

分类号: TN248.1

密 级: 公 开

U D C: D10621-407-(2009)2690-0

编 号: 2005032042

# 成 都 信 息 工 程 大 学

## 学 位 论 文

二极管泵浦激光器谐振腔技术及输出模式特性分析

论文作者姓名:

XXX

申请学位专业:

XXXX

申请学位类别:

工学学士

指导教师姓名(职称):

XXX (工程师)

论文提交日期:

XXXX 年 XX 月 XX 日

# 二极管泵浦激光器谐振腔技术及输出模式特性分析设置

## 摘 要

随着大功率激光二极管(LD)生产工艺的成熟和制造成本的下降,激光二极管泵浦固体激光器(DPSSL)得到了越来越广泛的应用。本文介绍了全固态激光器的工作原理及基本结构,如光泵浦系统、增益介质和谐振腔。全固态激光器中不可避免存在热效应,它是影响输出光功率的重要因素。在介绍谐振腔设计基本原理的基础上,详细分析了基模动态稳定腔以及双棒串接腔,有效地减小热效应。进一步对谐振腔内的模式进行理论分析,以菲涅尔-基尔霍夫衍射积分为理论基础,运用Fox-Li数值迭代法,编写数值计算程序模拟了不同形式平行平面腔内本征模式分布,以及腔镜倾斜扰动对模式分布的影响,并从中得出相关的研究结论。

**关键词:** 激光技术; 全固态激光器; 谐振腔; Fox-Li 迭代法; 模式特性

# 目 录

论文页数：13 页

1 引言.....	1
2 全固态激光器的光泵浦系统及热效应分析.....	2
2.1 全固态激光器的概述.....	2
2.1.1 全固态激光器的基本结构.....	2
2.1.2 全固态激光器的增益介质.....	3
2.2 激光二极管泵浦方式.....	5
2.2.1 端面泵浦 .....	5
2.2.2 侧面泵浦 .....	6
2.3 全固态激光器中热效应分析.....	6
2.3.1 热效应的理论研究.....	7
3 全固态激光器的谐振腔技术.....	9
3.1 热透镜效应的传输矩阵理论分析.....	9
3.2 全固态激光器常用谐振腔.....	9
3.2.1 基模动态稳定腔的基本原理.....	9
3.2.2 多棒串接腔的基本原理.....	12
结 论.....	14
参考文献.....	15

## 表目录

表 1 Nd:YAG 的热性 .....	5
----------------------	---

## 图目录

图 1 激光二极管泵浦的固体激光器装置图.....	3
图 2 Nd:YAG 晶体中 Nd <sup>3+</sup> 能级图.....	4
图 3 LD 侧面泵浦固体激光器原理示意图.....	6
图 4 含热透镜的一般多元件约束稳定腔.....	9
图 5 典型双棒串接腔示意图.....	12



## 1 引言

自 1960 年, 美国科学家 T. H. Maiman 用脉冲氙灯激励红宝石晶体, 获得了 694.3 nm 的激光输出以来, 由于激光具有好的单色性、相干性、方向性及高亮度, 各类激光器及激光技术发展极为迅速, 激光技术已经对国民经济、国防建设、科学技术产生了深远影响。

其中, 由于固体激光器具有输出能量大、峰值功率高、器件结构紧凑、便于光纤耦合、使用寿命长和单元技术成熟等优点, 所以它的发展尤为突出。但是固体激光器转化效率低, 热效应严重等不足, 使输出功率和光束质量得不到明显提高, 大大限制了其发展, 致使 20 世纪 70 年代固体激光器发展日趋缓慢。

20 世纪 80 年代, 针对传统固体激光器的不足, 放弃了常规惰性气体放电灯泵浦方式, 采用与固体激光介质的吸收峰相匹配的激光二极管 (简称 LD) 泵浦方式, 使固体激光器的效率大大提高, 从而达到减少热效应, 改善光束质量及提高稳定性的目的, 这类激光器被称为激光二极管泵浦的固体激光器 (Laser Diode Pump Solid-State Laser, 简称 LDSSL 或 DPL), 亦称全固态激光器 (All Solid-State Laser)。与传统的灯泵固体激光器比较而言, DPL 具有效率高、热效应小、器件结构紧凑、输出功率高和光束质量高、寿命长等特点。目前, DPL 经走向实用化, 在光通信、军事、医疗、航天航空、国防、激光加工及科研等领域中逐渐出现大规模应用的趋势。

激光二极管泵浦的固体激光器的增益介质泵浦吸收谱线和已有大功率半导体激光器发射波长相匹配是构成 DPL 的必要条件。为了使波长准确匹配, 往往要对激光二极管进行温控。目前, 适用于这种激光器的固体增益介质有 Nd:YAG, Nd:YVO<sub>4</sub>, Cr:LiSAF, Nd:YLF 等。其增益介质形状一般有圆柱形、板条形等。LD 泵浦主要采用端面泵浦和侧面泵浦两种泵浦形式<sup>[1]</sup>。而这两种泵浦方式又可分别分为直接泵浦和光纤耦合泵浦两种方式。

全固态激光器的发展历史可以追溯到 20 世纪 60 年代。1962 年第一只 GaAs 激光二极管的问世为 DPL 提供了物质条件, 1963 年, 美国人 R. Newman 首次提出了用半导体作为固体激光器的泵浦源的构想<sup>[2]</sup>。1964 年, 美国 MIT 林肯实验室的 R. J. Keyes 和 T. M. Quist 展示了世界上第一台 LD 泵浦的固体激光器<sup>[3]</sup>, 这台 DPL 以 GaAs 二极管为泵浦源, 增益介质为 CaF<sub>2</sub>:U<sup>3+</sup>, 输出波长为 2.631 μm。但由于当时的 LD 必须要冷却才能够获得激光输出, 因此整个装置在液氦中冷却至 4 K。1968 年 M. Ross 等人第一次研究出了以 Nd:YAG 为增益介质的 DPL<sup>[4]</sup>, LD 波长为 867 nm, 工作温度为 170 K。

