

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文

论文题目 激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的研究

专 业 光学工程

研究生姓名 李 存 法

导师姓名 施 翔 春

研究生入学时间 2002 年 9 月

2005 年 5 月 25 日

中国科学院上海光学精密机械研究所

硕士研究生毕业论文摘要

论文题目 激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的研究

专 业 光学工程

研究生姓名 李存法

导师姓名 施翔春

研究生入学时间 2002 年 9 月

2005 年 5 月 25 日

摘 要

姓名: 李存法

导师: 施翔春

激光二极管泵浦的全固态激光器(Laser diode pumped all-solid-state laser or DPSSL)因其结构紧凑、效率高、稳定、寿命长等优点而作为一种全新的激光光源成为激光技术领域的研究热点。到目前为止, DPSSL 已实现了连续、调 Q 和锁模等运转方式, 广泛应用于激光医疗、军事等领域。本篇论文运用非线性频率变换技术实现全固态蓝光激光器, 主要完成了以下几方面的工作:

- (1) 利用双反射镜整形方法对激光二极管阵列进行了整形。
- (2) 对目前可以通过倍频产生蓝光的激光晶体进行了比较, 计算了 Nd:YAG 准三能级运转的最佳晶体长度, 由最佳长度计算了泵浦光光斑尺寸的范围。在阈值最小的条件下, 给出了不同损耗时激光晶体长度与透过率的关系曲线; 根据耦合输出模型, 在一定的激光输出时给出了泵浦功率与透过率、激光晶体长度的模拟曲线。
- (3) 利用光学谐振腔的图解分析和设计方法结合泵浦光光斑尺寸给出了一种设计 V-型折叠腔的方法, 利用实验验证了这种设计方法的正确性。
- (4) 对目前可用于倍频近红外光产生蓝光的非线性晶体进行了简单比较, 根据双轴晶体相位匹配原理对 BIBO 晶体倍频 946nm 参数进行了计算。
- (5) 根据 Nd:YAG 晶体特点对膜系设计进行了分析。在 5W 的泵浦功率下, 采用直腔获得 368mW 的 946nm 输出, 利用 BIBO 晶体内腔倍频, 获得 240mW 的 473nm 蓝光输出, 而采用折叠腔获得了 82mW 的 473 nm 蓝光输出, 分析了其蓝光输出比直腔低的原因。

关键词: 全固态激光器、准三能级、蓝光激光器、V-型折叠腔

Abstract

Name: Li cunfa

Directed by: Shi xiangchun

Laser diode pumped all-solid-state lasers (DPSSL) are getting the important branch of laser technology for its unique advantages. DPSSL are applied in many fields including medicine, military and so on . So far many operations are realized for DPSSL such as continuous wave ,pulse operation, Q-switching. In the thesis, nonlinear frequency conversion were employed to realize high efficiency good beam quality, compact LD pumped all-solid-state blue laser. The following work are included:

- (1) Using two-mirror beam shaping for LDA
- (2) Laser crystals are compared, optimal length are calculated. At special laser output power we give numerical simulation about relation of pump power with transmission and length laser crystal.
- (3) Using Graphic Analysis and Design Method of Optical Resonator we get a simple expression of V-folded resonator design which was validated by the experiment.
- (4) Double frequency crystals are compared ,nonlinear parameters of new BIBO crystal were calculated.
- (5) Film designs were researched, using linear cavity 368mW TEM₀₀ mode at 946nm and 240mW TEM₀₀ mode at 473nm are obtained with 5W of pump power.

Key words: DPSSL, quasi-three energy, blue laser, V-type folded cavity

目录

1	引言	6
1.1	激光二极管泵浦的全固态激光器的发展	6
1.2	激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的应用	6
1.3	激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的发展	7
1.3.1	传统的气体激光器产生蓝光	7
1.3.2	半导体材料直接发射蓝光	7
1.3.3	非线性频率变换方法输出蓝光	8
1.3.4	频率上转换蓝光激光器	9
1.4	论文工作的内容	9
2	阵列半导体激光器光束整形	11
2.1	光束整形原理	11
2.2	双反射镜整形原理	12
2.3	整形实验结果	13
3	激光晶体	14
4	准三能级激光器设计和分析	18
4.1	阈值和最佳晶体长度计算	18
4.2	耦合输出模型	20
4.3	Nd:YAG 946nm 激光器的模拟分析	21
5	谐振腔的设计	25
5.1	谐振腔图解分析和设计方法理论	25
5.2	V-型腔的设计	27
5.2.1	理论分析	27
5.2.2	数值模拟	29
5.2.3	实验验证	30
6	倍频晶体	32
6.1	适于倍频近红外产生蓝光的倍频晶体	32
6.2	适于倍频近红外产生蓝光的新颖 BIBO 倍频晶体	33
6.2.1	BIBO 倍频 946nm 的相位匹配角	33
6.2.2	BIBO 倍频 946nm 有效非线性系数的计算	37
6.2.3	BIBO 晶体倍频 946nm 走离角的计算	39
6.2.4	BIBO 晶体倍频 946nm 允许参量的计算	40
7	实验结果	42
7.1	LDA 温度电流特性	42
7.2	高掺 2at%Nd:YAG946nm 连续运转实验结果	43
7.3	直腔 Nd:YAG 946nm 连续运转实验结果	45
7.4	直腔 Nd:YAG 1053nm 激光器	47

7.5	直腔蓝光实验结果.....	48
7.6	折叠腔蓝光实验结果.....	49
8	总结和展望.....	52

图表目录

图 2-1 阵列半导体激光器输出光斑形状	11
图 2-2 双反射镜整形原理	13
图 2-3 激光二极管阵列整形示意图	13
图 3-1 Nd^{3+} 能级图	17
图 4-1 阈值最小时激光晶体长度与透过率的关系	22
图 4-2 一定激光输出不同损耗泵浦功率与透过率的关系	22
图 4-3 一定激光输出不同损耗泵浦功率与晶体长度的关系	23
图 4-4 一定激光输出不同损耗泵浦功率与晶体长度的关系	24
图 5-1 传播圆: σ 圆 π 圆	26
图 5-2 V-型腔示意图	28
图 5-3 V-型腔等效光路图	28
图 5-4 图解分析 V-型腔	28
图 5-5 TEM_{00} 模在 M_1 镜处光斑半径随热透镜焦距的变化曲线	30
图 5-6 1063nm Nd:GdVO ₄ 激光器输入输出特性曲线	31
图 6-1 双轴晶体中光波偏振方向的传播	34
图 6-2 BIBO 晶体在第 I 和 II 卦限 I 类相位匹配曲线	36
图 6-3 BIBO 晶体在第 V VI 卦限 I 类相位匹配曲线	37
图 7-1 LDA 波长为恒定时温度电流特性曲线	42
图 7-2 直腔 946nm 激光器实验装置图	43
图 7-3 946nm 耦合输出镜后的光谱图	44
图 7-4 高掺 2%Nd:YAG 946nm 输入输出特性曲线	45
图 7-5 耦合输出为 3.3% 时输入功率与输出功率关系曲线	46
图 7-6 耦合输出为 2% 时输入功率与输出功率关系曲线	46
图 7-7 473nm 耦合输出镜后的光谱图	47
图 7-8 直腔蓝光输入输出特性曲线	48
图 7-9 V-型折叠腔蓝光实验装置图	49
图 7-10 V-型折叠腔激光晶体和倍频晶体处光斑尺寸随热焦距的变化曲线	50
图 7-11 折叠腔蓝光激光器输入输出特性曲线	50
表 3-1 基质晶体的物理特性	15
表 3-2 Nd:YAG、Nd:YVO ₄ 、Nd:GdVO ₄ 的光学特性(1at%)	15
表 6-1 KN、BBO、LBO 倍频参数(对 946nm)	33

1 引言

1.1 激光二极管泵浦的全固态激光器的发展

1960年5月,美国人梅曼(T. H. Maiman)发明了世界上第一台红宝石激光器^[1],这标志着一种新的光源产生,同时也标志着第一台固态激光器(SSL)的诞生。此后世界上成千上万的科学家便加入了这方面的研究行列,于是在短短的几年内固体、气体、半导体和化学激光器等多种激光器相继研制成功。1962年美国人霍尔(R. N. Hall)使GaAs半导体激光器问世^[2],一年后Newman便提出使用其作为固态激光器的泵浦源的构想并简要说明了其优点^[3],但第一台激光二极管(LD)泵浦的固态激光器(DPSSL)由Keyes和Quist实现^[4]。由于当时激光二极管阈值高、功率低、波长随温度漂移严重、需低温运行、寿命短等缺点,在很长的一段时间内其泵浦的固态激光器没有很大的发展。这一情况直到八十年代随着分子束外延(MBE)和金属化学气象沉积(MOVCD)等生长方法的出现以及量子阱结构的采用,使得激光二极管的性能得到本质上的改善,进而迅速达到实用化的水平,这大大推动了激光二极管泵浦的全固态激光器的发展。激光二极管泵浦与灯泵相比有很多优点,如高效率、结构紧凑、稳定、热效应小、光束质量好、寿命长等。近年来随着激光二极管技术的进一步成熟、价格进一步下降、输出功率的大幅提高以及发射波谱的扩展,其泵浦的固态激光器逐渐成为当今激光技术研究的热点。到目前为止激光二极管泵浦的全固态红外、红光、绿光激光器已取得了实质性的进展,且已经进入商品化的水平。但大功率、高稳定、适合产品化的激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器还处在研究阶段,尽管一些小功率激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器已经商品化。

1.2 激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的应用

自从1961年激光器出现不久便对传统科学和技术的发展产生了巨大的影响,而且还开创了许多令人神往的新兴领域如非线性光学、强场物理等。二十世纪八十年代早期,随着激光二极管的发展,很快便实现了激光二极管泵浦的功率强大、高效、稳定的全固态红外激光器,另一方面很多应用要求结构紧凑、高效、且处在可见波段的激光光源,这两个条件激起了人们对红外光向可见光的非线性

频率转换技术的研究和利用该技术实现可见的激光光源。在可见光范围内蓝绿激光被要求而且受到了特别重视,这主要是因为其应用前景非常广阔,如光存储、激光印刷、彩色激光显示、海下资源探测、水下通信、激光医疗等。而且因应用不同对激光器的具体要求也有很大不同如有的要求功率强大、结构紧凑、稳定可靠、价格便宜、可调谐、调 Q 运转等。

1.3 激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的发展

通常获得蓝光有以下几种方式:传统的气体激光器、半导体直接产生蓝光、非线性频率变换方法、频率上转换产生蓝光,下面我们将分别介绍。

1.3.1 传统的气体激光器产生蓝光

传统的气体激光器可以产生蓝光的主要包括氩离子气体激光器和镉氢激光器,其优点是可获得大功率蓝光输出,但其存在体积庞大、效率低、结构复杂、波长单一、操作及维护不方便、应用范围有限等缺点,有逐步被全固态激光器取代的趋势,如现在氩离子激光器的 514nm 的绿光已经被激光二极管泵浦的全固态绿光激光器代替。

1.3.2 半导体材料直接发射蓝光

目前最有希望产生蓝光的半导体材料为 ZnSe 和 GaN,困难在于寻求合适的方法掺杂合适的元素提高受主的浓度。1991 年 3M 公司使用分子束外延生长方法首次实现了蓝绿 ZnSe 激光器,尽管在低温 77K、脉冲方式、寿命仅仅几秒,但这标志着蓝绿半导体激光器取得了历史性突破,1997 年这种激光器便可以在室温连续运行 400 小时。最初对 GaN 蓝光半导体激光材料的研究远远少于 ZnSe,这主要是由于适合作为其生长基质的 SiC 非常的昂贵,另一方面蓝宝石也可作为其生长基质但在晶格常数上却有很大的差别,正是这两点原因使得人们认为 ZnSe 更适合作为蓝光半导体材料。1986 年 Amano 等人使用有机金属气相外延生长方法生长出低温沉积缓冲区从而减小晶格常数的不匹配对半导体材料的影响,这主要由日本的日亚(Nichia)化学公司完成。1993 年日亚公司利用修改的金属有机化学气相沉积生长出 GaN 缓冲层,进而成功的生产出高亮度蓝光 InGaN/AlGaN 双异质结发光二极管,1996 年实现了蓝光脉冲激光器,到 1999 年蓝光 GaN 激光器便可以运行 10000 小时。尽管近年来蓝绿激光二极管取得了很大的进步,但其仍存在输出功率低、光束质量差、线宽宽、输出波长及功率随温度漂移严重,再加上价格高等缺点,还未达到商品化水平,但就半导体材料和技术的发展速度以及半导体激光器独有的尺寸、效率来看,半导体材料直接发射蓝光无疑是最后的‘赢家’。

1.3.3 非线性频率变换方法输出蓝光

这主要包括直接倍频近红外激光二极管、近红外激光二极管和激光二极管泵浦发射 1000nm 附近波长的固态激光器的和频、倍频激光二极管泵浦发射近红外光的固态激光器。直接倍频激光二极管发射的近红外是产生蓝光的一种有效的方式,优点为体积小、电光转换效率高,但由于激光二极管发射光谱宽、光束质量差等缺点,故必须改善其光束质量、压缩其发射线宽,为了达到这一目的一般采用电学边带压缩或光学反馈压缩等复杂技术通过外腔加强的方法完成。1999 年德国 D. Woll 等人通过这种方法采用环形腔加强,在激光二极管输出功率为 4W 时获得了 1W 的蓝光输出,光束质量接近衍射极限。对于通过近红外激光二极管和激光二极管泵浦的发射谱在 1000nm 附近的和频获得蓝光的方式同样存在提高激光二极管的光束质量的困难,一般采用单频单管激光二极管。而倍频激光二极管泵浦的发射近红外的全固态激光器却不需要改善 LD 的光束质量那样复杂的技术,技术上相对简单,易于实用化,可以获得的高光束质量的蓝光光束,而且克服了气体激光器输出蓝光的缺点,于是成为当前产生蓝光激光器的最佳方式。下面我们简要介绍利用该方法获得蓝光的国内外发展情况。

1969 年,Wallace 和 Harris 用闪光灯作为泵浦源在室温下观察到 Nd: YAG 晶体中 946nm 激光及其倍频光,证实了 Nd: YAG 晶体产生蓝光的可行性^[6]。但是由于当时采用闪光灯作为泵浦源光光转化效率极其低下,热效应非常显著,其输出功率一直在微瓦量级。随着 808nm 半导体激光器的商品化及其泵浦的固态激光技术的发展,1987 年 Risk 和 Lenth 首次在室温下实现了激光二极管阵列泵浦 Nd: YAG 晶体,采用直腔经过腔内倍频产生 473nm 蓝光输出,但是输出功率仅有 0.1mW^[7]。此后通过激光二极管泵浦的全固态激光器产生 900nm 附近的红外光然后倍频成为获得蓝光的主要途径,纵向泵浦成为主要方式,但是激光二极管的输出功率还不高,工艺还不够成熟,发射波长和功率随温度漂移还比较严重,再加上端面泵浦引发的端面效应非常严重,这些困难成为激光二极管端面泵浦然后倍频产生蓝光方式发展的障碍,蓝光输出功率一直比较低而且稳定性比较差(与常说的绿光问题相类似)。另一方面由于对实用化全固态蓝光激光器的需求十分迫切,这些困难并没有减少科研人员对它的研究。1997 年 Harada 等人便采用激光二极管端面泵浦的直腔结构, Nd: YAG 为激光晶体,周期性极化的 Mgo-LiNbO₃ 腔内倍频,这是首次采用准相位匹配方式,这种相位匹配方式大大提高了倍频效率(不存在走离角),泵浦功率为 500mW 时实现了 5.9 mW 的蓝光连续输出^[8]。随着准相位匹配技术的发展全固态蓝光激光器的输出功率迅速提高,1999 年, Pierrou 和 Laurell 采用 z-型腔结构,腔内使用周期性极化的 KTiOPO₄ 倍频 946nm 在 13.5W 的泵浦功率时获得 740 mW 连续输出^[9]。利用准相位匹配方式虽然大大提高了蓝光的输出功率,但周期性极化的晶体制作工艺复杂,价格昂贵等缺点很难应用在器件中。随着激光二极管输出功率的进一步提高和全固态激光技术的发展基频光输出功率大幅度提高,2000 年 P. Zeller 和 P. Peuser 使用

KNbO_3 (KN)、 LiB_3O_5 (LBO)、 $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO)等非线性晶体,开展腔内倍频 Nd:YVO₄ 和 Nd:YAG 激光的实验研究,其中,激光晶体为 Nd:YAG、倍频晶体为 LBO 时,采用 V-型腔结构,在 20.5W 的泵浦功率时获得 1.5W 的蓝光输出^[10]。2003 年,德国的 Czeranowsky 等人采用 z-型腔使用新型 BIBO 晶体泵浦功率为 21W 时实现了 2.8 W 的蓝光连续输出,功率稳定在 10%^[11]。

