

# 新型非平面多程激光放大器的理论研究

杨清 霍玉晶 何淑芳

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

**摘要** 提出了一种基于双镜环形光路的新非平面多程激光放大器,它具有结构简单、体积小、空间对称性好、调节容易、光通放大次数多的优点。信号光束在放大器腔内沿着立体环行的非平面空间对称路径多次通过激光介质被放大,可在小型激光介质中获得高功率的放大激光输出。对放大器腔内光路进行了理论建模和参量分析,给出了部分光路模式的模拟图,分析了光路损耗与功率放大;初步设计了基于 Yb:YAG 薄片和激光二极管(LD)端面抽运的全固态非平面多程薄片激光放大器,适用于高功率激光放大。

**关键词** 激光光学;多程激光放大器;非平面;光路模式;高功率

**中图分类号** TN242 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.1202007

## Theoretical Study on a New Non-Planar Multi-Pass Laser Amplifier

Yang Qing Huo Yujing He Shufang

(Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** A new non-planar multi-pass laser amplifier based on the two-mirror ring optical path is proposed. It has the advantages of simple structure, small size, good space symmetry, easily adjustable and more amplification times. In the cavity of the amplifier, the signal beam goes through the laser medium many times for amplification along the three-dimensional non-planar symmetric path, and the high-power amplified laser can be obtained in a small-size laser medium. Theoretical modeling and parametric analysis of the optical path in the cavity of the amplifier are done. Simulation graphs for a portion of modes of optical path are given, optical loss and power amplification are also analyzed. A basic design of a solid-state non-planar multi-pass thin-disk laser amplifier based on Yb:YAG thin disk and laser diode (LD) end-pumping is given for high-power laser amplification.

**Key words** laser optics; multi-pass laser amplifier; non-planar; modes of optical path; high power

**OCIS codes** 140.3280; 140.3430; 140.3580

## 1 引言

为获取高功率的激光输出,在诸类光学系统中一般会加一级或多级放大器来对激光进行功率放大,因而激光放大器在高功率激光技术领域具有非常广泛的应用。为在有限尺寸的激光介质中提高抽运光的利用率并获得尽量高的光功率放大倍数,人们提出了多种结构的多程激光放大器<sup>[1~7]</sup>,用以实现信号光束在激光介质中的多次放大。

现在已有的二维多程激光放大器<sup>[1~4]</sup>大多由于其结构本身的限制,导致信号光束在激光介质中多

次通过后会失去空间对称性,即因发生波前畸变使得信号光束出射后的空间分布和入射前不再一致<sup>[8]</sup>,例如由入射时的圆形光斑变为出射时的椭圆光斑;而三维多程激光放大器<sup>[5~7]</sup>为保持激光放大器的空间对称性,需要较多或者较复杂的光学器件,使得光路调整困难,系统稳定性差,成本也很高。为此,本文提出了一种基于双镜环形光路的非平面多程激光放大器。它是一种新型的三维多程激光放大器,其中放大器腔仅由一个凹面镜和一个镀制在激光介质上的平面镜组成,可实现立体环行的非平面

**收稿日期**: 2012-07-09; **收到修改稿日期**: 2012-08-29

**作者简介**: 杨清(1986—),男,博士研究生,主要从事全固态激光器件方面的研究。

E-mail: tmyangqing@yahoo.com.cn

**导师简介**: 霍玉晶(1946—),男,教授,主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: hyj-dee@tsinghua.edu.cn

(通信联系人)

空间对称光路<sup>[9]</sup>。对该激光放大器光路进行了理论建模和参量分析,同时给出部分光路模式的光路模拟图,并进行光路损耗和功率放大分析;另外采用该放大器结构,从原理上设计了一种基于 Yb:YAG 薄片和激光二极管(LD)端面抽运的新型全固态非平面多程薄片激光放大器。

