

全固态 c-cut Nd:GdVO₄ 激光特性研究

中文摘要

激光二极管(LD)泵浦的固体激光器具有高稳定性,高效率,高能量的优点,被广泛应用于军事、工业、医学和科学研究等领域,已成为国内外激光器领域研究的热点。Nd:GdVO₄晶体是一种与Nd:YVO₄晶体同晶型的掺Nd³⁺基质晶体,除具有Nd:YVO₄晶体的优点(发射截面大、吸收系数大、输出为线偏振等)之外,它在<110>方向具有高的热导率,使其成为适于高功率泵浦的新型激光晶体。由于切割方向的不同,激光晶体沿不同方向的结构参数具有很大的差异,从而导致不同的激光特性。目前对于a轴切割Nd:GdVO₄的研究工作比较多,激光特性研究比较全面,对于c轴切割Nd:GdVO₄晶体的激光特性研究相对较少。

本论文以LD端面泵浦的新型c-cut Nd:GdVO₄晶体激光器为主要研究对象,考察了1.06μm的连续波及被动调Q输出性能,并利用速率方程对进行了理论分析,与a-cut Nd:GdVO₄晶体的相关数据进行了比较,通过对比显示了c-cut Nd:GdVO₄晶体作为激光物质的一些优良特性。主要内容如下:

- 1、对激光二极管泵浦固体激光器和激光二极管泵浦的固体激光材料作了简要叙述,介绍了固体激光器的优势和LD泵浦的激光晶体Nd:GdVO₄的主要特性。
- 2、讨论了激光晶体的热效应对激光性能的各个方面的影响。从热效应、高斯光束的矩阵变换和ABCD定律来讨论热透镜对设计参数模式时的影响,并以c-cut Nd:GdVO₄晶体为例,分析了热效应和腔长对腔的稳定性和输出特性的影响。
- 3、研究Cr⁴⁺:YAG晶体作为被动调Q元件时的一些基本特性,并给出当考虑腔内光强的高斯分布时连续波被动调Q的速率方程,并且对激光器的脉冲宽度、峰值功率、单脉冲能量等量进行理论分析,并对LD端面泵浦c-cut Nd:GdVO₄晶体调Q激光器进行实验研究,得到最小脉宽21.2ns,最高峰值功率1.54kW,与a-cut Nd:GdVO₄晶体的相关数据进行了比较,体现了c-cut Nd:GdVO₄晶体应用于被动调Q激光器上具有的优越性。
- 4、介绍了调Q锁模技术的概况。对LD泵浦c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG被动调Q锁模激光器进行了实验研究及理论分析。注入泵浦功率为9.34W时,初始透过率T₀为95%的Cr⁴⁺:YAG饱和吸收体,输出镜透过率为10%和20%时得到的相应

最大输出功率分别为 802 mW, 724 mW, 相应光—光转换效率分别为 8.59%, 7.75%。

关键词：全固态激光器, c-cut Nd:GdVO₄, 被动调 Q, 调 Q 锁模, Cr⁴⁺:YAG

分类号：O437

The lasing properties of the all-solid-state c-cut Nd:GdVO₄ laser

Abstract

In recent several years, there has been an increasing interest laser-diode pumped all-solid-state lasers because such lasers can widely used in the fields of military affairs, industry, medicines and so on. As a relatively new laser medium, Nd:GdVO₄ has the same crystal configuration as the Nd:YVO₄, both have the advantages of large emission cross and absorption coefficient, linear polarization output. In addition Nd:GdVO₄ has higher thermal conductivity, which make it adapt to high-power pump. Laser crystals have different characteristic along different direction because of the different parameter along different direction. So the incision direction should be considered when we talk about the laser crystal. The a-cut Nd:GdVO₄ has been well researched, and comprehensive laser characteristics of the crystal have been get. But the laser performance of the c-cut Nd:GdVO₄ crystal has been known little.

This paper mainly studies the LD end-pumped Nd:GdVO₄ laser, measures the continuous wave and the Q-switched output characterization of 1064 nm wave. Rate equations are the efficient tools to describe performs of the both lasers. Comparing the c-cut Nd:GdVO₄ laser with the a-cut Nd:GdVO₄ laser, we get the excellent characteristics of c-cut Nd:GdVO₄ crystal laser medium in this paper. The contents are as follows:

1. The diode pumped solid state lasers and diode pumped solid state laser materials briefly are described. The advantage of the solid state lasers and the main performance of LD pumped with Nd:GdVO₄ laser crystal are introduced.
2. The several aspects of the thermal effects of the laser crystal are discussed. The thermal effect on parameter mode design was discussed from the point of thermal effect, the matrix transformation of Gauss beam and ABCD law. We studied the 1.06 μm laser output of the c-cut Nd:GdVO₄. We also analyze the influence of thermal effect of the laser crystal and the pump spot radius.
3. The fundamental properties of Cr⁴⁺:YAG is researched, and rate equation is given when the Gauss's distribution is considered. Theoretical analyses about pulse width,

peak power, pulse energy are presented. Some experiments are made about LD end-pumped c-cut Nd:GdVO₄ by using Cr⁴⁺:YAG as saturable absorber.

4. Investigation of the lasing properties of a diode-pumped c-cut Nd³⁺:GdVO₄ passively Q-switched and mode-locking laser with Cr⁴⁺:YAG saturable absorber.

Key words: all-solid-state laser, c-cut Nd:GdVO₄, passively Q-switched, Q-switched and mode-locking, Cr⁴⁺:YAG

CLC number: O437

独 创 声 明

本人声明所呈交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得_____（注：如没有其他需要特别声明的，本栏可空）或其他教育机构的学位或证书使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名： 王春慧

导师签字： 刘杰

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权学校可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名： 王春慧

导师签字： 刘杰

签字日期：2008年4月8日

签字日期：200 年 月 日

第一章 导论

1960年, R.Newman 首次提出全固态激光器的想法^[1]。1962年, 第一支 GaAs 二极管激光器问世, 人们产生了用激光二极管作固体激光器泵源的想法。1964年, 美国 MIT 林肯实验室的 Keyes 等首次将此想法化为现实^[2], 从此为全固态激光器的研究拉开了帷幕。1962年制成了第一台调 Q 激光器。调 Q 技术的发展和运用, 是激光发展史上的一个重要突破。在 1964年后, 又发展起一门新的超短脉冲技术——锁模技术。激光器已经在科学研究、农业生产、信息、通讯、国防、医疗卫生、娱乐文化产业和环境保护等领域得到了广泛的应用。因此, 激光器的发展受到了人们的广泛关注, 特别是二极管泵浦的全固态激光器已经成为激光器研究中的热点。

§ 1.1 全固体激光器发展及材料的概述

一、激光二极管泵浦固体激光器的发展

20世纪60年代初世界上第一台红宝石激光器问世^[3]。这标志着在激光技术的发展进程中, 固体激光器是最早实现激光输出的。到了80年代中期, 激光二极管性能得到迅速提高, 高效率、稳定、机构紧凑、长寿命和全固态的 LD 泵浦固体激光器 (Diode-pumped solid-state lasers, DPSSL) 出现并发展起来, 因而全面带动了新型固体激光材料和 LD 泵浦技术的发展, 并迅速渗透到激光技术的各个领域, DPSSL 的连续运转、脉冲运转、单频运转以及频率变换等各种器件都取得了重大进展, 分别达到了实用化水平。90年代, 随着大功率的 LD 列阵和光纤输出耦合半导体激光器系统的出现和发展, DPSSL 的输出功率和效率得到了相当大的提高, 从而更加拓宽了其应用领域范围, 在军事、医学、信息、工业、科研等领域呈现了广泛的应用前景。尤其是大功率红、绿、蓝三基色激光器, 成为大屏幕、高清晰度激光彩色显示的研究热点。

近年来, 超短脉冲激光技术日益成熟, 超短激光脉冲成为人们认识世界愈来愈不可缺少的工具, 在受控核聚变、等离子体物理学、遥测技术、化学及物理动力学、高速摄影、光通信、光雷达、光谱学、全息照相及非线性光学等许多领域内, 都起着愈来愈重要的作用。超短脉冲 (脉宽量级为 $10^{-12} \sim 10^{-15}$ 秒) 由于其脉宽窄的特

点, 被用于激光测距等领域可以得到非常精确的测量结果; 作为一种揭示微观世界超快现象的重要手段, 它广泛应用于医学、生物学、化学、激光光谱学等学科的研究中。例如, 医学专家已将其作为超精密外科手术刀, 用于视力矫正手术, 既能减少组织损伤又不会留下手术后遗症, 甚至可对单个细胞动精密手术; 用于生物学光合作用机制的研究, 蛋白质分子中快速弛豫过程, 视觉过程的机理探索, DNA 中能量转移的研究, 化学反应过程和产物的控制, 时间分辨光谱技术等; 作为一种能量载体, 它在加工与军事领域已获得广泛应用, 如核聚变, 超精细加工, 致盲武器等; 作为一种信息载体, 它在光信息领域中的光电取样技术, 高速通信技术, 光全息存储技术等方面起着非常关键的作用。

二、激光二极管泵浦的固体激光材料概述

适合高功率 LD 泵浦的新型固体激光材料是全固态激光器研究和开发不可缺少的一部分, 并且已经成为材料领域研究和探索的热点。目前, 在高功率的 DPSSL 中应用比较广泛的激光材料有: Nd:YAG、Nd:YLF、Yb:YAG、Nd:YVO₄ 和 Nd:GdVO₄ 晶体等。

1. 掺钕钇铝石榴石 (Nd:YAG) 晶体是研究最成熟的激光材料。目前广泛应用于闪光灯泵浦和 LD 泵浦的 Nd:YAG 激光器, 占固体激光器的 90% 左右。Nd:YAG 基质很硬, 光学质量好, 并且热导率高 ($11.1\text{W}/\text{m}^{\cdot}\text{K}^{-1}$)^[4], 可以用提拉法生长出大尺寸、高质量的单晶。此外 YAG 的立方结构有利于形成窄的荧光线宽, 使激光器高增益和低阈值工作。它的荧光寿命比较长 ($230\mu\text{s}$), 常用于产生高能量和高峰值功率的巨脉冲激光输出。但是 Nd:YAG 晶体的泵浦吸收峰较窄, 一般情况下泵浦效率较低, 在高泵浦功率下往往产生严重的热应力双折射和热透镜畸变, 并且它的受激发射截面不大^[5]。

2. 掺钕氟化钇锂 (Nd:YLF) 是单轴晶体, 在 $1.047\mu\text{m}$ 具有较高的增益^[6]。它的上能级寿命是 $480\mu\text{s}$, 可在 LD 功率较低情况下泵浦仍能有效地储能, 适合产生大能量调 Q 脉冲。它的荧光线宽是 YAG 的三倍, 有利于产生窄脉宽超短脉冲输出。在低能输出范围内, 当吸收效率和损耗相同时, Nd:YLF 比 Nd:YAG 具有更高的斜效率^[7]; 在高能输出范围内, σ 偏振跃迁 ($1.053\mu\text{m}$) 允许有更高亮度的 LD 泵浦源, 在放大自发辐射发生之前存储更多的能量^[8-9]。 $1.053\mu\text{m}$ 波长正好与大功率激光放大

系统的Nd玻璃光波长相吻合,因此可做注入种子源。但YLF晶体的热导率只是YAG的一半,机械强度低,不宜用于高平均功率场合下。由于Nd:YLF的吸收带宽仅为2nm,与LD发射光谱宽度相当。用LD泵浦时,它的激光输出将强烈依赖于LD的结温变化,所以应用中对LD温度控制要求较为严格。

3. Yb:YAG晶体^[10]吸收波长是940nm,适合InGaAs LD泵浦。Yb:YAG的激光波长是1.05 μm ,所以在泵浦和萃取光子能量之间的量子亏损非常低,斜效率高,导致了固有的低热负载。Yb:YAG物化性质稳定,可高掺杂而不产生淬灭。

4. Nd:YVO₄晶体(掺钕钒酸钇)是四方晶体,属锆英石性结构,单轴晶系。Nd:YVO₄中激活离子位置具有低的点群对称性,离子振荡强度大。YVO₄基质对Nd离子有敏化作用,提高了它的吸收能力。Nd:YVO₄在1.06 μm 处有较大的受激发射截面,是Nd:YAG的五倍多。它的吸收峰较高,同时也是一种高双折射率晶体,易产生偏振光输出,可避免Nd:YAG出现的热双折射现象。但是它的导热性差,机械性能也不如Nd:YAG,不适合灯泵。另外,Nd:YVO₄的上能级寿命比Nd:YAG和Nd:YLF短,大尺寸的晶体也难生长。上述缺点限制了它的高平均功率下的应用。但对LD泵浦的中小功率连续波激光器,特别是微片激光器来说,仍是理想的增益介质。

5. Nd:GdVO₄(掺钕钒酸钷)晶体,是1992年由俄罗斯和德国科学家首先发明的一种LD泵浦用激光晶体,性能优良。它与目前已广泛应用的Nd:YVO₄晶体具有相似的晶体结构,属于四方晶系,类似于锆英石(ZrSiO₂)的磷钷矿结构,空间群D¹⁹_{4h}-I⁴₁/amd,稀土离子(Y,Gd或Nd)所在格位对称性为D2d。但Gd³⁺离子半径比Y³⁺离子大,与Nd³⁺离子更接近。因此,与Nd:YVO₄相比,Nd³⁺更容易替代Gd³⁺而得到较高Nd³⁺浓度和较低Nd³⁺浓度梯度的Nd:GdVO₄晶体。

在光谱和激光性能上,两者也十分相似。但Nd:GdVO₄晶体具有更高的泵浦波长吸收系数(对于E//C,Nd:GdVO₄)在808nm处吸收系数达74cm⁻¹,而Nd:YVO₄的相应数值为40cm⁻¹)。Nd:GdVO₄晶体的另一特点是Nd³⁺的激光上能级⁴F_{3/2}存在偶然简并。众所周知,Nd³⁺的⁴F_{3/2}能级通常分裂成两个斯塔克能级,例如77°K时,对于Nd:YAG,这两个斯塔克能级间距 $\Delta E=85\text{cm}^{-1}$,对于Nd:YVO₄, $\Delta E=85\text{cm}^{-1}$ 。而对于Nd:GdVO₄,用分辨率为1cm⁻¹的仪器只测得⁴F_{3/2}能级线宽为8.8cm⁻¹,所以⁴F_{3/2}能级实际上几乎是简并的。这是已知Nd³⁺激光晶体中激光上能级⁴F_{3/2}发生偶然简并

的唯一例子，这种跃迁谱线的强烈重叠将使 Nd:GdVO₄ 的有效发射截面比 Nd:YVO₄ 提高 25%^[11-12]。

§ 1.2 Nd:GdVO₄ 晶体特性

一、晶体结构

Nd:GdVO₄ 晶体为四方晶体，锆英石 (ZrSiO₄) 型结构，空间点群为 I₄/amd，属单轴晶系，密度为 5.48g/cm³，熔点为 1800°C。生长中适当的 Nd 离子取代 Gd 离子的位置而形成 Nd:GdVO₄。由于 Gd³⁺ 半径是 1.053 Å，大于 Y³⁺ 半径，小于 Nd³⁺ 半径，所以晶格畸变比 Nd:YVO₄ 小，光学质量好。晶格常数为 a=0.7212nm，c=0.6348nm。由于 Nd:GdVO₄ 的热导率(11.7Wm⁻¹K⁻¹)与 Nd:YAG 的相当，是 Nd:YVO₄ (5.23Wm⁻¹K⁻¹) 的 2 倍多。而且，Nd:GdVO₄ 的吸收截面大于 Nd:YVO₄，发射截面大于 Nd:YAG。一些激光实验表明 Nd:GdVO₄ 比 Nd:YVO₄ 有更加优良的激光性能，是很有希望的适合 LD 高功率端面泵浦的激光介质。Nd:GdVO₄ 通常采用提拉法 (Czochralski method) 生长，晶体生长方向为 a 或 c。

	Nd:GdVO ₄	Nd:YVO ₄	Nd:YAG
结构	四方单轴	四方单轴	立方同性
熔点 (°C)	1800	1810	1950
热膨胀系数 (10 ⁻⁶ /K)	1.5	8.4	7.5
折射率	n _o 2.0 n _c 2.2	n _o 1.958 n _e 2.168	1.830
热导率 (W/Mk)	11.7	5.14	14