国内有关全固态蓝光激光器这方面的研究远远迟于国外,但发展速度却是惊人的。长春光机所于 2001 年介绍了一种激光二极管泵浦的高效率 Nd: YAG 蓝光激光器,在注入功率为 1.2W 时,获得基横模激光 63 mW 的输出。2003 年长春光机所报道了产生超过 1W 的二极管泵浦的全固态蓝光激光器^[12],其水平接近国际水平。

1.3.4 频率上转换蓝光激光器

能量守恒原理要求吸收光子的能量必须大于发射光子的能量,因此利用频率上转换产生蓝光必须结合两个或更多光子能量去激发粒子跃迁到激光上能级,然后向下跃迁产生蓝光输出。1971 年 Johnson 和 Guggenheim 首次实现频率上转换激光器,但当时由于 LD 技术还不成熟,灯泵效率极其低下,因此接下来的很长时间发展缓慢。直到 1986 年 IBM 成功的演示了激光二极管泵浦的频率上转换激光器,虽然必须在低温运行,却引起了人们的研究兴趣。1989 年美国 Los Alamos 国家重点实验室的 Dinh C. Nguyen 等人便报道了 450nm 的蓝光输出^[13],1995 年 SDL 公司的 S. Sanders 等人利用掺杂稀土元素的光纤在室温下获得高达 106mw 的 480nm 的蓝光输出。

综合以上各种产生蓝光的方式优缺点,我们认为腔内倍频激光二极管泵浦的近红外全固态激光器是目前一种产生蓝光的简单、有效的方式,因此本文采用该方法作为获得蓝光的方式。

1.4 论文工作的内容

针对本实验室的条件,本人对激光二极管泵浦的全固态蓝光激光器的研究作了以下工作:

- (1) 利用双反射镜整形方法很好的实现了激光二极管阵列两个方向上光束质量的均衡,使得通过标准的透镜便可聚焦成所需光斑尺寸。
- (2) 根据准三能级结构特点,对激光晶体进行了比较,并根据吸收系数确定了其最佳长度,根据准三能级耦合输出模型在一定的激光输出时泵浦功率与透过率、激光晶体长度的模拟曲线。。
- (3) 采用光学谐振腔的图解和设计方法对谐振腔参数进行了优化,考虑热透镜的情况下合理设计出具有选模特性和对热透镜不敏感的三镜谐振腔,并且在腔

内实现了适合激光晶体和倍频晶体处的束腰大小以满足充分利用泵浦光的同时尽可能大的提高倍频晶体处的光功率密度。

- (4) 对目前适合倍频近红外光产生蓝光的倍频晶体进行了简单比较, 计算了新型非线性晶体 BIBO 倍频参数。
- (5) 针对 Nd:YAG 谱线特点对实现 946nm 激光振荡的膜系设计进行了分析, 采用直腔对 946nm 激光进行了实验, 采用直腔和 V-型折叠腔两种腔型对 473nm 蓝光激光器进行了整体实验, 并对结果进行了分析。

2 阵列半导体激光器光束整形

2.1 光束整形原理

阵列半导体激光器(LDA)在许多应用中变得越来越具有吸引力,这包括固态激光器的泵浦源、材料处理、医疗等。但是由于其特殊的谐振腔结构,输出光束形状如图 2-1,光束质量在垂直(快方向)和平行 p-n 结(慢方向)相差很大,快方向接近衍射极限($M^2 \approx 1$)但发散角大,而慢方向光束质量极差($M^2 > 1000$)发散角小,正是由于这两个方向上的光束质量极不均衡使得一般的光学系统无法将其直接聚焦成许多应用要求的圆斑尺寸。而且通常的线性光学系统不能改变光束的 Lagrange(也可用 M^2 因子),从而也就无法将 LDA 发出的光束聚焦到通常应用所需的圆斑大小。于是必须将 LDA 发出的光束分割,有的还需旋转,再经重排即光束整形,把慢方向上的 Lagrange 量减小,快方向上的 Lagrange 量增加,最后经一般的光学系统聚焦。

基于以上原理已经出现了光纤耦合输出^[14]、双反射镜整形^[15]、渐变折射率透镜(GRIN)整形^[16]、多棱镜阵列整形^[17]、微片棱镜堆整形^[18]等多种整形技术。

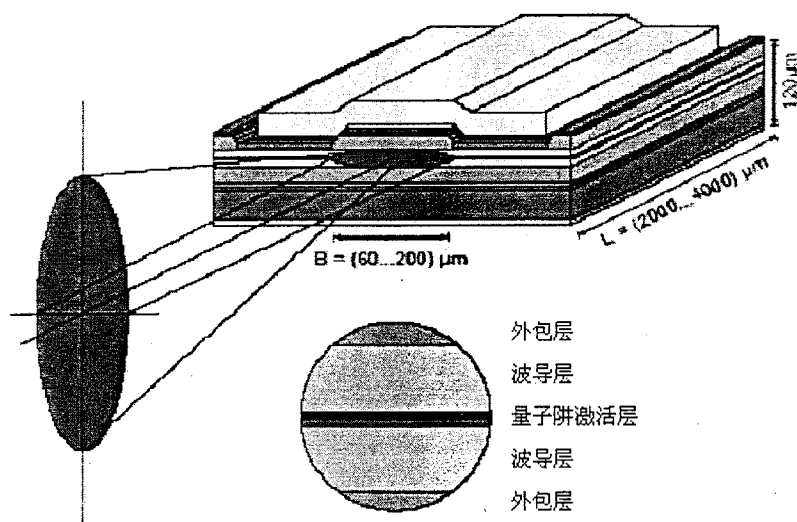
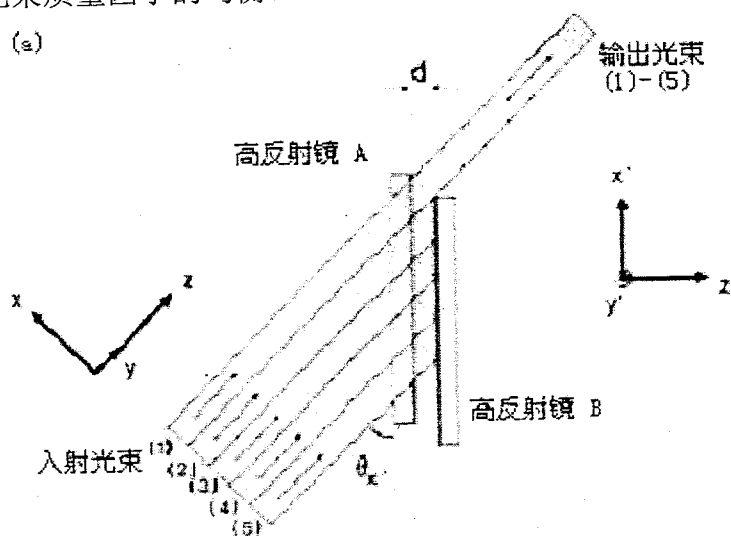


图 2-1 阵列半导体激光器输出光斑形状

2.2 双反射镜整形原理

与闪光灯相比半导体激光器作为固态激光器的泵浦源有很多优点,这大大推动了半导体激光器整形技术的发展,进而涌现出各种各样的整形方式,但是到目前为止还没有出现一种极其有效的整形方式。本文选择了使用双反射镜整形^[15],该整形方式与其它整形方式相比其优点为在光束亮度略微降低的情况下能够很好的均衡两个方向的光束质量因子,使其通过标准的准直透镜和聚焦透镜聚焦到比其它整形技术都要小的近圆斑,其缺点为对双反射镜的加工要求较高,且对这两个反射镜平行度要求很高。

双反射镜整形原理如图 2-2, 其中(a)图为俯视图, (b)图为侧视图。把两个镀有半导体激光高反膜的平面镜平行放置, 且分离小的距离 d , 横向(x' 和 y')彼此错开形成互不遮掩的部分, 构成光束的入射孔和出射孔。从半导体激光器发出快方向经微柱透镜准直后的光束分别以 θ_x ($x'-z'$ 平面内)和 θ_y ($y'-z'$ 平面内)入射在高反射镜 B 上, 为了描述方便我们特意将阵列半导体激光器发射经微柱透镜准直后的光束分成五段, 光束 (1)既不入射在 B 上也不入射在 A 上如图 2-2(a), 光束(2)首先入射在 B 上然后反射到镜 A 上, 经镜 A 反射后在 y' 方向排在光束(1)的下面如图 2-2(b), 光束(3)经过镜 B 和镜 A 的两次反射后同样在 y' 方向上排列在光束(2)的下方, 光束(4)、(5)经过同样的过程依次在 y' 方向上排列在光束(3)的下面, 这样便增加了 y' 方向上的宽度, 同时减小了 x' 方向上的宽度, 最终获得两个方向上的光束质量因子的均衡。



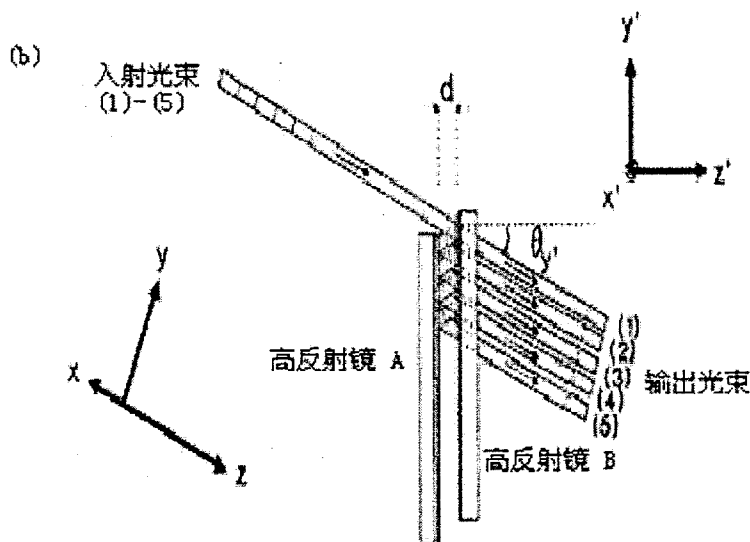


图 2-2 双反射镜整形原理

2.3 整形实验结果

我们利用双反射镜整形方式对大功率阵列半导体激光器(LDA)进行了光束整形，该方法能够很好的均衡慢方向和快方向上的拉格郎日量，然后通过标准的圆透镜聚焦，整体装置如图 2-3。LDA 经双反射镜后我们分别利用 $f=20\text{mm}$ 、 $f=30\text{mm}$ 、 $f=40\text{mm}$ 聚焦，利用刀口法在两个相互垂直的方向测量了聚焦后的光斑尺寸。当使用 $f=20\text{mm}$ 时，我们获得的最小光斑尺寸为 $220 \times 250 \mu\text{m}^2$ ，而 W. A. Clarkson 等人^[15]利用同样的方法可获得最小光斑尺寸为 $102 \times 104 \mu\text{m}^2$ 左右的近圆斑形状，这主要是由于我们在双反射镜整形装置前没有对慢方向进行准直，而且双反射镜后也没有进行消像差处理。

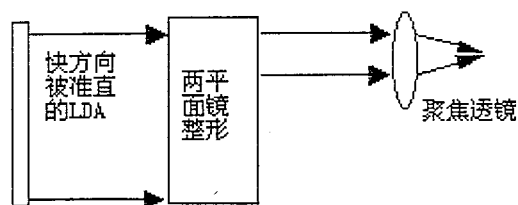


图 2-3 激光二极管阵列整形示意图

3 激光晶体

激光原理告诉我们激光运行可以这样描述：适合的泵浦源激发增益介质，它可能是气体、液体或者固体，但是这种介质必须具备与激光能级有关的介稳态以用来产生足够多的集居数反转，而此时产生的自发辐射通过谐振腔的正反馈在腔内来回反射引起受激发射，当泵浦足够强时这种受激发射产生的增益超过由于吸收、散射、输出耦合等引起的损耗时便在腔内建立了激光振荡。这篇论文中使用的是固体激光晶体，它们大多数是通过提拉法、熔盐法、水溶液法三种晶体生长技术在晶体中掺杂合适的激活粒子而成。固体激光晶体与其它激光介质相比有很多优点，如高的掺杂粒子数密度产生很大的增益系数、不需要像气体和液体增益介质那样复杂的封装、激光能级被晶体的晶格场强烈的屏蔽产生很尖锐的激光能级从而大大增加了量子效率等。

适合激光二极管泵浦的激光晶体应具有好的光学、机械和热特性，如硬度大、热导率高、均匀的折射率、内应力小、散射损耗小、易生产以及无引诱色心等，所以有较少的晶体能完全具有以上特性。最初固态激光器使用掺 Cr^{3+} 的蓝宝石 (Al_2O_3)，这种晶体硬度非常大、热导率非常高以及非常好的光学质量，再加上它们的输出波长在可见光范围，所以至今仍具有吸引力。但是这种晶体中 Cr^{3+} 的掺杂浓度不能太高，而且属于三能级系统，所以激光效率被限制。然而随着激光晶体的发展，陆续出现具有高的激光效率以及具有吸收波长与高功率激光二极管的发射波长相对应的激光晶体，如目前普遍使用的 Nd:YAG、Nd:YVO₄ 等。

通过腔内倍频产生蓝光的晶体材料有 Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄ 等，它们的物理和光学特性如表 3-1^[19]和表 3-2^{[19][20][21]}， Nd^{3+} 在这些基质晶体中表现出非常相似的能级结构，只是在受激发射截面、偏振特性、发射波长和荧光寿命略微不同，但这些小的差别使它们适合于不同的应用领域，如 Nd:YVO₄ 虽然热导率比较小，但高的受激发射截面、大的吸收系数、使它们在小功率应用中非常有利，而且可以输出偏振光，从而有利于调 Q、I 类相位匹配。Nd:GdVO₄ 是一种新型基质晶体，不仅具有 Nd:YVO₄ 的优点，而且还具有高的热导率，随着该晶体生长技术的进一步成熟，应用范围前景非常广阔。Nd:YAG 具有热导率高、硬度大以及抗拉强度大等优点，但存在各向同性的缺点使得使用范围受到了很大的限制。

表 3-1 基质晶体的物理特性

化学式	$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}(\text{YAG})$	YVO_4	GdVO_4
Nd^{3+} 浓度(1%)(/cm ³)	1.38×10^{20}	1.25×10^{20}	1.25×10^{20}
莫氏硬度	8.5	4-5	4-5
抗拉强度(kg/cm ²)	2×10^3	$\sim 1 \times 10^3$	$\sim 1 \times 10^3$
热膨胀系数(K ⁻¹ 10 ⁻⁶)	7.5	a-轴:3.1 c-轴:7.2	a-轴:1.6 c-轴:7.3
比热(J/kgK)	600	505	502
折射率(1064nm)	1.82	$n_o=1.96$ $n_e=2.17$	$n_o=1.97$ $n_e=2.19$
热导率(Wm ⁻¹ K ⁻¹)	13	5.2	12
$\partial n / \partial T$ (K ⁻¹ 10 ⁻⁶)	7.3	π 3.0 σ 8.5	π 4.7 σ

表 3-2 Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄ 的光学特性(1at%)

化学式	Nd:YAG	Nd:YVO ₄	Nd:GdVO ₄
上能级荧光寿命(1%) $^4F_{3/2}$ [μs]	230	110	94
受激发射截面[10 ⁻¹⁹ cm ²]($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$)	0.64	0.5(π) 0.4(σ)	0.7(π) 0.6(σ)
发射波长[nm]($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$)	946	912	915
吸收截面[10 ⁻¹⁹ cm ²]	0.7	2.7(π) 1.2(σ)	5.2(π) 1.3(σ)
热导率[WmK ⁻¹]	11.1	5.23(// c) 5.10(⊥ c)	11.7(// c) 9.63(⊥ c)
峰值吸收波长[nm]	807.5	808.5	808.4
峰值吸收系数[cm ⁻¹]	8	40.7	57
偏振特性	无	// c	// c
吸收线宽[nm]	0.8	1.3(π) 1.8(σ)	1.6(π) 2.2(σ)
激光下能级波数[cm ⁻¹]	857	433	409
激光下能级占据数	0.0077	0.049	0.05
增益带宽	1.0	3.4(σ)	2.5(π)

由于这些能够通过倍频产生蓝光的激光晶体的跃迁介于三能级与四能级结构之间,故人们通常称其为准三能级结构。由于准三能级激光器的下能级为基态 Stark 分裂的最上子能级,室温下有一定的离子数占据,而且这些粒子数分布服从波尔兹曼规律,从而表现为依靠温度的再吸收特性,温度越高最上子能级占据分数越大,根据文献[22]再吸收损耗系数为:

$$\alpha_{reabs} = \sigma_{em} \cdot f_a \cdot N_{tol} \quad (3-1)$$

式中 σ_{em} 、 f_a 、 N_{tol} 分别为受激发射截面、激光下能的占据数、总的离子掺杂浓度,根据表 3-2 中的数据计算 Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄ 的准三能级再吸收损耗系数分别为 0.068cm⁻¹、0.31cm⁻¹、0.43cm⁻¹