## 2 激光放大器结构及光路理论模型

本文所提出的非平面多程激光放大器的基本结构如图 1 所示,其中○和□分别是信号光在凹面镜上的反射点和透射点,•是信号光在激光介质上的反射点;端视图中凹面镜阴影区对信号光波长高透,其他区域高反。它由凹面镜和平行平面(圆柱或薄片等)激光介质组成,通过对凹面镜进行扇形镀膜,得到一个增透区[图 1(b)中的扇形阴影区]以便信号光的入射和出射,并抑制该方向上的环形激光振

荡,中心区域[图 1(b)中的圆形阴影区]也镀制高透膜以抑制光轴方向上的激光振荡,剩余的其他区域镀高反膜;激光介质的内表面和外表面分别对信号光波长高透和高反。信号光从凹面镜的增透区一点[图 1(a)中的空心方块]入射后,在凹面镜和激光介质反射面形成的腔内经多次反射后从入射点处沿信号光在该点入射时的反射光方向出射,即在腔内的放大光路能够形成一个对称的立体环行闭合光路,这里简称为一个光路模式。实际应用中,该放大光路可以闭合也可以不闭合,闭合时光路的空间结构完全对称,即为一个光路模式;若在某个光路模式下通过微调信号光束入射角度或放大器两腔镜间的距离使光路不再完全闭合,则可以抑制放大器腔内所有的环形激光振荡,且光路的空间结构还能够近似对称。激光介质的放大区为各实心点合成的区域,抽运方式可根据实际需要选择侧面或端面抽运。

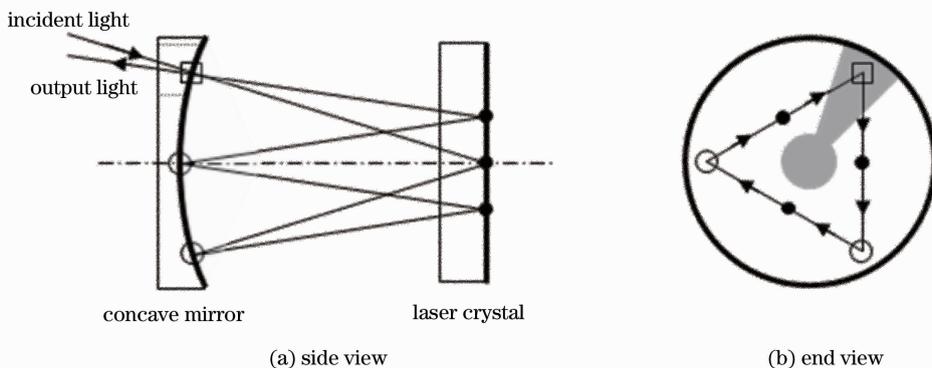


图 1 非平面多程激光放大器的基本结构示意图

Fig. 1 Basic schematic of non-planar multi-pass laser amplifier

从光路设计的角度来看,对于本文中的多程激光放大器,只需要分析放大光路处于光路模式状态下的情况,此时放大器腔内的放大光路闭合(见图 1),其 ABCD 传输矩阵也必为单位矩阵。同时由空间对称性可知,在端视图中看到凹面镜和激光介质上的反射点分别均匀分布在一个圆上,因此可从几何角度来更为直观地分析该放大器的光路。下面对处于光路模式下的放大光路进行理论建模和相关参量计算公式的推导。

图 2(a)为该多程激光放大器腔内的立体光路,  $P_1$  和  $P_2$  分别为凹面镜和激光介质反射面上各反射点的中心,两者连线构成光轴。 $O$  为凹面镜的球心,也在光轴上,凹面镜曲率半径为  $R$ 。 $A_1$ 、 $A_2$  是信号光在凹面镜上相邻的两个反射点(透射点),  $B_1$ 、 $B_2$  和  $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$  分别为激光介质上的反射点和折射点。定义  $\varphi$ (等于  $2\theta$ ) 为  $A_1P_1$  和  $A_2P_1$  之间的夹角(两反射

