

文章编号: 0258-7025(2009)07-1759-07

热效应对固体激光器偏振特性和基模输出特性的影响

董延涛 赵智刚 刘崇* 陈军

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 浙江 杭州 310027)

摘要 分析了固体激光器中两种主要的热效应:热致双折射效应和热透镜效应。对于这些效应在固体激光器中表现出来的退偏效应、热透镜双焦效应和热透镜球差效应,以及它们对固体激光器基模输出功率的影响进行了分析。并通过 $4f$ 成像系统和石英旋光器,对激光棒截面上所有各点进行点对点的补偿,消除了退偏效应。

关键词 固体激光器; 热效应补偿; 基模; 输出功率

中图分类号 TN241 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20093607.1759

Influence of Thermal Effects on Polarizability and Output Character of TEM₀₀-Mode of Solid State Laser

Dong Yantao Zhao Zhigang Liu Chong Chen Jun

(The State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China)

Abstract Two main thermal effects, thermal birefringence and thermal lens effect, are introduced. The depolarization, thermal bifocal lens and thermal lens aberration effects in solid state laser and their influences on output power of TEM₀₀-mode are analyzed. Using the $4f$ imaging system and silicon rotator for point-to-point compensation of laser rod cross section, depolarization effects are compensated and mitigated.

Key words solid state laser; thermal effects compensation; TEM₀₀-mode; output power

1 引言

大功率、高光束质量的固体激光器一直是固体激光技术的研究热点。特别是基模运转激光器,与多模运转激光器相比,其发散角更小,亮度更高,在材料加工、军事与医学等方面有着巨大的应用潜力。近年来随着半导体技术的不断进步,激光二极管抽运固体激光器(DPL)得到了飞速发展,基模输出功率也大幅度增加。与传统的闪光灯抽运固体激光器相比 DPL 的运行频率可以更高,但由此带来的热效应对激光器性能的影响也就显得更加突出^[1~3],不

仅对其偏振特性带来影响,造成严重的退偏效应,同时造成了动态热透镜效应,也成为限制基模输出功率的主要因素。所以,如何有效减轻热效应,提高其基模输出功率,是固体激光技术研究的热点之一。

为减轻热透镜效应,获得大功率高质量的激光,可以通过对固体激光器的合理设计来达到。其主要途径有两种:1)改善内部条件,如通过设计激光器的抽运条件,使得抽运分布更加均匀,从而减轻热透镜效应。或通过相应的补偿技术来补偿热效应,如热致双折射效应可以用 $4f$ 成像系统和石英旋光器来

收稿日期: 2009-04-02; 收到修改稿日期: 2009-04-22

基金项目: 国家自然科学基金(10876037)和中国博士后科学基金(20080441238)资助项目。

作者简介: 董延涛(1984—),男,博士研究生,主要从事激光与非线性光学等方面的研究。E-mail: dongyantao84@163.com

导师简介: 陈军(1946—),女,教授,博士生导师,主要从事激光与非线性光学等方面的研究。

E-mail: chenjun1@zju.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: chongliu78@hotmail.com

补偿;2)改善外部条件,即通过对谐振腔的设计来使激光器工作在稳定区,从而对热效应的变化不敏感,这样可以在一定动态范围内保持比较大的基模体积,从而提高抽取效率和输出功率。

2 热效应对固体激光器输出特性的影响

固体激光器中的热效应主要包括热透镜效应和热致双折射效应。激光晶体在光抽运和光激励过程中产生的热梯度造成了热应变,通过晶体中的弹光效应改变了晶体的折射率。与晶体固有的双折射现象不同的是,热致双折射效应由于应力分布的不均匀性,一方面造成晶体内部径向和切向的折射率改变量不相同,另一方面造成不同位置点的折射率改变量不相同,使得双折射特性也各不相同,也就是说,这是一种非均匀分布的双折射特性。

以 Nd:YAG 晶体圆棒为例,采用柱坐标,由于横向热应力是在径向和切向的,所以热致双折射就表现为径向和切向的折射率变化量不同(如图 1 所示),可分别表示为^[4]

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2}n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2, \quad (1)$$

$$\Delta n_\varphi = -\frac{1}{2}n_0^3 \frac{\alpha Q}{K} C_\varphi r^2, \quad (2)$$

