

热效应对激光器光束质量的自适应调整技术

屈鹏飞, 王石语, 过 振, 蔡德芳, 李兵斌

西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071

摘要 在固体激光器中,热效应会同时影响抽运光和振荡光的空间分布。研究表明,对于端面抽运固体激光器而言,通常存在一个特定的抽运功率区间,使抽运光与基模振荡光在热效应的作用下,在增益介质内部高度重合,激光器的抽运光效率和光束质量得到大幅度提升。利用这一特点,设计了一种激光器,在抽运功率为 105~115 W 时,实现了抽运光与基模振荡光空间分布的高度重合,激光器光束质量因子小于 2.3。在此区间外,激光器光束质量因子迅速增加到 3 以上。提出了一种计算上述抽运功率区间的优化算法,在端面抽运固体激光器中,可以快速寻找到理想的抽运功率区间,并与上述实验进行对比,结果表明使用该方法寻找到的抽运功率区间与实验所得到的区间高度吻合,相对误差低于 5%,可靠性高。

关键词 激光器; 固体激光器; 热透镜; 空间分布; 光束质量

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201737.0514001

Adaptive Adjusting Technique of Thermal Effect to Laser Beam Quality

Qu Pengfei, Wang Shiyu, Guo Zhen, Cai Defang, Li Bingbin

School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China

Abstract Spatial distributions of pump beam and oscillating beam will be affected by thermal effect in solid state laser. The research shows that a specific pump power region is existed in end-pumped solid state laser. In this interval, pump beam and fundamental mode oscillating beam achieve large overlap in the gain medium under thermal effect, which results in higher efficiency of pump source and better beam quality of laser. Based on the characteristic, a laser is designed. Spatial distributions between pump beam and fundamental mode oscillating beam of the laser can achieve large overlap, and the beam quality factor is lower than 2.3 with pumping power ranging from 105 W to 115 W. Out of this range, the beam quality rapidly increases to more than 3. A new optimization algorithm is proposed to calculate the pump power region, which can find ideal pump power region rapidly in end-pumped solid state laser. Compared with the experiment, the pump power region of the proposed method achieves a higher level of compliance with experimental region, and the relative error is less than 5% with high reliability.

Key words lasers; solid-state laser; thermal lensing; spatial distribution; beam quality

OCIS codes 140.3580; 140.6810; 140.3295

1 引 言

激光二极管(LD)抽运的全固态激光器(DPSSL)具有峰值功率高、电-光转换效率高、体积小等优点,在军事信息、科学研究和工业检测中具有广泛的应用^[1-5]。当 DPSSL 处于工作状态时,由于量子亏损效应和下激光能级与基能态之间的能差转化产热等原因,增益介质所吸收的抽运光能量中,有近 32%的抽运光能量以热能的形式在介质内部沉积^[6-8]。增益介质内部的热效应会导致固体激光器光束质量随着抽运功率的增加而急剧下降,是阻碍 DPSSL 实现高功率、高效率和高光束质量输出的主要原因^[9]。近年来,研究人员尝试采用多种方式缓解增益介质的热效应来提高激光器性能。

收稿日期: 2016-11-16; **收到修改稿日期:** 2017-01-12

基金项目: 国家预研究基金(9140A020105)

作者简介: 屈鹏飞(1987—),男,博士研究生,主要从事新型光电子器件方面的研究。E-mail: qupengfei_119@163.com

导师简介: 王石语(1966—),男,教授,博士生导师,主要从事新型光电子器件等方面的研究。

E-mail: yshi@mail.xidian.edu.cn(通信联系人)

2013年,丁欣等^[10]为减少量子亏损效应,用914 nm波长激光作为抽运源对Nd:YVO₄晶体进行抽运,获得56.9%高光光转换效率的1064 nm输出。2014年,王昊成等^[11]利用受激布里渊散射(SBS)相位共轭技术,来补偿热畸变实现激光器高光束质量输出。2014年,安向超等^[12]利用薄片激光器的优秀热管理方式,实现高光束质量、高效率激光输出。2013年,Yan X等^[13]提出增益引导效应,有效改善激光光束质量。

增益介质内部热效应在LD抽运时是固有存在的,研究发现,在端面抽运固体激光器中,存在一个特定的抽运功率区间段,增益介质在此段区间内可形成焦距合适的热透镜,使得抽运光和基模振荡光在增益区间内高度重合,大幅度提升激光器的基模效率和光束质量。若抽运功率脱离这个区间,抽运光与基模振荡光会在介质内失配,进而导致激光器的光束质量急剧恶化。基于上述特点,本文提出一种端面抽运固体激光器的设计方案,其并未从缓解热效应的角度出发,而是寻找到这个特定的功率区间,对增益介质内部的热效应加以利用,提高抽运光与基模振荡光的空间匹配程度,达到改善激光器光束质量目的。