表 1-2-1 Nd:GdVO₄、Nd:YVO₄、Nd:YAG 物理和光学特性的比较

二、能级结构

图 1-2-1 给出了 Nd:GdVO₄ 晶体的能级结构图(77K)。和其它掺 Nd 离子的 YAG、YVO₄ 等激光晶体的能级结构大致相同。LD 泵浦的谱线是 808 nm，泵光把粒子从基态泵浦到 ⁴F_{3/2} 能级，但粒子在此能级上的寿命非常短，可以通过特别快的驰豫过程无辐射的落在亚稳态 ⁴F_{3/2} 能级上。亚稳态能级有相对长的寿命 (大约为 100 μs)，

提供了可以实现粒子数反转的机理。四条主要发射谱线是： ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ 和 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 、 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ 、 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ，对应的辐射波长分别为 $1.88 \mu\text{m}$ 、 $1.34 \mu\text{m}$ 、 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $0.91 \mu\text{m}$ ，其中室温下 $1.06 \mu\text{m}$ 谱线是发射截面最大、增益最强的一条谱线，占绝对优势。

在能级图中，主能级 (manifolds) 用光谱项 ${}^{2S+1}L_J$ 表示，每一子能级被晶格场分裂 (Stark-splitting) 成 $(J+1)/2$ 个子能级，子能级位置因不同基质而有差别，但每能级的权重中心 (Center of gravity) 大致相同。能级图的右边给出了主能级的 Stark 分裂的各个子能级及相应能级大小。Nd:GdVO₄ 晶体的 ${}^4F_{3/2}$ 具有最小的 stark 分裂，即退化为 0^[13]。精确的辐射跃迁发生在各个不同的子能级之间。

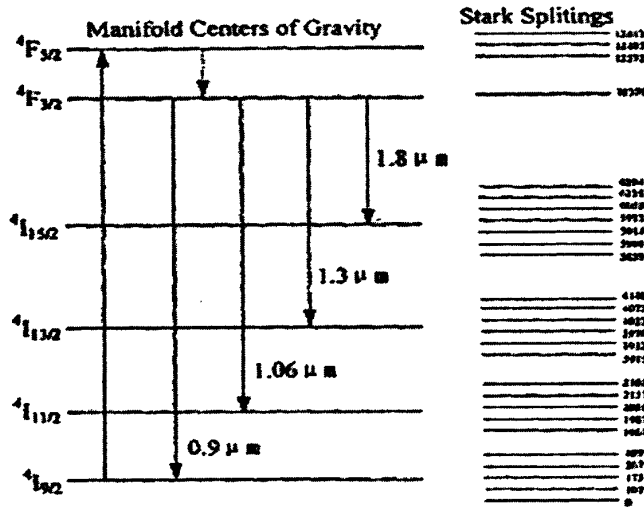


图 1-2-1 Nd:GdVO₄ 晶体的能级结构

三、Nd:GdVO₄ 的吸收谱

Nd:GdVO₄ 三个主吸收峰分别在 590nm, 750nm 和 810 nm 附近^[14]，如图 1-2-2 所示。

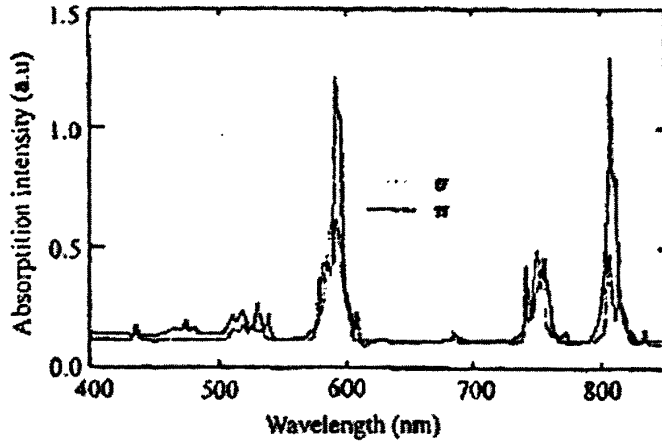


图 1-2-2 Nd:GdVO₄ 的吸收光谱

光场 E 矢量平行于晶体光轴方向的 π 偏振 ($E // C$) 和垂直于晶体光轴方向的 σ 偏振 ($E \perp C$) 的光谱特性具有明显的差异, 其最强吸收发生在 π 偏振取向, 在 810 nm 附近对应的吸收的光波长为 808.5 nm, π 偏振方向的吸收带宽为 4.0 nm。因此常用 a 轴切割晶体得到 π 偏振光输出。

晶体	偏振	吸收系数 (cm^{-1})	吸收截面 (10^{-19}cm^2)
1.2%Nd:GdVO ₄	$E // C$	78	5.2
1%Nd:YVO ₄	$E // C$	40	2.7
1.1%Nd:YAG	无	11	0.7

表 1-2-2 LD 泵浦 808 nm 附近 Nd:GdVO₄、Nd:YVO₄、Nd:YAG 吸收参数比较

四、Nd:GdVO₄ 的荧光发射谱

图 1-2-3 和图 1-2-4 给出了 Nd:GdVO₄ 晶体的荧光发射谱线, 从图中可以看出在 1.06 μm 有很强的增益, 其最强辐射发生在 π 偏振取向。表 1-2-3 给出了 Nd:GdVO₄ 跃迁的光谱参数。

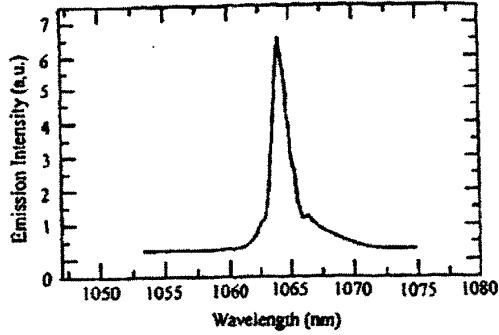
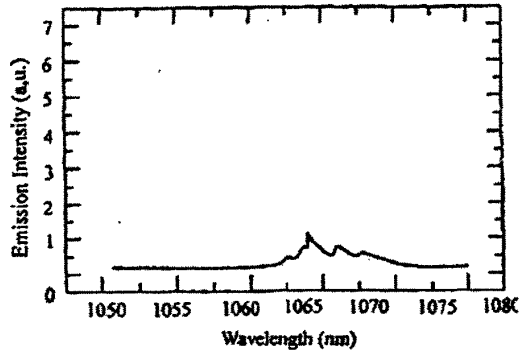


图 1-2-3 Nd:GdVO₄ 晶体的 π 偏振方向的荧光发射光谱



1-2-4 Nd:GdVO₄ 晶体的 σ 偏振方向的荧光发射光谱

跃迁能级	辐射波长 (nm)	自发跃迁几率 (s ⁻¹)	发射截面 (10 ⁻¹⁹ cm ²)
⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	913	3358.8	-
⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	1063	4729.9	7.6
⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{13/2}	1342	970.67	1.8
⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{15/2}	1880	45.59	-

表 1-2-3 Nd:GdVO₄ 跃迁的光谱参数

由于 Nd:GdVO₄ 晶体晶格常数， $a=b=0.7212\text{nm}$ ， $c=0.6348\text{nm}$ ， $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ ，光轴平行于 c 轴， a 向热导率 $10.1\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ， c 向热导率为 $11.4\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 。 a 向热膨胀系数为 $1.05 \times 10^{-6}/\text{K}$ ， c 向热膨胀系数为 $7.42 \times 10^{-6}/\text{K}$ 。由于晶体的各向异性，切割方向不同，晶体的吸收发射截面、热导率、热双折射特性等各种参数都会相差很大，从而导致晶体作为激光物质输出激光的特性具有明显的差异。根据 Findlay-clay 的分析，虽然 c 向切割的 Nd:GdVO₄ 晶体的发射截面

($1.2 \times 10^{-19} \text{cm}^2$) 比 a 向切割的发射截面 ($7.6 \times 10^{-19} \text{cm}^2$) 小, 具有较高的阈值, 但其内部损耗要小得多, 使斜效率远远地高于 a 切割, 因此系统地研究 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体激光输出特性具有十分必要的实际意义。

§ 1.3 调 Q 锁模技术的概况

一、调 Q 技术

调 Q 技术的出现是激光发展史上的一个重要突破。1961 年, 哥伦比亚大学的 Hellwarth 和 Mccling 首次提出: 利用能量的贮存和快速释放可以获得激光巨脉冲。通过某种方法使谐振腔的损耗按照规定的程序变化: 在泵浦激励刚刚开始时, 让腔处于低 Q 值状态, 此时由于腔阈值很高, 不能产生振荡, 粒子在激光上能级持续积累。当反转粒子数密度达到一个较高的数值后, 在适当的时刻使腔 Q 值突然升高, 腔阈值下降, 此时反转集居数大大超过阈值, 反转粒子数受激辐射迅速增加, 在极短时间内, 消耗掉上能级贮存的大部分粒子, 转变为谐振腔内的激光能量, 从而在输出端产生一个强脉冲激光^[15,16]。

调 Q 技术根据不同的分类方法可以分为不同类型: 按开关时间与脉冲建立时间比较可分为快开关调 Q 方式和慢开关调 Q 方式; 按控制损耗的形式分为控制反射损耗的、控制吸收损耗的、控制衍射损耗的、控制输出损耗的; 按调节方式还可以分为主动调 Q 和被动调 Q。主动调 Q 是利用某些物理原理主动地控制谐振腔内光的损耗以达到 Q 值突变的目的, 被动调 Q 是利用被动调 Q 组件强烈的非线性效应来实现 Q 值突变的目的。下面简要介绍几种常用的调 Q 方式^[17,18]:

1、电光调 Q

某些晶体在外加电场作用下, 其折射率发生变化, 使通过晶体的不同偏振方向的光之间产生位相差, 从而使光的偏振状态发生变化的现象称为光电效应。其中折射率的变化和电场成正比的效应称为普克尔效应, 折射率的变化和电场强度平方成正比的效应成为克尔效应。电光调 Q 就是利用晶体的普克尔效应来实现 Q 值突变的方法。电光调 Q 属于快开关类型, 它能产生窄脉冲, 且同步性能好, 使用寿命长, 输出巨脉冲稳定。其主要缺点是半波电压较高, 需要几千伏的高压脉冲, 对其它的电子线路易造成干扰。

2、可饱和吸收体调 Q

利用非线性饱和吸收介质在强激光作用下由于吸收饱和而被漂白（或称透明）的特性实现调 Q。有机染料是一种典型的非线性吸收介质，在强激光作用下由于吸收饱和而对激光呈现透明。此种开关属于被动式的快开关类型，装置简单，输出脉宽窄，但稳定性差。使用有机染料作为饱和吸收介质时需要经常更换染料。目前都在开发新型的固体可饱和吸收介质作为被动调 Q 组件，如 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体^[15]、GaAs 晶片^[19]以及近几年刚刚兴起的调 Q 用半导体可饱和吸收镜（semiconductor saturable absorber mirror，简称 SESAM）^[20,21]。

3、脉冲透射式调 Q（腔倒空）

在激光腔的两端使用 100 %反射镜对激光器进行 Q 开关转换，在循环功率的峰值时，迅速把输出镜的反射率从 100 %降为 0，这就导致所有的光能从腔内迅速倒出腔外，即腔倒空技术。这种技术的优点之一是，产生的 Q 开关的脉宽主要是振荡器腔长的函数，而不是激光介质增益特性的函数。确切地说，半功率点的激光脉宽等于腔内的往返渡越时间，其条件是所用的 Q 开关是在相同的时间周期内开关。因此，基于容许的腔尺寸，其脉宽可能在 2~5 ns 的范围。如果振荡器在一般的 Q 开关方式下运转，其脉宽要在 1~20 ns 量级。

应用调 Q 技术，可以大大提高峰值功率，缩短脉冲宽度。1962 年研制出的第一台调 Q 激光器的峰值功率只有 600 千瓦，以后几年里输出功率直线上升，几乎每年增加一个数量级。目前，调 Q 脉冲技术可以将激光能量压缩到皮秒量级，将峰值功率提高到千兆瓦。

二、锁模技术

通常认为，调 Q 技术可以产生脉宽为 $10^{-7}\sim 10^{-9}$ 秒量级、峰值功率为兆瓦量级的巨脉冲。如果想进一步压缩脉冲宽度、提高峰值功率，调 Q 技术就难以实现了。为此，在 1964 年后，又发展起一门新的超短脉冲技术——锁模技术。超短脉冲技术是物理学、化学、生物学、光电子学，以及激光光谱学等学科对微观世界进行研究和揭示新的超快过程的重要手段。

最基本的锁模方法有主动锁模和被动锁模两种，还有主被动锁模、自锁模、同步抽运锁模和碰撞锁模等多种形式^[22]。

1、主动锁模

主动锁模是使用外加调制信号实现锁模的技术。调制方法有两种：振幅调制（损耗调制）和频率调制。用主动锁模技术能够获得稳定性和重复性比较好的脉冲激光，而且适用的波长范围比较宽，但能够得到的脉冲宽度一般来说不如用被动锁模技术产生的窄。

2、被动锁模

被动锁模是使用饱和吸收介质的非线性吸收效应实现锁模，它不需要任何外加调制信号。被动锁模激光器输出时间间隔等于光波在谐振腔内往返一次的时间的脉冲序列。被动锁模最早指染料锁模，染料对激光的吸收系数随腔内光强的增大而减小，最后变成完全透明介质。满足锁模条件的振荡模，它们的强度高，染料对它们的吸收很弱，在共振腔内的工作物质中间来回传播得到光强放大，最后形成激光振荡；不满足锁模条件的振荡模，光强度比较弱，被染料强烈吸收，最终不能发生激光振荡。染料随时间的延长会变质，光照也会使其分解，因此用染料作饱和吸收介质时发射的可重复性差，现在已很少用。目前应用广泛的为固体可饱和吸收介质，如： $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体^[23-25]、GaAs 晶片^[26-27]以及以 SESAM^[28]为代表的半导体可饱和吸收体等。

3、主被动锁模

主被动锁模为在主动锁模激光器中再加可饱和吸收体的锁模技术，即把主动锁模和被动锁模相结合的锁模技术。利用这种技术可以产生稳定性好、脉冲宽度窄的激光脉冲。

4、自锁模

自锁模又称克尔透镜锁模（Kerr Lens Mode Locking (KML)），是不需外加主动或被动调制组件，仅依靠激活介质自身的非线性效应对振荡光束进行强度调制、相位锁定，从而产生超短脉冲的锁模技术。自锁模是利用激光晶体的克尔透镜效应（非线性折射率介质）和激光晶体内部的增益分布形成软光阑实现锁模，所以称为 Kerr 透镜锁模。克尔透镜锁模具有脉宽窄、结构简单等诸多优点。2000 年，S.Uemura^[29] 等用两个功率分别为 500 mW，350 mW 的半导体激光器泵浦 Cr:LiSAF 晶体两端面，在进一步改进腔内色散补偿的条件下，获得了 10fs 的自锁模脉冲。但是自锁

模激光器存在两个主要问题：一是泵浦源必须是氩离子激光器或 YAG 倍频激光器，要求腔内功率密度足够高，过度的自调制引起锁模的不稳定，所以不可避免的具有体积大，成本高，稳定性差的缺点，严重影响了固体自锁模飞秒激光器的稳定运转和广泛应用；二是不能自启动。

5、同步抽运锁模

简称同步锁模，是采用锁模激光器输出的脉冲序列抽运激光器的工作物质，实现锁模振荡的技术，这是一种产生皮秒激光脉冲的有效方法。当被抽运的激光器的谐振腔腔长与抽运激光器的腔长相等或者是它的整数倍时，激光器的增益在时间上获得调制，在最大增益时域形成激光脉冲输出，输出脉冲宽度在最佳条件下比抽运激光脉冲宽度窄 2~3 个数量级。波长或频率失调对同步锁模性能的影响很大。要得到稳定的同步锁模脉冲，对实验装置各部分参数要恰当匹配，作抽运用的锁模激光器要求稳定。

6、碰撞锁模

碰撞锁模通常简称为 CPM，在环形激光谐振腔内放置增益介质和可饱和吸收介质，它们之间的距离严格调整到环形腔周长的 $1/4$ ，相向传播的两个脉冲在吸收体中对撞，相干叠加后产生瞬态驻波。在驻波的波腹处，光强是行波脉冲的 4 倍，它导致吸收体的深度饱和，光信号损耗很小。波节处光强很弱，吸收体虽未充分饱和，但实际损耗很小。总之，由于脉冲相撞在吸收体内形成空间光栅使饱和吸收更为有效，因而锁模过程稳定，产生的超短光脉冲更窄。