随着半导体激光器实现了室温下的连续工作, 1971 年, F. W. Ostermeyer 报道了室温工作的 LD 泵浦 Nd:YAG, 获得 1.4 mW 的 1064 nm 激光输出<sup>[5]</sup>; 1972 年, H. G. Danielmeyer 在室温下用半导体激光器泵浦 Nd:YAG<sup>[6]</sup>; 1974 年 L. C. Conant 等人提出用半导体激光器阵列 (LDA) 泵浦 Nd:YAG<sup>[7]</sup>。但在当时, 由于 LD 本身的输出功率和转换效率都没有大的突破, 使 DPL 的进一步发展受到严重的阻碍。

进入 80 年代后, 随着高功率、高效率 LD 及其阵列的发展, 特别是分子束外延(MBE)、金属有机物化学气相淀积(MOCVD)生长技术以及量子阱、应变量子阱结构的采用, 使得单个二极管的阈值电流大大降低、转换效率大幅度提高、输出功率成十倍增长、使用寿命大大延长, 这才使 DPL 激光器的研究迈上新台阶<sup>[8]</sup>。

20 世纪 90 年代以后, 高效率、高稳定性、高功率激光二极管阵列的出现,

以及 LD 冷却技术的突破性进展, 大功率泵浦光源已十分成熟, 激光二极管泵浦固体激光器开始步入高速发展时期。外延生长工艺已经可以将 LD 的发射波长从 630 nm 扩展到 1.1  $\mu\text{m}$ 。尤其是现在, 高功率蓝光 LD 和白光 LD 技术已经成为业界关注的焦点, 输出功率为 1.7 W 的蓝光 LD 也已经出现<sup>[9]</sup>。具有“里程碑”意义的事件之一是美国劳伦斯-利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 于 1992 年研制成功的千瓦级高功率二极管泵浦 Nd:YAG 激光器, 其体积仅有葡萄柚般大小<sup>[10]</sup>。

目前, DPL 正朝着高功率输出、可见波段和紫外波段输出的方向发展<sup>[11]</sup>。国外二极管泵浦固体激光器市场化水平已经达到数百瓦, 实验室水平已经达到千瓦级。国外 LD 泵浦的 Nd:YAG 激光器在 1064 nm 连续输出达 3.3 kW, 532 nm 连续输出达 513 W, 基模运转可达 200 W 以上<sup>[12]</sup>。另外, 高功率倍频 DPL 可以取代氩离子激光器和铜蒸汽激光器进行同位素分离, 该激光器体积小, 易制作。在制造业上, 德国、美国等发达国家已经将 4~5 kW 大功率 DPL 应用于汽车部件的焊接, 它比同功率的 CO<sub>2</sub> 激光焊接机的体积小、速度快<sup>[13]</sup>。我国的全固态激光器研究虽展开较晚, 但发展迅速。典型的如 1999 年钱龙生等在国内首先公布了 LD 端面泵浦 Nd:YAG 晶体, LBO 内腔倍频得到 473 nm 蓝激光的实验结果。这也是在国际上首次采用临界相位匹配 LBO 晶体实现 946 nm 到 473 nm 倍频。经优化, 用输出功率为 2 W 的单管 LD 泵浦获得了大于 120 mW 的蓝光输出, 用 12 W 的光纤耦合 LD 泵浦获得了大于 1.3 W 的蓝光输出<sup>[14]</sup>。

本论文在分析全固态激光器采用的光泵浦系统基本结构及热效应问题的基础上, 研究了全固态激光器常用谐振腔类型及设计基本原理, 同时编写典型谐振腔基模数值求解程序。通过完成对全固态激光器相关特性的研究, 针对不同激光介质及其几何结构和输出功率的要求, 掌握通过谐振腔的合理设计补偿激光介质的热效应和获得高稳定性、高效率、高光束质量的激光输出的方法, 并且通过典型 DPL 激光器所用谐振腔的数值求解过程, 深入了解输出光束模式分布特性。

## 2 全固态激光器的光泵浦系统及热效应分析

由于全固态激光器采用与激光介质吸收光谱相匹配的激光二极管泵浦, 所以泵浦效率比灯泵浦要高许多, 合理设计全固态激光器的光泵浦系统是全固态激光器重要内容之一。由于全固态激光器中的热效应问题直接影响激光输出功率和光束质量, 如何有效控制热效应是研究全固态激光器的重要方向之一。

### 2.1 全固态激光器的概述

激光二极管采用电注入式 PN 结发射激光, 谱宽很窄(纳米量级), 波长可调, 寿命长且体积小, 十分牢固。虽然其光束质量不高, 发散角也很大, 并且不对称, 但其输出波长可调整到增益介质吸收带, 因而效率高, 热效率也小。从激光器诞生开始, 输出波长在 800~900 nm 之间的窄带激光二极管预示着新型固体激光器——全固态激光器的诞生。