再吸收损耗系数只表现了激光下能级占据数对激光性能的影响,为了综合描述准三能级激光器下能级以及上能级占据数对激光性能的影响, Fan 给出了一个表达式^[23]:

$$\beta_{min} = \frac{f_a / f_b}{1 + f_a / f_b} \quad (3-2)$$

式中 f_a 、 f_b 分别表示激光下能级和激光上能级上的占据数,这对理想的无损耗谐振腔是正确的,却很好的表述了激光下能级占据数对激光性能的影响, β_{min} 越大说明形成激光振荡越困难,也即是同样的泵浦功率同样的条件输出的激光功率将更小。根据表 3-2 中的数据,我们得到 Nd:YAG、Nd:YVO₄、Nd:GdVO₄ 的 β_{min} 分别为 1.2%、7.6%、4.8%,结合再吸收损耗系数我们可以看出 Nd:YAG 最适合作为倍频产生蓝光的激光晶体, Nd:GdVO₄ 晶体比 Nd:YVO₄ 适合的主要原因归功于激光上能级的随机简并,进而提高了量子效率。正是由于准三能级的这种特性,要实现这种激光振荡需要很高的泵浦功率密度才能达到阈值或者增强泵浦漂白再吸收损失,最终使该种激光器高效的运行。这样就要求激光晶体下能级有小的占据数、高的热导率、高的断裂极限、高的损伤阈值等特性,从而使激光器稳定高效的运行,故根据表 3-2 再次表明 Nd:YAG 应成为目前倍频产生蓝光的首选晶体,但存在输出非偏振光的缺点而不利于 I 类相位匹配倍频,为了使用第 I 类相位匹配一般在腔内加入布儒斯特片,从而引入插入损耗。

在基质晶体 YAG 中 Nd³⁺ 能级如图 3-1,众所周知其具有典型的四能级结构,该跃迁是从长寿命的 ⁴F_{3/2} 到 ⁴I_{11/2} 能级,然后通过无辐射跃迁到基态,其发射波长为 1064nm 的近红外光。除此之外还具有从 ⁴F_{3/2} 到 ⁴I_{13/2} 能级 1340nm、从 ⁴F_{3/2} 到基态 ⁴I_{9/2} Stark 分裂最上子能级跃迁的 946nm 的波谱结构,在 Nd:YAG 这三种谱线中 946nm 的激光谱线振荡为准三能级结构,而且其受激发射截面比另外两条谱线小得多,因此要使这种波长的激光运行首先必须采用合理的手段抑制另外两

条谱线的激光振荡，本篇论文主要利用的是 946nm 的激光振荡。

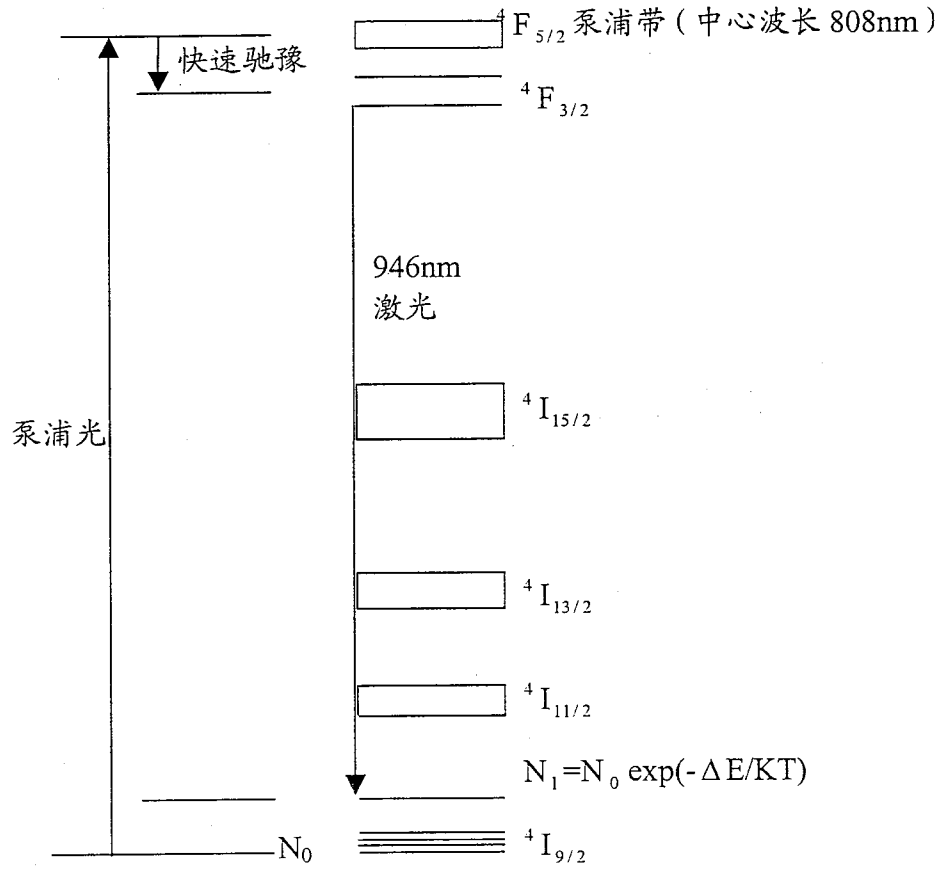


图 3-1 Nd^{3+} 能级图

4 准三能级激光器设计和分析

前面已经介绍 Nd:YAG 中存在三条激光谱线, 其中波长为 946nm 的发射谱线能级为准三能级结构, 这种能级结构已经被广泛研究^{[22][24][25]}。由于 946nm 谱线的能级结构为准三能级, 其基态为 Nd:YAG 基态 Stark 分裂的最上子能级 857cm^{-1} 处, 从而有一定的粒子数占据, 而且其发射截面在 Nd:YAG 三条谱线中最小, 所以我们必须考虑抑制不需要的激光振荡、根据吸收系数求激光晶体的最佳长度、由输出耦合模型推导出一定的激光输出时所需泵浦功率与激光晶体长度、耦合输出透过率的关系曲线。

4.1 阈值和最佳晶体长度计算

在阈值或者阈值以下由文献[22]知:

$$R_{th} \iiint s_o(r, z) r_p(r, z) dV = \frac{1}{f_b \tau} \left(\frac{\delta}{2\sigma L} + f_a N_0 \right) \quad (4-1)$$

其中 $R_{th} = \eta_p P_{th} (1 - \exp(-\alpha L)) / h\nu_p$ 阈值泵浦速率、 η_p 为量子效率、 $s_o(r, z)$ 和 $r_p(r, z)$ 分别为增益介质中激光和泵浦光归一化强度分布、 f_a 和 f_b 激光下能级和上能级粒子数占能级族粒子总数的比例、 L 为激光晶体的长度、 τ 为激光上能级寿命、 σ 为受激发射截面、 δ 谐振腔的往返损耗、 N_0 掺杂浓度。式(4-1)的左边为泵浦光和激光的重叠积分, 利用此式我们可以研究泵浦光和激光的最佳重叠。

对式(4-1)积分并设 $\delta = T + L_i$ 得到阈值泵浦功率:

$$P_{th} = \frac{\pi h \nu_p}{2 f_b \eta_p \tau (1 - \exp(-\alpha L))} (\omega_l^2 + \omega_p^2) \left(\frac{T + L_i}{2\sigma} + f_a N_0 L \right) \quad (4-2)$$

同时我们可以计算四能级结构 1064nm 激光的阈值泵浦功率:

$$P_4 = \frac{\pi h \nu_p (\omega_l^2 + \omega_p^2) (L_i + T_4)}{4 \sigma_4 \eta_{p4} \tau (1 - \exp(-\alpha L))} \quad (4-3)$$

其中 L_i 为除输出耦合输出外谐振腔的往返损耗(表面吸收、杂质吸收等)、 T 为输出耦合、 ω_l 和 ω_p 分别为激光和泵浦光的束腰半径, η_p 为准三能级的量子效率, 而 η_{p4} 、 T_4 、 σ_4 分别为四能级结构 1064nm 的量子效率、透过率、受激发射截面。从公式中可以清楚的看出小的激光和泵浦光光斑尺寸和低的损耗意味着低的阈值, 但小的泵浦光光斑尺寸会引起局部温度的升高从而导致激光下能级粒子数的增加, 从而阈值升高。这样我们必须选取合适的泵浦光光斑尺寸以减小热效应, 使得晶体中心的温度不至于过度升高。此外由于准三能级具有再吸收特性, 从而我们必须寻求增益和再吸收的平衡点, 即激光晶体存在最佳长度, 这样我们根据式(4-2)计算 $\frac{dP_{th}}{dL} = 0$ 得到激光晶体的最佳长度满足下式:

$$\frac{f_a N_0 \sigma}{\alpha} = \frac{\exp(-\alpha L)}{1 - \exp(-\alpha L)} (f_a N_0 \sigma L + \frac{T + L_i}{2}) \quad (4-4)$$

分析: ① $h\nu_p$ 、 η_p 、 τ 、 σ 、 L_i 波谱和材料特性

② L 、 T 、 ω_l 、 ω_p 设计选择

激光晶体的最佳长度只是满足阈值最小但并不一定满足斜效率最大, 为了兼顾斜率效率必须考虑激光晶体对泵浦光充分吸收。

虽然准三能级由于激光下能级粒子数占据导致高的阈值、小的斜效率以及再吸收损失等缺点, 但可以增加泵浦功率密度饱和再吸收来克服这些缺点。根据文献[22]再吸收饱和 δ_{sat} 为:

$$\delta_{sat} = \frac{\sigma f_l N_0 L I_{sat}}{I} \ln(1 + \frac{2I}{I_{sat}}) \quad (4-5)$$

式中饱和强度 $I_{sat} = h\nu_l / [(f_a + f_b)\sigma\tau]$, 由上式可以看出当腔内的循环功率密度足够高时再吸收损失可降至零。为了尽可能的饱和再吸收损失, 同时兼顾泵浦功率密度过高引发局部温度过分升高, 根据文献[26]知泵浦光斑尺寸 ω_p 应满足

下式:

$$\omega_p \geq \sqrt{\frac{\lambda_p M^2 L}{2n\pi}} \quad (4-6)$$

从而有效泵浦强度 I_p :

$$I_p \approx \frac{\eta_a P_p}{\pi \omega_p^2} \quad (4-7)$$

其中 M^2 为泵浦光的光束质量因子、 λ_p 为泵浦光在真空的波长、 n 为泵浦光在激光晶体中的折射率、 $\eta_a = 1 - \exp(-\alpha L)$ 、 P_p 为入射的泵浦功率。当泵浦强度超过阈值泵浦强度时激光振荡发生, 但是为了饱和激光下能级粒子数的吸收, 泵浦功率密度应当为阈值泵浦功率密度 I_{th} 的五倍以上^[24], 于是由式(4-2)、(4-5)和(4-6)我们得到泵浦光光斑尺寸应在下列范围:

$$\sqrt{\frac{\eta_a P_p}{5\pi I_{th}}} \geq \omega_p \geq \sqrt{\frac{M^2 \lambda_p L}{2n\pi}} \quad (4-8)$$

然后根据泵浦光尺寸考虑激光基模光斑尺寸, 并根据基模光斑尺寸设计谐振腔。

为了抑制 1064nm 的振荡必须满足其阈值大于 946nm 激光的振荡阈值, 则由式(4-2)和式(4-3)知 T_4 应满足下列条件:

$$T_4 > \frac{\sigma_4 \eta_{p4} (L_i + T + 2\sigma N_1^0 L)}{\sigma \eta_p (f_1 + f_2)} - L_i \quad (4-9)$$

4.2 耦合输出模型

为了对准三能级激光输出和效率有一个直观的认识, 本文选择泵浦光斑尺寸和激光光斑尺寸相等的条件下给出了激光输出表达式。由文献[24]知准三能级

激光器阈值和斜效率总的表达式为:

$$F = \frac{1 + \frac{B}{fS} \ln(1 + fS)}{f \int_0^{\infty} \frac{\exp[-(a^2 + 1)x]}{1 + fS \exp(-a^2 x)} dx} \quad (4-10)$$

$$\text{式中 } a = \frac{\omega_p}{\omega_l}, \quad x = \frac{2r^2}{\omega_p^2}, \quad B = \frac{2f_a N_0 \sigma L}{T + L_i}, \quad F = \frac{4P_p \tau \sigma \eta_a}{\pi h \nu_p \omega_l^2 (L_i + T)}, \quad S = \frac{2c \sigma \tau \Phi}{n \pi \omega_l^2 L},$$

$\Phi = \frac{2nLP_l}{h\nu c}$ (腔内的总光子数)、 $P_{out} = P_l T$ (输出功率)。设 $\omega_p = \omega_l$ 对式(4-10)作进一步积分我们得到:

$$P_p = \frac{\lambda_l (L_i + T) P_{out}}{\lambda_p (1 - \exp(-\alpha L)) T} \cdot \frac{B \ln(1 + fS) + fS}{fS - \ln(1 + fS)} \quad (4-11)$$

4.3 Nd:YAG 946nm 激光器的模拟分析

在激光阈值最小时利用式(4-4)对激光晶体长度与透过率的关系进行了数值模拟如图 4-1, 使用参数: $f_1 = 0.0074$ [22]、 $f_2 = 0.6$ [22]、 $\sigma = 0.64 \times 10^{-19} \text{cm}^2$ 、 $\eta_p = 0.68$ 、 $N_0 = 1.38 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ (1%)、 $\alpha = 4.3 \text{cm}^{-1}$ 、 $\tau = 230 \mu\text{s}$ [22]。从图中我们可以看出输出耦合率越大, 对应的最佳激光晶体越长; 腔内损耗越大最佳晶体长度也越大。由图 4-1 我们可以看出透过率在 2.5% 左右变动时, 对应的激光晶体长度在 3mm 变动, 吸收大于 70% 的泵浦功率。

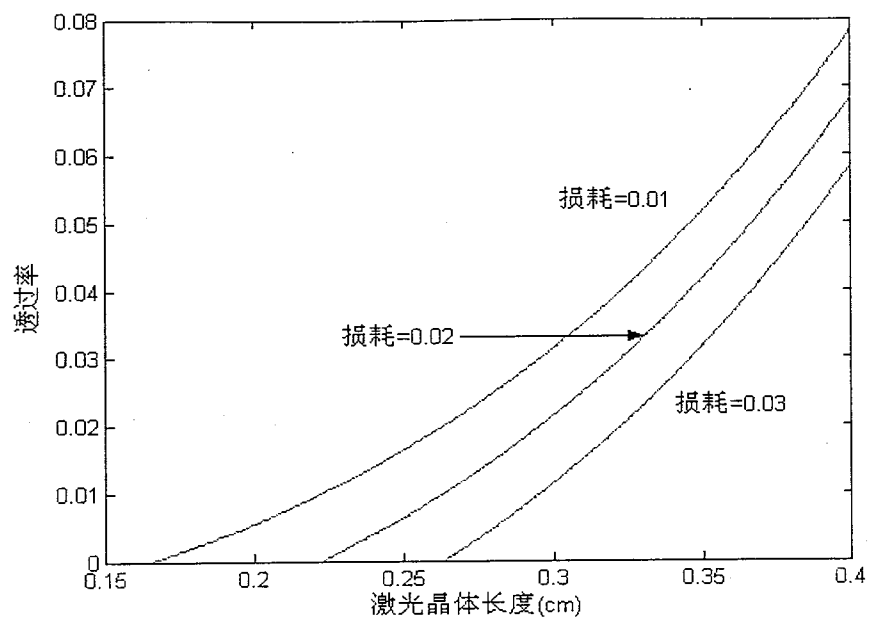


图 4-1 阈值最小时激光晶体长度与透过率的关系

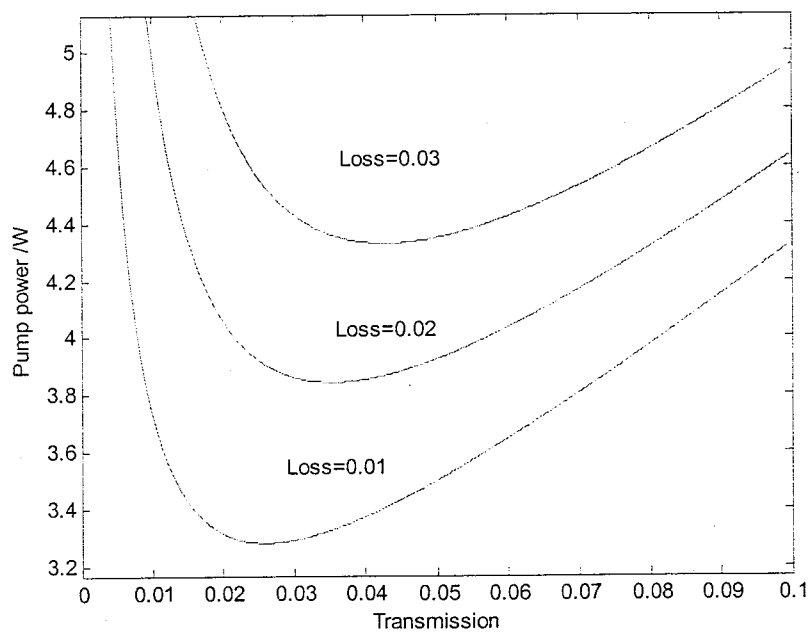


图 4-2 一定激光输出不同损耗泵浦功率与透过率的关系

设 946nm 激光输出为 400mW, 选择 3mm 长晶体, $\omega_l = \omega_p = 150\mu\text{m}$ 、 $\eta_p = 0.68$ 时, 利用 (4-11) 式计算往返损耗分别为 $L_i=0.01$ 、 $L_i=0.02$ 、 $L_i=0.03$ 时, 泵浦功率与透过率的关系, 结果如图 4-2, 对应最佳透过率分别为 2.6%、3.5%、4.2%, 需要的泵浦功率为 3.3、3.84、4.3W。