三、调 Q 锁模

调 Q 和锁模技术都是获得短脉冲和高峰值功率的方法。连续锁模和调 Q 锁模的示意图可以如图 1-3-1 所示。在调 Q 锁模的情况下，锁模的脉冲又被压缩在调 Q 的包络里面，这样输出激光脉冲的峰值功率就获得了很大的提高。调 Q 锁模的脉冲可以在激光腔中采用分离的调 Q 器件和锁模的器件来获得，也可以通过一个器件来获得。

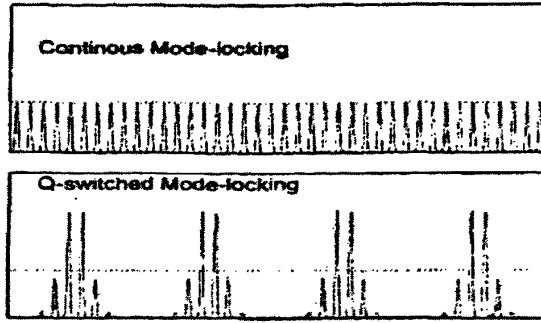


图 1-3-1 连续锁模和调 Q 锁模

第二章 c-cut Nd:GdVO₄ 1.064 μ m 连续波激光器与热效应的研究

§ 2.1 Nd:GdVO₄ 晶体热效应

一、热效应的基本理论

由于激光二极管泵浦的固体激光器 (DPSSL) 具有诸多的优点, 因此成为近年来研究的热点, 在众多的 DPSSL 的研究领域中, 高功率是一个重要的研究方向。而高功率固体激光器的研究方向又主要集中在提高输出功率、改善光束质量以及提高激光器的整体效率等方面, 但是研制高光束质量、高输出功率的激光器的最大障碍是固体激光介质中的热效应。激光器热效应产生的根本原因是由于激光器效率很低, 大量的泵浦能量转化为热量所致^[30,31]。气体激光器由于其工作介质的流动特性, 可以采用介质循环流动, 扩散冷却等措施很好的予以解决, 可是固体激光器由于其激光介质不可能像气体那样进行流动和扩散冷却, 只能通过对固体激光介质表面冷却的方式带走激光介质中产生的热量, 因此散热效率远不如气体的高, 热效应将不能够被忽视。热效应包括热透镜效应、热致应力双折射、退偏效应。热传导在激光介质中形成了不均匀的温度分布, 这一不均匀的温度分布将导致介质的不均匀膨胀, 从而引起了应力的作用, 称为热应力。热应力过大, 超过激光介质材料断裂极限时, 就会导致激光棒的炸裂, 成为限制固体激光器输出功率提高的重要原因。不均匀的温度分布和热应力的共同作用, 使介质的折射率发生不均匀的改变一方面使得激光介质变成了类透镜介质, 产生了热透镜效应, 另一方面非均匀温度分布会产生热应力, 热应力又会引起折射率发生变化, 使得原来各向同性的介质变成了各向异性, 这即是热致应力双折射效应。工作物质发热后引起本身温度升高, 将导致激活离子的荧光谱线和量子效应降低, 从而使激光器的阈值升高和效率降低。激光束发生畸变和退片效应, 严重影响了激光的光束质量和激光器的效率。

产生热的原因主要有^[32,33]1、泵浦带和激光上能级间的能量差以热的形式散逸到基质中, 引起所谓量子亏损热。2、激光下能级和基态间的能量差也会产生热耗散。3、包含在激光跃迁内的荧光过程的量子效应小于 1, 因淬灭机制产生热。4、激光产生的受激辐射, 一部分被工作物质再吸收变为热能。

近年来国内外的科学家对如何有效的抑制晶体的热效应做了大量的研究，主要的方法有：

1、用光学补偿的方式减小热效应的影响。对于介质中不均匀温度分布形成的热透镜效应可以用修磨激光介质端面的方法加以抵消。但是当泵浦功率发生变化时，这种匹配就被破坏了。因此用这种方法来抑制热效应有一定的局限性。对于高功率激光器，自平衡热透镜补偿法也是一个解决热透镜效应的好方法。这种方法是在谐振腔内放一段可以根据泵浦功率的大小自动调整焦距的自适应透镜补偿激光介质，这种介质形成的负透镜与激光介质的热透镜相互抵消，因而改善光束质量和增大固体激光器输出功率范围。热应力双折射和退片效应也是热效应的一个重要方面，对电光调 Q、倍频及腔外调制激光器等以偏振态工作的固体激光器件有重要的影响。常用的方法是在激光介质于其邻近的另一块介质之间放置一个石英偏振旋转器，使沿棒的径向和切向偏振分量的光通过棒和光学元件后有相同的位相延迟。

2、合理的设计谐振腔参数。热效应会随着泵浦时间的增加，以及泵浦功率的增加而增大，这时就会影响谐振腔内的光斑的大小。在设计谐振腔时，要求介质内泵光光斑尽量与腔内振荡光斑达到最佳的匹配，最佳的匹配才能有效地减少热效应的产生，而腔内光斑发生了变化，必然会影响匹配的效果，影响转换效率，转换效率越低，热效应就越明显。因此，设计折叠式热不灵敏腔^[34]，即使谐振腔对热效应的变化不敏感，可以在一定泵浦功率范围内解决热效应的问题。

3、选择性能更优越的激光介质。采用复合晶体，可以达到很好的散热的目的例如，Nd:YVO₄ 复合晶体，是两端的 YVO₄ 晶体与中间掺杂的 Nd:YVO₄ 激光晶体是扩散结合的。因为 YVO₄ 晶体对泵浦光不产生任何吸收作用，因此复合晶体中的散热主要是通过扩散结合使热从掺杂部分传向不掺杂部分，再通过外部致冷系统把热量散发掉。在物理条件（同一种增益介质，几何尺寸掺杂浓度相同，相同的功率泵浦等）相同的情况下激光器采用复合晶体比采用不复合晶体的光光转换效率提高 3 倍^[35]，因此利用复合晶体很好的解决了激光增益介质中的热负载问题。

4、从泵浦源入手减少热效应。首先，要求泵源的波长范围尽量全部落在激光介质的吸收带内，这样就可以有效地减少热效应的产生。传统的灯泵，由于其谱带相对较宽，分布在紫外到红外谱带的成分被基质吸收后转变成热。LD 泵浦，由于其谱带

很窄，因此现在 LD 泵浦，正在逐渐的取代传统灯泵浦。脉冲泵浦相对连续泵浦而言，能有效的抑制热效应，因为激光介质可以利用两个脉冲间隔来进行有效的散热。而脉冲器件的热效应由不均匀泵浦与冷却形成热梯度的综合影响，二者所起的作用，取决于脉冲间隔时间和激光材料的热弛豫时间常数值比。如果采用单次脉冲或低重复频率脉冲激光泵浦，由于有一个较长的热传导降温的过程，热效应将很不明显^[36]。

5、采用先进的散热设备。

6、使用低浓度掺杂的激光晶体，降低晶体内的热负荷密度。

二、Nd:GdVO₄ 热效应的理论分析

1、Nd:GdVO₄ 晶体的热模型

由于在实验中都是把晶体放置在紫铜块中用循环水进行冷却，所以假定晶体侧面温度保持相对稳定，设为 $u_w \approx 16^\circ\text{C}$ 。为了数学处理上方便，可以先预设为 0，最后再叠加上冷却水的温度。晶体两个通光端面与空气接触，热交换的热量远远小于通过晶体侧面热交换流出的热量，因此可以假设晶体两个端面绝热，边界条件为

$$u\left(-\frac{a}{2}, y, z\right) = 0 \quad u\left(\frac{a}{2}, y, z\right) = 0 \quad (2-1-1)$$

$$u\left(x, -\frac{b}{2}, z\right) = 0 \quad u\left(x, \frac{b}{2}, z\right) = 0 \quad (2-1-2)$$

$$\left. \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad \left. \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \right|_{z=l} = 0 \quad (2-1-3)$$

式中 a, b 为晶体矩形截面的长和宽， l 为晶体长度。

由于晶体内部有热源，遵循热传导泊松 (Poisson) 方程

$$K_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + q_v(x, y, z) = 0 \quad (2-1-4)$$

$$q_v = \frac{2\alpha P_{in}\eta}{\pi\omega_p^2} (1 - e^{-\alpha l})^{-1} e^{-\frac{2[(x-\frac{a}{2})^2 + (y-\frac{b}{2})^2]l}{\omega_p^2}} e^{-\alpha z} \quad (2-1-5)$$

式中 α 为晶体吸收系数； η 为由荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数，

$\eta = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$ ， $\lambda_p = 808\text{nm}$ ， $\lambda_l = 1064\text{nm}$ ； P_{in} 为输入功率， ω_p 为光斑半径； K_x ， K_y ， K_z 为晶体各个方向上的热传导系数。

2、Nd:GdVO₄ 晶体内部温度分布及热形变

通过求解泊松方程，选择激光器的泵浦功率 $P_{in}=12W$ ， $\omega_p=320\mu m$ ，得出晶体泵浦端面的温度场的分布。

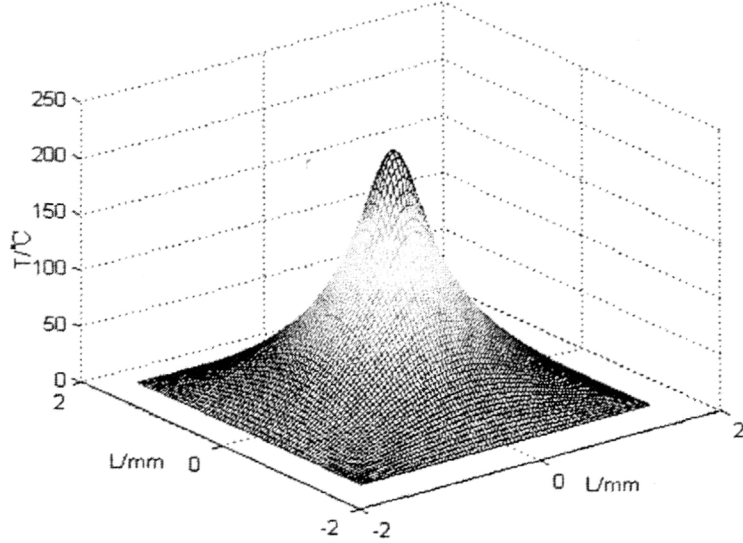


图 2-1-1 Nd:GdVO₄ 晶体断面温度分布图

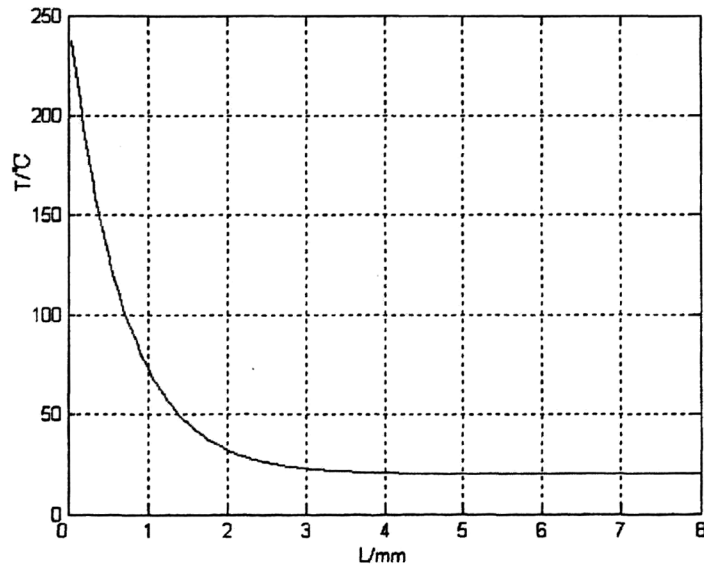


图 2-1-2 Nd:GdVO₄ 晶体中心轴线温度分布

从图中可知晶体中心最高温度约为 240 °C，前部温度比后部高。

设激光晶体内部一点温度为 0，当达到热平衡之后，温度变为 $u(x, y, z)$

$$\Delta T = u(x, y, z) \tag{2-1-6}$$

$$dl = \sigma u(x, y, z) dz \quad (2-1-7)$$

$$\Delta l = \int_0^l dl = \int_0^l \sigma u(x, y, z) dz \quad (2-1-8)$$

其中 σ 为激光晶体的热膨胀系数。

晶体泵浦端面的相对温度升高必然会引起热形变。图 2-1-3 给出了泵浦功率为 12W，光斑半径为 $\omega_p = 320 \mu m$ 时，端面上的热形变分布对比图，Nd:GdVO₄ 的热形变量为 $5.2 \times 10^{-4} mm$ ，热形变改变了晶体通过方向上的有效长度，并使晶体产生伴随热效应的高阶球差。

根据晶体内部温度场分布及晶体表面热形变可以计算出晶体的热焦距随泵浦功率的变化，如图 2-1-4。

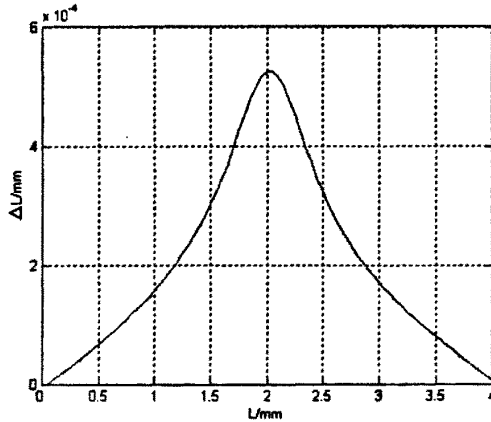


图 2-1-3 . Nd:GdVO₄ 晶体泵浦端面热形变

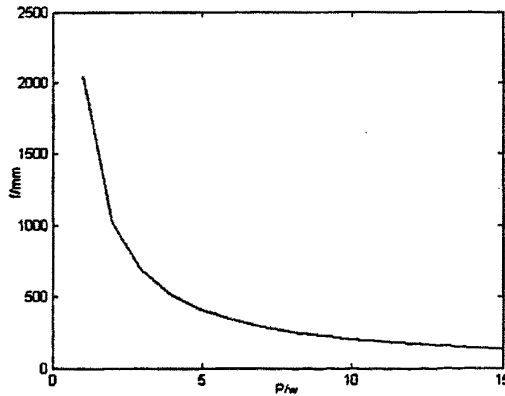


图 2-1-4 热焦距随抽运功率变化

§ 2.2 谐振腔理论

泵浦光中只有一部分转化为激光输出,其余能量转化为热损耗被激光晶体吸收。激光材料因吸收了泵浦辐射而发热,而散热又要求对其表面进行冷却,这两者使激光材料内部产生不均匀的温度分布(热梯度),导致热应力、应力双折射和热透镜效应等,这些热影响统称为热效应。其中由于晶体内部温度不均匀分布与热应变弹性引起的折射率不均匀变化,使光束通过晶体时相当于通过一个薄透镜,由此形成热透镜效应。

谐振腔内热透镜效应引起晶体折射率的变化,引起焦距的动态变化,一般动态变化的范围可以通过计算和实验两种方法来确定,实际主要是由最短的焦距确定。一旦热透镜的最短焦距一定,那么通过选择合适的腔结构参数就能保证在热透镜效应的动态范围内仍能保持腔的稳定,既能满足 $G_1G_2 = 1/2$ 处附近变化,从而激光达到稳定输出。这种方法特别适合半导体泵浦固体激光的结构,效果不错。这是确定热稳定腔的一种简单易行的方法^[37]。

在有源直腔激光器中,如图 2-2-1 所示,我们把激光晶体等效为一热透镜 F ,焦距为 f ,距离两腔镜为 l_1 和 l_2 ,谐振腔腔镜的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 ,则此谐振腔内的光束变换矩阵为^[38]:

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{l_2}{f} & l_1 + l_2 - \frac{b}{R_1} \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{l_1}{f} \end{bmatrix} \quad (2-2-1)$$