#### 2.1.1 全固态激光器的基本结构

激光二极管泵浦的固体激光器亦称全固态激光器。图 1 所示为激光二极管泵浦固体激光器示意图, 它主要由激光二极管泵浦源、耦合光学系统和固体激光器三部分组成。在这个系统中, 由激光二极管发射的泵浦光, 通过光纤端面耦合到光学系统中, 再进入由增益介质的端面和输出镜组合的谐振腔中, 在谐振腔中加入 Q 开关进行调 Q 输出。激光二极管出射的泵浦光, 由于光束质量差而耦合到光纤中, 经过一段光纤传输后, 从光纤中出射的光束变成发散角较小的、圆对称的、中间部分光强最大的泵浦光束, 再经耦合透镜将泵浦光耦合到增益介质中, 在增

增益介质的泵浦耦合面上为减少耦合损失而镀有对波长为  $0.81\ \mu\text{m}$  增透膜，同时镀有对波长  $1.06\ \mu\text{m}$  的全反膜。同时该端面也是全固态激光器谐振腔的全反端，从而在该端面和输出镜之间构成了谐振腔，起振后的激光由输出镜耦合输出。

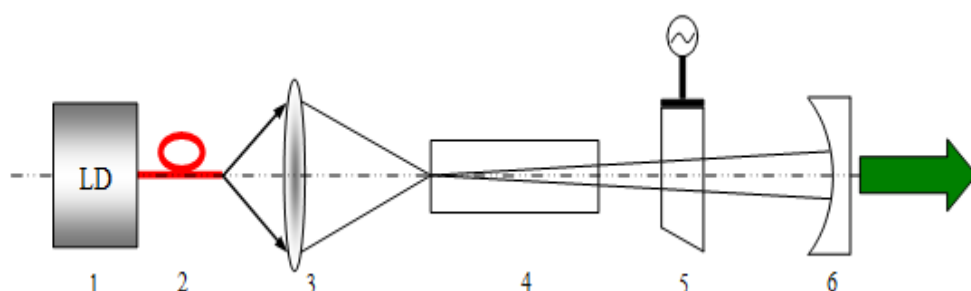


图 1 激光二极管泵浦的固体激光器装置图

1. 激光二极管 2. 光纤 3. 耦合透镜 4. 增益介质 5. 声光 Q 开关 6. 输出镜

### 2.1.2 全固态激光器的增益介质

LD 泵浦固体激光器所用的增益晶体材料十分重要。随着 LD 泵浦技术的兴起，人们已不再沿用灯泵浦用的激光晶体，而是已经并继续寻找新的固体激光材料。最常见、发展最快的 DPL 器件中的增益介质多采用 Nd:YAG。它是将三价的激活离子  $\text{Nd}^{3+}$  掺入钇铝石榴石晶体 ( $\text{Y}_2\text{Al}_2\text{O}_7$ ) 中，代替  $\text{Y}^{3+}$  获得的。它的特性特别有利于激光作用的产生：第一，激活离子  $\text{Nd}^{3+}$  的吸收峰与 GaAs 二极管辐射标准光谱重合，非常适用于 LD 泵浦；第二，在 Nd:YAG 中，三价钕代替了三价钇，因而不需要补偿电荷，它的立方结构也有利于得到窄的荧光谱线；第三，YAG 基质很硬，机械强度高，导热性好且具有良好的光束质量，因此目前仍是最好的高效、高平均功率晶体。

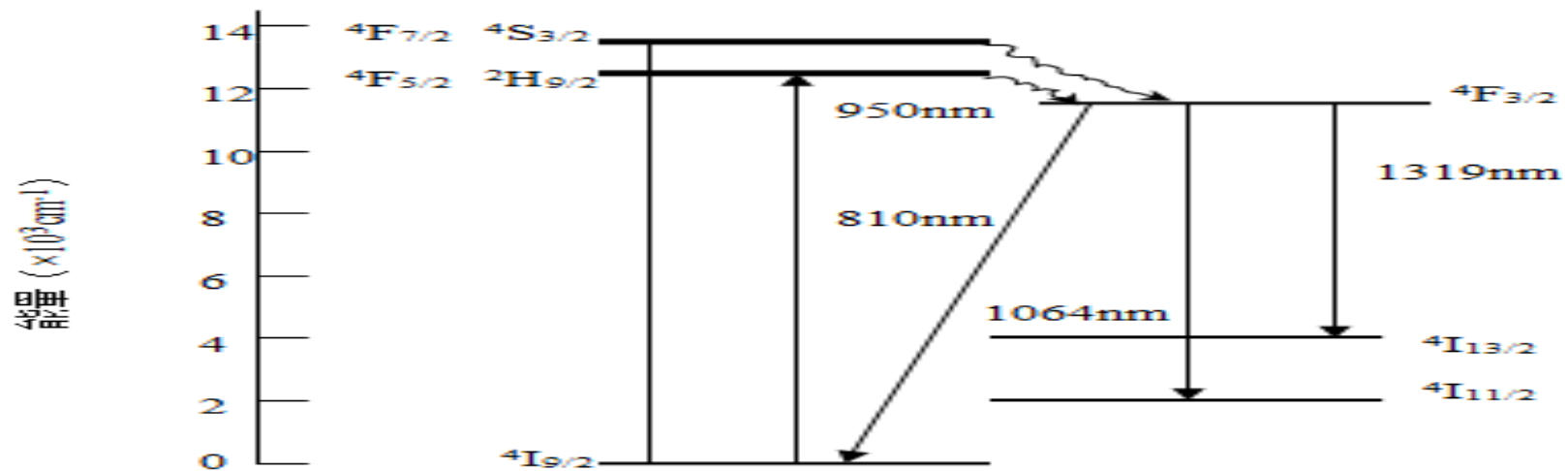


图2 Nd:YAG 晶体中 Nd<sup>3+</sup>能级图



YAG 中的 Nd<sup>3+</sup>与激光产生的有关能级结构如图 2 所示。它属于四能级系统，其激光上能级为 4F<sub>3/2</sub>；激光下能级为 4I<sub>13/2</sub>、4I<sub>11/2</sub>，其荧光谱线中心波长为：1.319 μm 和 1.064 μm。由于 1.064 μm 比 1.319 μm 波长的荧光强 4 倍。所以在激光振荡中，将只产生 1.064 μm 的激光。采用 LD 进行泵浦，其发射波长与该物质的吸收峰值相匹配，因此较传统闪光灯泵浦转换效率大幅度提高。