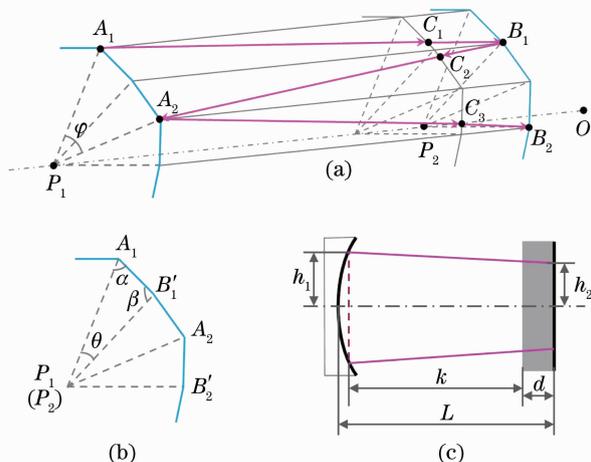


图 2 激光放大器的(a)光路立体示意图及对应的(b)端视图和(c)侧视图

Fig. 2 (a) Three-dimensional schematic, (b) end view and (c) side view of optical path in laser amplifier

点夹角),  $i, \gamma$  分别是  $A_1C_1, C_1B_1$  与光轴的夹角, 根据折射定律有

$$\sin i = n \sin \gamma, \quad (1)$$

式中  $n$  为信号光在激光介质中的折射率。

图 2(b) 和 (c) 分别是该激光放大器腔内光路的端视图和侧视图。其中  $B'_1, B'_2$  分别为  $B_1, B_2$  在凹面镜上反射点(透射点)所构成的平面上的投影;  $\alpha, \beta$  分别为  $P_1A_1, P_1B'_1$  和  $A_1B'_1$  之间的夹角;  $h_1, h_2$  分别为凹面镜和激光介质上的反射点到光轴的距离;  $k$  为凹面镜上反射点(透射点)构成的平面到激光介质内表面的距离;  $d$  为激光介质的厚度;  $L$  为凹面镜到激光介质外表面的距离, 即放大器腔长。

图 2(a) 中, 当光线从  $C_1$  传播到  $C_3$  时, 共发生一次平面镜反射和一次球面镜反射。 $C_1B_1C_2$  表示在平行平面激光介质内的反射光路。根据反射定律,  $C_1, B_1, C_2$  三点构成的平面与光轴平行, 于是  $\beta = 90^\circ$ , 则有关系式

$$\alpha = 90^\circ - \theta = 90^\circ - \varphi/2. \quad (2)$$

根据图 2(b), 结合(2)式可得

$$h_2 = h_1 \cos(\varphi/2). \quad (3)$$

$C_2A_2C_3$  表示在凹面镜上的反射光路。根据反射定律,  $C_2, A_2, C_3$  和  $O$  四点共面得到关系式

$$h_1 = \tan i \cos \alpha \sqrt{R^2 - h_1^2}. \quad (4)$$

根据图 2(c), 由勾股定理可得

$$h_1^2 + (R - L + k + d)^2 = R^2. \quad (5)$$

从图 2 中可得  $\varphi$  的关系式为

$$k \tan i + d \tan \gamma = \sqrt{h_1^2 + h_2^2 - 2h_1h_2 \cos(\varphi/2)}. \quad (6)$$

由(1)~(6)式即可得到处于光路模式状态下的放大器腔长  $L$  的理论计算公式

$$L = R - \cos^2(\varphi/2) \sqrt{R^2 - h_1^2} + \left[ 1 - \frac{\sin(\varphi/2) \sqrt{R^2 - h_1^2}}{\sqrt{(n^2 - 1)h_1^2 + n^2 \sin^2(\varphi/2)(R^2 - h_1^2)}} \right] d. \quad (7)$$