则 G 参数为:

$$G_1 = a - \frac{b}{R} = 1 - \frac{l_2}{f} - \frac{b}{R_1} \quad G_2 = d - \frac{b}{R} = 1 - \frac{l_1}{f} - \frac{b}{R_2} \quad b = l_1 + l_2 - \frac{l_1 l_2}{f} \quad (2-2-2)$$

两镜腔的稳定条件:

$$0 < G_1 G_2 < 1 \quad (2-2-3)$$

根据动态稳定条件 $G_1 G_2 = 1/2$,此时所对应的 f 是一个常数,而实际由于热透镜效应的影响, f 将是随温度动态变化的。

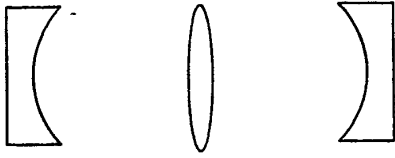


图 2-2-1 直腔激光器结构图

由 (2-2-1) (2-2-2) (2-2-3) 式可得出两空间的腔、模参数关系为:

$$\begin{aligned}
 w_1 &= \left(\frac{\lambda_0 b}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{G_2}{G_1(1-G_1G_2)} \right]^{\frac{1}{4}} \\
 w_2 &= \left(\frac{\lambda_0 b}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{G_1}{G_2(1-G_1G_2)} \right]^{\frac{1}{4}} \\
 w_{01} &= \left(\frac{\lambda_0 b}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{[G_1G_2(1-G_1G_2)]^{\frac{1}{2}}}{G_1 + a^2G_2 - 2aG_1G_2} \right]^{\frac{1}{2}} \\
 w_{02} &= \left(\frac{\lambda_0 b}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{[G_1G_2(1-G_1G_2)]^{\frac{1}{2}}}{G_2 + d^2G_1 - 2dG_1G_2} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{2-2-4}
 \end{aligned}$$

若腔内透镜焦距 f 已知, 再根据其他条件, 如根据腔结构的要求给定 l_1 、 l_2 可以由 (2-2-2) (2-2-3) 式来确定 R_1 和 R_2 。也可以给出 R_1 、 R_2 来确定 l_1 、 l_2 , 从而来确定 w_1 、 w_2 、 w_{01} 和 w_{02} , 这里 w_1 和 w_2 分别为两腔镜上的光束半径, w_{01} 和 w_{02} 分别为 l_1 和 l_2 处的光腰半径。因此, 可以首先根据需要选定腔内的模参数, 然后再计算谐振腔参数。下一小节, 我们以 Nd:GdVO₄ 晶体为例进行具体的讨论。

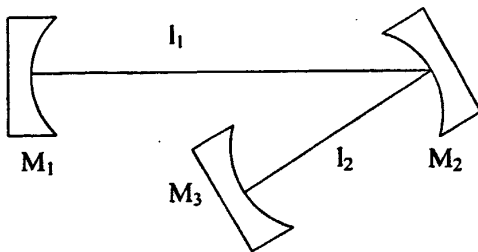


图 2-2-2 三镜折叠腔结构图

在谐振腔光路中, 当使用反射镜将光路折叠时就构成折叠腔。其中无源折叠腔的光路如图 2-2-2 所示, 折叠腔是驻波腔, 并且由于折叠反射镜一般工作在离轴位置而引起象散, 因此折叠腔又是象散腔。在分析时, M_3 等价于焦距 $f=R_3/2$ 的凸透

镜,其等价腔和图 2-2-1 中的结构相同。只有当不考虑象散时,腔的参数仍由(2-2-1)到(2-2-4)式给出。象散会使光束质量降低,所以我们应尽量消除。象散光束在两个正交方向上有不同的光斑尺寸和束腰位置,象散补偿的目的是在 x 、 y 方向上产生相同的模式特性,如果在图 2-2-2 的两反射镜之间有呈布儒斯特角的光学元件,它能够补偿镜的象散。我们可以直接将激光晶体切割成布氏角,也可以放入以布氏角直接放置的补偿片。

若选定了实现象散补偿的入射角,就会在 x 、 y 方向上获得大致相等的束腰直径,并且在这两个方向上的焦点位置也相同。

入射光线呈倾角的镜子将径向(xz)和切向(yz)射线聚焦到不同的位置,所以它有如下的两个焦点:

$$f_x = (R/2)/\cos\theta, f_y = R\cos\theta/2 \quad (2-2-5)$$

布儒斯特角激光晶体有两种不同的有效长度 l_x 和 l_y , 它们是光线必须通过的距离:

$$l_x = t\sqrt{n^2 + 1/n^2}, l_y = t\sqrt{n^2 + 1/n^4} \quad (2-2-6)$$

式中, t 为激光晶体的长度, n 为激光晶体的折射率。对于入射角倾斜的反射镜的象散,可以通过呈布儒斯特角的激光晶体在 2θ 夹角时的象散来补偿,折叠角 θ 由下式求出:

$$\sin\theta \tan\theta = \frac{2t(n^2 + 1)^{\frac{1}{2}}(n^2 - 1)}{Rn^4} \quad (2-2-7)$$

式中, R 为镜的曲率半径。在实际中,选择的镜曲率半径、激光晶体、锁模或非线性晶体,要能够使激光器达到所要求的工作条件。若已选好了参量 t 、 n 和 R , 则调节镜的倾斜角就能实现补偿。

§ 2.3 全固态 c-cut Nd:GdVO₄ 1.064 μ m 激光器

一、实验装置

LD 端面泵浦 c-cut Nd:GdVO₄ 1.064 μ m 激光器实验装置如图 2-3-1 所示。泵浦源为 OPC 公司生产的 OPC-D015-809-FCPS 型带光纤耦合输出的半导体激光器,最大

输出功率为 10W，室温下峰值波长在 808 nm 附近，光纤数值孔径为 0.12，泵浦光经聚焦耦合系统后，耦合到激光晶体中的光斑半径约为 350 μm 。激光谐振腔采用简单的平—平腔设计，输入腔镜 M_1 表面镀有 1.064 μm 的高反膜和 808nm 的高透膜，输出镜 M_2 对 1.064 μm 透过率为 10%。Nd:GdVO₄ 晶体沿 c 轴切割，Nd³⁺ 离子掺杂浓度为 0.5at.%，晶体尺寸为 4×4×8mm³，侧面用铝箔包裹放在紫铜器内进行循环水冷却。

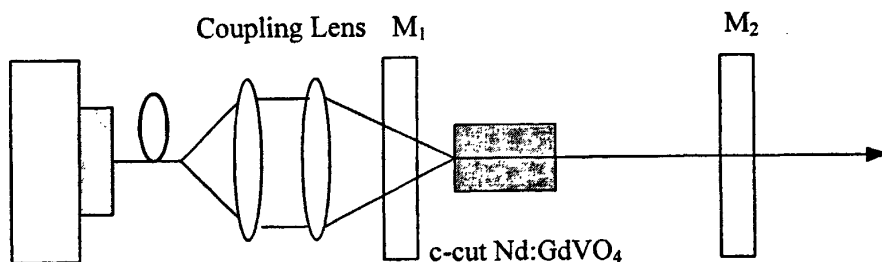


图 2-3-1 LD 抽运 Nd:GdVO₄ 连续波 1.064 μm 激光器装置图

二、理论与结果分析

考虑激光晶体的热透镜效应，激光晶体等效为焦距为 f 的热透镜，输入镜曲率半径为 R_1 ，输出镜曲率半径为 R_2 ，谐振腔总的有效腔长为 L ，晶体中心距离前腔镜为 l_1 ，距离后腔镜为 l_2 。由谐振腔稳定条件和激光光束在谐振腔中的传播矩阵^[39]：

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2-3-1)$$

谐振腔稳定输出时，输入镜上的基模光斑半径 w 为：

$$w = \sqrt{\frac{\lambda |bG_2|}{\pi \sqrt{G_1 G_2 (1 - G_1 G_2)}}} \quad (2-3-2)$$

其中：

$$G_1 = a - \frac{b}{R_1} \quad G_2 = d - \frac{b}{R_2}$$

激光晶体中心的振荡光斑半径 w_0 为：

$$w_0 = w \sqrt{\left(1 - \frac{l_1}{R_1}\right)^2 + \frac{l_1^2 G_1 G_2 (1 - G_1 G_2)}{(bG_2)^2}} \quad (2-3-3)$$

由 (2-3-1)、(2-3-2) 和 (2-3-3) 式可以得出晶体中心的基模光斑半径随泵浦功率的变化规律。

其中, $R_1=\infty$, $R_2=\infty$, $l_l=1\text{cm}$, 当腔长为 $L=6\text{cm}$ 、 12cm 、 25cm 时, w_{01} 、 w_{02} 、 w_{03} 分别对应总基模光斑在晶体中心的半径, w_p 为泵浦光斑在晶体中的半径, 大约为 $300\mu\text{m}$ 。泵浦功率增加, 热焦距减小使激光器超出稳定区, 基模运转损耗增大, 存在模式竞争, 高阶模开始振荡, 模式匹配开始变差, 导致光束质量下降。可以看出, 随着腔长的增大激光器所对应的稳定区越来越小, 因此不同腔长激光器超出稳定区所对应的泵浦功率与腔长成反比关系。在阈值功率附近, 6cm 腔长下晶体中的振荡光斑半径最小, 增益较大, 容易形成激光输出, 阈值功率较低。长腔的衍射损耗比较大, 随着泵浦功率的增加, 很快便激发出高阶模, 不再稳定输出。而对于较短的腔, 衍射损耗较小, 稳定区的范围较大, 基模输出的范围也比较大。

实验中, 使用不同的腔长, 得到稳定的连续波 $1.064\mu\text{m}$ 激光输出功率与注入功率的关系如图 2-3-2 所示。腔长等于 6cm 时, 在泵浦功率为 9.34W 的情况下, 获得最大连续波输出功率 2.078W , 斜效率为 25.3% , 光-光转换效率为 22.2% , 阈值功率为 1.14W 。在腔长等于 12cm 和 25cm 时, 最大连续波输出功率分别为 1.93W 和 1.86W , 输出功率在有效泵浦功率范围效率分别为 23.5% 和 23.2% , 光-光转换效率分别为 20.7% 和 19.9% , 阈值功率分别为 1.16W 、 1.35W 。由此可见, 短腔的衍射损耗较小, 转换效率较高。

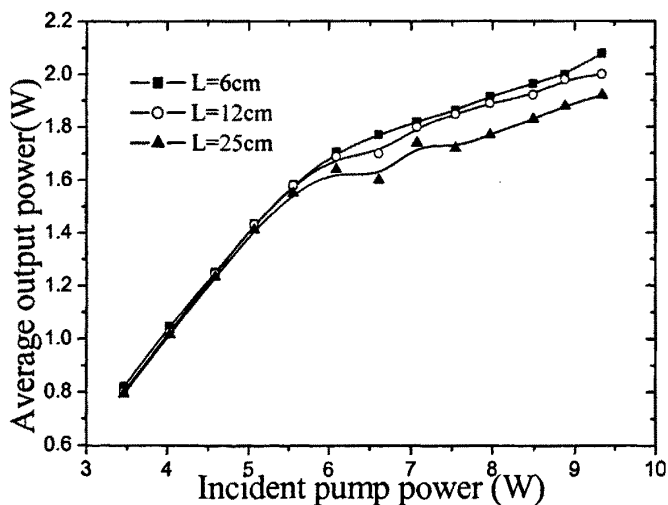


图 2-3-2 c-cut Nd:GdVO₄ 的 $1.064\mu\text{m}$ 输出功率与注入功率的关系

三、结论

对于 LD 抽运 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体 1.064μm 连续波激光输出，由于热透镜效应的影响比较明显，因此在设计激光器时有必要考虑热焦距随泵浦功率的变化及其对腔稳定性的影响。研究了 1.064μm 激光输出的热透镜效应，计算了不同腔长下晶体振荡光斑大小以及输出功率的特性，得出了腔的稳定范围与腔长成反比的结论，对于利用腔模匹配来优化设计此类型激光器具有一定的参考价值。

为此，由 ABCD 矩阵选取了更有效压缩 KTP 上光斑半径的 V 腔进行腔内倍频实验。

§ 2.4 全固态 c-cut Nd:GdVO₄ 腔内倍频激光器

一、实验装置

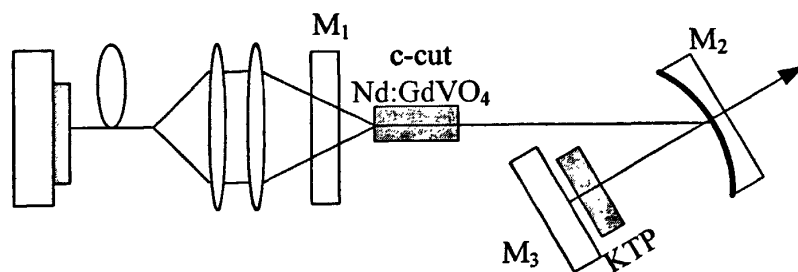


图 2-4-1 连续 532nm 绿光实验装置图

泵浦源和晶体同上节，输入腔镜 M₁ 表面镀有 1.064μm 的高反膜和 808nm 的高透膜，M₂ 为凹面折返镜兼绿光输出镜，曲率半径为 80mm，表面镀 532nm 高透和 1064nm 高反的双介质膜，M₃ 为平面端镜，镀 532nm 和 1064nm 的高反膜。KTP 晶体通光长度为 8mm，采用 II 类相位匹配，45° 放置。V 型腔的两个臂长分别为 100mm 和 45mm。

二、实验结果及分析

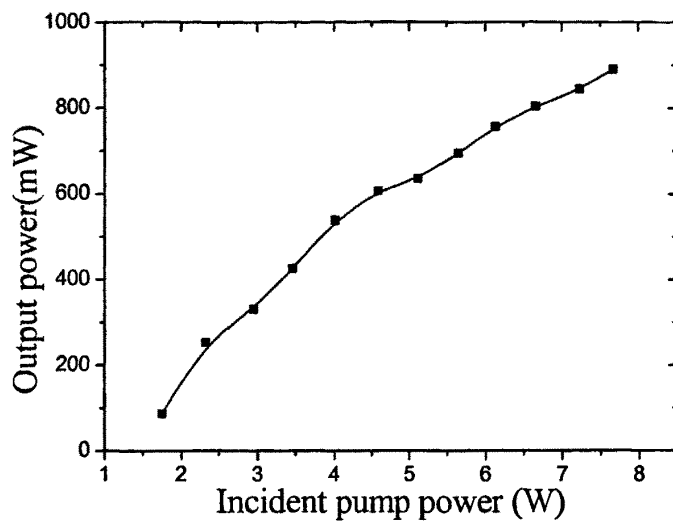


图 2-4-2 倍频绿光输出功率与注入功率的关系

通过腔内倍频，得到连续 532nm 绿光的稳定输出。泵浦功率 7.67W 时，输出功率 890mW，光—光转换效率 11.6%。

第三章全固态 c-cut Nd:GdVO₄ 被动调 Q 激光器理论及实验研究

§ 3.1 Cr⁴⁺:YAG 的晶体特性

一、能级结构

Cr⁴⁺:YAG 晶体一般是通过在 YAG 中添加一些 Mg²⁺、Ca²⁺等电荷补偿杂质,使 YAG 中少量铬离子的化合价从 Cr³⁺变为 Cr⁴⁺制成的^[18]。图 3-1-1 为 Cr⁴⁺:YAG 中 Cr⁴⁺ 的能级图。一定波长的光可以把 Cr⁴⁺从基态能级 |g> 激发到能级 |3>, 然后粒子从 |3>能级很快地无辐射弛豫 (nonradiative decay) 到能级 |2>, 能级 |2>上的粒子可以以自发辐射 (spontaneous emission) 或者受激辐射 (stimulated emission) 的形式跃迁到 |1>。受激辐射可以产生波长为 λ_L 的光子。如果波长为 λ_L 的光子能够一直得到放大, 这时候 Cr⁴⁺:YAG 晶体就是作为产生激光的增益介质。此外, 激发态吸收可以使在 |2>上的离子被波长为 λ_P 的激光激发到更高的能级 |5>和 |4>。如果 Cr⁴⁺:YAG 晶体不是作为激光增益介质而仅仅是作为掺杂 Nd 或者 Yb 离子的激光材料激光器调 Q 运转的可饱和吸收体, 那么此时 λ_L 的光子不能够得到放大, 不能够形成波长的激光, 可饱和吸收就仅仅发生在能级 |2>和 |5>之间。一旦粒子被从能级 |2>激发到能级 |5>, 它又很快地从能级 |5>回到能级 |2>, 这个时间是很短的, 为亚纳秒量级。