Nd:YAG 不但具有非常理想的光谱和激光特性，而且其基质材料的晶格也具有良好的物理、化学和机械特性。其吸收光谱宽，使得增益高，阈值低。表 1 列出了 Nd:YAG 的热性质。

表 1 Nd:YAG 的热性

热力学温度 /K	热导率 /(W/(cm K))	比热容 /(J/(g·K))	热扩散率 /(cm <sup>2</sup> /s)	热膨胀系数 /(×10 <sup>6</sup> K <sup>-1</sup> )
100	0.58	0.13	0.92	4.25
200	0.21	0.43	0.10	5.8
300	0.13	0.59	0.046	7.5

## 2.2 激光二极管泵浦方式

根据激光二极管输出光功率的大小及输出光束的特点，通常有端面（纵向）泵浦和侧面（横向）泵浦两种方式。一般对于输出功率在瓦级以下单管，大多采用简单的端面泵浦方式，要求泵浦光与固体激光器谐振腔 TEM<sub>00</sub> 模进行有效的模式匹配。对于输出功率在千瓦级以上的 LDA，一般采用侧面泵浦方式。

### 2.2.1 端面泵浦

对于任何泵浦形式，首先必须考虑增益介质如何有效地吸收入射的泵浦光。端面泵浦是全固态激光器常用的一种泵浦方式，具有结构紧凑、整体效率高、空间模式好的特点。如图 1 为典型的激光二极管光纤耦合端面泵浦的固体激光器的装置图。通过此方式，保证泵浦光束和谐振腔模的激发空间能很好的重叠在一起，达到模式匹配；同时，端面泵浦在入射方向的穿透深度很大，增益介质对泵浦光吸收充分，耦合效率高，能实现基模运转，泵浦阈值功率低，斜效率高。但是它受几何限制，不易于实现功率的定标放大，总输出功率有限等特点。

由于泵浦光也是高斯光束，它与腔内激光束的交叠程度无疑会影响激光器的阈值泵浦光功率和效率。通常用交叠积分 J 来描述这一交叠程度，它定义为

$$J = \iiint r(x, y, z)s(x, y, z)dV \quad (2-1)$$

式中  $r(x, y, z)$  和  $s(x, y, z)$  分别为泵浦光和激光的能量密度归一化空间分布函数；dV 为体积元，积分在激光增益介质体积内进行。全固态激光器在中心频率处的吸收泵浦光功率阈值为

$$P_{pr} = \frac{h\nu_p \delta}{\eta_F \sigma_{21} \tau_s J} \quad (2-2)$$

交叠积分越大，则阈值泵浦光功率越低。

人们广泛采用这种端面泵浦方式来构建小功率的 DPL，大部分都采用简单的光纤透镜耦合方式进行单侧端面泵浦，由于单个的 LD 功率密度有限，人们将许

多 LDA 堆叠起来以提高泵浦光功率，期望获得高平均功率的激光振荡输出。

### 2.2.2 侧面泵浦

要得到更大功率的激光输出，须采用激光二极管阵列（LDA）作泵浦源。由于列阵发光面积大，采取侧面泵浦的方式更为合适。图 3 为直接侧面泵浦的板条式全固态激光器示意图。在 DPL 增益介质的一侧放 LDA，另一侧放全反镜将泵浦光反馈集中到增益介质中，在有效长度内，增益介质皆可直接吸收到由激光二极管发射的泵浦光，如果泵浦光的模式较好，泵浦光基本上全部被耦合到增益介质中，耦合损失很小，从而较易获得大功率输出。而且，泵浦光的模式与产生的振荡光的模式关系密切，匹配效果好，增益介质对泵浦光利用率也高。激光在增益介质中通过侧面全内反射传输，使它经过增益介质的有效长度大于外形长度，从而获得大功率输出。但是侧向泵浦也有不足。它的激光最大输出功率受到端面的限制，端面较小时只能用单个的激光二极管作泵浦源，使泵浦光的最大功率受到局限。而用 LDA 作泵浦源，则很难保证泵浦光的模式优良，且耦合损失较大，降低了效率，而输出光束的质量也会受到严重影响。

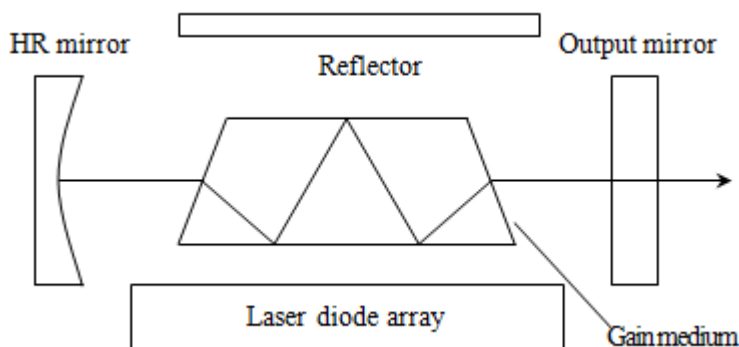


图 3 LD 侧面泵浦固体激光器原理示意图

## 2.3 全固态激光器中热效应分析

在全固态激光器系统中，增益介质吸收的泵浦光中有一部分转变成热能沉积在介质内部，同时增益介质受到外界的冷却，使得增益介质内部形成非均匀的温度场分布，温度分布的不均匀，进而在介质内形成热应变和热应力分布，热应力导致介质的折射率发生变化将引起热致双折射效应，从而降低激光输出功率和光束质量、限制激光重复频率的提高。