根据图 4-2 和图 4-1 我们选择透过率为 2%、3.3%, 利用(4-11)式计算了输出为 400mW 时, 不同损耗下泵浦功率与激光晶体长度的关系, 如图 4-3、4-4。

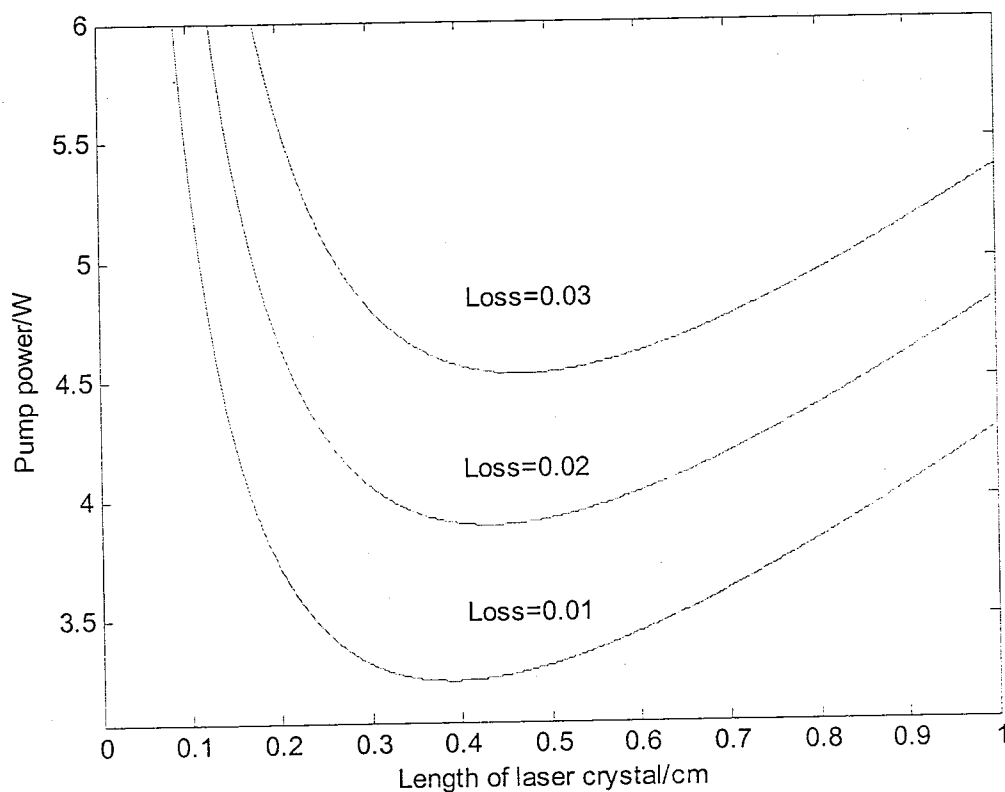


图 4-3 一定激光输出不同损耗泵浦功率与晶体长度的关系

由图 4-3、图 4-4 我们得到往返损耗为 $L_i=0.01$ 、 $L_i=0.02$ 、 $L_i=0.03$, 透过率为 2% 时对应的最佳晶体长度分别为 3.9mm、4.3mm、4.5mm, 需泵浦功率为 3.24、3.89、4.52W; 透过率为 3.3% 时对应的最佳晶体长度分别为 4mm、4.3mm、4.6mm, 需泵浦功率为 3.24、3.67、4.13W。与前面阈值最小时激光晶体的最佳长度相比略长, 因此在设计激光晶体的长度时考虑阈值的同时也要兼顾斜效率。

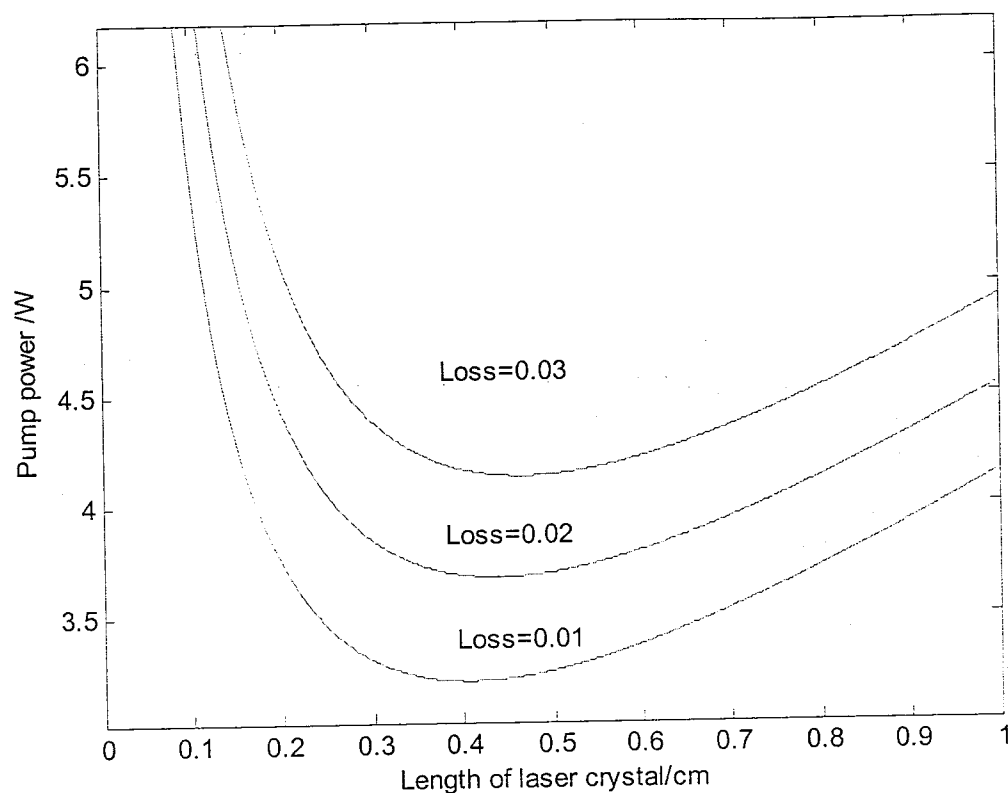


图 4-4 一定激光输出不同损耗泵浦功率与晶体长度的关系

同样为了有效抑制 1064nm、1320nm 谱线的振荡，根据式(4-8)使用参数 $\sigma_4 = 2.7744 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [27]、晶体的长度为 3mm、 $\eta_{p4} = 1$ 损耗分别为 $L_i = 0.01$ 、 $L_i = 0.02$ 、 $L_i = 0.03$ 计算，当输出耦合为 2% 时其对 1064nm 的最小透过率分别为 48%、54%、61%；当输出耦合为 3.3% 时其最小透过率分别为 58%、64%、70%。

5 谐振腔的设计

大家知道光学谐振腔是激光器的重要组成部分，它不仅对信号提供正反馈，而且控制腔内振荡光束的特性(横向分布、光斑大小、振荡频率以及光束质量等)，因此谐振腔的正确设计至关重要。光束变换和矩阵法^[30]是谐振腔设计常用的方法，该方法是用矩阵的形式表示光线传播和变换，它是以几何光学为基础，通过近轴光学元件来处理激光束在光学谐振腔中的传播。这种方法虽然已经比较成熟和规范，但其结果多以复杂的多参数数学公式表示，腔内光模特性的描述颇不直观，而且出错不易发现。在本文采用光学谐振腔的图解和设计方法^[28]设计了一种 V-型折叠腔，该方法以模像理论和传播圆图解方法为基础。利用它可以简便有效的处理各种谐振腔，并能以清晰的物理图像描述腔内的光模特性。

5.1 谐振腔图解分析和设计方法理论

高斯光束是在自由空间、近轴区域、振幅随 z 轴缓慢变化近似情况下波动方程的精确解。如果引入一复参数 $\tilde{q}$ ：

$$\frac{1}{\tilde{q}} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (5-1)$$

式中 R 、 ω 分别为波面的曲率半径、光斑尺寸(R 的正负规定为：从光束传播方向看，波面凸者为正值，凹者为负值)，高斯光束的传播则可以这样简单描述：

$$\tilde{q} = \tilde{q}_0 + z \quad (5-2)$$

式中 $\tilde{q}_0 = i \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} = iz_0$ 为束腰处的复参数。把式(5-2)代入(5-1)式化简得：

$$\frac{z}{z^2 + z_0^2} - i \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega} \quad (5-3)$$

从而我们得到:

$$R = \frac{z_0^2 + z^2}{z} \quad (5-4)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \frac{z_0^2 + z^2}{z_0}} \quad (5-5)$$

式中的 z_0 也就是图 5-1 中的 b_0 , 于是我们得到与文献[28]中相同的公式即图

5-1 中参数 b_0 、 b 和 ω_0 、 R 、 ω 的关系:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{b_0 \lambda}{\pi}} \quad (5-6)$$

$$R = \frac{b_0^2 + z^2}{z} \quad (5-7)$$

$$\omega = \sqrt{\frac{b \lambda}{\pi}} \quad (5-8)$$

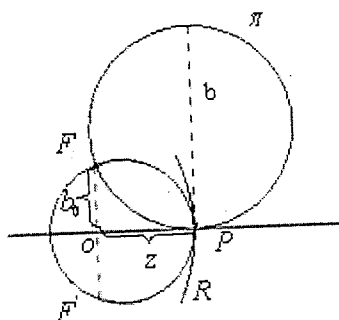


图 5-1 传播圆: σ 圆 π 圆

利用传播圆图解方法可以形象的描述高斯光束的传播规律, σ 圆是通过侧焦点 F_l 、 F_l' 和光轴上任意点 P 处的一些圆, 该点处的波面曲率半径 R 等于通过该处的 σ 圆的直径如图 5-1。而 π 圆则是通过侧焦点 F_l , 同时与光轴上任意点 P 相切的一些圆, 通过该圆的直径计算通过该点处的光斑尺寸如图 5-1。于是对于任一高斯光束只要确定了它的侧焦点或束腰参数 b_0 , 就可以通过作一系列的 σ 圆和 π 圆描述它的传播特性。

5.2 V-型腔的设计

近年来半导体激光技术的进步使得其输出功率大幅度增加, 但是高功率高泵浦密度加剧了热效应, 如热透镜、热致双折射等, 这在二极管激光器端面抽运的固体激光器尤其严重。热透镜可能使本来处于稳区的谐振腔过渡到非稳区, 而且使激光光束产生畸变, 因此同时获得高效率 and 好的光束质量变的非常困难。为了解决这一问题很多方式被采用, 如使用小孔选择 TEM_{00} 模、非球面透镜作为补偿元件、使用面冷却形成一维的热流动减小热透镜、谐振腔设计策略等。本文使用谐振腔设计策略^[29], 该方法主要是使谐振腔满足两个标准: 激光光斑半径要比泵浦光斑半径小和激光光斑尺寸是热透镜焦距的减函数。此方法的关键在于谐振腔参数的选择。由于本论文涉及 V-型腔内倍频, 为此腔的设计中也必须兼顾倍频晶体处的光斑大小。

5.2.1 理论分析

典型的 V-型腔内倍频激光腔如图 5-2 为例进行分析。在 V-型腔内倍频结构中一般选择 M_1 镜、 M_2 镜为平面镜, 折叠镜 M 为曲率较小的凹面镜, 设计中只考虑激光晶体的热透镜效应, 忽略倍频晶体的热效应, 忽略象散得到如图 5-3 的等效光路图。其中设激光晶体热透镜的等效焦距 f_{th} , 折叠镜的焦距 f , $r_1=r_2=\infty$ 分别为 M_1 镜和 M_2 镜的曲率半径。 M_1 — M 臂长 l_1 , M — M_2 臂长 l_2 , 激光晶体紧靠 M_1 。

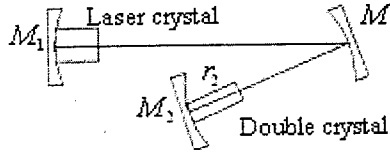


图 5-2 V-型腔示意图

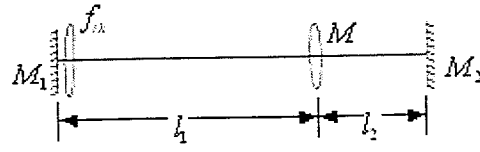


图 5-3 V-型腔等效光路图

根据 5.1 中介绍的光学谐振腔的图解和设计方法理论, 镜 M_1 的传播圆 σ_1 经热透镜成像为 σ'_1 , 同样镜 M_2 的传播圆 σ_2 经折叠镜成像为 σ'_2 因此我们得到图 5-4。固定臂长 l_2 , 并选择 $l_2 > f$, 我们计算得到传播圆 σ'_2 左右两顶点 S'_{22} 、 S'_{21} 距

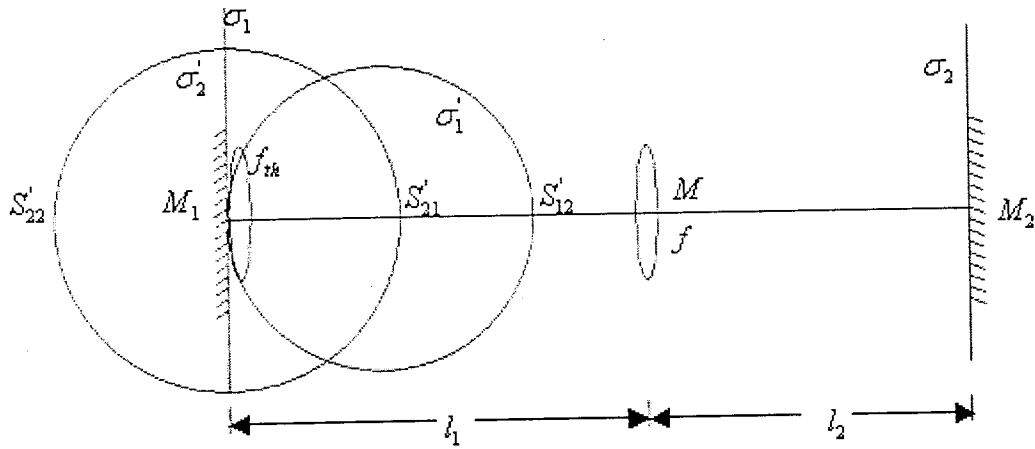


图 5-4 图解分析 V-型腔

折叠镜的距离:

$$S'_{21} = f \quad (5-9)$$

$$S'_{22} = \frac{fl_2}{l_2 - f} \quad (5-10)$$

当没有热透镜出现时, 为了形成稳定腔 M_1 镜应被放置在 S'_{22} 和 S'_{21} 之间。但我们选择镜 M_1 处在 σ'_2 的中间, 因为当存在热透镜时这个位置对其最不敏感[28],

同时还兼具模式控制能力。从而我们推导出 M_1 —M 臂长 l_1 ：

$$l_1 = \frac{2fl_2 - f^2}{2(l_2 - f)} \quad (5-11)$$

如果 σ_1' 和 σ_2' 相交谐振腔将是热稳腔，为此我们得到热透镜焦距的变化范围

f_{th} ：

$$f_{th} > l_1 - f \quad (5-12)$$

同时我们分别推导了 M_1 镜、 M_2 镜处的光斑尺寸 ω_1 、 ω_2 ：

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{\lambda f_{th}}{\pi}} \sqrt{\frac{f^4}{(4f_{th}^2(l_2 - f)^2 - f^4)}} \quad (5-13)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \frac{f(l_1 + l_2) - l_1 l_2}{l_1 - f} \cdot \frac{l_2 l_1 - f(l_1 + l_2) - f_{th}(l_2 - f)}{l_1 - f_{th} - f} \quad (5-14)$$