### 3 光路空间结构描述与模拟

由于该放大器中两反射镜分别为球面镜和平面镜, 因此每个光路模式状态下的立体环行放大光路在端视图都关于光轴旋转对称。若  $N$  为放大光路在激光介质上的反射点个数, 则信号光束在放大腔中总共经过  $2N - 1$  次反射, 在激光介质中放大  $2N$  次。于是从该放大器光路的端视图上可看出信号光束共绕腔轴转过的角度为  $N\varphi$ , 由光路模式所需的闭合条件可知, 信号光束经腔内多次反射后必定回

到入射点处出射, 因此信号光束绕腔轴转过的角度  $N\varphi$  必为  $2\pi$  的整数倍。设此倍数为  $M$ , 则  $\varphi$  和  $N, M$  的取值就满足如下关系式:

$$N\varphi = M2\pi \Rightarrow \varphi = \frac{2M}{N}\pi. \quad (8)$$

由于  $M$  也代表着端视图上信号光束绕腔轴共转过的圈数, 且在每个反射点处只经过一次反射, 因此也必有  $M < N$ 。这里采用  $(N, M)$  代表一个光路模式, 当  $M, N$  互质时, 这种对应关系具有唯一性, 另外  $(N, M)$  和  $(N, N - M)$  是对称互补的两种光路模式, 它们在放大器腔内的光路空间结构完全相同, 只是入射和出射正好相反, 因此分析腔内光路时只需要讨论  $M < N/2$  时的情况。由(8)式可知,  $M, N$  一旦确定,  $\varphi$  也就同时确定了, 只是  $(N, M)$  适于描述空间形状,  $\varphi$  适于数值计算。下面采用  $(N, M)$  来描述光路的空间结构, 采用  $\varphi$  来对光路进行参量分析。

在放大器腔长计算公式(7)式中, 参数  $R$  和  $d$  由放大器的具体结构决定,  $h_1$  由信号光束与放大器的相对位置决定,  $n$  由所选用的激光介质和信号光波长决定。取  $R = 100 \text{ mm}, d = 5 \text{ mm}, h_1 = 10 \text{ mm}$ 。激光介质采用 Nd:YAG, 信号光波长为  $1064 \text{ nm}$  时,  $n = 1.82$ 。选择  $z$  轴作为光轴, 凹面镜反射点(透射点)平面作为  $x-y$  平面, 入射点坐标  $(x, y)$  取为  $(0, h_1)$ , 光线入射角度  $\theta_x = 5.739170^\circ$ , 则部分光路模式  $(N, M)$  的光线入射角度  $\theta_y$ 、对应的放大器腔长  $L$  和激光介质上反射点到光轴的距离  $h_2$  如表 1 所示, 通过调节光线入射角度  $\theta_y$  和腔长  $L$ , 即可实现不同的光路模式。表 2 为部分光路模式在放大器腔内的光路模拟图, 从中可以看出, 光线在腔内发生多次反射、折射之后闭合, 说明在一个凹面镜和平面镜之间的三维非平面空间对称放大光路是客观存在的, 它关于放大器腔的光轴旋转对称, 具有空间对称性。

### 4 参量分析

前面通过理论分析已推导出了有关放大器腔长的计算公式, 其中存在  $R, h_1$  以及  $\varphi(N, M)$  三个独立的未知参数, 它们的选择基本上决定了放大光路的空间结构。 $h_1$  的取值大小受凹面镜的直径制约; 当  $M < N/2$  时  $\varphi$  的取值范围为  $(0, \pi)$ 。