全固态激光器中的热效应包括二极管泵浦器件产生的热效应和激光增益介质的热效应，它产生的原因有：

- 1) 激光材料的泵浦能带与亚稳能级间的能量差以非辐射跃迁形式转移给基质材料。
- 2) 增益介质内部损耗产生热量，激光器产生的受激辐射，一部分被增益介质再吸收变为热能。
- 3) 泵浦光源的光谱中除少部分与增益介质泵浦能带相匹配的光能为有用泵浦外，其它光谱波段，尤其是紫外和红外波段的光能被基质材料吸收转化为热。

这些问题直接影响到激光输出功率和光束质量。全固态激光器也不可避免地存在热效应问题，随着泵浦功率地提高，热管理问题成为了全固态激光器最需要关注的问题之一。全固态激光器的增益介质热效应将引起增益介质特性发生变化，如荧光谱线加宽、荧光寿命缩短，从而使能量转化效率降低。对于增益介质内部温度分布的不均匀，在增益介质内部形成温度梯度，还会引起热透镜效应、热致

双折射等，最终导致激光器光束质量和转化效率的降低。其中，热透镜效应对激光运转产生的影响最大。

### 2.3.1 热效应的理论研究

#### 1) 激光棒内温度分布

固体激光介质在光泵浦过程中吸收热后温度会升高，通常用液体或气体进行冷却。激光介质的加热和冷却过程产生的温度分布用稳态热传导方程来描述。为简化分析，作如下假设的理论模型：激光棒 Nd:YAG 被均匀泵浦，棒周围散热情况相同，且晶体长径比较大，可忽略冷却介质沿棒轴向的微小温度变化，认为热流主要沿棒径向传导，稳态热传导方程为

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{K} = 0 \quad (2-3)$$

式中， $K$  为激光棒热导率， $Q$  为棒内单位时间单位体积产生的热量， $r$  为径向任一点与棒轴距离。 $Q$  值可用下式表示

$$Q = \frac{\eta P_{in}}{\pi r_0^2 l} \quad (2-4)$$

式中， $P_{in}$  为泵浦输入功率， $\eta$  为棒耗散光功率的百分数， $l$  为棒长， $r_0$  为棒的半径。

将边界条件  $r = r_0$ ，棒表面温度  $T(r_0)$  及式(2-4)代入式(2-2)，得出沿棒径向任一点温度为

$$T(r) = T(r_0) + \frac{\eta P_{in}}{4K\pi r_0^2 l} (r_0^2 - r^2) \quad (2-5)$$

#### 2) 热应力

在激光器工作时，激光棒内部的温度比外部高，所以较冷的外部制约着较热的内部的膨胀，于是这样的温度分布在棒内产生了机械应力。温度分布  $T(r)$  引起的圆柱棒内应力可以由热弹性理论求出。根据该理论，在柱坐标系中，具有自由端的各向同性激光棒在无其他外力作用时，热应力的径向、切向和轴向分量分别表示为

$$\begin{cases} \sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[ \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr \right] \\ \sigma_\phi = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[ \frac{1}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr - T(r) \right] \\ \sigma_z = \frac{\alpha E}{1-\mu} \left[ \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} T(r) r dr - T(r) \right] \end{cases} \quad (2-6)$$

式中， $\alpha$  为膨胀系数， $E$  为杨氏模量， $\mu$  为泊松比。将  $T(r)$  表达式代入上式，并进行积分可得

$$\begin{cases} \sigma_r = QS(r^2 - r_0^2) \\ \sigma_\phi = QS(3r^2 - r_0^2) \\ \sigma_z = 2QS(2r^2 - r_0^2) \\ S = \alpha E / [16K(1 - \mu)] \end{cases} \quad (2-7)$$

公式中各应力分量  $\sigma_r$ 、 $\sigma_\phi$ 、 $\sigma_z$  为正时，表示拉伸应力，为负时表示压应力。

### 3) 热致应力双折射

激光工作物质中的温度分布不均匀会产生热应力，进一步使得折射率发生变化，使原来的各向同性材料变成各向异性，或者使各向异性材料原有的双折射特性发生变化，即产生热致应力双折射。

以 Nd:YAG 为例，在正常情况下它是各向同性的，其折射率椭球为一圆球体。当内部有应力时，变为椭球。设激光沿棒轴线方向传输，光波振动方向垂直于棒轴。这时，只需求出变化后的折射率椭球和该球被棒的横截面截取的椭圆长短轴的大小和取向，便可确定两个主折射率(即椭圆长短轴)和热致应力双折射的大小。

由棒内  $(r, \theta)$  点的径向和切向主折射率，经推导得到热致应力双折射大小为

$$\Delta n = n_\theta - n_r = n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_B r^2 \quad (2-8)$$

$n_\theta$  和  $n_r$  分别是某点的切向和径向主折射率； $n_0$  为无热应力时激光工作物质的折射率； $C_B$  是与材料的泊松比和光弹性系数有关的常数。对于 Nd:YAG，

$$C_B \approx -0.01。$$

### 2.3.2 热效应的补偿措施

全固态激光器中的热效应严重阻碍了激光输出功率的进一步提高，并使得光束质量劣化，在实际工作中应当采取必要的措施来消除或减小热效应。目前，补偿热效应的主要方法有冷却、光学补偿和非圆柱形增益介质。冷却只是降低激光器整体温度，光学补偿用于改善热不均匀造成的影响，非圆柱形增益介质则两种效果都有。