其中 α 为热膨胀系数, Q 为单位体积的均匀发热量, C_r 和 C_φ 分别为径向与切向光弹系数的函数。这几个参数对于给定的抽运条件和激光棒尺寸而言是一个定值,因此径向和切向折射率的改变量只与不同点所在的半径 r 有关。

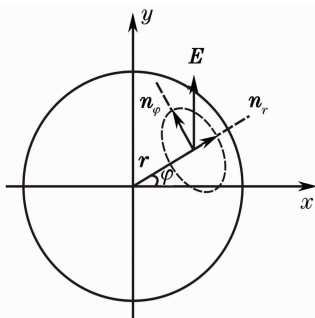


图 1 径向和切向热应力示意图

Fig. 1 Schematic diagram of radial and tangential thermal stress

一般地,由热应力造成的 C_r 和 C_φ 不同,使得线偏振光经过后在径向和切向分量间产生相位差,并且在不同的 r 位置具有不同的折射率,这就改变了出射光的偏振特性和会聚特性,这就是热致双折射效应和热透镜效应。这种非均匀双折射造成的热透

镜效应和退偏效应只有通过特殊设计和技术来补偿和消除。

2.1 热致双折射效应及其对固体激光器偏振特性的影响

假设入射光为 y 方向的偏振光 E ,由(1)式,(2)式,当该线偏振光经过具有热致双折射效应的介质时,对于不同 r 的各点,光的径向分量 E_r 和切向分量 E_φ 之间的相位差 ΔF 可表示为

$$\Delta F = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n_r - \Delta n_\varphi) = \frac{2\pi n_0^3 \alpha Q L}{\lambda K} C_B r^2, \quad (3)$$

可见, ΔF 随径向坐标 r 的变化使光的偏振状态逐渐发生改变。在同一个 r 值所相应的圆环上具有相同的相位差。要注意的是,尽管热效应具有柱对称性,它们只是 r 的函数,但是入射光的偏振性不具有柱对称性,因此造成的偏振态改变状态就不仅仅只与半径 r 有关,而同时又是角度 φ 的函数。具体地说,按图 2 分析有以下几种情况:

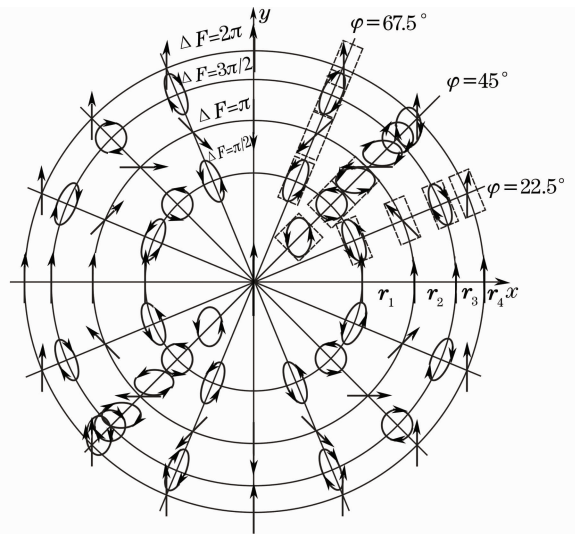


图 2 Nd:YAG 棒截面上的偏振态分布

Fig. 2 Distribution of polarization on the cross section of a Nd:YAG rod

1) 对于相同的 r 不同的 φ

即同一个环上的不同点, y 偏振光的径向和切向分量的大小和方向均不同,因此尽管不同点上径向和切向分量的相位差相同,但合成后的偏振态是各不相同的。例如当 $\Delta F = \pi/2$ 时,相应环上各点上偏振态成为不同长短轴方向和不同椭圆度的椭圆偏振光,如图 2 所示。其中在与 x 轴成 45° 的点由于分解后的径向和切向分量振幅相等而成为圆偏振光。又如,当 ΔF 为 π 的数倍时,相应环上各点的偏振态成为具有不同方向的线偏振光。而当 ΔF 为 2π 的数倍时,各点上的光经过晶体后偏振方向不