信号光从凹面镜的透射窗口(扇形增透区)入射和出射, 其光束最大半径  $r_M$  存在关系式

$$r_M = h_1 \sin(\pi/N). \quad (9)$$

表 1 部分光路模式的模拟参数

Table 1 Simulation parameters of varies  $(N, M)$

$(N, M)$	$L / \text{mm}$	$\theta_y / (^\circ)$	$h_2 / \text{mm}$
(3,1)	77.390886	3.320914	5.000000
(4,1)	52.522545	5.739170	7.071066
(5,1)	37.157588	7.875834	8.090170
(5,2)	92.762109	1.870367	3.090170
(6,1)	27.666633	9.874961	8.660254
(7,1)	21.535200	11.788326	9.009689
(7,2)	63.589363	4.582409	6.234898
(7,3)	97.336145	1.314096	2.225209
(8,3)	87.692772	2.383849	3.826834
(11,5)	100.24738	0.827881	1.423148
(13,6)	100.81690	0.699167	1.205367
(16,7)	98.475816	1.145273	1.950903
(20,9)	99.827715	0.911971	1.564345
(23,11)	101.79906	0.393882	0.682424

表 2 部分光路模式的模拟图

Table 2 Simulation graphs for modes

$(N, M)$	End view	Side view
(3,1)		
(4,1)		
(5,2)		
(7,3)		
(11,5)		
(23,11)		

因此,信号光束最大半径  $r_M$  与所选择的入射点高度  $h_1$  成正比例关系,与  $N$  成单调递减关系,两者的关系曲线如图 3 所示。由于  $2N$  代表信号光在激光介质中的通过次数,在信号光束半径一定的情况下,为获得更多的光通放大次数,入射点高度就需要选择更大的值。

参数  $h_2$  决定激光介质反射面上各反射点(有效抽运区域)到光轴的距离,该距离越小,所需抽运的区域越集中在光轴附近,各抽运区域重叠部分也越大,这有利于集中抽运和提高能量的利用率;反之,各抽运区域越分散,则有利于激光介质的散热。从(3)式可知,  $h_2$  由  $h_1$  和  $\varphi$  决定,其中  $h_2$  与  $h_1$  呈正比例关系,与  $\varphi$  呈余弦关系且单调递减。当  $h_1$  越小或  $\varphi$

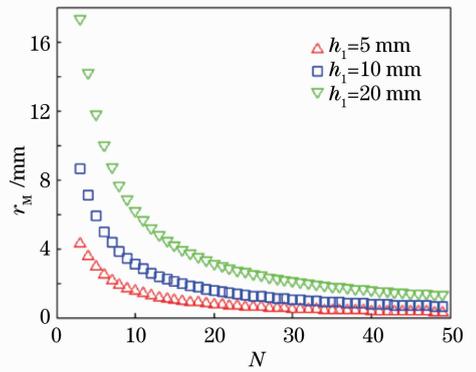


图 3 光束最大半径  $r_M$  与反射点总个数  $N$  的关系  
Fig. 3 Maximum beam radius  $r_M$  versus total number of reflection points  $N$

越大时,  $h_2$  越小;反之,  $h_2$  越大。

放大器腔长  $L$  决定两腔镜间的距离,该值越小,放大器结构越紧凑,体积也越小。由(7)式可知,腔长  $L$  与  $h_1$  和  $d$  均呈单调递增关系,当  $h_1$  与  $d$  取值远小于  $R$  时,由它们引起的腔长变化较小。图 4 表示在不同的  $R$  取值下腔长  $L$  随两反射点夹角  $\varphi$  的变化曲线,从中可看出,  $L$  与  $R$  和  $\varphi$  均呈单调递增关系。当  $\varphi$  值越接近中间值  $\pi/2$  时,由其引起的  $L$  值变化越大,反之则越小;另外  $\varphi$  值越大,由  $R$  引起的  $L$  值变化越剧烈。

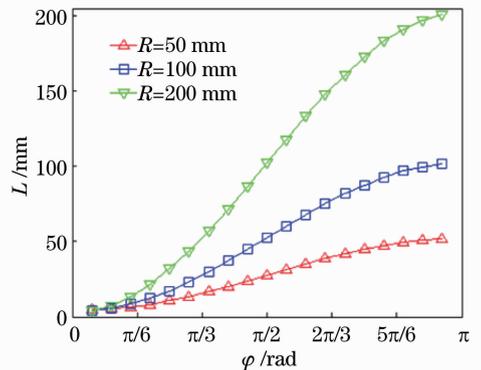


图 4 放大器腔长  $L$  与两反射点夹角  $\varphi$  的关系  
Fig. 4 Cavity length  $L$  versus angle between two reflection points  $\varphi$