光学补偿的方法有热透镜效应的补偿和热致应力双折射的补偿。热透镜效应的补偿简单方法是修磨端面，例如，对在工作时呈正热透镜效应的介质，将增益基质的两个端面磨成曲率半径相匹配的凹面。但这一方法常受到使用条件的限制，为实现对热透镜效应的补偿，可使用基模动态稳定腔。热致应力双折射的补偿的基本原理是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相位延迟，这可用偏振旋转的方法来实现。

采用非圆柱形增益介质首先是增大了散热面积，降低了激光器的整体温度；其次是可以改变热流方向，使增益介质的内部温度梯度方向与激光传播方向一致。

不同类型的非圆柱形激光器主要有盘状激光器、板条激光器和管状激光器。

### 3 全固态激光器的谐振腔技术

在全固态激光器中，光学谐振腔起到了非常重要的作用。针对不同固体激光增益介质及其几何结构和输出功率的要求，通过谐振腔的合理设计可以补偿激光增益介质的热效应，获得高稳定性、高功率、高光束质量的激光输出。本章在阐述谐振腔设计的基本原理的基础上，重点对全固态激光器中常用的基模动态稳定腔技术以及双棒串接腔技术作出相关理论分析。进一步阐述谐振腔的基模数值求解方法，重点对 Fox-Li 迭代法、快速傅立叶变换法 (FFT) 进行分析。

#### 3.1 热透镜效应的传输矩阵理论分析

研究光线在谐振腔内往复反射过程的基本方法是利用几何光学的光线矩阵分析方法。本节在介绍谐振腔中往返矩阵的基础上，考虑到全固态激光器中的热效应，对其等效谐振腔设计基本原理进行了具体的阐述。

几何理论的主要内容是以光学传输矩阵为基础，讨论谐振腔的稳定性条件，这里用传输矩阵对热透镜效应分析。

热透镜效应是由激光棒内的热不均匀分布（热梯度）余热应变弹性引起的折射率不均匀变化，从而形成热透镜效应。对此类激光腔可以将激光棒近似等效为焦距为  $f \approx 1/(nL)$  的透镜。

光学传输矩阵是指傍轴光线通过光学元件后，描述其传播特性的参数发生变化的矩阵表达方法。腔内任一傍轴光线在某一给定的横截面内都可以有两个坐标参数来表征：一个是光线离轴线的距离  $r$ ，另一个是光线与轴线的夹角  $\theta$ 。我们规定，光线出射方向在腔轴线的上方时， $\theta$  为正，反之为负。

#### 3.2 全固态激光器常用谐振腔

##### 3.2.1 基模动态稳定腔的基本原理

基模动态稳定腔的概念最早由 J. Steffen 等人提出，在获得高功率激光输出上取得了很大的进步。后来，基模动态稳定腔技术又得到了发展，V. Magin 等人全面阐述了对动态稳定凹凸腔所做的早期工作，并对基模动态稳定腔进行了分析，使该技术得到了进一步的完善和补充<sup>[A]</sup>。

现分析图 4 所示含一个焦距为  $f$  的热透镜的一般元件约束稳定腔。

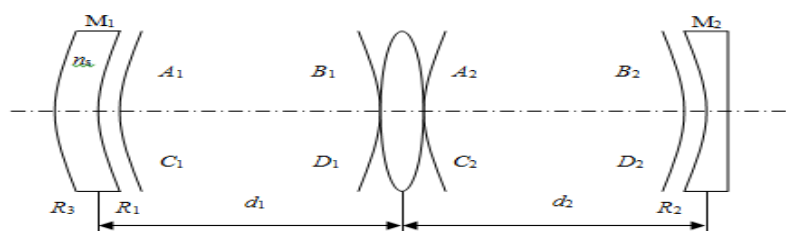


图 4 含热透镜的一般多元件约束稳定腔

[A] 吕百达. 固体激光器件[M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2002.

设曲率半径  $R_i$  的腔镜  $M_i$  ( $i=1,2$ ) 与热透镜间的变换矩阵  $m_i$  为

$$m_i = \begin{bmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{bmatrix} \quad (3-9)$$

以镜  $M_1$  为参考，腔内单程变换矩阵

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 A_2 + C_1 B_2 - \frac{A_1 B_2}{f} & A_2 B_1 + B_2 D_1 - \frac{B_1 B_2}{f} \\ A_1 C_2 + C_1 D_2 - \frac{A_1 D_2}{f} & B_1 C_2 + D_1 D_2 - \frac{B_1 D_2}{f} \end{bmatrix} \quad (3-10)$$

镜  $M_1$  处的高斯光束束宽  $\omega_1$  为

$$\omega_1^2 = \frac{\lambda b}{\pi} \left[ \frac{g_2^*}{g_1^*(1 - g_1^* g_2^*)} \right]^{1/2} \quad (3-11)$$

式中参数

$$g_1^* = a - \frac{b}{R_1} \quad g_2^* = d - \frac{b}{R_1} \quad (3-12)$$

且满足约束条件

$$0 < g_1^* g_2^* < 1 \quad (3-13)$$

设输出镜为  $M_1$ ，它满足匹配条件，即

$$R_3 = (R_1 + d_s) \left( 1 - \frac{1}{n_s} \right) \quad (3-14)$$

式中  $R_3$  为  $M_1$  的外曲率半径， $d_s$  为镜厚度， $n_s$  为镜介质折射率。这时，输出激光经镜  $M_1$  变换后在  $M_1$  处的等相位面为平面，于是激光输出光束远场发散角