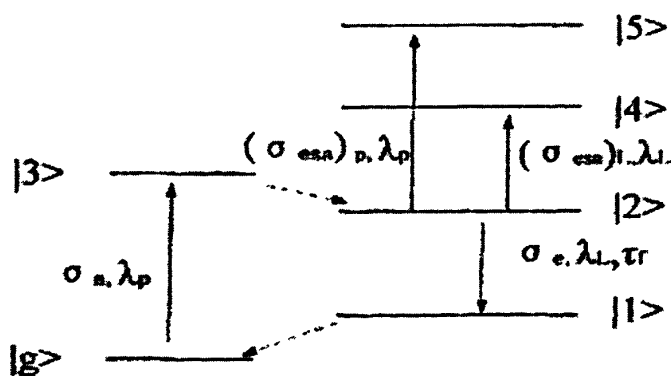


图 3-1-1 Cr⁴⁺:YAG 能级结构图

二、基态和激发态吸收截面

因为 Cr⁴⁺:YAG 是通过加一些 Mg²⁺、Ca²⁺等电荷补偿杂质,使 YAG 中少量铬离

子的化合价从 Cr^{3+} 变为 Cr^{4+} 的, 所以 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 有大量的 Cr^{3+} 的存在, 这就导致了很难准确测量 Cr^{4+} 离子的浓度, 同时 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体中基态吸收截面 (ground state absorption cross section) 和激发态吸收截面 (excited-state absorption cross section) 同样比较难以准确的测量。比较可信的数据分别是: 基态吸收截面 $\sigma_{gs}=(2.74\pm 10\%)\times 10^{-18}\text{cm}^2$, 激发态吸收截面 $\sigma_{es}=(0.83\pm 10\%)\times 10^{-18}\text{cm}^2$, 激发态的寿命为 $4.1\mu\text{s}$, 更高的激发态的寿命为 0.5ns 。^[40,45]

三、 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的可饱和吸收性

当激光腔内的功率比较低的时候, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 中的大部分的离子都布居在基态 $|g\rangle$, 激发态吸收 (从 $|2\rangle$ 到 $|5\rangle$ 的跃迁) 比较微弱。在这种情况下, 可饱和吸收体 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 仅仅起到调 Q 的作用。然而当腔内的功率高的时候, 大量的离子从 $|g\rangle$ 被激发到 $|1\rangle$, 然后由 $|1\rangle$ 快速转移到 $|2\rangle$, 在能级 $|2\rangle$ 上形成一定的布居, 这个时候激发态吸收又把能级 $|2\rangle$ 上的粒子抽运到能级 $|5\rangle$ 上, 因为腔内功率很高, 虽然从 $|5\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的弛豫时间很短, 能级 $|5\rangle$ 的离子仍然不能被完全排空, 这样就造成了激发态吸收饱和。激发态吸收的饱和同样可以引起腔内损耗的变化, 因为 Cr^{4+} 从高能级激发态 $|5\rangle$ 到第一激发态 $|2\rangle$ 的弛豫时间很快, 所以 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 可以用来作锁模。由上述解释可见, 要实现激发态增益饱和, 必须要有很大的光功率密度。一般需要调 Q 脉冲来提供短暂的很强的光功率密度, 然后在光功率密度很强的调 Q 包络里面产生锁模的信号, 这就是所谓的调 Q 锁模 (也就是同时产生调 Q 和锁模)。因为调 Q 锁模的信号是将锁模的信号又压缩在调 Q 的脉冲里面, 所以调 Q 锁模的峰值功率可以比连续锁模的峰值功率大好几个数量级 (相当于调 Q 脉冲峰值功率与连续光功率的比值)。通常用的获得调 Q 锁模脉冲的方法是采用不同的器件, 有的起调 Q 的作用, 有的是起锁模的作用。而仅用一块 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 就能实现调 Q 锁模的功能, 便大大地简化了激光器的构造, 降低了成本。

§ 3.2 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 被动调 Q 速率方程

目前, 国内外学者对 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 作为被动调 Q 开关已进行了许多研究。本节我们就利用已有的理论对 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 被动调 Q 激光器的峰值功率、脉冲宽度和能量进

行理论研究。

一、速率方程

在推导过程中作一些简化：因为调 Q 脉冲持续时间很短，为 ns 量级，可以忽略调 Q 脉冲形成过程中的泵浦项、自发辐射项和饱和吸收体的基态恢复项。

Cr⁴⁺:YAG 基横模的腔内光子数密度 $\varphi(r,t)$ 可以写为：

$$\varphi(r,t) = \varphi(0,t) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right) \quad (3-2-1)$$

r 为空间某点到激光轴上的距离； ω_L 为振荡激光的光斑半径，由谐振腔结构决定； $\varphi(0,t)$ 是指激光轴上的光子数密度。

采用平面波时，Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 速率方程为^[46]：

$$\int_0^\infty \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_r} \left[2\sigma n l - 2\sigma_{13} n_1 l_s - 2\sigma_{24} (n_0 - n_1) l_s - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L \right] \quad (3-2-2)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma\sigma\varphi n \quad (3-2-3)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -\sigma_{13} c \varphi n_1 \quad (3-2-4)$$

其中 φ 为腔内光子数密度， n 、 σ 、 l 分别为激活介质的反转粒子数密度，受激发射截面和长度； n_1 、 n_0 分别为饱和吸收体基态和总粒子数密度； σ_{13} 、 σ_{24} 分别为饱和吸收体基态和激发态的吸收截面； l_s 为饱和吸收体的厚度； t_r 为光在谐振腔内往返一周的时间； L 为激光器的耗散性损耗； γ 为反转因子，对应于平均产生一个光子所消耗的输出镜反转粒子数个数； R 为反射率。

在平面波速率方程中考虑腔内光强、激活介质反转粒子数密度、饱和吸收体的基态和激发态粒子数密度的空间分布，得到：

$$\int_0^\infty \frac{d\varphi(r,t)}{dt} 2\pi r dr \quad (3-2-5)$$

$$= \int_0^\infty \frac{\varphi(r,t)}{t_r} \{ 2\sigma n(r,t) l - 2\sigma_{13} n_{sg}(r,t) l_s - 2\sigma_{24} [n_{so} - n_{sg}(r,t)] l_s \} 2\pi r dr$$

$$\frac{dn(r,t)}{dt} = -\gamma\sigma\varphi(r,t)n(r,t) \quad (3-2-6)$$

$$\frac{dn_{sg}(r,t)}{dt} = -\frac{S_g}{S_s} \sigma_{13} c \varphi(r,t) n_{sg}(r,t) \quad (3-2-7)$$

$n(r,t)$ 为激光介质中的反转粒子数密度； n_{sg} 、 n_{so} 分别为饱和吸收体的基态和总粒子数密度； S_g 、 S_s 分别为激光光束在激活介质处和在饱和吸收体处的光斑半径。

初始光子数密度来源于自发辐射，可以写成：

$$\varphi(r,0) \approx 10^{-4} \varphi_m(r,t) \quad (3-2-8)$$

脉冲间隔远大于饱和吸收体的基态恢复时间，因而：

$$n_{sg}(r,0) = n_{so} \quad (3-2-9)$$

$$n(r,0) = n(0,0) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \quad (3-2-10)$$

其中， ω_p 为泵浦光在激活介质中的平均半径， $n(0,0)$ 是初始时刻激光轴上的反转粒子数密度。

把(3-2-1)、(3-2-9)、(3-2-10)代入(3-2-6)、(3-2-7)并积分得：

$$n(r,t) = n(0,0) \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p^2}\right) \exp\left[-\gamma \sigma c \int_0^t \varphi(0,t) dt \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right)\right] \quad (3-2-11)$$

$$n_{sg}(r,t) = n_{so} \exp\left[-\frac{S_g}{S_s} \sigma_{13} c \int_0^t \varphi(0,t) dt \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right)\right] \quad (3-2-12)$$

将(3-2-1)、(3-2-11)、(3-2-12)代入(3-2-5)，得：

$$\begin{aligned} & \frac{d\varphi(0,t)}{dt} \\ &= \frac{4\sigma n(0,0) \varphi(0,t)}{\omega_L^2 t_r} \int_0^\infty \exp\left[-\gamma \sigma c \int_0^t \varphi(0,t) dt \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right)\right] \cdot \exp\left[-2r^2 \left(\frac{1}{\omega_L^2} + \frac{1}{\omega_p^2}\right)\right] 2r dr \\ & - \frac{4(\sigma_{13} - \sigma_{24}) n_{so} l_s \varphi(0,t)}{\omega_L^2 t_r} \int_0^\infty \exp\left[-\frac{S_g}{S_s} \sigma_{13} c \int_0^t \varphi(0,t) dt \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right)\right] \\ & \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_L^2}\right) 2r dr - \frac{\varphi(0,t)}{t_r} \left[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \left(\frac{\sigma_{24}}{\sigma_{13}}\right) \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) + L \right] \end{aligned} \quad (3-2-13)$$

其中 T_0 为饱和吸收体的小信号透过率

$$T_0 = \exp(-\sigma_{13} n_{so} l_s) \quad (3-2-14)$$

方程(3-2-13)即为考虑腔内光强分布时，激光轴上光子密度 $\varphi(0,t)$ 随时间变

化的微分方程。

二、速率方程的解

令方程 (3-2-13) 等于 0, 并令 $t=0$, 可得到初始反转粒子数密度的解:

$$n(0,0) = \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L}{2\sigma l} \left(1 + \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}\right) \quad (3-2-15)$$

当饱和吸收体的基态粒子数全部被激发到激发态时, 基态对光的吸收停止, 但此时还存在激发态吸收, 此时饱和吸收体的透过率变为饱和透过率 T_s , 则:

$$T_s = \exp(-\sigma_{24} n_{s0} l_s) = T_0^{\left(\frac{\sigma_{24}}{\sigma_{13}}\right)} \quad (3-2-16)$$

此时激光轴上的反转粒子数密度阈值为:

$$n_{th}(0,t) = \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \left(\frac{\sigma_{24}}{\sigma_{13}}\right) \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L}{2\sigma l} \left(1 + \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}\right) \quad (3-2-17)$$

引入归一化时间 τ 、归一化光子数密度 $\phi(r,t)$, 然后定义一个参量 $N = \frac{n(0,0)}{n_{th}(0,t)}$,

我们可以得到:

$$\tau = \frac{t}{t_r} \left[\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L \right] \quad (3-2-18)$$

$$\phi(r,\tau) = \phi(r,\tau) \cdot \frac{2\gamma\sigma l}{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L} \quad (3-2-19)$$

$$N = \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L}{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + \left(\frac{\sigma_{24}}{\sigma_{13}}\right) \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + L} \quad (3-2-20)$$

将 (3-2-18)、(3-2-19)、(3-2-20) 代入 (3-2-13), 整理得:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi(0,\tau)}{d\tau} &= \phi(0,\tau) \int_0^l \exp[-A(\tau) \cdot y^\beta] dy \\ &- \left(1 - \frac{1}{N}\right) \phi(0,\tau) \frac{1 - \exp[-\alpha A(\tau)]}{\alpha A(\tau)} - \frac{\phi(0,\tau)}{N} \end{aligned} \quad (3-2-21)$$

方程 (3-2-21) 即为描述归一化光子数密度随归一化时间变化的微分方程。式中 y 、 β 、 $A(\tau)$ 、 α 的定义式各为：

$$y = \exp \left[-2r^2 \left(\frac{1}{\omega_L^2 + \omega_p^2} \right) \right] \quad (3-2-22)$$

$$\beta = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_L}{\omega_p} \right)^2} \quad (3-2-23)$$

$$A(\tau) = \int_0^{\tau} \phi(0, \tau) d\tau \quad (3-2-24)$$

$$\alpha = \frac{\sigma_{13} S_g}{\gamma \sigma S_s} \quad (3-2-25)$$

其中， α 是饱和吸收体漂白难易程度的标志。 α 越大，饱和吸收体越容易漂白。通过对 (3-2-21) 进行数值求解，可得 $\phi(0, \tau)$ 形状，从而获得归一化的脉冲宽度 $\Delta\tau$ ，则脉冲宽度为：

$$W = \frac{t_r \cdot \Delta\tau}{\ln \left(\frac{1}{R} \right) + \ln \left(\frac{1}{T_0^2} \right) + L} \quad (3-2-26)$$

利用 Degnan^[47] 的方法，可以得到脉冲峰值功率 P_m 和单脉冲能量 E 的表达式

$$P_m = \frac{\pi \omega_L^2 h \nu}{4 \sigma \gamma t_r} \left[\ln \left(\frac{1}{r} \right) + \ln \left(\frac{1}{T_0^2} \right) + L \right] \cdot \ln \left(\frac{1}{R} \right) \cdot \phi_m \quad (3-2-27)$$

$$E = \frac{\pi \omega_L^2 h \nu}{4 \sigma \gamma} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \cdot \int_0^{\infty} \phi(0, \tau) d\tau \quad (3-2-28)$$

ϕ_m 是 $\phi(0, \tau)$ 的峰值。通过对 (3-2-21) 的数值求解，可以得到 $\phi(0, \tau)$ 与 τ 的关系，可求得脉宽 $\Delta\tau$ 和 $\int_0^{\infty} \phi(0, \tau) d\tau$ 。令 $\frac{d\phi(0, \tau)}{d\tau} = 0$ ，得到 $\phi(0, \tau)$ 的峰值 ϕ_m ，即可求得实际峰值功率 P_m 、脉冲能量 E 和脉冲宽度 W 。可以看出， P_m 、 E 、 W 与饱和吸收体、谐振腔结构、泵浦光束和激活介质都有关系。

被动调 Q 激光脉冲的重复频率由泵浦条件、工作物质、饱和吸收体和谐振腔的结构参量共同确定，可以通过解下面的速率方程得到。

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{\infty} \frac{d\varphi(r,t)}{dt} 2\pi r dr \\
 &= \int_0^{\infty} \frac{\varphi(r,t)}{t_r} 2\sigma I \left\{ \left[n_a(r,t) - \frac{g_a}{g_b} n_b(r,t) \right] - 2\sigma_{13} l_s n_{sg}(r,t) - \right. \\
 & \left. 2\sigma_{24} l_s [n_{s0} - n_{sg}(r,t)] - \ln\left(\frac{1}{R}\right) - L \right\} 2\pi r dr
 \end{aligned} \quad (3-2-29)$$

$$\frac{dn_a(r,t)}{dt} = -f_a \sigma c \varphi(r,t) \left[n_a(r,t) - \frac{g_a}{g_b} n_b(r,t) \right] - \frac{n_a(r,t)}{\tau_a} + B(r) \quad (3-2-30)$$

$$\frac{dn_b(r,t)}{dt} = -f_b \sigma c \varphi(r,t) \left[n_a(r,t) - \frac{g_a}{g_b} n_b(r,t) \right] - \frac{n_b(r,t)}{\tau_b} \quad (3-2-31)$$

$$\frac{dn_{sg}(r,t)}{dt} = -\sigma_{13} c \varphi(r,t) n_{sg}(r,t) + \frac{n_{s0} - n_{sg}(r,t)}{\tau_s} \quad (3-2-32)$$

其中： $n_a(r,t)$ 、 $n_b(r,t)$ 分别为激光上下能级上的粒子数密度； g_a 、 g_b 分别是激光上下能级的简并度； τ_a 、 τ_b 为饱和吸收体的基态恢复时间； f_a 、 f_b 为激光上能级各子能级处于热平衡状态时，激光上能级粒子数占能级组中总粒子数的比例； $B(r)$ 为泵浦项。