综上所述,在信号光束大小不变的情况下,要得到较多的放大次数,入射点高度就需选择较大值,也就需要选择直径较大的凹面镜;要使激光介质上反射点尽量向光轴靠拢,两反射点之间的夹角就要尽量大,而入射点高度就需尽量小;要获得较短的腔长,就需选择曲率半径较小的凹面镜,且两反射点之间的夹角也要较小;而为保证信号光束在腔内的像散较小,则凹面镜的曲率半径要较大。因此,实际设计中入射点高度  $h_1$ 、两反射点之间的夹角  $\varphi$  和凹面

镜的曲率半径  $R$  均需进行折中考虑。

## 5 光路损耗与功率放大

根据激光放大器腔内的光路结构及其模拟图可知,光路中行进的光线之间并没有交叉,因此在不考虑光斑大小的情况下,信号光在放大器腔内的损耗主要来源于腔内的反射和透射损耗以及在激光介质中的吸收损耗,功率放大近似于单程激光放大器。

设信号光在凹面镜上和激光介质外表面的反射率分别为  $R_1$  和  $R_2$ ,在激光介质内表面的透射率为  $T$ ,在放大器处于光路模式  $(N, M)$  下时,信号光在凹面镜上共反射  $(N-1)$  次,在激光介质上分别反射和透射  $N$  次,因此在无增益时腔内光路上总的反射和透射损耗百分比为

$$\zeta_1 = 1 - R_1^{N-1} R_2^N T^N, \quad (10)$$

此时信号光在激光介质中的光通长度为

$$L' = \frac{2Nd}{\cos \gamma}, \quad (11)$$

式中  $d$  为激光介质的厚度,信号光在激光介质上的反射角  $\gamma$  可通过(1)、(2)、(4)和(8)式计算得到。

设信号光在激光介质内的吸收系数和小信号增益系数分别为  $\delta$  和  $g_0$ ,则在无增益时总的吸收损耗百分比为

$$\zeta_2 = 1 - \exp(-\delta L'). \quad (12)$$

于是可得放大器处于光路模式  $(M, N)$  下,信号光在全程小信号放大时的功率放大倍数

$$G \approx \exp(g_0 L') (1 - \zeta_1) (1 - \zeta_2) = R_1^{N-1} R_2^N T^N \exp\left[(g_0 - \delta) \frac{2Nd}{\cos \gamma}\right]. \quad (13)$$

在信号光入射功率较大即大信号放大时需要逐段地进行分析,下面初步给出不考虑吸收损耗时单次入射激光介质到下一次入射前(简称一个周期)的信号光能量密度放大分析。设激光介质的饱和能量

密度为  $E_s$ ,信号光单次入射激光介质前的光能量密度为  $E_1$ ,到达激光介质反射面时的光能量密度为  $E_2$ ,出射激光介质时的光能量密度为  $E_3$ ,下一次入射激光介质前的光能量密度为  $E'_1$ ,则有关系式

$$\begin{aligned} E_2 &= E_s \ln \left\{ 1 + \left[ \exp\left(\frac{TE_1}{E_s}\right) - 1 \right] \exp\left(g_0 \frac{d}{\cos \gamma}\right) \right\}, \\ E_3 &= E_s \ln \left\{ 1 + \left[ \exp\left(\frac{R_2 E_2}{E_s}\right) - 1 \right] \exp\left(g_0 \frac{d}{\cos \gamma}\right) \right\}, \\ E'_1 &= R_1 E_3. \end{aligned} \quad (14)$$