$\theta_{o1}$  为

$$\theta_{o1} = \frac{\lambda}{\pi \omega_1} \quad (3-15)$$

基模动态稳定条件可以写成

$$\frac{d\omega_1}{df} = 0 \quad (3-16)$$

将式(3-10)~(3-12)代入式(3-15)，计算得

$$\frac{1}{g_1^*} = 2g_2^* + 2 \left( \frac{B_1}{B_2} \right) + \frac{1}{g_2^*} \left( \frac{B_1}{B_2} \right)^2 \quad (3-17)$$

上式为含热透镜多元件动态稳定腔的一般公式。由数学上知，式(3-16)为  $\omega_1$  随

$f$  变化时存在极值的必要条件。因此严格而言，式(3-17)只表示动态稳定腔的基模参数 ( $\theta_{o1}$ ,  $\omega_1$  等) 在极值点及其附近随泵浦功率的变化保持不变或变化很小。式(3-17)是一个较为普通的公式，适用于含一个热透镜的一般多元件的约束稳定腔。当

$$B_1 / B_2 \ll 1 \quad (3-18)$$

时，其物理意义为镜 M1 与热透镜间有效距离  $B_1$  远小于镜 M2 与热透镜间有效距离  $B_2$  时，式(3-17)简化为

$$g_1^* g_2^* = 1/2 \quad (3-19)$$

式(3-12)、(3-14)、(3-18)和(3-19)是设计基模动态稳定腔常用的基本公式。

在设计基模动态稳定腔时，下列参数是事先给定的： $\lambda$ ,  $d_s$ ,  $n_s$ ,  $f$ ,  $\phi$  (激光棒直径)， $n$  (激光介质折射率) 和  $\omega_{2th}$  (不使镜 M2 破坏的镜面光束束宽的最小值)。可以按以下步骤选择满足条件式(3-19)的光腔参数

1)  $d_1$ ,  $d_2$  和  $L^*$

$$d_{1,\max} = \frac{0.01 \phi^2}{\lambda} \quad \text{和} \quad d_{1,\max} = \frac{f}{10} \quad (3-20)$$

$$d_{2,\min} = \frac{0.74 \omega_{2th} \phi}{\lambda} \quad \text{和} \quad d_{2,\min} = \frac{10l}{n} \quad (3-21)$$

$$L^* = d_1 + d_2 + \frac{l}{n} - \frac{d_1 d_2}{f} \approx d_1 + d_2 \approx L \quad (3-22)$$

上式中  $L$  为腔的几何长度， $L^*$  为腔的等效长度。

2) R1, R2, R3

$$\frac{L^*}{R_2} = 1 - \frac{d_1}{f} - \frac{\pi}{18} \cdot \frac{L^* \phi^2}{\lambda d_2^2} \approx 1 - \frac{\pi}{18} \cdot \frac{L^* \phi^2}{\lambda d_2^2} \quad (3-23)$$

$$\frac{L^*}{R_1} = 1 - \frac{9\lambda d_2^2}{\pi \phi^2 L^*} - \frac{d_2}{f} \quad (3-24)$$

$$R_3 = (R_1 + d_s) \left(1 - \frac{1}{n_s}\right) \quad (3-25)$$

### 3.2.2 多棒串接腔的基本原理

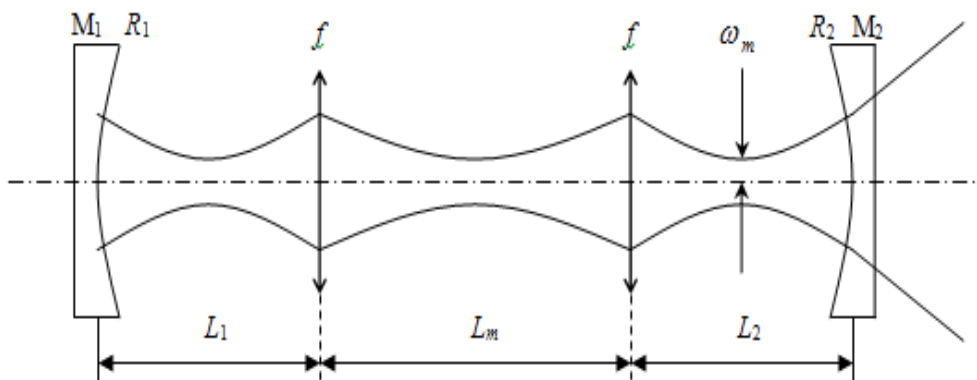


图5 典型双棒串接腔示意图

为了获得百瓦乃至数千瓦量级的输出功率，同时具有良好的光束质量的激光输出，常常采用以下两种技术：一是多棒串接腔技术，另一个就是主振荡-功率放大技术。多棒串接腔实际上是光束相干合成的一种技术方案，其主要优点就是可以与棒的数量成正比的增加输出能量，而且同时保持单棒输出光束质量几乎不变。

图5为典型的双棒串接腔， $R_1$ 为腔镜M1的曲率半径， $R_2$ 为腔镜M2的曲率半径，如果两个激光棒的泵浦条件完全相同，并且是均匀泵浦，那么这两个棒可以看成是两个焦距相等的厚透镜，其焦距为 $f$ 再对厚透镜进行等效的薄透镜简化，以腔镜M1为参考面，可以得到腔内的单程传输矩阵，即