通过求解，可求得两个 Q 脉冲之间的距离，从而求得脉冲重复频率 f 。

§ 3.3 全固态 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 调 Q 1.064μm 激光器

本节用 Cr⁴⁺:YAG 作为可饱和吸收体实验研究被动调 Q c-cut Nd:GdVO₄ 激光器 1.064 μm 激光输出特性。

一、初始透过率对激光输出特性的影响

1、实验装置

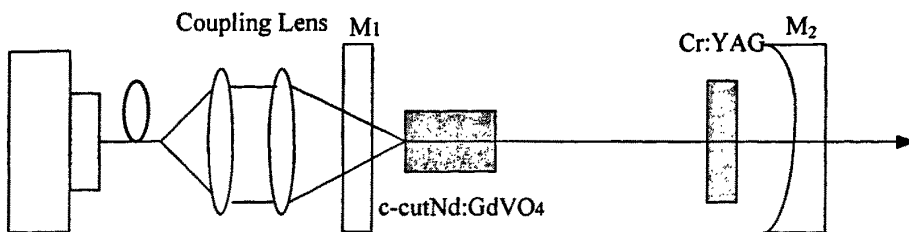


图 3-3-1 LD 泵浦 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 实验装置图

采用平一凹腔设计实验装置如图 3-3-1 所示，腔长为 55mm，输入腔镜 M₁ 表面镀有 1.064μm 的高反膜和 808nm 的高透膜，输出镜 M₂ 对 1.064μm 透过率为 10%，R=100mm。Nd:GdVO₄ 晶体沿 c 轴切割，Nd³⁺ 离子掺杂浓度为 0.5at.%，晶体尺寸为 4×4×8mm³，侧面用铝箔包裹放在紫铜器内进行循环水冷却。实验中，选用初始透过率分别为 85%，95% 的两块 Cr⁴⁺:YAG 晶体，为了提高输出效率 Cr⁴⁺:YAG 晶体紧靠输出镜 M₂ 放置。

用 NEW FOCUS 1623 快速光电二极管（响应时间为 2 ns）接收所产生的激光脉冲，用 Tektronix 公司生产的 TDS5104 示波器观察并记录各阶段的波形。单脉冲能量由 $E = \frac{P_{\text{平均功率}}}{f_{\text{重复频率}}}$ 计算获得，峰值功率由 $P_{\text{峰值功率}} = \frac{P_{\text{平均功率}}}{f_{\text{重复频率}} \cdot \tau_{\text{脉宽}}}$ 计算获得。

调节时，先不放入 Cr⁴⁺:YAG 晶体，调节各装置，使连续 1.064μm 的激光输出最好，使其在 TEM₀₀ 模运转。然后，放入 Cr⁴⁺:YAG 进行调 Q。

调节时，先不放入 Cr⁴⁺:YAG 晶体，调节各装置，使连续 1.064μm 的激光输出最好，使其在 TEM₀₀ 模运转。然后，放入 Cr⁴⁺:YAG 进行调 Q。

2、结果与讨论

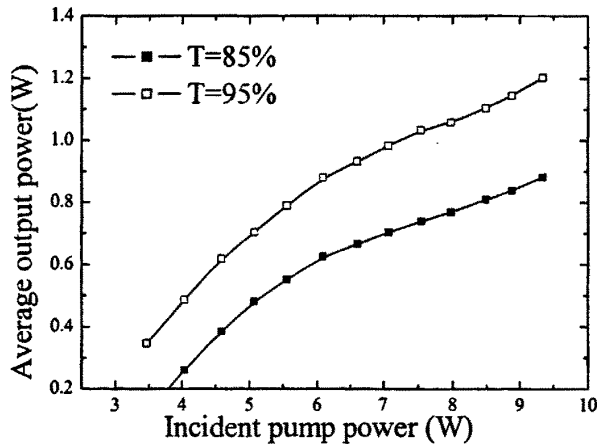


图 3-3-2 平均功率随泵浦功率的变化曲线

连续波输出时，泵浦阈值低，为 1.14W，当腔内放入 Cr⁴⁺:YAG，泵浦阈值明显升高。当 Cr⁴⁺:YAG 初始透过率为 85% 时，阈值为 4.03W，光-光转换效率为 9.44%，斜效率为 16.6%；当初始透过率为 Cr⁴⁺:YAG 为 95% 时，阈值为 3.46W，光-光转换效率为 12.86%，斜效率为 20.4%。注入泵浦功率为 9.34W 时，分别得到了 1.202W 和 0.882W 的调 Q 激光输出。因此，Cr⁴⁺:YAG 的初始透过率高的激光器阈值低，输

出的平均功率高。

实验中得到的调 Q 激光的脉宽随泵浦功率的增加在不断的减小, 在泵浦功率较小时, 脉宽随泵浦功率的变化比较明显, 随着泵浦功率的逐渐增加脉宽变化趋于平缓。这是因为泵浦功率增加, 腔内净增益变大, 腔内光子数的增长及反转粒子数的衰减迅速, 因此脉冲的建立及熄灭过程也就短, 单脉冲的宽度变窄。随着泵浦功率增加, 变化的幅度逐渐减小。当泵浦功率增大到一定值时, 达到饱和, 脉宽趋于一定值。在同样泵浦功率的情况下, 初始透过率低的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体得到的脉宽窄, 当初始透过率为 85%, 注入泵浦功率为 8.6W 时, 得到的最小脉宽为 21.2ns。

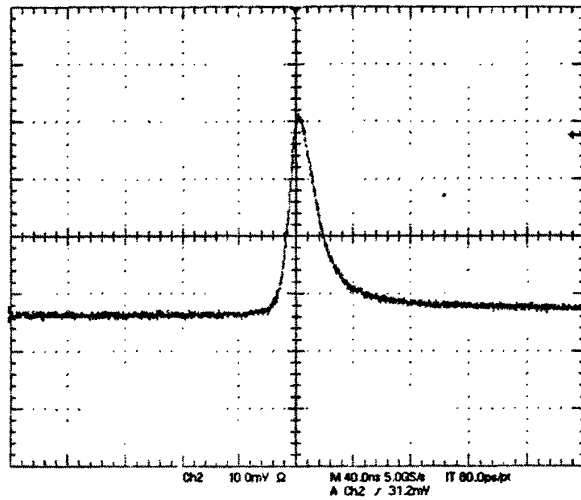


图 3-3-3 调 Q 脉冲的示波器波形, 8.6W 时脉宽 21.2ns

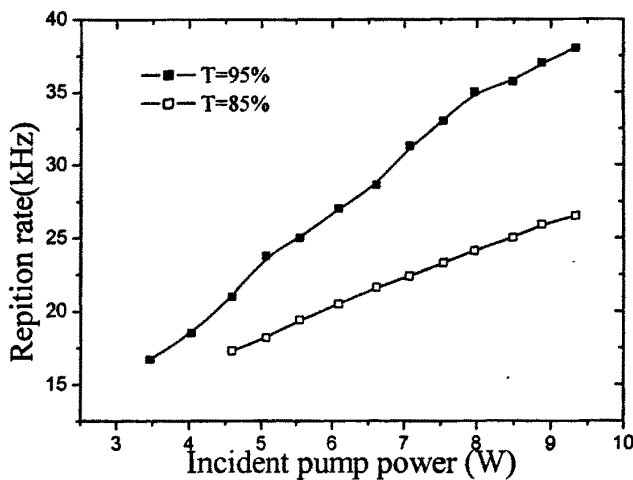


图 3-3-4 重复频率与泵浦功率的关系

重复频率随泵浦功率的变化几乎是线性关系。泵浦功率增加，相当于 N

($N = \frac{n(0,0)}{n_{th}(0,t)}$) 变大。激发态粒子数集聚的速度增加，反转粒子数密度提高，腔

内净增益系数大，增益达到阈值所用的时间缩短，两次漂白可饱和吸收体的时间缩短，缩短了调 Q 周期，提高了脉冲重复频率。而且，在同样泵浦功率的情况下，初始透过率低的 Cr⁴⁺:YAG 得到的调 Q 激光的重复频率低。初始透过率低的晶体对应的激光器阈值高，反转粒子数达到阈值需要更长的时间，两次漂白可饱和吸收体的时间间隔变大，所以重复频率低。在我们的实验条件下，当初始透过率为 95% 时，得到了 38kHz 的重复频率。

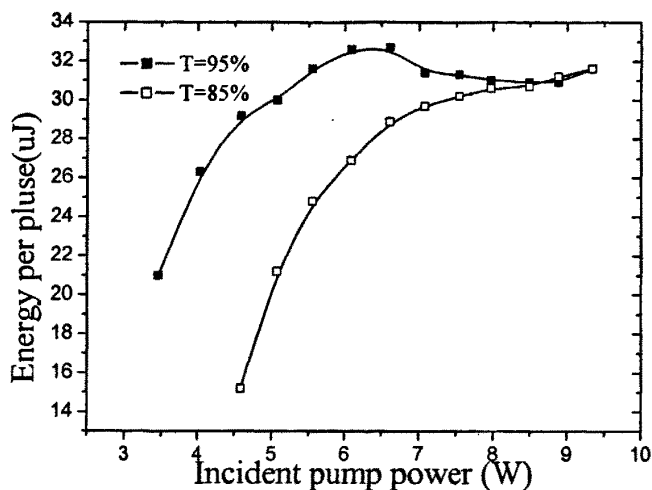


图 3-3-5 单脉冲能量与泵浦功率的关系

当泵浦功率不是很大时，单脉冲能量随泵浦功率的增加而不断的增加，泵浦功率增加到某一值时，单脉冲能量出现了振荡。当 Cr⁴⁺:YAG 初始透过率为 85% 和 95% 时，得到的最大单脉冲能量分别为 31.6 μ J 和 32.7 μ J

峰值功率随泵浦功率的增加也在不断的增加，当泵浦功率达到一定值时，峰值功率达到饱和。在同样泵浦功率下，初始透过率低的峰值功率高。我们分析主要是因为透过率低的阈值高，上能级积聚的粒子数多，在很短的时间内释放出来，因而峰值功率高。当 Cr⁴⁺:YAG 初始透过率为 85%，得到的最高峰值功率为 1.54kW。单脉冲能量和峰值功率都随泵浦功率的提高而明显增大。

二、输出镜透过率对激光输出特性的影响

1、实验装置

如图 3-3-1 所示, 采用的腔长为 55mm, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 的初始透过率为 95%。使用的输出镜的透过率分别为 10%, 20%。

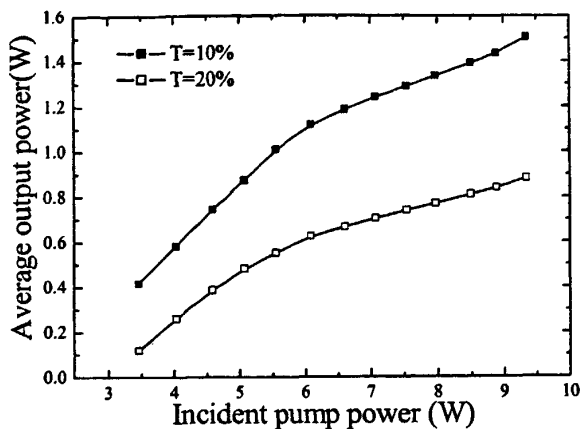


图 3-3-6 不同输出镜透过率下输出功率与泵浦功率的关系

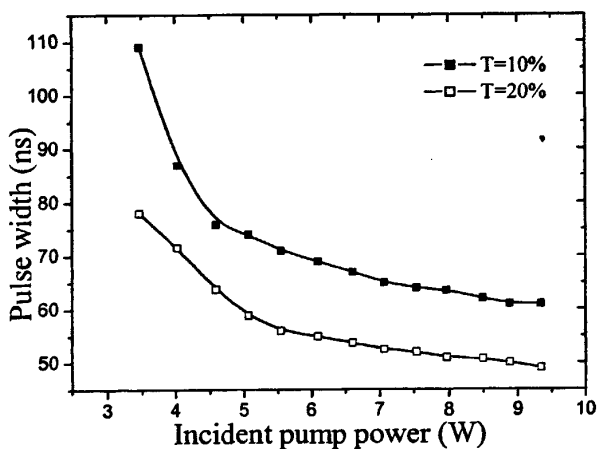


图 3-3-7 不同输出镜透过率下脉宽与泵浦功率的关系

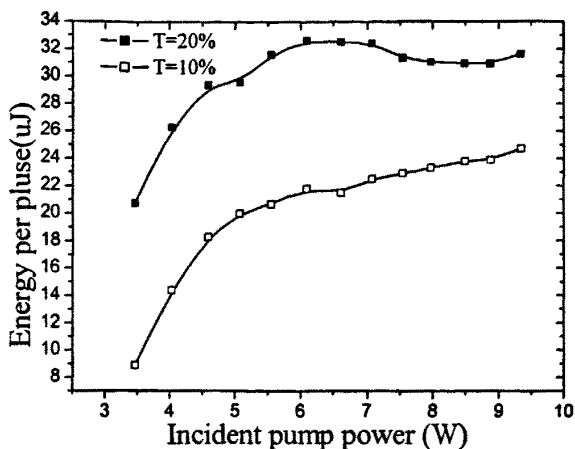


图 3-3-8 不同输出镜透过率下单脉冲能量与泵浦功率的关系

从上图可知：在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 初始透过率相同的条件下，输出镜透过率越大，脉宽越小，单脉冲能量越大，从而峰值功率越高。

三、c-cut Nd:GdVO₄ 晶体与 a-cut Nd:GdVO₄ 晶体激光器的比较

我们采用相同的实验装置，输出镜 M_2 对 $1.064\mu\text{m}$ 透过率为 10%，初始透过率为 95% 的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体时，测量并比较了相同尺寸和掺杂浓度的 c-cut Nd:GdVO₄ 和 a-cut Nd:GdVO₄ 激光器。

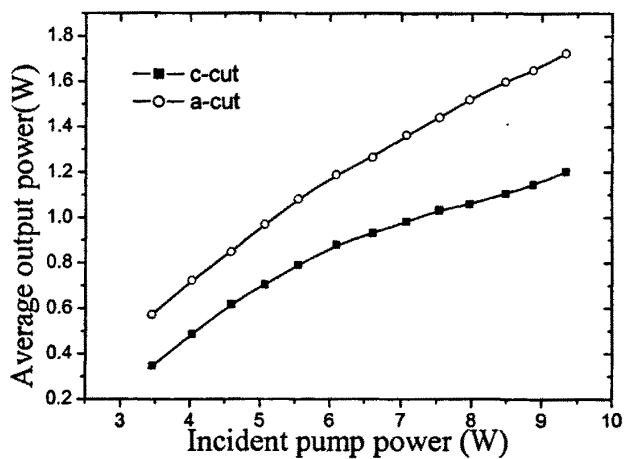


图 3-3-9 平均功率随泵浦功率的变化曲线

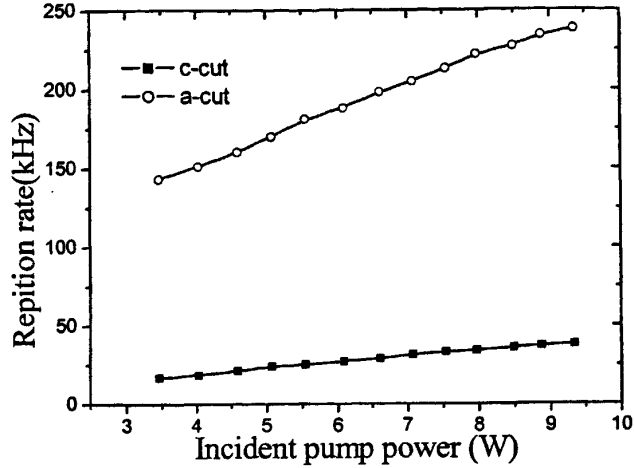


图 3-3-10 重复频率与泵浦功率的关系

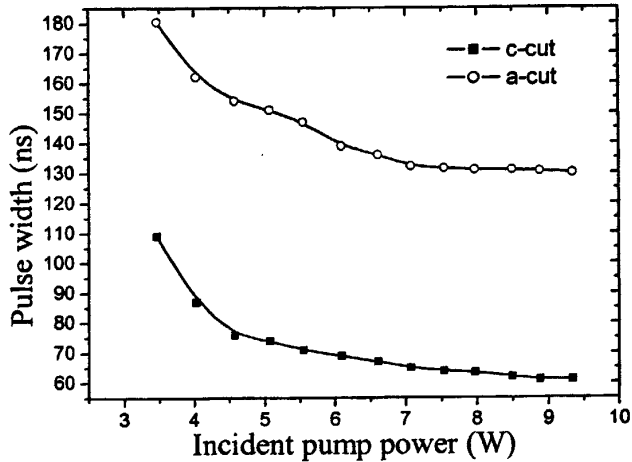


图 3-3-11 脉宽与泵浦功率的关系

相同条件下，虽然 c-cut Nd:GdVO₄ 的输出功率比 a-cut Nd:GdVO₄ 晶体要小一些，但是重复频率、脉宽要小得多，因此可以得到高峰值功率、高单脉冲能量，也是 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体被动调 Q 的一个特性。实验结果和理论分析表明，c-cut Nd:GdVO₄ 晶体，可以作为获得高峰值功率激光器的激光材料。我们相信，高峰值功率的调 Q c-cut Nd:GdVO₄ 激光器在许多领域将会得到广泛的应用。