此时该周期内的能量提取效率和光放大倍数分别为

$$\eta = \frac{(E_2 - TE_1) + (E_3 - R_2 E_2)}{2g_0 d E_s / \cos \gamma}, \quad (15)$$

$$G' = \frac{E'_1}{E_1}. \quad (16)$$

从上述分析可知,在各腔镜和介质界面都镀膜良好的情况下,该激光放大器的光路损耗和功率放大接近于在激光介质中有相同光通长度的单程激光放大器,因此采用该放大器结构替代需要较长激光介质的单程激光放大器,可以极大地缩短所用激光介质的长度。

## 6 全固态薄片激光放大器

全固态 Yb:YAG 薄片激光器及放大器由于其量子效率高、散热性好、激光介质可掺杂浓度高和光学损伤阈值高等优点被证实是获得高功率激光很有前途的一类激光器件<sup>[4,10~12]</sup>。将本文设计的激光放大器中的激光介质选择为 Yb:YAG 薄片并采用 LD 光纤耦合端面抽运得到的新型全固态 Yb:YAG 薄片多程激光放大器,除了拥有一般全固态 Yb:YAG 薄片激光放大器<sup>[4]</sup>的优点外,还具有结构紧凑、光通放大次数多、空间对称性好等优点,其结构示意图如图 5 所示。

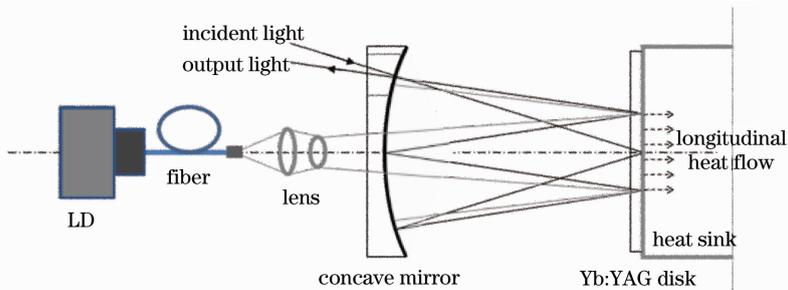


图 5 Yb:YAG 薄片激光放大器结构示意图

Fig. 5 Schematic of Yb:YAG thin-disk laser amplifier

图5中, Yb:YAG 薄片后表面通过钎焊粘合到热沉上, 热冷却沿着与光轴平行的方向进行, 将具有很好的散热效果, 能有效地保护激光介质不受热损伤并抑制热透镜效应。由 LD 提供的抽运光经光纤耦合和透镜聚焦后从光轴方向透过凹面镜中心区域对薄片介质进行端面抽运。从经济和实用性角度考虑, 可以通过对凹面镜中心区域进行钻孔来保证抽运光的高透射率, 并抑制光轴方向的激光振荡。同时还可通过在凹面镜中心处透射区域外的圆环区域上镀制对抽运光波长高反的膜层来实现端面的多通抽运。另外抽运方式也可设计成抽运光与信号光同轴(同向或反向)的抽运或者如参考文献[4]中薄片介质侧前斜向的多通抽运等。

由于该放大器腔内的放大光路(近似)为环形的对称光路, 因此在激光介质端视图上信号光束光斑大致均匀地分布在一个圆心位于光轴的圆上, 如图6所示。其中所有的信号光束光斑交叠成一个近似圆环的有效抽运区域(即放大区), 通过改变放大器腔参数也可使该区域变成实心圆分布。实验中可采用多种方法使抽运光成圆环(或实心圆)分布来与放大区尽量重合, 从而能更充分地利用抽运光, 提高能量提取效率。另外由于放大区的面积较大, 因此相对于放大区集中在光轴中心处的设计<sup>[4]</sup>, 不仅能在不损坏薄片激光介质的情况下采用更高功率的抽运光, 而且激光介质的发热也更分散, 即更有利于散热。