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} &= M_{L_2} M_f M_{L_m} M_f M_{L_1} = \begin{bmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_m \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -\frac{L_2}{f} + \left(1 - \frac{L_2}{f}\right) \left(1 - \frac{L_m}{f}\right) & L_1 \left(1 - \frac{L_2}{f}\right) + L_2 \left(1 - \frac{L_1}{f}\right) + L_m \left(1 - \frac{L_1}{f}\right) \left(1 - \frac{L_2}{f}\right) \\ -\left(\frac{2}{f} - \frac{L_m}{f^2}\right) & -\frac{L_1}{f} + \left(1 - \frac{L_1}{f}\right) \left(1 - \frac{L_m}{f}\right) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3-26)$$

往返传输矩阵为：

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d & b \\ c & a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \quad (3-27)$$

则有谐振腔g参数如下



$$\begin{cases}
 g_1 = 1 - \frac{L_1 + L_2 + L_m}{R_1} + L_m L_2 \left(1 - \frac{L_1}{R_1}\right) \frac{1}{f^2} - \left[ \left(1 - \frac{L_1}{R_1}\right) (2L_2 + L_m) - \frac{L_2 L_m}{R_1} \right] \frac{1}{f} \\
 g_2 = 1 - \frac{L_1 + L_2 + L_m}{R_2} + L_m L_1 \left(1 - \frac{L_2}{R_2}\right) \frac{1}{f^2} - \left[ \left(1 - \frac{L_2}{R_2}\right) (2L_1 + L_m) - \frac{L_1 L_m}{R_2} \right] \frac{1}{f} \\
 L' = L_1 + L_2 + L_m - \frac{L_m}{f} \left[ L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{L_m} \left( \frac{L_m}{f} - 2 \right) \right]
 \end{cases}$$

(3-28)

腔镜 M1 和 M2 上的基模光斑半径分别为

$$\begin{cases}
 \omega_1^2 = \frac{\lambda L'}{\pi} \left[ \frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)} \right]^{\frac{1}{2}} \\
 \omega_2^2 = \frac{\lambda L'}{\pi} \left[ \frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)} \right]^{\frac{1}{2}}
 \end{cases} \quad (3-29)$$

## 结 论

通过本论文的研究，可以看出在全固态激光器发展过程中，努力提高输出光束质量是非常重要的。本文介绍了全固态激光器的工作原理和基本结构，热效应是影响全固态激光器输出光束质量和输出光功率的重要因素。因此，积极采取措施，尽可能减小或者补偿热效应，得到较好的激光输出。通常采用基模动态稳定腔和双棒串接腔来有效地减小热效应从而提高输出功率和光束质量。通过进一步对全固态激光器常用平行平面腔模式分布的数值模拟仿真，可以看出：在经过 301 次渡越后，归一化的振幅分布和相位分布实际上已不再发生变化；在镜面中心处振幅最大，从中心到边缘振幅逐渐降落；镜面不再是等相位面，但对于菲涅尔数比较大的腔而言，在镜面中心附近可近似为等相位面，在镜面边缘处产生相位滞后；菲涅尔数越小，场分布曲线上的起伏越小，曲线越趋于平滑；另一方面，通过数值模拟仿真腔镜倾斜扰动对模式分布的影响，可以看出它破坏了对称性，当引入不同扰动量时，振幅分布整体向右偏移，以至于在镜边缘处出现严重畸变。当扰动量达到  $\lambda/36$  时，腔内模式分布发生严重的畸变，即平行平面腔对腔镜倾斜扰动的容限度很小。可见，腔内倾斜扰动研究对控制激光器输出光束质量具有很重要的意义。

## 参考文献

- [1]周炳琨, 高以智, 陈侗嵘, 等. 激光原理[M]. (第五版) 北京: 国防工业出版社, 2005.
- [2]欧群飞. 高功率二极管抽运固体激光器热效应分析[D]. 四川: 四川大学[博士论文], 2005.
- [3] R. J. Keyes, T. M. Quist. Injection luminescent pumping of  $\text{CaF}_2\text{U}^{3+}$  with GaAs diode laser[J]. Appl. Phys. Lett., 1964, 4(3): 50-52.
- [4] M. Ross. YAG laser operation by semiconductor laser pumping[J]. Proceedings of IEEE, 1986, 56(2): 196-197.
- [5] F. W. Ostermeyer. Room temperature CW operation of a GaAs diode-pumped Nd:YAG laser[J]. Appl. Phys. Lett., 1971, 19(8): 289.
- [6] H. G. Danielmeyer. Diode-pumped-modulated Nd:YAG laser[J]. J. Appl. Phys., 1972, 43(6): 2911-2913.
- [7] L. C. Conant. GaAs laser diode pumped Nd:YAG laser[J]. Appl. Opt., 1974, 13(11): 2457-2458.
- [8]戴特力. 半导体二极管泵浦固体激光器[M]. 四川: 四川大学出版社, 1993.
- [9]姚建铨, 徐德刚. 全固态激光及非线性光学频率变换技术[M]. 北京: 科学出版社, 2007.
- [10]陈义红, 赵兵, 赵德政. 大功率全固化固体激光器的研制[J]. 光电子技术, 2001, 12(12): 1234-1235.
- [11]郑权, 赵岭, 钱龙生. 大功率二极管泵浦固体激光器的应用和发展[J]. 光学精密工程, 2001, 9(1): 6-9.
- [12]吕百达. 高功率二极管泵浦固体激光器研究的新进展[J]. 激光技术, 1996, 20(5): 290-293.
- [13]刘媛, 方高瞻, 马骁宇, 等. 大功率二极管泵浦固体激光器[J]. 激光与红外, 2002, 32(3): 139-142.
- [14]孙文, 江泽文. 固体激光工程[M]. 北京: 科学出版社, 2002.