第四章 全固态 c-cut Nd:GdVO₄ 被动调 Q 锁模激光器

§ 4.1 Cr⁴⁺:YAG 作饱和吸收体的调 Q 锁模激光器的理论研究

Cr⁴⁺:YAG 晶体由于具有强的激发态饱和吸收, 可以用来实现激光器的调 Q 锁模运转, 其物理过程可以用强度起伏机制来解释^[48]。根据强度起伏机制超短脉冲的形成大致可分为两个阶段: 线性阶段和非线性阶段。在线性阶段, 开始时自发辐射的荧光以及达到阈值所产生的具有随机相位关系的激光纵模之间的干涉, 导致初始激光脉冲光强度的起伏加剧, 其结果是强弱脉冲的差别越来越大, 最后大量的弱脉冲消失。由于激光谱线中心的振荡模增益大, 因此光强增长的快, 处于边缘的模式由于增益小而无法振荡, 使频谱变窄。在非线性阶段, 强的种子脉冲不仅能使可饱和吸收体漂白, 而且能使激光工作物质的增益达到饱和, 使工作物质的放大进入非线性阶段, 之后的强的种子脉冲经过增益介质时, 前沿及中心部位放大的多, 由于反转粒子数的损耗, 使增益下降, 脉冲后沿放大的少, 甚至得不到放大, 其结果使前后沿变陡, 脉冲变窄, 小脉冲几乎完全被抑制, 从而输出一系列强度高脉宽窄的脉冲序列。

从噪声背景中最终选择出来的优势脉冲可描述为如下形式^[49]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} c\sigma f(t)dt = 1 \quad (4-1-1)$$

其中, c 为光速, σ 为增益介质的受激发射截面。参数 c 和 σ 基于增益介质中的受激发射过程对腔内光强的影响作用^[50]。此处, $f(t)$ 被假设为集中于 $t=0$ 时刻而在小于谐振腔渡越时间的时间内迅速衰减的尖锐脉冲。实际上, 用饱和吸收体产生的被动锁模脉冲可以近似描述为双曲正割函数的平方的形式^[51]:

$$f(t) \propto \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_p}\right) = B \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (4-1-2)$$

其中, B 为比例系数, 参数 τ_p 由锁模脉冲的半高宽度决定: $\tau_{FWHM} = 1.76\tau_p$ (锁模脉冲的宽度主要由有效增益带宽决定)。

$$\text{联立(4-1-1), (4-1-2)两式可得: } f(t) = \frac{1}{2c\sigma\tau_p} \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (4-1-3)$$

用 Φ_m 表示脉冲在腔内第 m 次往返时的相对振幅, 则谐振腔内 t 时刻的光强度可表示为:

$$\phi(t) = \sum_{m=0} \Phi_m f(t - t_m) \quad (4-1-4)$$

其中, $t_m = mt_r$, t_r 为脉冲在腔内往返一次所需的时间。

Φ_m 与 Φ_{m-1} 有如下关系:

$$\begin{aligned} \Phi_m = \Phi_{m-1} \exp\{2\sigma n(t_m)l - [2\sigma_{gs} n_{gs}(t_m)l_s \\ + 2\sigma_{es} n_{es}(t_m)l_s] - [\ln(\frac{1}{R}) + L]\} \end{aligned} \quad (4-1-5)$$

其中, $n(t_m)$ 第 m 次往返中增益介质中的粒子数密度

l 增益介质的长度

l_s 饱和吸收体的长度

σ_{gs} 饱和吸收体的基态吸收截面

σ_{es} 饱和吸收体的激发态吸收截面

$n_{gs}(t_m)$ 第 m 次往返中吸收体的基态粒子数密度

$n_{es}(t_m)$ 第 m 次往返中吸收体的激发态粒子数密度

R 输出镜的反射率

L 因衍射而引入的非饱和损耗

引入参数 $\beta = \frac{\sigma_{es}}{\sigma_{gs}}$, 并利用 $n_{gs} + n_{es} = n_{s0}$ [52], (4-1-5) 式变为:

$$\begin{aligned} \Phi_m = \Phi_{m-1} \exp\{2\sigma n(t_m)l - [2(1 - \beta)\sigma_{gs} n_{gs}(t_m)l_s \\ + \beta \ln(\frac{1}{T_0^2})] - [\ln(\frac{1}{R}) + L]\} \end{aligned} \quad (4-1-6)$$

其中, n_{s0} 为饱和吸收体内总的粒子数密度,

$T_0 = \exp(-\sigma_{gs} n_{s0} l_s)$ 为饱和吸收体的初始透过率

根据四能级系统的速率方程[53], 增益介质的反转离子数密度随时间的变化率可表示

为:

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma \phi n \quad (4-1-7)$$

其中, γ 为反转因子 (对三能级系统 $\gamma = 0$, 对四能级系统 $\gamma = 1$)

将 (4-1-7) 式除以 n , 然后从 0 到 t_m 积分, 并利用 (4-1-1) 和 (4-1-4) 可得:

$$n(t_m) = n(0) \prod_{k=0}^{m-1} \exp(-\gamma \Phi_k) \quad (4-1-8)$$

其中, $n(0)$ 为增益介质中的初始反转离子数密度。在 Q 开关打开之前, 腔内往返增益等于往返损耗, 所以:

$$n(0) = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R}\right) + L}{2\sigma l} \quad (4-1-9)$$

根据四能级系统的速率方程, 饱和吸收体中基态粒子数密度随时间的变化率可表示为:

$$\frac{dn_g}{dt} = -\frac{A}{A_s} c \sigma_g \phi n_g \quad (4-1-10)$$

其中, A/A_s 为增益介质和饱和吸收体的有效面积之比。

将 (4-1-7) 除以 (4-1-10) 然后积分可得:

$$n_g(t_m) = n_{g0} \left(\frac{n(t_m)}{n(0)}\right)^\alpha \quad (4-1-11)$$

其中, $\alpha = \frac{1}{\gamma} \frac{\sigma_g}{\sigma} \frac{A}{A_s}$, 此参数的大小标志着吸收体被漂白的快慢。

将 (4-1-8) (4-1-9) (4-1-11) 代入 (4-1-5) 可得:

$$\begin{aligned} \Phi_m = \Phi_{m-1} \exp\{ & [\prod_{k=0}^{m-1} \exp(-\gamma \Phi_k) - 1] [\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L] + [\prod_{k=0}^{m-1} \exp(-\gamma \Phi_k) \\ & - [\beta + (1-\beta)(\prod_{k=0}^{m-1} \exp(-\gamma \Phi_k))^\alpha] \ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right)\} \end{aligned} \quad (4-1-12)$$

给定 Φ_0 , 则 Φ_m 即可由 (4-1-12) 求出。

自输出耦合端输出的瞬时功率由 Degnan J. J. 在文献[54]中给出:

$$P(t) = \frac{h\nu A l'}{t_r} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \phi(t) \quad (4-1-13)$$

其中, $h\nu$ 为光子能量, l' 为谐振腔的光学长度。

将 (4-1-3) (4-1-4) 代入 (4-1-13) 得:

$$P(t) = \frac{h\nu A}{4\sigma\tau_p} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \sum_{m=0}^{\infty} \Phi_m \sec h^2\left(\frac{t - mt_r}{\tau_p}\right) \quad (4-1-14)$$

利用 (4-1-14) 代入参数, 即可得出自输出耦合端输出的调 Q 锁模脉冲。

§ 4.2 全固态 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 调 Q 锁模激光器的实验研究

LD 泵浦 a-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 调 Q 锁模激光器近年来已有少量研究^[55-59]。本节我们利用 V 型腔实现了 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 激光器调 Q 锁模运转。

一、全固态 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 调 Q 锁模激光器实验装置及原理

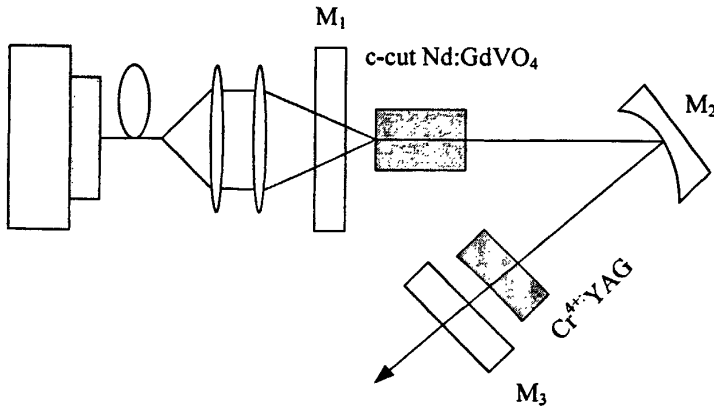


图 4-2-1 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 锁模激光器实验装置

泵浦源是 OPC 公司生产的 OPC-D015-809-FCPS 型带光纤耦合输出的半导体激光器, 为使可饱和吸收体内能量密度足够高而达到吸收饱和, 饱和吸收体内的光斑半径必须足够小, 为此我们设计了 V 型谐振腔。它由三个腔镜组成: 输入镜 M₁ 为平面反射镜, 其前后两端面均镀了对 808 nm 的增透膜 ($R < 0.2\%$), 后端面镀了 1064 nm 的高反膜 ($R > 99.8\%$); 折叠腔镜 M₂ 为曲率半径 $R_2 = 100$ mm 的平凹镜, 其凹面镀了 1064 nm 的高反膜, 平面未镀膜处理; 输出平面镜 M₃ 对 1064 nm 的透过率

分别为 10% 和 20%。Nd:GdVO₄ 晶体沿 c 轴切割，Nd³⁺ 离子掺杂浓度为 0.5at.%，晶体尺寸为 4×4×8 mm³，晶体两端面均镀 808 nm 和 1064 nm 双色增透膜，为了尽可能减轻晶体的热效应，晶体用铝箔包裹，放在一块紫铜水冷装置中。实验中所用可饱和吸收体是初始透过率为 95% 的 Cr⁴⁺:YAG 晶体，紧靠输出镜 M₃ 放置。L₁ 为 M₁ 到 M₂ 光心的距离，L₂ 为 M₂ 光心到 M₃ 光心的距离。

根据折叠腔理论，腔内的往返矩阵为：

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 - L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L/2n \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_T & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L/2n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & b \\ c & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_3 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix}$$

其中，L 为激光晶体的长度；n 为晶体的折射率；f_T 为晶体的热透镜焦距，可表示为

$$f_T = \frac{\pi K_c w_p^2}{P_{ph} (dn/dt)} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha L)} \right]$$

其中，K_c 为热传导系数，w_p 为平均泵浦光斑半径，P_{ph} 为引起热效应的泵浦功率（大约占总功率的 24%），dn/dt 为热光系数，α 为吸收系数，L 为激光晶体的长度。

$$\text{定义： } g_1 = a - \frac{b}{R_1}, \quad g_2 = d - \frac{b}{R_3}$$

由高斯光束自身再现条件可求得谐振腔的稳定条件为：

$$-2 < A + D < 2$$

$$\text{输入镜 } M_1 \text{ 处的光斑半径为： } w_1 = \sqrt{\frac{\lambda b}{\pi}} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)}}$$

输出镜 M_2 处的光斑半径为: $w_2 = \sqrt{\frac{\lambda b}{\pi}} \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1-g_1g_2)}}$

由于 M_1 和 M_3 均为平镜, 所以 $R_1=R_3 \rightarrow \infty$, 即有

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d & b \\ c & a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$$

选用 8W 为参考泵浦功率, $L_1=260$ mm, 利用 Mathematic 软件计算出, 在满足稳定性条件 $-2 < A+D < 2$ 的前提下, L_2 在 39.7~61.9 mm 之间取值时, 谐振腔为稳定腔。同时考虑到泵浦光斑与震荡光斑半径的匹配和饱和吸收体内的光斑大小, 我们选择 $L_2 \sim 55$ mm。

二、实验结果与分析

实验过程中, 首先调节好连续波 1064 nm c-cut Nd:GdVO₄ 激光器, 使其处于最佳运转状态, 用 LP—3C 型激光功率计测量平均输出功率。然后靠近输出镜 M_3 放入 Cr⁴⁺:YAG 晶体, 输出平面镜 M_3 对 1064 nm 的透过率分别为 10%和 20%。

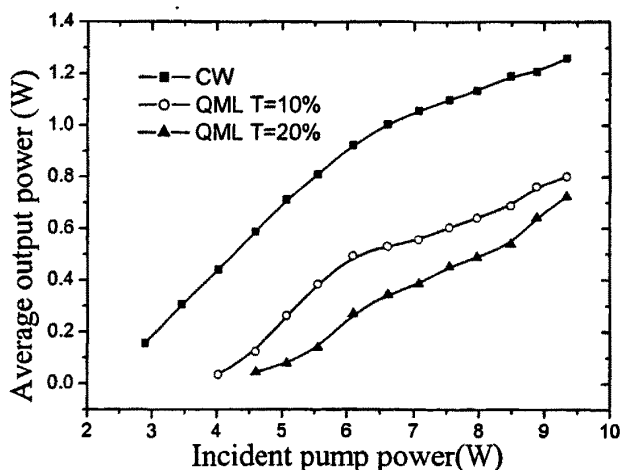


图 4-2-2 调 Q 锁模 c-cut Nd:GdVO₄ 激光器输出功率与泵浦功率间的关系

图 4-2-2 是利用不同透过率的输出镜, 被动调 Q 锁模 c-cut Nd:GdVO₄ 激光器的平均输出功率与注入泵浦功率之间的关系曲线。由于透过率高的输出镜引入的损耗大, 因此利用透过率高的输出镜时激光器的阈值高。利用透过率 T=10 %和 20 %的两种输出镜我们相应得到了最大输出功率分别为 802 mW, 724 mW, 相应光—光转

换效率分别为 8.59%，7.75%。

用 NEW FOCUS 1623 快速光电二极管（响应时间为 2 ns）接收所产生的激光脉冲，用 Tektronix TDS5104 示波器记录各阶段的波形。得到：