综合以上分析我们可以根据可用的泵浦功率范围(与热透镜成反比)和泵浦光斑尺寸选择合适的腔参数。

5.2.2 数值模拟

我们选择如下三组谐振腔参数进行模拟： $f=25\text{mm}$ 、 $l_2=30\text{mm}$ 、 40mm ；

$f=50\text{mm}$ 、 $l_2=70\text{mm}$ 、 80mm ； $f=75\text{mm}$ 、 $l_2=110\text{mm}$ 、 120mm 。根据公式(5-19)

我们得到 M_1 —M 臂长 l_1 依次为：87.5mm、45.8mm、112.5mm、91.6mm、155.3mm、

137.5mm，同时我们根据公式(5-13)做了 M_1 镜和处的光斑尺寸随热透镜焦距长度的变化曲线如图 5-5。从图 5-5 我们可以看到该种谐振腔设计能够满足热稳腔条件，同时拥有模式控制能力。此外我们从图中还可看出：当折叠经焦距固定时， l_2 越长热透镜焦距可变化范围越大。从图中还可看出不同的谐振腔参数可能具有

相同的行为,如 $l_2=30\text{mm}, f=25\text{mm}$; $l_2=70\text{mm}, f=50\text{mm}$; $l_2=120\text{mm}, f=75\text{mm}$, 这三条曲线完全重叠, 谐振腔的这一特性使我们在谐振腔的设计中有更多的选择, 这在谐振腔设计中是非常有利的。最后我们还发现折叠镜焦距越长谐振腔对 l_2 越不敏感, 这在实验中装调谐振腔是非常有利的, 但是

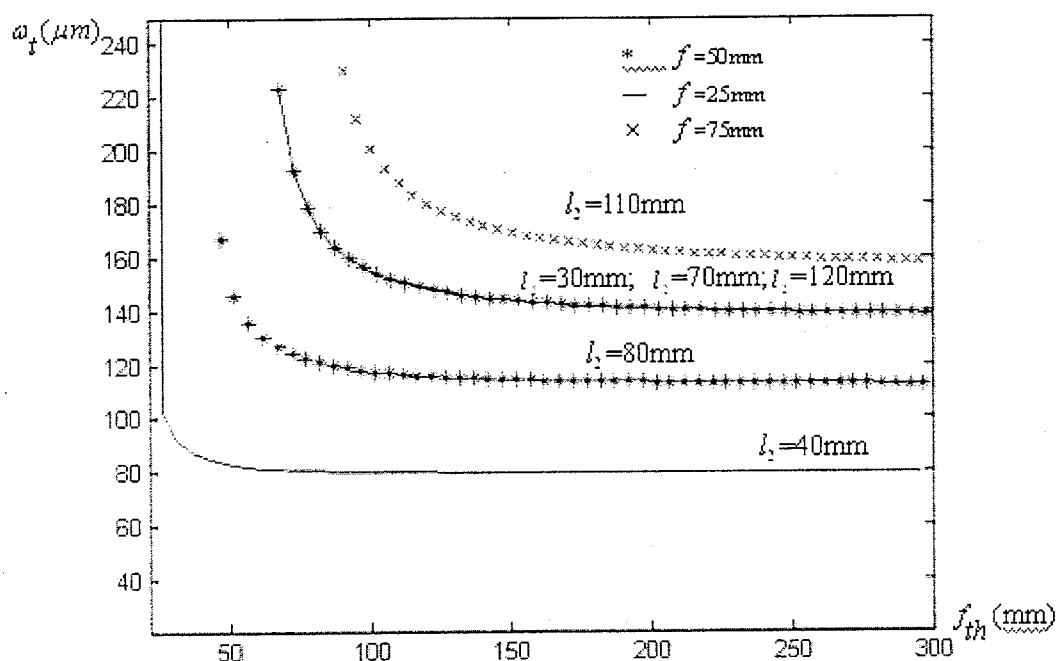


图 5-5 TEM₀₀ 模在 M₁ 镜处光斑半径随热透镜焦距的变化曲线

随着折叠镜焦距的变长热透镜的可变化范围缩小。另一方面虽然焦距很小的折叠镜能使热透镜的可变化范围增大, 但谐振腔的像散也随之增加, 因此我们必须依据泵浦功率的范围来选择合适的腔参数才能使得谐振腔具有足够大的可变化范围, 同时减小像散。同样我们可以依据泵浦光的光斑尺寸选择合适的 l_2 , 这样才能使得谐振腔兼具热稳腔和模式控制能力的同时从充分利用泵浦光的能量。

5.2.3 实验验证

为了验证我们的分析方法, 我们设计、建立了一套激光二极管端面泵浦的 Nd:GdVO₄ 激光器。采用双反射镜整形的高功率激光二极管阵列作为泵浦源, 聚焦透镜 $f=30\text{mm}$, 泵浦光斑半径为 $\omega_p=160\mu\text{m}$ 。使用简单的 V-型腔如图 5-2,

折叠镜的曲率半径 $r=100\text{ mm}$ 、 $l_2=70\text{ mm}$ 、 $l_1=112\text{ mm}$ 、 $r_1=r_2=\infty$ ， $5\times 5\times 1\text{ mm}^3$ 掺杂 1at% 的 $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ 为激光晶体，将其放在水冷的铜热沉中。由图 5-5 我们可以看出该谐振腔激光晶体处 TEM_{00} 激光模的光斑半径 $\omega_l=150\mu\text{m}$ ，满足激光模光斑尺寸比泵浦光斑尺寸略小的条件。

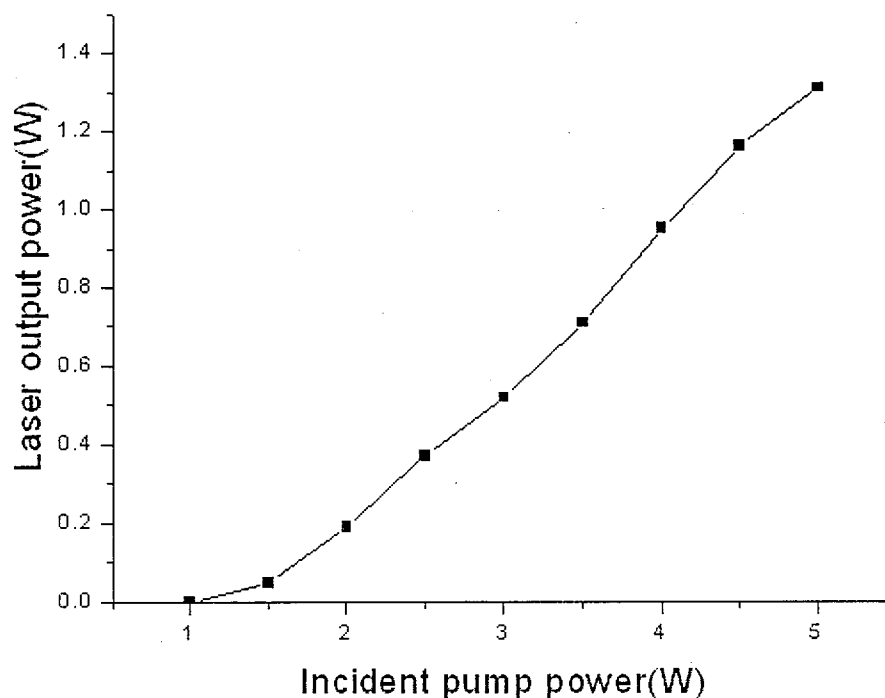


图 5-6 1063nm $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ 激光器输入输出特性曲线

测量的实验结果如图 5-6，在最大泵浦功率为 5W 时获得 1.3W 的 TEM_{00} 激光输出， $M_x^2 \approx M_y^2 = 1.3$ 。

6 倍频晶体

1961 年 Franken^[31]等人首次在非线形光学领域进行了二次谐波实验,这标志着非线形光学的诞生,此后非线形光学作为一个广泛的研究领域快速发展,呈现出多种新的光学现象和新的光学效应,如光倍频、光混频、光参量振荡、光学双稳等,从而在很大程度上扩展了激光波长范围,如目前利用倍频产生的全固态蓝光激光器。本章比较了目前适合倍频近红外光产生蓝光的倍频晶体,利用双轴晶体倍频原理^[32]计算了新型非线形晶体 BIBO 用于 946nm 倍频时的相位匹配角、有效非线形系数、走离角、允许角、允许温度以及允许波长。

6.1 适于倍频近红外产生蓝光的倍频晶体

对非线形晶体的一般要求可归结为:

- (1) 有效非线形系数大;
- (2) 容易生长成大尺寸且具有高的光学质量;
- (3) 物化性能稳定、热导率高、热膨胀系数小、不潮解、损伤阈值高、容易加工和抛光;
- (4) 大的允许角、宽的温度接受范围以及小的走离角;
- (5) 有大的透光范围,在该范围内附加损耗应该非常小;

显然要全部满足上述条件是困难的,这就要求我们在众多的非线形晶体中做出合理的选择。蓝光发展的初期由于当时基频光功率比较低,人们采用周期性极化的倍频晶体如周期性极化的 LiNbO_3 (PPLN)、周期极化的 KTiOPO_4 (PPKTP),进而引起了人们制备超晶格的研究热潮。尽管周期性极化的倍频晶体有效非线形系数非常大、损耗小、不存在走离效应等优点,但其制作工艺复杂,价格昂贵,到目前为止这种非线形晶体还没有达到用于器件化的水平。随着非线形晶体的发展,人们逐步把目光转向 KNbO_3 (KN)、 LiB_3O_5 (LBO)、 β - BaB_2O_4 (BBO) 晶体,参数见表 6-1,从表中可以看出虽然 KN 倍频晶体有效非线形系数高达 10.2pm/V 、走离角小,但其需要精确的控温设备,再加上容易发生畴反转、加工困难价格高等原因其应用范围受到了很大限制。而 LBO 有效非线形系数较小,但其走离角比 BBO 小得多,再加上其高的损伤阈值和高的光学质量,因此可以通过谐振腔设计减小晶体处的光斑尺寸,提高光功率密度增加倍频晶体的长度从而弥补非线形系数小的缺点倍受欢迎。BBO 晶体虽然有效非线形系数为 LBO 的两倍多,

但由于其走离角非常大,在一定程度限制了其使用范围。随着非线性材料的发展,目前出现了一种新型倍频晶体 BiB_3O_6 (BIBO), 由于其具有非常大的有效非线性系数、较小的走离角, 而且具有不潮解、物化性能稳定、损伤阈值高等特点, 从而引起了人们对其研究的兴趣。

表 6-1 KN、BBO、LBO 倍频参数(对 946nm)

倍频晶体	KN	BBO(单轴)	LBO(双轴)
匹配类型	I	I	I
匹配角(θ, φ)	90,60	25, -	90,19.3
有效非线性系数(pm/V)	10.2	2.0	0.81
走离角(mrad)	46.7	60.3	11.3
温度接受范围	0.49	23	7.29

6.2 适于倍频近红外产生蓝光的新型 BIBO 倍频晶体

BIBO 属于低对称的单斜晶系,1999 年首次被 H. Hellwig 等人^[34]生长。BIBO 晶体是一种新型非线性晶体,为光学双轴晶体,其折射率主轴(X,Y,Z)与结晶学主轴(a, b, c)不完全一致。该晶体点群 2, 空间群 C2, 故折射率主轴之一即为结晶学主轴, 由文献[35]可知折射率主轴 X 与结晶学主轴 b 重合, 透光波段为 286~2700nm, 突出特点是非线性系数非常大, 而且物化性能稳定、损伤阈值高。BIBO 不仅可以实现 1064nm 的倍频和三倍频, 而且还可实现 946nm 的倍频, 用于倍频 946nm 时的有效非线性系数高达 3.3pm/V。2000 年 H. Hellwig 再次总结了其线性光学特性^[35]。本节计算了其用于 946nm 倍频的相位匹配角、走离角、有效非线性系数、允许角、允许温度以及允许波长。

6.2.1 BIBO 倍频 946nm 的相位匹配角

对于 BIBO 晶体其主轴折射率对应的 Sellmeier 方程分别为^[35]:

$$n_x = 3.0740 + \frac{0.0323}{\lambda^2 - 0.0316} - 0.01337\lambda^2 \quad (6-1)$$

$$n_y = 3.1685 + \frac{0.0373}{\lambda^2 - 0.0346} - 0.01750\lambda^2 \quad (6-2)$$

$$n_z = 3.6545 + \frac{0.0511}{\lambda^2 - 0.0371} - 0.0226\lambda^2 \quad (6-3)$$

注: 波长 λ 以 μm 为单位

单轴晶体由于其光学主轴为 z 轴，具有回转对称性，所以在单轴晶体中三波相互作用容易解决，而双轴晶体中的折射率曲面在直角坐标系中为四次曲面缺乏对称性，其相位匹配曲线不能简单的求解。但其相位匹配原理与单轴晶体中相同，同样是求解光波在双轴晶体中传播时的折射率，以限定光波在晶体中的传输方向使得满足相位匹配条件。波矢为 $\vec{K}$ 的单色光波在双轴晶体中传播时电矢量有两个可能的振动面，分别对应快光(e_2)和慢光(e_1)如图 6-1，OA、OB 为双轴晶体的光轴，慢光、快光分别为 AHO 面和 BHO 面的内、外角平分面，OH 为波矢 $\vec{K}$ 的方向， Ω 为光轴与 z 的夹角、 δ 为慢光 e_1 与 ZHO 面的夹角，其值分别为：

$$\cot 2\delta = \frac{\cot^2 \Omega \sin^2 \theta - \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi}{\cos \theta \sin 2\varphi} \quad (6-4)$$

$$\tan \Omega = \frac{n_z}{n_x} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_y^2}} \quad (6-5)$$

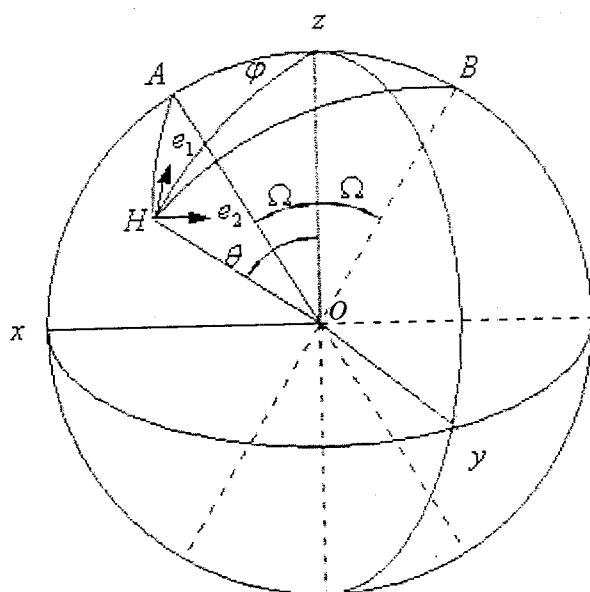


图 6-1 双轴晶体中光波偏振方向的传播

在双轴晶体的光学主坐标系中，规定 $n_z > n_y > n_x$ 和晶体为正常色散，则双轴晶体中三波相互作用方式与单轴晶体相同有两种相位匹配方式：

第 I 类 $e_1 + e_1 \rightarrow e_2$

第II类 $e_1 + e_2 \rightarrow e_2$

由于双轴晶体折射率面的复杂性,其类型很多而且三个主折射率大小次序不同,在不同波段这种次序还可能有所改变,所以不能用统一的算法解决。1967年, M.V.Hobden^[33]将可能的相位匹配情况分为十四类,为双轴晶体的计算提供了最早的正确路线。

为了形象而直观地表示每个波矢 $\bar{K}$ 的两个偏振方向对应的折射率,人们引入了折射率面,折射率曲面方程可写为:

$$\frac{k_x^2}{n^{-2} - n_x^2} + \frac{k_y^2}{n^{-2} - n_y^2} + \frac{k_z^2}{n^{-2} - n_z^2} = 0 \quad (6-6)$$

设主轴坐标系中,波矢 $\bar{K}$ 与 z 轴夹角为 θ , 其在 yox 平面的投影与 x 的夹角为 φ , 则 $k_x = \sin \theta \cos \varphi$, $k_y = \sin \theta \sin \varphi$, $k_z = \cos \theta$, 设 $a = n_x^{-2}$, $b = n_y^{-2}$, $c = n_z^{-2}$,

$$B = -\sin \theta \cos^2 \varphi (b + c) - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi (a + c) - \cos^2 \theta (a + b)$$

$$C = \sin^2 \theta \cos^2 \varphi bc + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi ac + \cos^2 \theta ab, \quad x = n^{-2} \text{ 则式(6-6)可改写为:}$$

$$x^2 + Bx + C = 0 \quad (6-7)$$

解方程(6-7)得:

$$n = \sqrt{2} / \sqrt{-B \pm \sqrt{B^2 - 4C}} \quad (6-8)$$

式(6-8)为波矢 $\bar{K}$ 的光波对应的两个偏振方向的折射率,式中取‘+’或‘-’分别对应 e_2 方向偏振的快光、 e_1 偏振方向的慢光。

根据双轴晶体 I 类相位匹配条件结合(6-8)得到如下方程:

$$\sqrt{2} / \sqrt{-B_1 - \sqrt{B_1^2 - 4C_1}} = \sqrt{2} / \sqrt{-B_2 + \sqrt{B_2^2 - 4C_2}} \quad (6-9)$$