变,仍为 y 方向偏振。

2) 对于相同的 φ 不同的 r

即在相同的直径方向上的各点,不同 r 上的点其径向和切向分量有不同的相位差,合成后成为不同长短轴比(椭圆度)和不同的主方位角(椭圆的倾斜度)的椭圆偏振,其长轴与直径的夹角则随相位差变化而变化,如图中在 $\varphi = 45^\circ$ 的直径方向所示,在此直径方向上,随着相位差的变化合成的偏振态从线偏振到椭圆偏振,再到圆偏振,而后再重新回到椭圆偏振直至线偏振。

3) 对于 x 和 y 轴线上的点

在 x 轴上由于入射光没有径向分量,通过晶体后各点仍为切向分量,从而保持其 y 偏振方向,同样

在 y 轴上入射光没有切向分量,也保持 y 偏振不变。当然,在 y 轴上不同的 r 值相应于不同的点,尽管都是线偏振光,但是其初相位是不同的。在 $\Delta F = 0$ 和 2π 的点上,出射光与入射光同相位,以向上箭头表示。那么在 π 和 $3/2\pi$ 的点就与入射光反相位,箭头向下。而之间的各点具有不同的 ΔF 值,也就是出射光具有不同的初相位,例如箭头的起始点从相应的某个位置开始。为避免混淆,图中就不用表示了。

使通过晶体后的光束再经过检偏器,例如经过主轴在 x 方向检偏器后,这些 2π 环以及 x 和 y 轴线上的 y 偏振光被拦截,表现为暗环,而在其他区域分别有 x 偏振分量通过,表现出不同亮度的白色区域,如图 3 所示^[5]。这就是热致双折射引起的退偏效应。

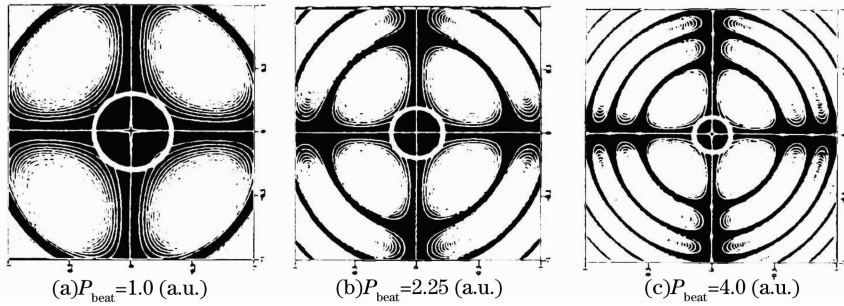


图 3 退偏效应对基模有效半径的影响示意图

Fig. 3 Influence of depolarization on the effective TEM₀₀-mode radius

图 3 所示的退偏花样^[5]就是在增益介质的两端放置两个偏振方向相互垂直的偏振片,并在不同的功率抽运下得到的。图中白色的区域相应于退偏光效应较强,即此处具有较高的退偏损耗,偏振态改变后透过 x 检偏器之后光强最大。只有在中间的黑色区域保持原有的偏振态,振荡激光才具有比较低的损耗,该区域是获得激光输出的有效增益区,输出较强的 y 偏振光强,即图 3 的中心标识的圆形区域(注:参考文献中的原图是黑色代表光强最大,白色代表黑暗区,为了符合习惯,本文将图的对比翻转,白色代表最亮)。图 3 的 3 个图表示了 3 种不同的抽运功率。可以看出,低损耗区半径随着抽运功率的增加而减小。基模光束经过退偏光阑后的损耗可以通过积分得到^[6]

$$L = 1 - \frac{2}{\pi\omega^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\omega} [1 - \sin^2(2\varphi) \sin^2 \delta(r)] e^{-2r^2/\omega^2} r dr d\varphi, \quad (4)$$

其中 ω 为光束半径, $\delta(r)$ 为径向和切向偏振光的相对相位差。可以看出,该损耗随着光束半径 ω 的增加而增加。线偏振光基模输出条件下输出功率的上限可表示为

$$P_{\text{TEM}_{00},lp} = \frac{\pi}{4} \frac{\eta_{\text{extr}}}{C_T \chi}, \quad (5)$$

其中 η_{extr} 为抽取效率, C_T 是和晶体物理性质有关的常数, χ 定义为激光晶体内沉积的热功率与所能提供的激光晶体上能级功率的比值。

2.2 热透镜效应及其对激光基模特性的影响

由(1),(2)式可看出,径向和切向的折射率变化量 Δn_r 和 Δn_φ 与径向坐标 r 成 2 次关系,即对于介质截面上各个点光的径向和切向分量来说,介质都分别表现为一个球面透镜,这是热透镜效应。当抽运功率增加时,径向和切向的折射率变化量都增加,根据介质和抽运条件等因素,将对热透镜效应所具有的几个特征及其对激光的基模输出特性的影响作如下讨论:

