.1nm 的超短脉冲输出, 下一步的工作是优化腔参数和色散补偿, 力争获得 100fs 左右的激光脉冲。

4: 对一种新的 Yb 掺杂激光晶体 $\text{Yb}:\text{LPS}$ 开展了锁模激光实验。使用 LD 作为泵浦源, 连续激光实验获得了 1.72W 的最大输出, 另外最大的斜效率为 38%。使用 SESAM 作为锁模元件, 稳定的连续锁模激光分别在两个波长上实现了, 一个是 1041nm, 一个是 1056nm。在 1041nm, 获得的最短脉冲是 630fs, 相应谱宽

为 6.5nm, 在 1056nm, 获得的最短脉冲是 2.7ps, 相应的谱宽为 1.4nm。这都是在未补偿腔内色散的情形下得到的结果。下一步的工作是优化腔参数以及进行色散补偿, 力争获得短于 100fs 的激光脉冲。

5: 采用 OPCPA 技术, 实现了对钛宝石 800nm 啁啾激光脉冲的放大。首先基于 OPCPA 的相关理论和所用到的具体实验配置进行了理论计算。在我们的配置中, 参量带宽约为 97nm, $300\text{MW}/\text{cm}^2$ 泵浦光强下单通增益约为 1000 倍。在实验当中, 使用的非线性晶体为 14mm 长的 BBO, 泵浦为 7.7ns, 270mJ 的 532nm 激光脉冲, 信号为中心波长 800nm, 展宽脉宽 600ps 的啁啾钛宝石激光脉冲, 经过三级放大, 信号脉冲的能量由 0.4nJ 放大为 4mJ, 放大倍数为 10^7 , 放大后的光谱半高全宽约为 30nm, 实现了宽带放大。下一步, 通过改善模式重叠和提高注入种子的能量, 会提高能量的转换效率, 其次, 通过减小泵浦和信号脉冲之间的时间抖动, 可以提高放大脉冲能量稳定性, 第三, 还需要对放大后的脉冲进行更多的诊断, 比如压缩后的脉宽以及对比度。相信经过进一步细致的优化后, 可以注入到下一级继续放大。

6: 采用可调谐钛宝石泵浦源, 在 Nd:YAG 晶体上开展了直接泵浦方式的研究。当钛宝石激光泵源波长分别处于 868.3 nm, 875.2 nm, 883.8 nm 和 885.5 nm 时候, 均获得了 1064nm 激光输出, 相对于入射泵浦的斜效率分别为 52.9%, 27.7%, 40.2%和 43.2%。在 946nm 激光实验中, 借助 808nm LD 的辅助泵浦, 也实现了直接泵浦下的输出。实验表明了发射波长在 885nm 的 LD 泵浦源适合用来对 Nd^{3+} 进行直接泵浦。在 885nm LD 直接泵浦 Nd:GSAG 激光实验中, 当激光运转在 1061nm 时候, 最大出光功率为 2.85W (9mm 长晶体上取得)。当激光运转 942nm 时候, 最大出光功率为 0.45W (5mm 长晶体上取得)。下一步的工作是进一步提高直接泵浦方式下晶体的吸收效率以提高总的光光效率, 以及在另外的 Nd^{3+} 掺杂晶体上使用直接泵浦方式。