其中 $a_1 = n_{x,\omega}^{-2}$ 、 $a_2 = n_{x,2\omega}^{-2}$ 、 $b_1 = n_{y,\omega}^{-2}$ 、 $b_2 = n_{y,2\omega}^{-2}$ 、 $c_1 = n_{z,\omega}^{-2}$ 、 $c_2 = n_{z,2\omega}^{-2}$ 、

$$B_1 = -\sin \theta \cos^2 \varphi (b_1 + c_1) - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi (a_1 + c_1) - \cos^2 \theta (a_1 + b_1) \quad ,$$

$B_2 = -\sin \theta \cos^2 \varphi (b_2 + c_2) - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi (a_2 + c_2) - \cos^2 \theta (a_2 + b_2)$ ，该方程可计算所有双轴晶体所有方向的 I 相位匹配角。

将基频光 $\lambda = 0.946 \mu\text{m}$ 及其倍频光 $\lambda = 0.473 \mu\text{m}$ 代入 BIBO 晶体的 Sellmeier 方程(6-1)、(6-2)、(6-3)得到：

$$n_{x,\omega} = 1.7605 \quad n_{y,\omega} = 1.7878 \quad n_{z,\omega} = 1.9220$$

$$n_{x,2\omega} = 1.7998 \quad n_{y,2\omega} = 1.8336 \quad n_{z,2\omega} = 1.9808$$

联立方程(6-9)利用 MATLAB 编程我们得到第 I II 卦限和 VVI 卦限的相位匹配曲线如图 6-2 和图 6-3。在 yoz 主折射率平面求解得到 $\theta = 161.7^\circ$ 和 18.3° ，即 BIBO 倍频 946nm 的相位匹配角为 $(\theta, \varphi) = (161.7^\circ, 90^\circ)$ 和 $(18.3^\circ, 90^\circ)$ 。

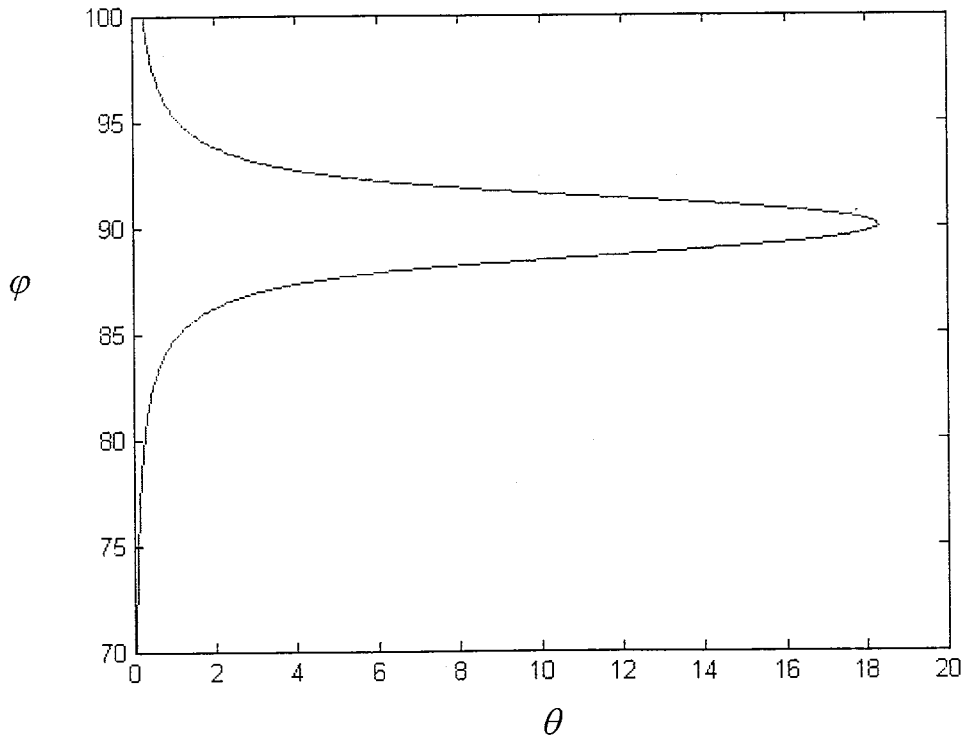


图 6-2 BIBO 晶体在第 I 和 II 卦限 I 类相位匹配曲线

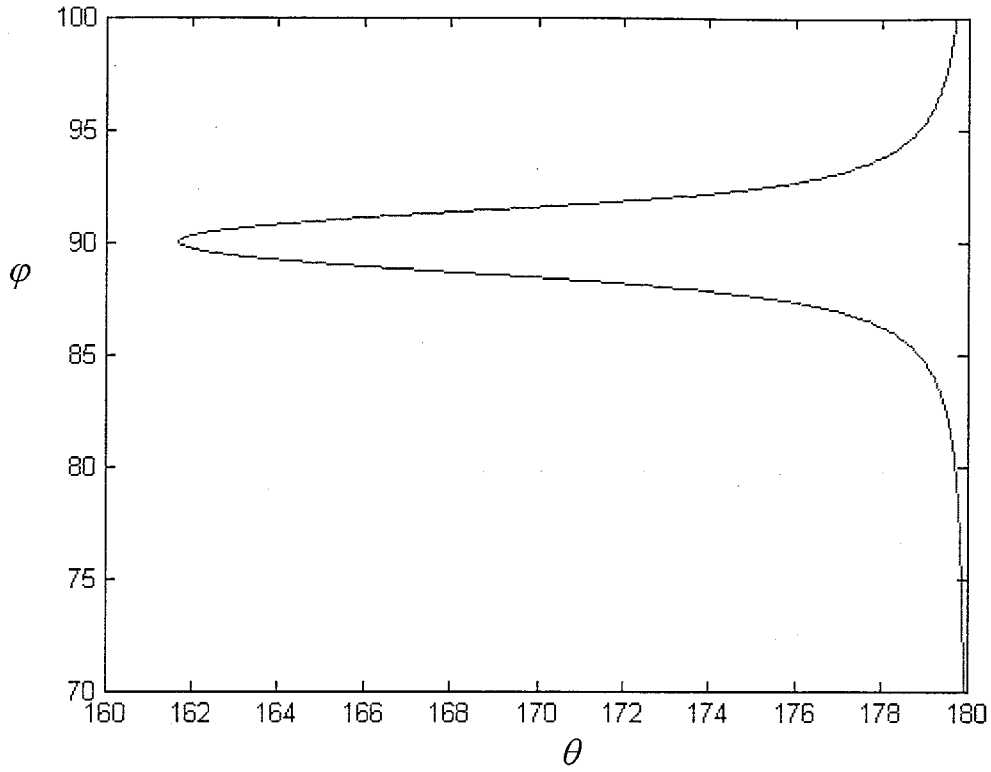


图 6-3 BIBO 晶体在第 V VI 卦限 I 类相位匹配曲线

6.2.2 BIBO 倍频 946nm 有效非线性系数的计算

为了提高双轴晶体中倍频转换效率,通常采用最佳相位匹配技术,即在相位匹配条件下,寻求满足使有效非线性系数 d_{eff} 达到最大值的条件,目前有三种计算方法包括 Hiromasa Ito^[36]的近似算法(认为光波波矢方向与能流方向重合)、姚建铨的两种精确算法^{[37][38]}。我们采用^[38]中算法,双轴晶体中波矢方向为 $\vec{K}(\theta, \varphi)$ 频率为 ω_i 光波两个偏振态的电位移矢量的单位矢量为:

$$b^e = \begin{vmatrix} \cos \theta \cos \varphi \cos \delta_i - \sin \varphi \sin \delta_i \\ \cos \theta \sin \varphi \cos \delta_i + \cos \varphi \sin \delta_i \\ -\sin \theta \cos \delta_i \end{vmatrix} \quad (6-10)$$

$$b^{e_2} = \begin{vmatrix} -\cos\theta \cos\varphi \sin\delta_i - \sin\varphi \sin\delta_i \\ -\cos\theta \sin\varphi \sin\delta_i + \cos\varphi \sin\delta_i \\ \sin\theta \cos\delta_i \end{vmatrix} \quad (6-11)$$

在主轴坐标系中，D 矢量与 E 矢量有如下关系：

$$\begin{vmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{vmatrix} \quad (6-12)$$

进而可以得到两个偏振态对应电场的单位矢量为：

$$a^{e_1}(\omega_i) = \frac{1}{P(\omega_i)} \begin{vmatrix} n_x^{-2} b_x^{e_1}(\omega_i) \\ n_y^{-2} b_y^{e_1}(\omega_i) \\ n_z^{-2} b_z^{e_1}(\omega_i) \end{vmatrix} \quad (6-13)$$

$$a^{e_2}(\omega_i) = \frac{1}{Q(\omega_i)} \begin{vmatrix} n_x^{-2} b_x^{e_2}(\omega_i) \\ n_y^{-2} b_y^{e_2}(\omega_i) \\ n_z^{-2} b_z^{e_2}(\omega_i) \end{vmatrix} \quad (6-14)$$

对于第 I 类相位匹配 d_{eff} 可表示为：

$$d_{eff} = a_i^{e_2} d_{ijk} a_j^{e_1} a_k^{e_1} \quad (6-15)$$

其中 d_{ijk} 为非线性晶体的二阶极化张量。根据对称性 $d_{ijk} = d_{ikj}$ ， d_{ijk} 将由原来的 27 个元素减少为 18 个。这样当选定具体晶体时， d_{ijk} 就将给定然后根据相位匹配曲线计算有效非线性系数， d_{ijk} 为最大时为最佳相位匹配条件。

为此结合上节计算的 BIBO 晶体倍频的相位匹配角 $(\theta, \varphi) = (161.7^\circ, 90^\circ)$ 和 $(18.3^\circ, 90^\circ)$ 、基频光和倍频光的主轴折射率，根据(6-4)和(6-5)可求得基频光

$(\Omega_{e_1}, \delta_{e_1})$ 和倍频光 $(\Omega_{e_2}, \delta_{e_2})$ 的值分别为 $(25.7^\circ, 0)$ 、 $(27.2^\circ, 0)$ ，进而根据(6-10)、(6-11)、(6-13)以及(6-14)计算出基频光和倍频光电场矢量的单位矢量分别为 $(0, -0.9614, -0.2751)$ 、 $(-1, 0, 0)$ 。

BIBO 晶体在压电轴坐标系中的非零元素^[35]变换到光学主轴坐标系中的非零元素为：

	$d/(pm/V)$		$d/(pm/V)$
d_{11}	$\pm 2.53(8)$	d_{26}	$\pm 2.8(2)$
d_{12}	$\pm 2.3(2)$	d_{35}	$\mp 0.9(1)$
d_{13}	$\mp 1.3(1)$	d_{36}	$\pm 2.4(3)$
d_{14}	$\pm 2.3(2)$	d_{25}	$\pm 2.4(3)$

将求得基频光和倍频光的电场单位矢量以及 BIBO 的非零元素代入(6-15)可得到两个相位匹配方向 $(\theta, \varphi) = (161.7^\circ, 90^\circ)$ 和 $(18.3^\circ, 90^\circ)$ 的有效非线性系数分别为 $3.24 pm/V$ 、 $0.81 pm/V$ ，因此我们选择 $(\theta, \varphi) = (161.7^\circ, 90^\circ)$ 为 946nm 倍频的最佳匹配方向。

6.2.3 BIBO 晶体倍频 946nm 走离角的计算

在非线性晶体中光波的走离角 α 是指波矢方向 $\vec{K}(\theta, \varphi)$ 与能流传播方向 $\vec{S}$ 之间的夹角，由于晶体中某一偏振光波的电场矢量 $\vec{E}$ 、电位移矢量 $\vec{D}$ 、波矢 $\vec{K}(\theta, \varphi)$ 以及能流 $\vec{S}$ 均处在同一平面内，且有 $\vec{D} \perp \vec{K}$ ， $\vec{E} \perp \vec{S}$ 所以光波的走离角也是光波的电场矢量 $\vec{E}$ 和电位移矢量 $\vec{D}$ 之间的夹角，因此可得到光波走离角 α 为：

$$\alpha_i = \frac{\left[\frac{b_x^{e_1}(\omega_i)}{n_x(\omega_i)} \right]^2 + \left[\frac{b_y^{e_1}(\omega_i)}{n_y(\omega_i)} \right]^2 + \left[\frac{b_z^{e_1}(\omega_i)}{n_z(\omega_i)} \right]^2}{\left\{ \left[\frac{b_x^{e_1}(\omega_i)}{n_x^2(\omega_i)} \right]^2 + \left[\frac{b_y^{e_1}(\omega_i)}{n_y^2(\omega_i)} \right]^2 + \left[\frac{b_z^{e_1}(\omega_i)}{n_z^2(\omega_i)} \right]^2 \right\}^{1/2}} \quad (6-16)$$

把前面计算的基频光和倍频光的电场单位矢量和主轴折射率代入上式求得

基频光和倍频光的走离角分别为 40.7mrad、0mrad，由此我们可以得 BIBO 晶体的走离角为 40.7mrad。

6.2.4 BIBO 晶体倍频 946nm 允许参量的计算

晶体中某一频率为 ω_m 的光波在一定温度 T_m 沿某个相位匹配方向 (θ_m, φ_m) 入射满足 $\Delta k = 0$ 即可实现完全相位匹配。但在实际中由于温度变化 ΔT 、光波存在一定带宽 $\Delta\lambda$ 、入射方向偏离 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\varphi$ 等影响导致 $\Delta K \neq 0$ ，从而频率转换效率下降。为了衡量这些偏离对频率变换的影响，通常规定一个相位失配量 $\Delta k = \pm \frac{\pi}{l}$ ，此时效率下降至最大值的 $\frac{4}{\pi^2}$ ，这个相位失配量 ΔK 称为匹配宽度，满足匹配宽度的 $\Delta T(\Delta T \cdot l)$ 、 $\Delta\lambda(\Delta\lambda \cdot l)$ 、 $\Delta\theta(\Delta\theta \cdot l)$ 或 $\Delta\varphi(\Delta\varphi \cdot l)$ 等称为允许参量。

双轴晶体中三波相互作用时偏离相位匹配温度 ΔT ，产生的相位失配 ΔK 为：

$$\Delta K = K(\omega_3) - K(\omega_2) - K(\omega_1) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\omega_3) - \frac{2\pi}{\lambda} n(\omega_2) - \frac{2\pi}{\lambda} n(\omega_1) \quad (6-17)$$

对 I 类匹配，式中 $n(\omega_1), n(\omega_2)$ 为慢光 e_1 的折射率， $n(\omega_3)$ 为快光 e_2 的折射率；

对 II 类匹配 $n(\omega_2), n(\omega_3)$ 为快光 e_2 的折射率， $n(\omega_1)$ 为慢光 e_1 的折射率。

考虑到 T 在 T_m 附近的变化，可以对 Δk 分别在 T_m 处泰勒展开：

$$\Delta k = \left. \frac{\partial \Delta k}{\partial T} \right|_{T=T_m} \Delta T + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial T^2} \right|_{T=T_m} (\Delta T)^2 + \dots \quad (6-18)$$

以及匹配宽度为：

$$\Delta k = \pm \frac{\pi}{l} \quad (6-19)$$

联立以上两个方程我们便可求得允许参量值 ΔT ，

当波矢 $\vec{K}$ 偏离相位匹配方向 (θ_m, φ_m) 沿 $(\theta_m + \Delta\theta, \varphi_m + \Delta\varphi)$ 方向传播时或偏离

中心波长 λ_m 具有一定带宽 $\Delta\lambda$ ，我们同样可以在最佳相位匹配处作泰勒展开，联立匹配宽度求得对应的允许参量。

根据以上理论由 BIBO 晶体倍频 946nm 的相位匹配角，我们可以求得允许参量 $\Delta\theta \cdot l = 1.29 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$ 、 $\Delta\phi \cdot l = 1.29 \text{ mrad} \cdot \text{cm}$ 。由于未见到关于 BIBO 晶体折射率温度系数的报道，故对允许温度没有详细计算，有文献报道其值 $\Delta T \cdot l = \infty \text{ K} \cdot \text{cm}$ 。