1) 双焦效应及其对基模稳定性与输出功率的影响

由于 C_r 和 C_φ 不相等,径向和切向偏振光相应的折射率变化就不同,相应的两个透镜焦距因此也不同,这就是热致双折射引起的双焦效应。即使腔内不存在偏振元件,但是由于双焦效应的存在,径向偏振光和切向偏振光的稳定区范围分离为 ΔD_r 和 ΔD_φ ,而单一的径向偏振光或切向偏振光都不可能

形成基模输出。要获得基模输出的稳定区只能是 ΔD_r 和 ΔD_φ 重合的区域。

对于一般的内含热透镜的谐振腔,随着抽运功率的增加存在两个稳定区,激光晶体主平面上的光束尺寸 w_3 随热透镜光焦度 D 的变化关系如图 4 所示^[7]。

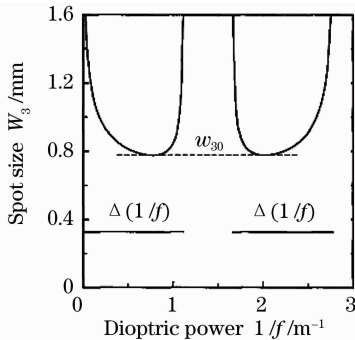


图 4 激光晶体主平面上的光束尺寸随热透镜光焦度的变化关系

Fig. 4 Spot size on the principal plane of the laser rod as a function of dioptric power of the thermal lens

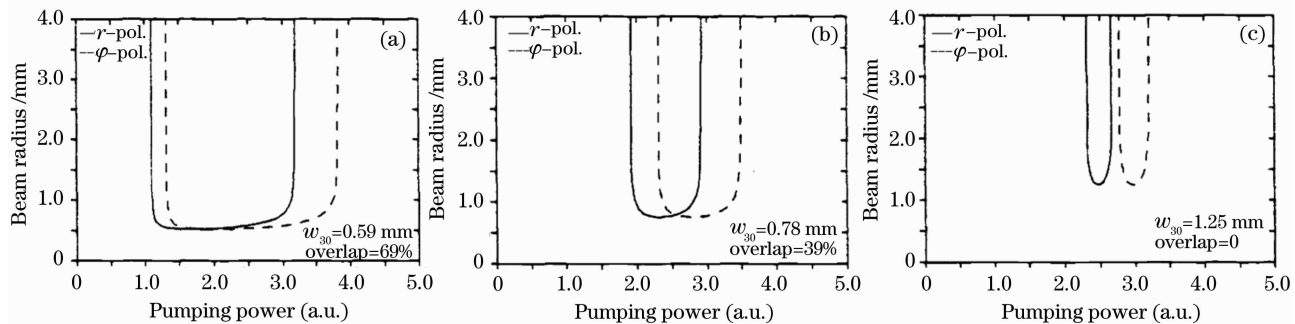


图 5 激光晶体主平面上的光束尺寸 w_3 随抽运功率 P 的变化关系

Fig. 5 Beam radius on the principal plane of the laser rod w_3 as a function of the pumped power P

2) 热透镜效应作用下的基模输出功率上限

由上一节的分析可以看出,热致双折射效应限制了基模输出功率的提高,所以要获得大功率的基模输出,必须对热效应进行补偿。但是,即使对热致双折射做了良好的补偿,所能获得的基模输出功率也不能无限制地增加,因为热透镜效应的存在使得基模模体随抽运功率而变化,不能充满整个增益介质,降低了抽取效率^[8],即使设计了大基模体积的动态稳定腔,根据(6)式可知,激光器可以工作的稳定区又变得很小,所以在热透镜效应的作用下,基模输出功率也存在一个上限,可表示为

$$P_{\text{TEM}_{00}} = \frac{7.84\lambda \cdot B \eta_{\text{extr}}}{\pi \chi}, \quad (8)$$