空间结构进行了模拟, 并对光路损耗和功率放大进行了分析, 为今后相应的光学实验奠定了理论基础。初步设计了基于 Yb:YAG 薄片和 LD 端面抽运的全固态非平面多程薄片激光放大器, 为高功率激光放大提供了一种很好的技术方案。

参 考 文 献

- 1 F. Druon, F. Balembos, P. Georges *et al.*. High-repetition-rate 300-ps pulsed ultraviolet source with a passively Q-switched microchip laser and a multipass amplifier[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(7): 499~501
- 2 J. G. Manni. Amplification of microchip oscillator emission using a diode-pumped wedged-slab amplifier[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **252**(1-3): 117~126
- 3 A. K. Sridharan, S. Saraf, S. Sinha *et al.*. Zigzag slabs for solid-state laser amplifiers: batch fabrication and parasitic oscillation suppression [J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45** (14): 3340~3351
- 4 M. Schulz, R. Riedel, A. Willner *et al.*. Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier[J]. *Opt. Express*, 2012, **20**(5): 5038~5043
- 5 C. Le Blanc, G. Grillon, J. P. Chambaret *et al.*. Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level[J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(2): 140~142
- 6 S. Andrew Keys. Optical amplifier for space applications[J]. *Opt. Express*, 1999, **5**(12): 292~301
- 7 S. Forget, F. Balembos, P. Georges *et al.*. A new 3D multipass amplifier based on Nd:YAG or Nd:YVO<sub>4</sub> crystals[J]. *Appl. Phys. B*, 2002, **75**(4-5): 481~485
- 8 Xu Liuqing, Yang Ping, Liang Xingbo *et al.*. Application of Hartmann-Shack wave front detector in testing distorted wave front of conduction cooled end-pumped slab [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(8): 0802006  
徐鏊婧, 杨平, 梁兴波等. 哈特曼-夏克波前探测器对传导冷却端面抽运板条激光放大器的波前畸变测试[J]. *中国激光*, 2011, **38**(8): 0802006
- 9 Liu Wuqun, Huo Yujing, Xu Weiwei *et al.*. Mode of ring laser with two mirrors[J]. *J. Optoelectronics · Laser*, 2005, **16**(4): 405~408  
刘武群, 霍玉晶, 许闰帷等. 双镜环形激光器模式研究[J]. *光电子·激光*, 2005, **16**(4): 405~408
- 10 Adolf Giesen, Jochen Speiser. Fifteen years of work on thin-disk laser and scaling laws [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2007, **13**(3): 598~608
- 11 M. A. Ahmed, M. Haefner, M. Vogel *et al.*. High-power radially polarized Yb:YAG thin-disk laser with high efficiency [J]. *Opt. Express*, 2011, **19**(6): 5093~5104
- 12 Zhang Zhenhua, Cheng Xiaojin, Wang Jianlei *et al.*. Amplification characteristic of low temperature Yb:YAG crystal disc cooled by alcohol[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(7): 0702013  
张振华, 程小劲, 王建磊等. 基于无水乙醇冷却的 Yb:YAG 片状晶体激光放大特性研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(7): 0702013

栏目编辑: 宋梅梅

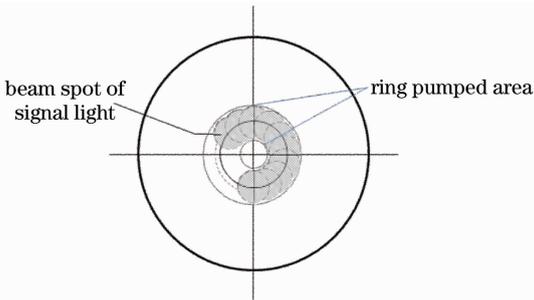


图6 薄片激光介质端视图

Fig. 6 End view of thin-disk laser medium

7 结 论

本文提出了一种新型的非平面多程激光放大器, 对其光路进行了理论建模和参量分析, 同时采用光线追迹软件对部分光路模式下放大器腔内的光路