7 实验结果

以前各章分别对二极管泵浦的全固态蓝光激光器各组成部分进行了详细的分析,最终目的就是为了设计合理的实验装置,获得高效、结构紧凑、光束质量好、性价比高且稳定的蓝光激光器。本章分别叙述了 LDA 温度特性测试、高掺 2at%Nd:YAG 946nm 激光器、1at% Nd:YAG 946nm 激光器、1at% Nd:YAG 吸收系数测量、蓝光输出实验。

7.1 LDA 温度电流特性

半导体激光器作为固态激光器的泵浦源有着灯泵无法比拟的优点,但由于其具有波长随温度飘移的特性,如果不对其控温可能会大大降低其泵浦的固态激光器的效率,为此我们对其温度电流特性进行了测试。设定 LDA 恒定波长为 808nm,我们测量了 LDA 温度电流特性获得的曲线如图 7-1,并对恒定波长时温度电流进行了线性拟合 $Y=37.6-0.8X$ 。

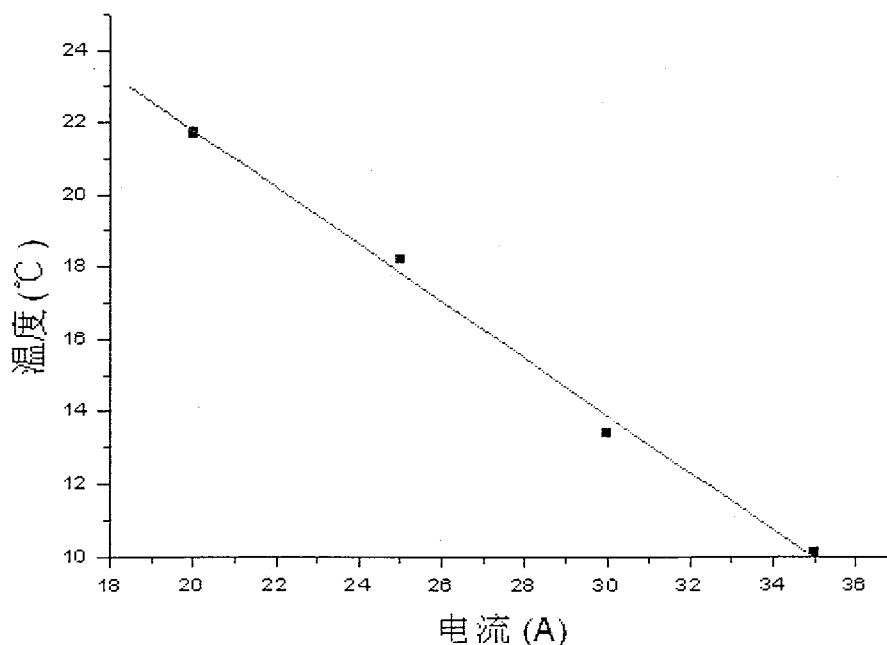


图 7-1 LDA 波长为恒定时温度电流特性曲线

7.2 高掺 2at%Nd:YAG946nm 连续运转实验结果

实验装置如图 7-2, 激光晶体 Nd:YAG 2at%掺杂, 尺寸为 $5 \times 5 \times 1 \text{mm}^3$, 发射中心波长为 808nm 的高功率激光二极管阵列经第 2 章介绍的泵浦耦合装置整形聚焦入射到激光晶体上, 泵浦光斑直径约为 $300 \mu\text{m}$ 。在晶体的两端镀合适的膜系如图 7-2 所示以保证 946nm 激光谱线起振而抑制其它谱线的振荡, 根据 4.2 节分析 1064nm、1320nm 的透过率应大于 70%。为了更好的满足以上条件, 一般采用在 Nd:YAG 晶体 S_1 面镀 946nm HR($R > 99.5\%$)、808nm HT($T > 90\%$)同时满足 1064nm、1320nm 的透过率大于 70%, 再加上激光介质对泵浦光的吸收引起局部温度升高引发了端面效应, 因此这种膜系对镀膜技术提出了很高的要求。为了降低镀膜的难度我们在 S_1 面对 1064nm、1320nm 不做要求, 即使这样蒸发镀膜的方式也很难满足, 原因在于利用该方法所得膜层密度不高, 从而在激光晶体冷却的过程中使得膜层中间含有一些水蒸气, 而 946nm 波长正是水蒸气的吸收峰, 在 946nm 振荡时由于对 946nm 的强烈吸收, 进而对膜层产生致命的损坏, 而离子束辅助镀膜由于其较高的膜层密度, 一般都能达到要求。在 S_2 面我们采用价格较为便宜的蒸发镀膜方式即可满足 946nm AR($R < 0.5\%$)、1064nm&1320nm HT($T > 70\%$), 输出耦合镜镀有 946nm 部分透射, 其透过率为 $T=2\%$ 和 $T=3.3\%$ 两种, 同时满足 1064nm HT($T > 90\%$)的双色膜。另一方面由于 946nm 激光为准三能级, 晶体温度升高会大大提高基态粒子束占据, 从而使阈值增加, 目前国内外普遍采用离子交换技术在掺杂晶体的两端通过离子键合粘有未掺杂晶体降低温度的升高, 这种复合式激光晶体这可大大减小激光晶体的热效应^[39], 但其价格非常昂贵, 而我们使用的是普通激光晶体, 因此制冷是非常重要的, 为此我们把激光晶体的放在水冷的铜热沉中, 与铜热沉接触的面上放有薄的铜片以增加热接触, 提供良好的热传导, 从而对其实现了很好的冷却。

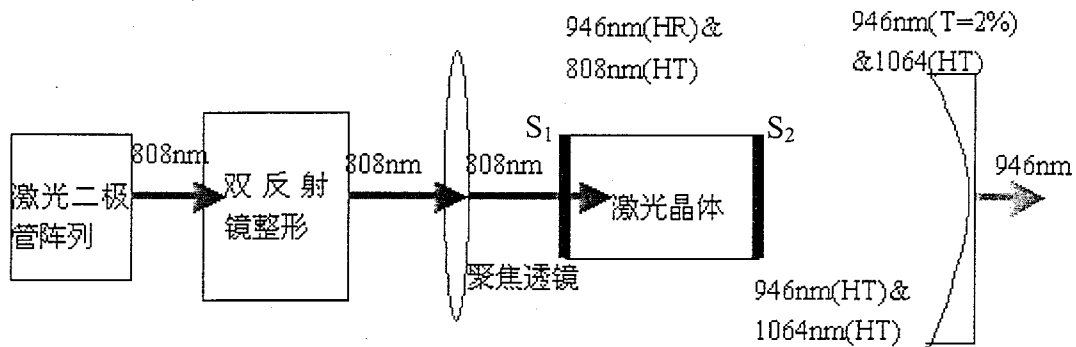


图 7-2 直腔 946nm 激光器实验装置图

实验中根据我们 7.1 节 LDA 温度电流特性拟合结果通过温度调节控制其发

射波长在 Nd:YAG 的中心吸收波长 808nm, 精心调节各光学元件使激光运行在最佳状态, 利用 Ocean Optics 公司微型光纤光谱仪测量耦合输出镜后的光谱如图 7-3; 由光谱图可以清楚的看出我们的膜系设计完全抑制了 1064nm 和 1320nm 谱线的振荡。

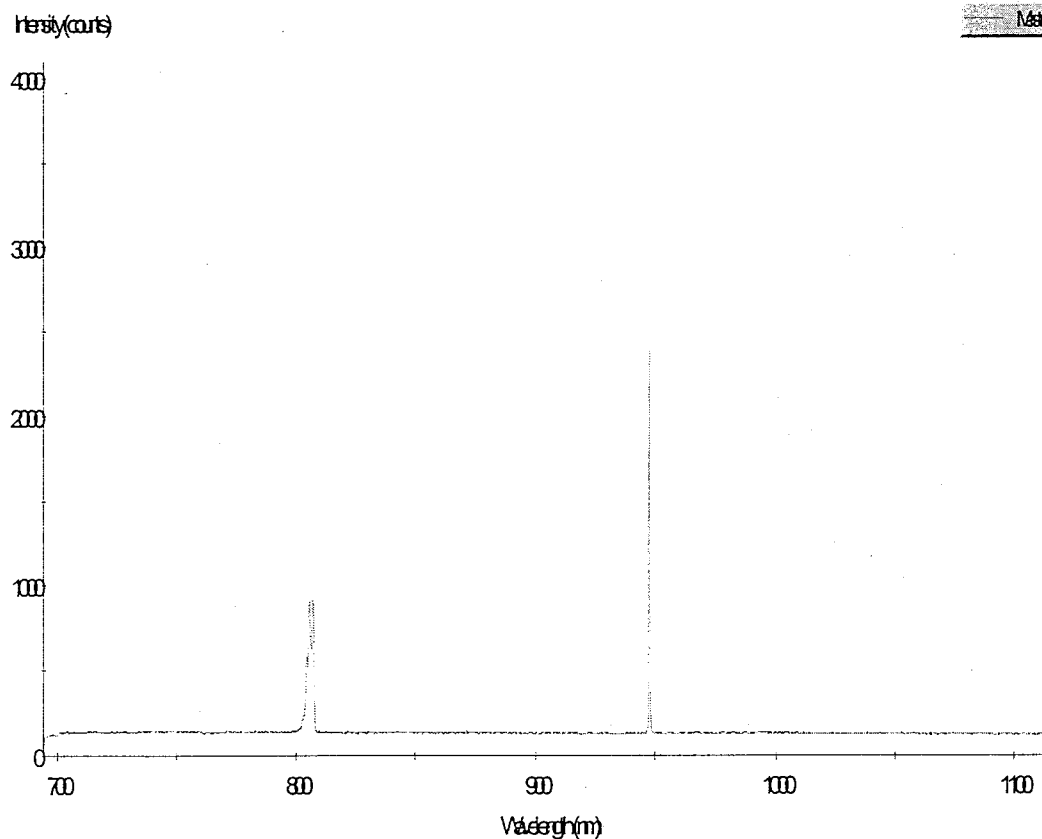


图 7-3 946nm 耦合输出镜后的光谱图

采用直腔如图 7-2, 输出镜的曲率半径为 100mm, 腔长为 60mm, 在输出耦合为 2% 时利用 Molectron EPM1000 功率计测得了输入输出曲线, 其图为图 7-4。从图中可看出随着泵浦功率的增加, 946nm 激光的输出不再增加, 从而推断可能有饱和效应出现, 可能是由于输出镜的透过率过低造成。但停止泵浦后发现膜层有类似融化的迹象, 而且激光晶体有轻微的断裂, 进而我们推断这种高掺 Nd:YAG 晶体生长质量可能存在问题。

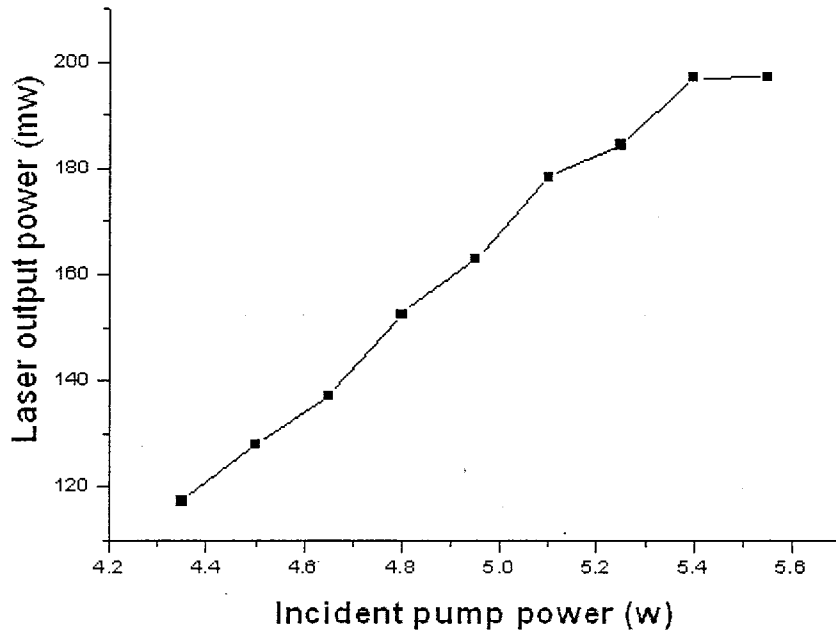


图 7-4 高掺 2%Nd:YAG 946nm 输入输出特性曲线

7.3 直腔 Nd:YAG 946nm 连续运转实验结果

实验装置与 7.2 节相同，激光晶体 Nd:YAG 1at%掺杂，尺寸为 $\phi 2.5 \times 3 \text{mm}^3$ 的圆柱棒，泵浦耦合装置与 7.2 节相同，泵浦光斑直径为 $300 \mu\text{m}$ 。在晶体的两端镀有 7.2 节相同的膜系。但激光晶体的冷却与上节不同，我们在激光晶体的周围缠有薄的铜片，将其放在水冷的铜热沉中压紧以增加热接触，提供良好的热传导，从而对其实施很好的冷却。

实验中我们同样调节 LDA 温度控制其发射波长在 Nd:YAG 的中心吸收波长 808nm，精心调节各光学元件使激光运行在最佳状态。采用直腔如图 7-2，输出镜的曲率半径为 100mm，腔长为 60mm，在输出耦合分别为 2%和 3.3%时利用 Molectron EPM1000 功率计测得了输入输出曲线，其图分别为图 7-5、图 7-6，对比两条曲线可以看出输出耦合为 2%时呈现出一定的饱和现象，这可能由于较低的耦合输出所致。从图中还可看出在泵浦功率为 3.6W 时激光输出功率明显增加，斜率效率迅速增加，说明此时腔内的循环功率密度已经饱和再吸收损失。

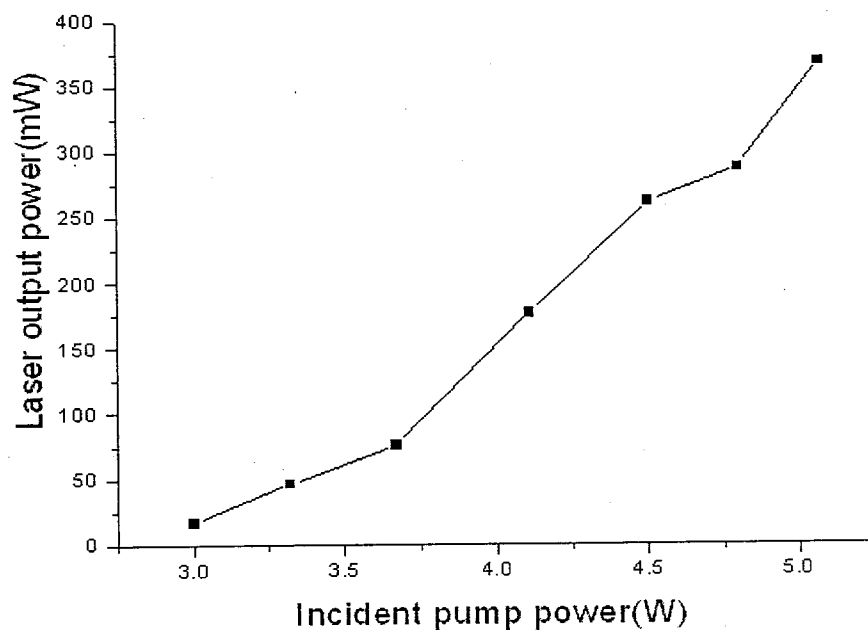


图 7-5 耦合输出为 3.3%时输入功率与输出功率关系曲线

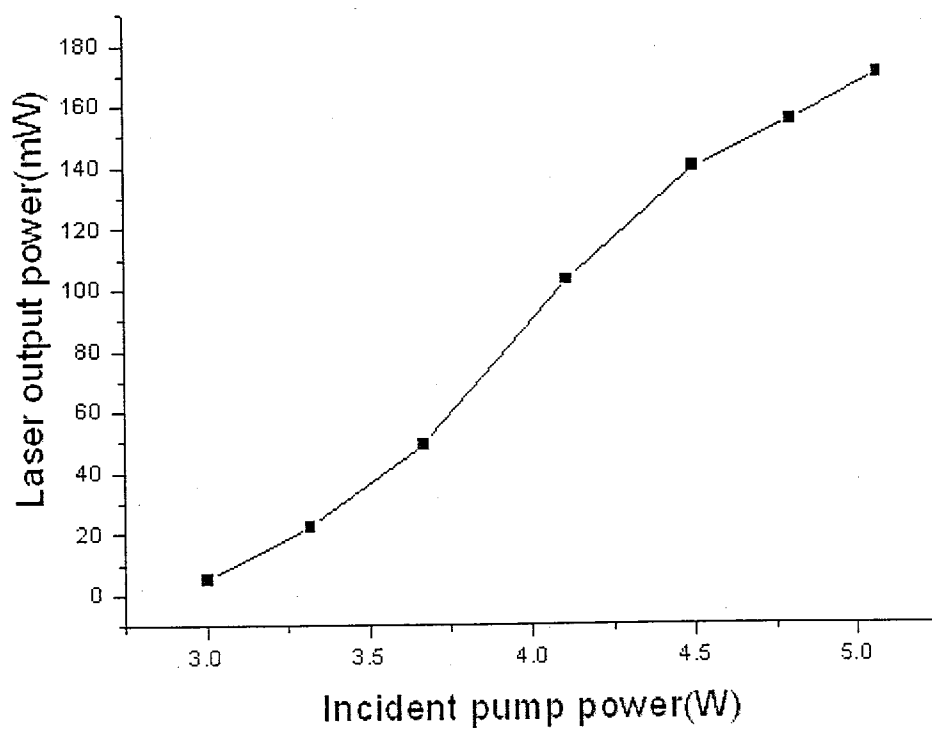


图 7-6 耦合输出为 2%时输入功率与输出功率关系曲线

利用平顶高斯光束近似, 根据热透镜估算公式[29]:

$$f_t = \frac{2\pi K_c \omega_p^2}{P_i \gamma \eta_a (\partial n / \partial T)} \quad (7-1)$$