其中 B 是与材料有关的常数。

3) 热透镜的球差效应对基模功率的影响

热效应产生的热透镜同样具有球差效应。球差

在每个稳定区中, w_3 都有一个最小值 w_{30} , 此时 w_3 随热透镜光焦度的轻微扰动不灵敏, 这个点即为“动态稳定”工作点, 此时的激光腔为“动态稳定腔”。通常情况下希望 w_{30} 比较大, 满足 $r_0 = 1.5 w_{30}$, r_0 是晶体的半径, 这样使得基模体积几乎充满晶体, 抽取效率比较高。但是随着 w_{30} 的增加, 谐振腔可以工作的稳定区范围 ΔD 却随之减小, 二者满足关系^[7]

$$w_{30}^2 \Delta D = \frac{2\lambda}{\pi}. \quad (6)$$

图 5 示出了径向偏振光和切向偏振光的稳定区 ΔD_r 和 ΔD_φ 随抽运功率和 w_{30} 的变化关系^[6] (图中只给出了两个稳定区中的一个, 实线和虚线分别对应于径向偏振光和切向偏振光)。从图中可知, 随着 w_{30} 增加, ΔD_r 和 ΔD_φ 都分别减小, 同时其相互重叠的区域也在减小。双焦效应限制下, 基模输出功率的上限表示为

$$P_{\text{TEM}_{00}, rp} = 2 \frac{\eta_{\text{extr}}}{C_T \chi}. \quad (7)$$

效应会带来光束质量的降低和光束半径的增加^[9~11]。文献[12]使用 Fox-Li 衍射迭代算法计算了热透镜的球差效应对大基模体积激光谐振腔模式的影响, 图 6 示出了热透镜球差效应作用下谐振腔自再现模的实验测量和理论计算结果。从图 6 可以看出, 在球差效应作用下, 谐振腔的模式分布出现了旁瓣。理论和实验结果均表明, 旁瓣的强弱与光束填充因子密切相关, 填充因子越大, 旁瓣的幅度越强。

球差效应对谐振腔模式的影响可以定性地解释如下: 球差效应可以看作是对谐振腔本征模的一种微扰, 当该微扰为零时, 谐振腔的本征模为理想的高斯光束, 用 $\Psi_{m,n}(x, y)$ 来表示, 下标 m, n 表示横模的阶数; 当微扰不为零时, 谐振腔的自再现模可以写为高斯本征模的线性叠加

$$\Psi_{m,n}(x, y) = \sum_{k=0}^M a_{k,n} \psi_{k,n}(x, y) \quad (9)$$

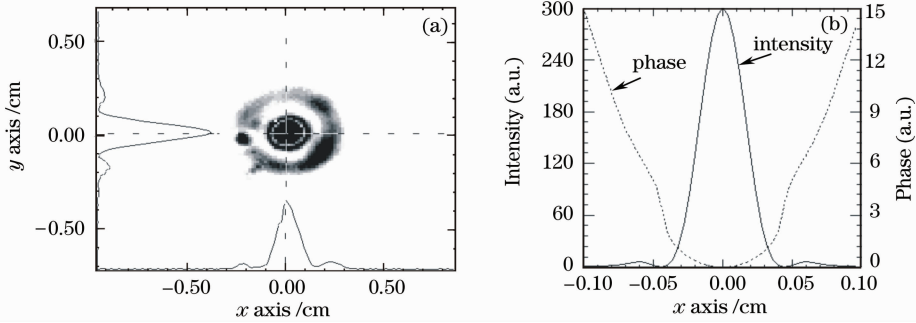


图 6 热透镜球差效应作用下谐振腔的自再现模。(a)实验测量结果;(b)理论计算结果

Fig. 6 Self-reproducing field pattern of the resonator with thermal lens aberration effect. (a) the result of experiment; (b) the result of theoretical calculation

其中 M 是谐振腔所能允许振荡的最高横模阶数。在仿真计算过程中,所使用的初始场为基模高斯光束。当球差系数为零时,高斯光束正是谐振腔的本征模,所以其功率不会向高阶横模耦合,在(9)式中的系数只有 $a_{0,0}=1$,其余的全都为零。随着球差系数的增加,基模的功率开始向高阶模耦合,基模功率在场 $\Psi_{m,n}(x,y)$ 中所占的比例逐渐减小,高阶模功率所占的比例逐渐增加,其表现就是光强分布中出现了旁瓣。