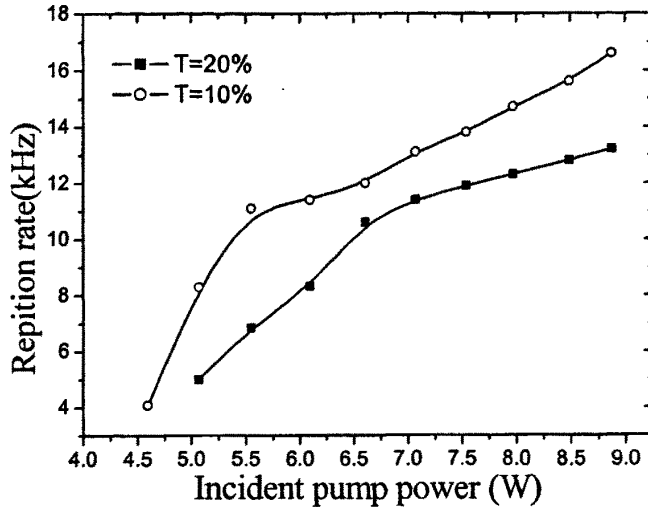


图 4-2-3 重复频率与泵浦功率的关系

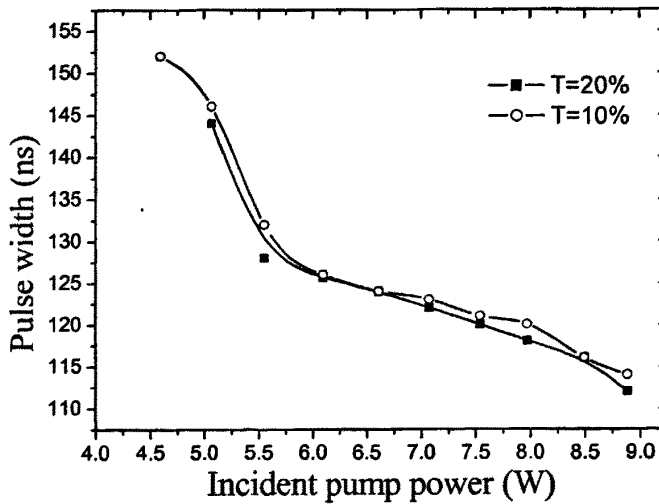


图 4-2-4 脉宽与泵浦功率的关系

实验发现，随泵浦功率的增加，调 Q 脉冲的重复频率逐渐增大，而调 Q 包络的宽度 (FWHM) 逐渐减小。利用透过率为 10% 的输出平面镜，泵浦功率由 4.59W 增加到 8.88 W，调 Q 脉冲的重复频率由 4.1kHz 增到 16.6 kHz，调 Q 包络的宽度由 152

ns 减为 114ns。利用透过率为 20% 的输出镜，则得到了重复频率为 5.0~ 13.2 kHz，脉冲宽度为 144~ 112 ns 的调 Q 锁模脉冲。

实验还发现，在相同泵浦条件下，利用不同透过率的输出镜，脉冲激光器的输出情况是不同的，表现为不同的调 Q 包络脉冲重复频率，不同的调 Q 包络宽度。

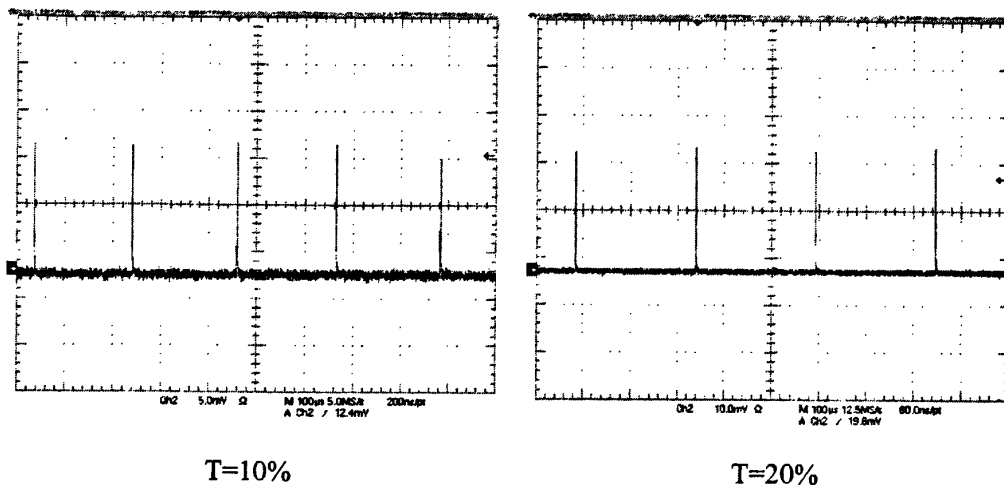


图 4-2-5 输出镜透过率为 10%，20%，泵浦功率为 5.07W 时调 Q 锁模脉冲序列

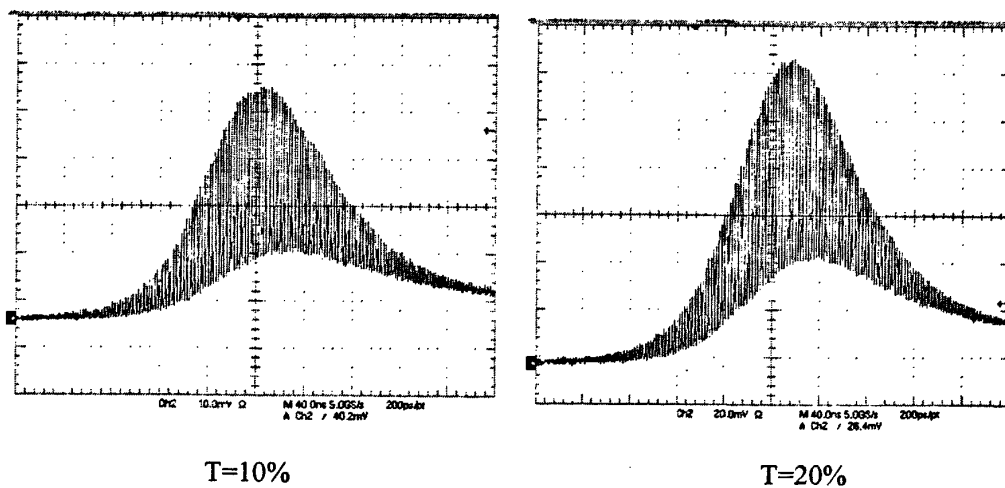


图 4-2-6 输出镜透过率为 10%，20%，泵浦功率为 5.07W 时调 Q 锁模脉冲

可以看出利用高透过率的输出镜可以得到低重复频率、窄脉宽的脉冲输出，其原因是由于高透过率的输出镜引入的损耗较大。

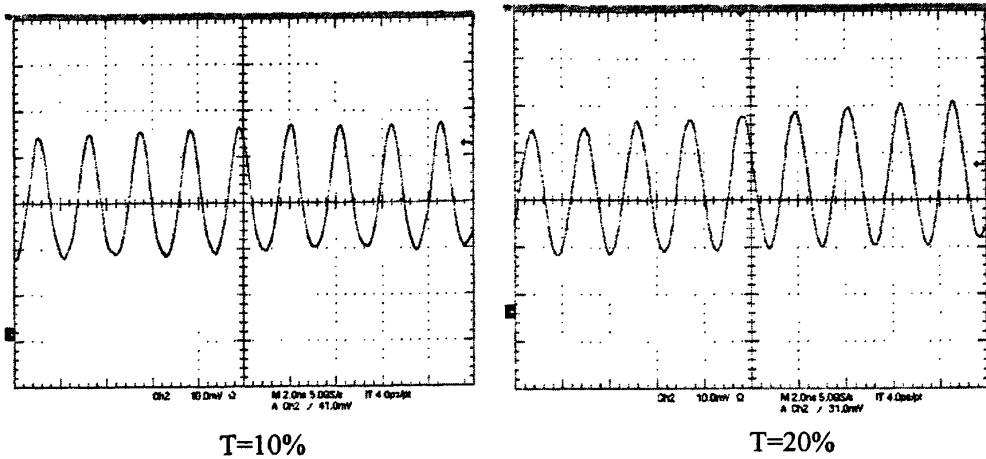


图 4-2-7 输出镜透过率为 10%，20%，泵浦功率为 5.07W 时

调 Q 包络下的锁模脉冲序列

用示波器将激光器输出的调 Q 锁模脉冲展宽后可观察到的包络下的锁模脉冲序列。从图上我们可以看出每两个锁模脉冲间的间隔为 2.6 ns，由此可得此实验中得到的锁模脉冲重复频率为 385 MHz，与理论计算数值相符（锁模脉冲重复频率由公式 $f = \frac{c}{2L}$ 给出）。

全文总结

本论文以 LD 端面泵浦的新型 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体激光器为主要研究对象, 考察了 1.06 μ m 的连续波及被动调 Q 输出性能, 并利用速率方程进行了理论分析, 与 a-cut Nd:GdVO₄ 晶体的相关数据进行了比较, 通过对比显示了 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体作为激光物质的一些优良特性。

已研究的问题:

- 1、主要介绍了固体激光器与激光物质的发展, 列举了部分常用的激光晶体及性能参数, 并对 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体的特点及调 Q 方法做了重点介绍。
- 2、从热透镜效应、高斯光束的矩阵变换和 ABCD 定律来讨论热透镜对设计参数模式时的影响, 并以 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体为例, 对其 1.06 μ m 激光输出的热焦距做了研究, 分析了热透镜效应和腔长对腔的稳定性和输出特性的影响。
- 3、研究了 LD 泵浦 Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q c-cut Nd:GdVO₄ 1.06 μ m 激光器的输出特性。对激光器的输出功率、重复频率、脉冲宽度等量进行了测量, 得到最小脉宽 21.2ns, 最高峰值功率 1.54kW。
- 4、对 LD 泵浦 c-cut Nd:GdVO₄/Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 锁模激光器进行了实验研究及相关分析。

待研究的问题:

作为对 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体的研究没有研究声光主动调 Q 的输出特性, 没有研究 c-cut Nd:GdVO₄ 晶体的倍频被动调 Q 特性研究。有待于进一步研究。

参考文献

- [1] Roger Newman, J. Appl. Phys., 1963, 34(2):437
- [2] R.J. Keys, Appl. Lett., 1964, 4:50
- [3] T. H. Maiman, Nature, 187 (1960):493
- [4] P. A. Studenikin, A. I. Zagumennyi, Y. D. Zavartsev et al , Quantum Electron, vol.25 (1995):1162
- [5] A. Agnesi, G. C. Reali, P. G. Gobbi, IEEE J. Quantum Electron, vol.34 (1998):1297
- [6] E. J. Sharp, D. T. Horovitr, T. E. Miller, J. Appl. Phys. Lett., vol.44(1975):5399
- [7] M. S. Keivstead et al., Tech. Dig. CLEO'91 CFC3, (1991)
- [8] R. Reach et al., Opt. Lett., vol.17(1992):286
- [9] L. Hader. Et al., IEEE J. Quantum Electron ,vol.28(1992):286
- [10] S. A. Payne, et al., IEEE J. Quantum Electron, vol.30(1994):170
- [11] H.Jiang, H.Zhang, J.Wang et al. Optics Communications, 2001, 198:447
- [12] 张庆理, 殷绍唐, 王爱华, 陈长水等. 量子与电子学报, 2002, 19(4):310
- [13] T. Jensen, V. G. Ostroumov, et al., Appl. Phys. B., 58,(1994):373
- [14]R.W. Hellwarth, Advances in Quantum Electronics, 1961: 334
- [15] H. J. Zhang, X. L. Meng, et al., Cryst. Rev. Technol., 33,(1998):801
- [16]F.J. Mccling, R. W. Hellwarth, J. Appl. Phys., 1962, 33:828
- [17] 蓝信矩, 高以智 等, 《激光技术》, 北京: 科学出版社, 2004
- [18] [美] W. 克希耐尔, 《固体激光工程》, 北京: 科学出版社, 2002
- [19] T.T. Kajara and Alexander L. Gaeta, Opt. Lett., 1996, 21(16):1244
- [20] Braun B, et al., Opt. Lett., 1997, 22(6):381
- [21] Fluck R, et al., Opt. Lett., 1997, 22(13):991
- [22] 王青圃, 张行愚 等《激光原理》, 济南: 山东大学出版社, 2003
- [23] 谢树森, 雷仕湛, 《光子技术》, 北京: 科学出版社, 2004
- [24] Yung-Fu Chen, S.W. Tsai, IEEE. J. Quantum Electron., 2001, 37(4): 580
- [25] Yung-Fu Chen, Jian-Lung Lee, Hung-Dau Hsieh, et al., IEEE. J. Quantum Electron., 2002, 38(3):312

- [26] S.P. Ng, D. Y. Tang, J. Kong, et al., *Opt. Commun.*, 2005, 250: 168
- [27] Yung-Fu Chen, K.F. Huang, S.W. Tsai, et al., *Appl. Opt.*, 2001, 40: 6038
- [28] J. Kong, D.Y. Tang, S.P. Ng, et al., *Appl. Phys. B*, 2004, 79:203
- [29] U. Keller, D. A. B. Miller, G. D. Boyd, et al., *Opt. Lett.*, 1992, 17(7):505
- [30] T.Y Fan. *IEEE J. Quantum Electron.*,1993,29(6):14571459
- [31] T. Kimura, K.Otsuka . *IEEE J. Quantum Electron.*, 1971,7(8):403407
- [32] METIN S. MANGIR AND DAVID A. ROCKWELL. *IEEE J. Quantum Electron.*,
1986, 22(4):574580
- [33] D.C.Brown. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998,34: 560572
- [34] 李隆, 田丰, 赵致民等[J] *光子学报* 2004, 33(4):396399
- [35] TsunekaneM, TaguchiN, InabaH. *Applied Optics*, 1998,37(24):5713
- [36] 吕百达, *固体激光器件*, 北京邮电大学出版社, 2002
- [37] 徐弼军, 陆璇辉, 薛大建, 何赛灵. *光学仪器*, vol 24, No4-5, 2002, 8
- [38] 周炳琨, 高以智等. *激光原理*, 北京: 国防工业出版社, 2000.
- [39] Koechner W.. *Solid-state Laser Engineering*[M].Beijing: Science Press:174
- [40] 蓝信锯 *《激光技术》* 科学出版社, 2000
- [41] J.J. Zayhowski and C. Dill III. *Opt. Lett.* 19, 1427 (1994)
- [42] J. J. Zayhowski. *Opt. Lett.* 21, 588 (1996)
- [43] Y Shimony, Z Burshtein, A. B. Baranga, Y. Katsisky, and M. Strauss. *IEEE .1.*
Quantum Electron. QE-32, 305(1996)
- [44] Y. Chen, S. W. Tsai, S. C. Wang. *Opt. Lett.* 25, 1442 (2000)
- [45] CzXiao, J.H.Lim, E. Van Stryland, M.Bass. *IEEE Conference*,1998
- [46] 吴念乐, 吕亚军, 陆兴华等,*光学学报*,16(12), (1996) 1813
- [47] J.J.Degnan, *IEEE.J.Quantum Electron.*, QE-31(11), (1995) 1890
- [48] J. A. Fleck, *Phy. Rev. B*, 1970, 1:84
- [49] Yung-Fu Chen, Jian-Lung Lee, Hung-Dau Hsieh et al., *IEEE. J. Quantum Electron.*,
2002, 38:312
- [50] W. Koechner, *Solid State Laser Engineering* (Springer, Berlin, Heidelberg, 1999),

23, 585.

- [51] A.E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, Mill Valley, CA 1986), 1122
- [52] G. Xiao and M. Bass, *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1997, 33:41
- [53] Yung-Fu Chen and S. W. Tsai., *IEEE. J. Quantum Electron.*, 2001, 37(4):580
- [54] Degnan J. J., *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1989, 25(2):214
- [55] S. Zhang, E. Wu, H. Pan and H. Zeng, *Appl. Phys. B*, 2004, 7:335
- [56] S.P. Ng, D.Y. Tang, J. Kong, et al., *Opt. Commun.*, 2005, 250:168
- [57] J. Yang, J. Liu and J. He, *Laser Phys.*, 2005, 15(8):1137
- [58] Ming Li, Shengzhi Zhao, Kejian Yang, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2006, 45:7713
- [59] Sanjun Zhang, E Wu and Heping Zeng, *Opt. Commun.*, 2004, 231:365

攻读硕士学位期间发表的文章

1. Jie Liu, Chunhui Wang, Wenmiao Tian, Lei Li, Shushan Liu and Min Liu
“Characterization of passively Q-switched mode-locking diode-pumped Nd:GdVO₄ laser with Cr⁴⁺:YAG saturable absorber” Journal of Modern Optics
2008, 1 - 9 in press
2. 刘士华, 王广刚, 王春慧, 李雷等, “LD 泵浦 Nd:YVO₄/SESAM 锁模激光器实验研究” 《激光与红外》, 2008, 1: 32—34.
3. LIU Shi-hua, HONG Zheng-ping, WANG Chun-hui, WANG Guang-gang, “Efficient mode-locked and Q-switched Nd:YVO₄ Laser with a semiconductor saturable absorber mirror” Semiconductor Photonics and Technology, 2007,13(4): 294—297

致 谢

本论文的研究工作是在导师刘杰教授的悉心指导下完成的。从论文的选题、实验到论文的撰定、修改到最后论文定稿，刘老师倾注了大量的心血。刘老师渊博的学识，勤奋严谨的治学态度，丰富的科研实践经验，平易近人的性格，还有对科学研究不懈追求和无私奉献的精神时刻影响和感染着我，这将激励着我今后不断的奋进。在此，向恩师表示深深地谢意和崇高的敬意！

感谢何京良老师、程传福老师、国承山老师、李健老师、徐建波老师等老师在我学习期间，他们用渊博的学识奠定了我的理论基础。

我们光学专业有着团结、向上的学习氛围，良好的学习环境，使我顺利地完成了研究生的进修。感谢刘士华、王广刚、刘敏、刘树山、李雷等学习上给与的无私帮助，得益于他们的帮助才使本论文工作得以顺利地完成，与他们的交流是我求学道路上的一种激励。

最后感谢单位领导、同事及家人在工作和生活上给予我的关爱和支持。衷心感谢所有关心和帮助过我的人。