使用参数 K_c 和 $\partial n / \partial T$ 见表 3-1、 $\gamma=0.32^{[29]}$, 入射泵浦功率为 5W 时热透镜焦距 $f_t=218\text{mm}$, 进一步根据 5.1 节光学谐振强的图解设计理论计算得到激光晶体处光斑尺寸 $\omega_l=126\mu\text{m}$ 。使用参数 $\eta_p=0.68$ 、 $L_i=0.02$, 根据式(4-2)耦合输出分别为 2%、3.3%时阈值泵浦功率阈值功率分别为 1.5W、1.7W, 而测得的激光阈值为 2.5W、2.6W, 这主要是由于泵浦光斑尺寸比激光光斑尺寸略大及假设的量子效率过高的缘故。在 5W 的泵浦功率输出耦合为 3.3%时获得最大 368mW 的 946nm 输出, 光光转化效率为 7.38%, 斜效率为 15.3%, 透过的泵浦功率为 1.4W, 因此我们可以计算泵浦光的吸收系数为 $\alpha = 4.24\text{cm}^{-1}$, 这与我们的理论分析设定的吸收系数基本吻合。

7.4 直腔 Nd:YAG 1053nm 激光器

在进行蓝光实验时, 我们利用直腔耦合输出镜为 946nm HR($R>99.5\%$)&473nm HT($T>90\%$), 同时满足 1064nm、1320nm 的透过率大于 70%, 曲率半径为 100mm, 腔长 55mm。放置倍频晶体后精心调节光路, 没有发现蓝光输出, 但观察到很强的红外激光输出, 经 Ocean Optics 公司微型光纤光谱仪测量输出的光谱如图 7-7, 从图中可以清楚地看到出现了 1053nm 激光振荡, 946nm 的激光被抑制。

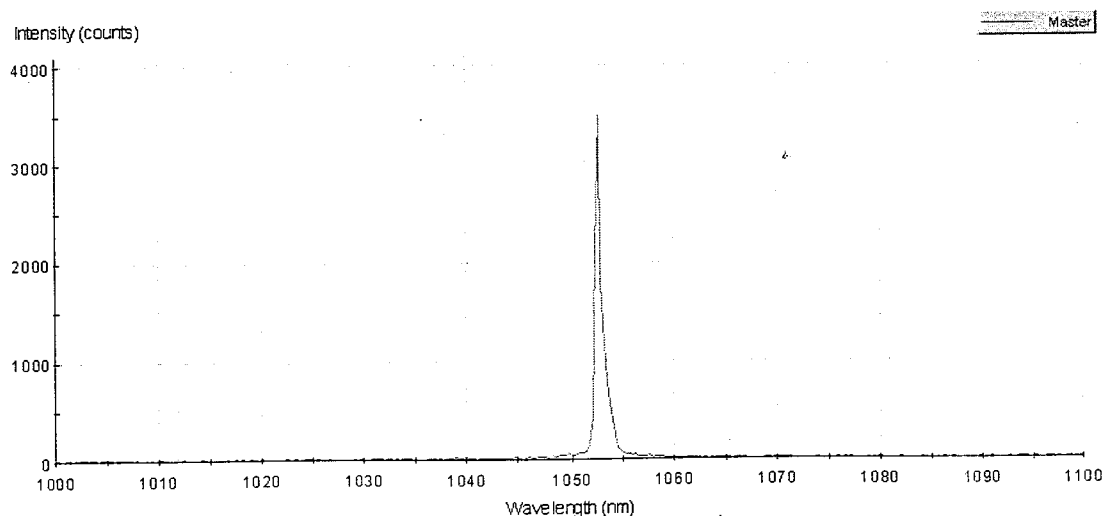


图 7-7 473nm 耦合输出镜后的光谱图

为了找出 1053nm 起振原因,我们重新测量了该耦合输出镜的透过曲线,发现其对虽然满足对 1064nm 透过率大于 70%的要求,但对 1053nm 的透过率只有 7.7%,而激光晶体作为腔镜的一端对 1053nm 的反射率 $R>99.5\%$,进而通过计算发现此条件下 1053nm 谱线激光振荡的阈值小于 946nm 激光振荡的阈值,因而先建立了激光振荡,消耗了反转粒子数,抑制了 946nm 的激光振荡。因此为了形成 946nm 激光振荡,在设计膜系时除了考虑 1064nm 和 1340nm 波长外,还应考虑 Nd:YAG 其它较强发射谱线处的透过率。

7.5 直腔蓝光实验结果

为了解决上述问题,我们重新镀制了 946nm HR($R>99.5\%$)&473nm HT($T>90\%$)的蓝光输出耦合镜,使其在 1053nm 处也满足 $T>70\%$ 的要求,进一步开展直腔蓝光实验。实验装置如图 7-2,输出耦合镜镀曲率半径 $R=100\text{mm}$,腔长 65mm,倍频晶体 BIBO 两端镀有 946nm 和 473nm 双增透膜($R<0.5\%$),紧靠激光晶体放置,尺寸为 $2\times 2\times 5\text{mm}^3$,实验中没有对其冷却。

蓝光输出经滤光片($R>99.5\%$ @946nm & $T>93\%$ @473nm)后用 Molectron EPM1000 功率计进行测量。由于激光晶体作为腔镜的一端没有镀 473nm HR,故在输出端测得的功率应该为整个蓝光输出的一半。考虑到双端输出,蓝光输入输出特性曲线如图 7-8,阈值功率为 2W,在 5W 的泵浦功率下获得 240mW 的蓝光输出,光光转化效率为 4.8%,斜效率为 8%,倍频转换效率为 65%,此时测量被滤光片反射的基频光仅为毫瓦量级。

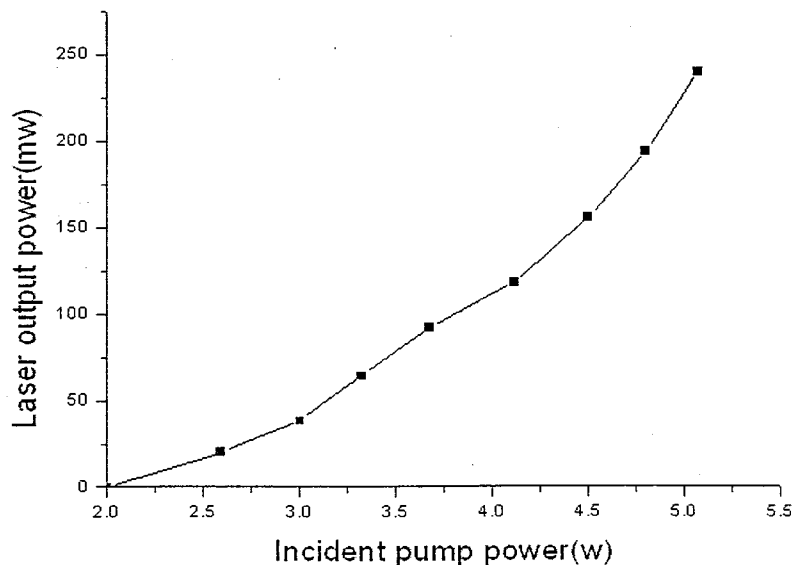


图 7-8 直腔蓝光输入输出特性曲线

实验中发现泵浦功率在 3W 时蓝光输出明显增加,由图 7-8 也可看出此后斜率效率明显增加,泵浦功率为 4.1W 时斜率效率进一步增加到 14%,这主要由于此时腔内的循环功率密度进一步饱和再吸收损失。

7.6 折叠腔蓝光实验结果

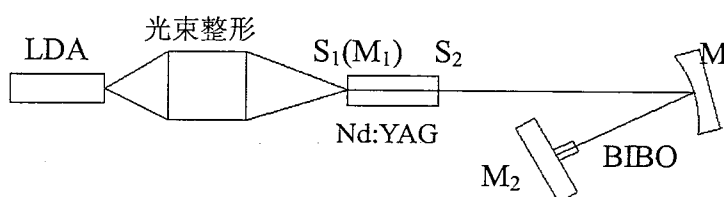


图 7-9V-型折叠腔蓝光实验装置图

实验装置如图 7-9, 激光晶体的一个端面同直腔一样作为谐振腔的端镜 M_1 , 镀有同样的膜系, 另一个端镜 M_2 使用平面镜, 镀有 946nm HR($R>99.5\%$)和 473nm HR($R>99\%$), 折叠镜曲率半径 $r=100\text{mm}$, 镀有 946nm HR($R>99.5\%$)、473nm HT($T>90\%$)、1064nm&1320nm&1053nm HT($T>90\%$)的多色膜, $l_1=138\text{mm}$, $l_2=65\text{mm}$, 两端镀有 946nm AR($R<0.5\%$)&473nm AR($R<0.5\%$)双色膜的倍频晶体 BBO 紧靠端镜 M_2 放置, 同样也没有对其冷却, 利用 5.2 节方法模拟激光晶体和倍频晶体处光斑半径随热透镜焦距的变化曲线如图 7-10, 从曲线可以看出该腔满足热稳腔条件同时兼顾充分利用泵浦光的能量和倍频晶体处的光斑大小。

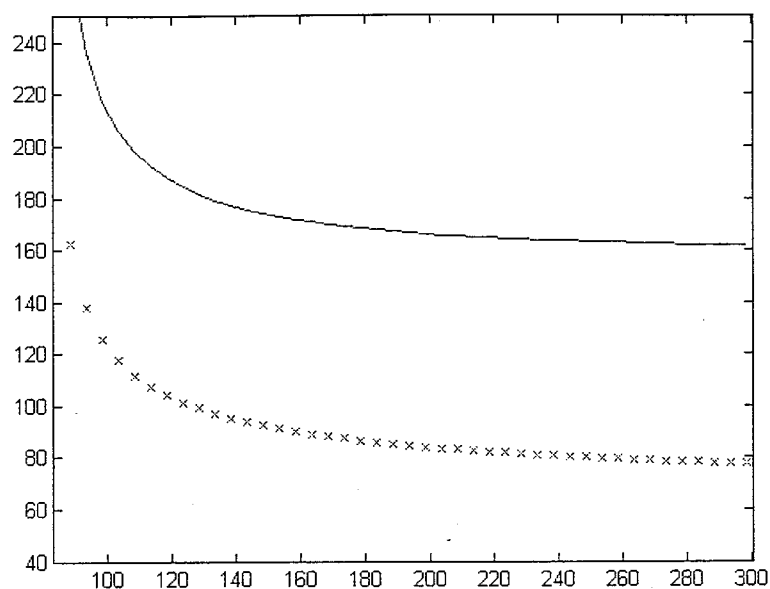


图 7-10 V-型折叠腔激光晶体和倍频晶体处光斑尺寸随热焦距的变化曲线

同样通过滤光片后测得的输入输出特性曲线如图 7-11, 阈值泵浦功率 2.1W, 在 5W 的泵浦功率时通过折叠腔输出 82mW 的蓝光输出, 光斑略显椭圆, 光光转化效率 1.6%, 斜效率为 2.5%。

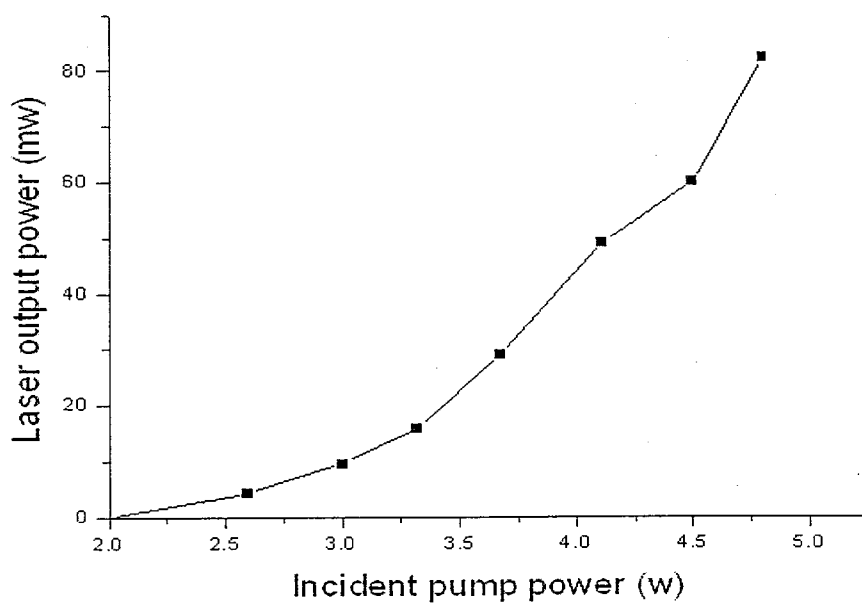


图 7-11 折叠腔蓝光激光器输入输出特性曲线

比较 7.5 节的结果,发现 V 型腔与直腔相比效率偏低,这与预期的效果恰好相反,经过分析认为由以下原因所致:

(1) 实验中发现折叠腔镜透过的功率中基频光约占 40%,从而降低了腔内基频光的功率密度,导致倍频效率的降低*。

(2) 没有考虑靠近倍频晶体端腔镜漏出以及折叠镜没有透过的蓝光。

(3) 根据 6.2.3 节计算的 BIBO 晶体的走离角,倍频晶体为 5mm 时基频光走离量为 $203\ \mu\text{m}$,由前面估算的热焦距 $f = 218\text{mm}$ 结合图 7-10 可知倍频晶体处的光斑半径为 $80\ \mu\text{m}$,进而可推断出在倍频晶体中基频光与倍频光的相互作用长度明显缩小,导致倍频效率的降低。

*注: 折叠腔使用的腔镜上的膜系与直腔使用的腔镜的膜系是两次镀膜的结果,但对 946nm 要求都是高反膜(HR $R > 99.5\%$),这可能是由于折叠腔镜上的镀膜没有达到我们的要求。

8 总结和展望

本文首先简述产生蓝光的各种方式、蓝光应用、国内外发展现状。随后介绍了目前激光二极管整形原理,利用双反射整形方法对激光二极管阵列进行了整形实验,根据准三能级特性对激光晶体进行了比较,准三能级激光器分析及设计,根据推导的公式进行了数值模拟,模拟结果证实了阈值最小时的最佳激光晶体长度与一定激光输出时的最佳激光晶体长度并不一致,这反映了满足阈值最小时的激光晶体长度并不一定满足激光斜效率最大,因此在设计准三能级激光器的晶体长度时要兼顾阈值的同时也要考虑激光的斜效率。使用光学谐振腔的图解分析和设计方法设计了 V-型谐振腔并给出一种简单有效的设计的方法,该方法被激光二极管泵浦的 Nd:GdVO₄ 激光器所证实。针对目前可用于倍频近红外产生蓝光的非线性晶体进行了比较,详细计算了新型非线性晶体 BIBO 用于倍频 946nm 时的参数。根据前面单元器件的分析设计出合理的整体方案,在 5W 的泵浦功率下采用直腔获得 368mW 的 946nm 的激光输出,加入倍频晶体后采用直腔和折叠腔分别获得 240mW 和 82mW 的输出,原理上折叠腔比直腔效果要好,我们却得到了相反的结果,为此做了详细分析。

展望未来。本人认为还有以下工作需要进一步努力:

- (1) LDA 慢方向需要准直,泵浦整形装置需要进一步的改善。
- (2) 采用直腔时在激光晶体和倍频晶体之间加上谐波反射镜,减小蓝光对激光晶体的影响以及激光晶体对蓝光的吸收,进而获得单端的蓝光输出。
- (3) 谐振腔设计需进一步优化。

相信随着非线性晶体的出现、镀膜技术的发展,全固态蓝光激光器的发展将趋于完善,从而在激光应用领域中发挥应有的作用。