3 热致双折射效应的补偿

正如在第二节中所述,由热致双折射的不均匀性,造成激光棒截面上各点的偏振态各不相同,即退偏效应。因此要想完全补偿和消除热致双折射效应,必须对截面上所有各点进行点对点的补偿和消除,也就是说,需要使得出射激光在截面上每一点都获得相同的偏振态,这具有很大的技术难度。一种常用的方法是将两个热致双折射效应相近的棒串联,并在中间放入 90° 石英旋光器,使第一支棒中的径向偏振光转过 90° 成为切向分量,而切向分量则旋转成为径向分量。截面上的所有各点的径向和切向 2 个偏振分量在第二支棒中均逐点互换。这就使得通过两棒后径向和切向产生的相位差之和 $\Delta F + \Delta F'$ 为零

$$\begin{aligned} \Delta F + \Delta F' &= \frac{2\pi L}{\lambda} [(\Delta n_r - \Delta n_\varphi) + (\Delta n'_r - \Delta n'_\varphi)] = \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n_r - \Delta n_\varphi + \Delta n_\varphi - \Delta n_r) = 0, \end{aligned} \tag{10}$$

式中 ΔF 和 $\Delta F'$ 分别表示光通过第一根棒和通过第二根棒后的径向和切向偏振光之间的相位差。

但因为热透镜的聚焦作用,光线的传播并不与光轴平行,光线在两根棒中的传播区域不同,由于双折射效应引入的相位差 ΔF 和 $\Delta F'$ 是径向坐标 r 的函数,所以 ΔF 和 $\Delta F'$ 不能相互抵消。为此,可以将 90° 石英旋光器与 $4f$ 系统组合使用^[13,14],使第一个激光棒的光束在第二个激光棒上成像,以使光线尽量在两个棒中的传播区域相同,也就是使相位延迟特性相同,从而有效地补偿双折射效应。

实验中用于补偿热致双折射效应的装置如图 7 所示^[15],两个 Nd:YAG 激光晶体在腔内串联,两个焦距均为 200 mm 的透镜组成 $4f$ 系统使得两个晶体热透镜的主平面相互成像,并在其中加入了一个 90° 石英旋光器,另外腔内还加入了布儒斯特角放置的偏振片以检测双折射效应的补偿效果。谐振腔采用平-平腔对称结构,输出镜的反射率为 60%。激光器为双氦灯连续抽运方式工作,晶体尺寸为 $\phi 6.35 \text{ mm} \times 177.8 \text{ mm}$,Nd 离子掺杂原子数分数为 1.1%。

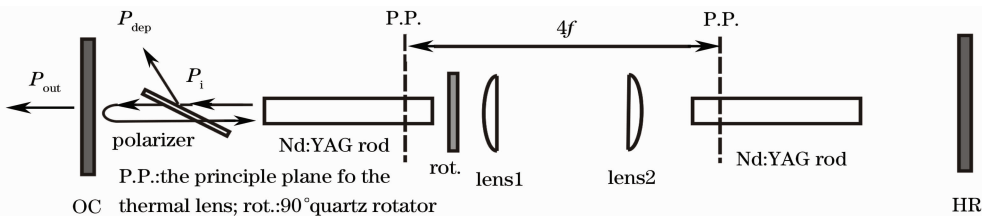


图 7 两棒串接补偿热效应的谐振腔示意图(无补偿的情况下用相同厚度的玻璃板代替)

Fig. 7 Schematic of laser cavity with two rods and birefringence compensation(substitute by a glass plate with the same thickness when no compensation is performed)

图 7 中,腔内光束到达输出镜后,一部分功率被耦合输出用 P_{out} 表示,另一部分光束被镜面反射后向右传播,经过偏振片以后可以认为是线性偏振的,在腔内往返一周再次到达偏振片时的功率用 P_i 表示,这时的光束由于晶体的热致双折射效应产生了部分退偏,如果用 P_{dep} 表示被偏振片反射至腔外的退偏振光的功率,那么通过测量 P_{out} 和 P_{dep} 就可以计算得到腔内光束的退偏率

$$\eta_{dep} = \frac{P_{dep}}{P_i} = \frac{P_{dep}}{P_{out}/T_{oc} + P_{dep}}, \quad (11)$$

其中 T_{oc} 是输出镜的透射率。图 8 给出了实验测得的不同抽运功率下 P_{dep} 和 P_{out} 的关系图,计算得到的退偏率为 1%~2.5%,并且随着抽运功率的增加而增加。如果不进行双折射的补偿,在实验中用相同厚度的玻璃板代替石英旋光器,测量得到的退偏率为 25%左右。实验中还测量了非偏振输出情况下的输出功率,把偏振片从腔内取出后,输出功率和偏振情况下相比略微有些增加,约为 10%,可见在对双折射效应进行补偿后,腔内偏振元件引入的损耗减小了很多。上述测量的退偏率都是在多模输出的情况下得到的,如果在腔内加入小孔使激光器工作在基模条件下,实验表明退偏率可以降至 1%以

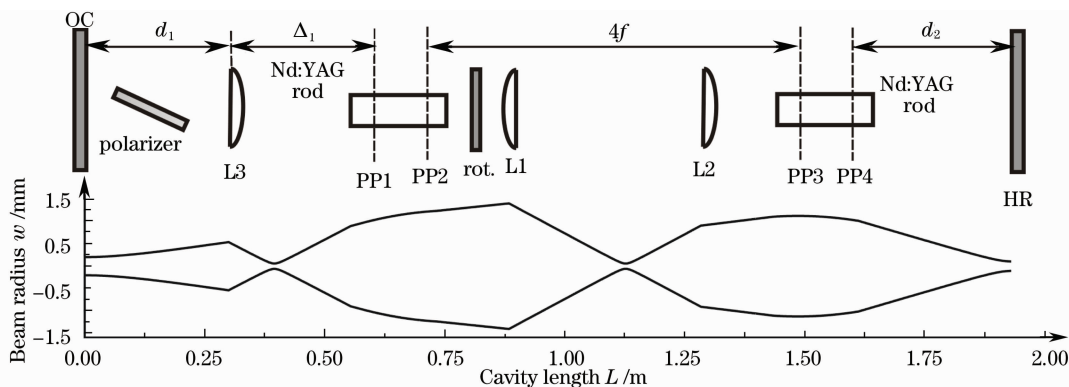


图 9 大基模体积谐振腔设计及腔内光束半径分布示意图

Fig. 9 Schematic of the cavity with large fundamental mode volume and the beam

对于图 9 中所示的实验装置,可以把热透镜等效为一个厚透镜,从而使用矩阵光学的方法计算出腔内的光束半径分布。计算结果如图 9 下半部分所示,计算中设两个激光棒热透镜的焦距均为 250 mm。可以看出,由于谐振腔的不对称性,两个激光棒内部的光束半径也出现不对称,其 4 个主平面(平面 PP1~PP4)上的光束半径分别为 1.03 mm,1.19 mm,1.13 mm 和 1.08 mm,平均值为 1.1 mm。由于设计了比较大的基模体积,激光棒的自孔径限模作用使得激光器可以获得基模输

下。由此可见,该结构对热致双折射效应进行了良好的补偿。

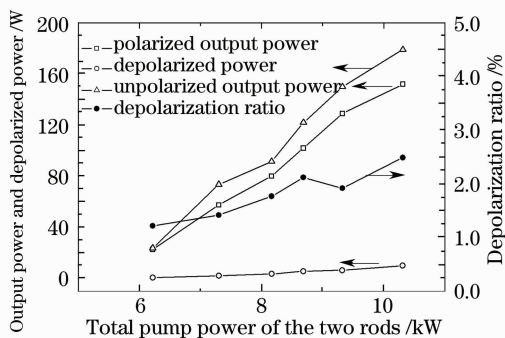


图 8 激光器输出功率、腔内退偏光功率和光束退偏率随抽运功率的变化

Fig. 8 Output power, depolarized power and depolarization ratio versus pump power

对热致双折射效应的补偿给激光器获得高功率基模输出提供了可能性,但是要获得高功率基模输出还必须对谐振腔进行特殊的设计,使基模体积最大限度地充满增益介质。实验中还选择了在谐振腔内加入一个正透镜来扩大基模体积的方法,焦距为 75 mm 的透镜 L3 放在距离输出镜 300 mm 的位置处,腔内其他元件的位置关系如图 9 所示。

出,实验中在总的抽运电功率为 13 kW 的时候得到了 61 W 线性偏振的基模输出。

4 结 论

热效应对固体激光器的偏振特性和基模输出特性有着直接的影响。由于应力分布的不均匀性,造成晶体内部径向和切向的折射率改变量不同,以及不同位置点的折射率改变量不同。这种由非均匀双折射分布造成激光棒截面上偏振态在各点都不同,因此要想完全补偿和消除退偏效应,必须对截面上

所有各点进行点对点的补偿和消除。通过 $4f$ 成像系统和石英旋光器,对热致双折射效应进行了良好的补偿。并通过在谐振腔内加入一个正透镜扩大基模体积的方法和合理的腔结构设计,得到了 61 W 线性偏振的基模输出。

参 考 文 献

- 1 Liu Danping, Hu Yu. Experimental study of overcoming laser rod's thermal effect with stimulated Brillouin scattering phase conjugation mirror [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(2): 184~187
刘丹平, 胡 渝. 利用受激布里渊散射相位共轭镜克服激光棒热效应的实验研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(2): 184~187
- 2 Yue Dong, Jifeng Zu, Liqun Hou *et al.*. Approximate formulas of temperature and stress distributions and thermal induced effects in a heat capacity slab laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(6): 326~328
程小劲, 牛金富, 徐剑秋. 部分抽运的板条激光器的热效应分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 854~858
- 3 Cheng Xiaojin, Niu Jinfu, Xu Jianqiu. Thermal effects in partially laser-diode-pumped slab lasers [J]. *Acta. Optica. Sinica*, 2006, **26**(6): 854~858
程小劲, 牛金富, 徐剑秋. 部分抽运的板条激光器的热效应分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 854~858
- 4 W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*[M]. Fifth Ed., Berlin:Springer, 1999. 400~442
- 5 H. J. Eichler, R. M. Haase, Ralf Menzel *et al.*. Thermal lensing and depolarization in a highly pumped Nd:YAG laser amplifier [J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1993, **26**: 1884~1891
- 6 S. Seidel, A. Schirmacher, G. Mann *et al.*. Optimized resonators for high-average-power, high brightness Nd:YAG lasers with birefringence compensation[C]. *SPIE*, 1998, **3267**: 214~225
- 7 N. Hodgson, H. Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*[M]. Second Ed., New York: Springer, 2005. 458~460
- 8 Xie Wenjie, Tam Siuchung, Lam Yeeloy *et al.*. Influence of the thermal effect on the TEM₀₀ mode output power of a laser-diode side-pumped solid-state laser[J]. *Appl. Opt.*, 2000, **39**(30): 5482~5497
- 9 I. Moshe, S. Jackel, A. Meir. Correction of spherical and azimuthal aberrations in radially polarized beams from strongly pumped laser rods[J]. *App. Opt.*, 2005, **44**(36): 7823~7827
- 10 N. Hodgson, H. Weber. Influence of spherical aberration of the active medium on the performance of Nd:YAG lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, **29**(9): 2497~2507
- 11 J. Bourderionnet, A. Brignon, J. Huignard *et al.*. Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers[J]. *Opt. Commun.*, 2002, **204**: 299~310
- 12 Chong Liu, Thomas Riesbeck, Xin Wang *et al.*. Influence of spherical aberrations on the performance of dynamically stable resonators[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(20): 5222~5228
- 13 Bo Yong, Geng Aicong, Bi Yong *et al.*. High average power Q-switched quasi-continue-wave Nd:YAG laser [J]. *Acta, Physica Sinica*, 2006, **55**(3): 1171~1175
薄 勇, 耿爱丛, 毕 勇等. 高平均功率调 Q 准连续 Nd:YAG 激光器[J]. *物理学报*, 2006, **55**(3): 1171~1175
- 14 Wang Nuanrang, Wang Canzhao, Yuan Ligang *et al.*. 138 W narrow pulse-width solid-state green laser operation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8): 1017~1020
王暖让, 王灿召, 苑利钢等. 138 W 窄脉宽全固态绿光激光器[J]. *中国激光*, 2006, **33**(8): 1017~1020
- 15 Liu Chong, Ge Jianhong, Xiang Zhen *et al.*. Thermal-induced birefringence-compensated laser system with two Nd:YAG rods [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11): 1483~1487
刘 崇, 葛剑虹, 项 震等. 双棒串接补偿热致双折射效应激光谐振腔[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11): 1483~1487