2 基本原理

2.1 理论分析

所设计的激光器如图1所示,当抽运功率处于特定的功率区间时,抽运光与基模振荡光会在热透镜的作用下,在增益介质内部高度重合,大部分抽运光能量被基模振荡光吸收,激光器的基模效率和光束质量得到大幅度改善。

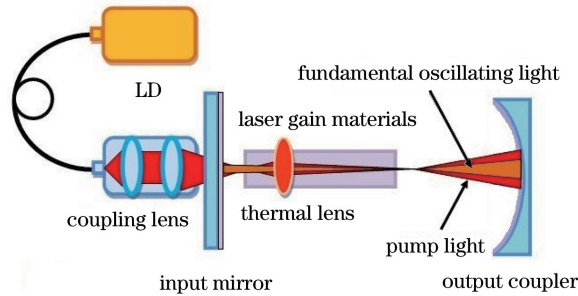


图1 二极管端面抽运激光器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of diode end-pumped laser

在上述设计方案中,需要在不同抽运功率条件下,对抽运光和基模振荡光在增益介质内部的空间分布进行理论计算,进而寻找到二者最大程度重叠时的抽运功率范围。在计算增益介质内部抽运光与基模振荡光的空间分布时,需要考虑增益介质内部热效应的影响。增益介质内部总的热透镜效应包含了折射率随温度的变化,热膨胀因素和应力双折射热透镜效应。其中,折射率随温度的变化为热透镜的主要因素,其在总的热透镜效应中所占比重要远高于后两种因素,在一级近似中,通常只用与温度有关的折射率部分来描述热透镜效应^[14-15]。因此在热效应的计算过程中没有将热膨胀因素和应力双折射热透镜效应的因素考虑进去。

增益介质的温度分布与其特性、抽运光的参数以及环境因素有关。首先计算增益介质内的温度分布。用与LD输出光最为接近的一阶平顶高斯光作为光纤耦合LD输出光的强度分布,所选用的增益介质为圆柱形棒状晶体,则抽运光在增益介质内的强度分布为^[16]

$$I(r, z) = \frac{2\alpha}{\pi\omega^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \cdot \left\{ \exp \left[-4 \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right] \right\} \cdot \left[1 + 2 \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right]^2 \cdot \exp(-\alpha z), \quad (1)$$

式中 l 为增益介质长度; α 为增益介质的吸收系数; ω 为抽运光光斑半径。

增益介质中,热密度函数表达式为

$$Q(r, z) = \frac{2\alpha\gamma P_{in}}{\pi\omega^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \cdot \left\{ \exp \left[-4 \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right] \right\} \cdot \left[1 + 2 \left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right]^2 \cdot \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

式中 γ 为增益介质生热系数, P_{in} 为进入到增益介质中的抽运光功率。

同时,结合边界条件,可以得到增益介质内部的温度分布

$$k_0 \cdot \left[\frac{d^2 T(r, z)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT(r, z)}{dr} + \frac{d^2 T(r, z)}{dz^2} \right] + Q(r, z) = 0, \quad (3)$$

$$\begin{cases} r=0, & \frac{dT}{dr}=0, \\ r=R_0, & T=T_0. \end{cases} \quad (4)$$

式中 R_0 为增益介质晶体棒半径, $T(r, z)$ 为点 (r, z) 处的温度值, k_0 为增益介质的热传导系数。

在得到增益介质内部温度分布后, 通过菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式, 可计算得到抽运光和基模振荡光在增益介质内部的分布情况。其表达式为^[17]

$$u(x, y) = \frac{ik}{4\pi\omega} \iint_s u(x', y') \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} (1 + \cos\theta) ds', \quad (5)$$

式中 $u(x', y')$ 为已知空间平面上 (x', y') 点处的光场分布, $u(x, y)$ 表示空间任意一点 (x, y) 的光场分布, ρ 为 (x, y) 和 (x', y') 两点的距离。由(5)式可知, 在空间介质分布均匀的条件下, 可通过已知空间平面处的光场分布计算该空间其他位置处的光场分布^[18]。

采用以下模型计算增益介质内部的光场分布: 沿增益介质光轴方向, 以 1 mm 步长对其进行分割, 将增益介质分割成为若干等份, 由介质端面的基模振荡光和抽运光的空间分布作为出发点, 利用(5)式, 用被分割出来的每段晶体的前表面光场来计算其后表面光场, 进而得到抽运光和基模振荡光在增益介质内部的光场分布。同时, 需要在光场的计算过程中, 将增益介质内部温度变化考虑进去。由于增益介质内部的温度梯度使得介质内折射率发生变化, 可由上述温度分布计算得到增益介质内部折射率的变化情况, 这样便得到抽运光和基模振荡光在通过每段增益介质时的光程差分布, 进而可计算得到其相位差分布, 而这个相位差分布就是温度分布对上述光场的调制作用, 具体计算方法如下。

增益介质内折射率变化量与温度梯度之间的关系为

$$\Delta n(x, y, z)_T = [T(0, 0, z) - T(x, y, z)] dn/dT, \quad (6)$$

式中 dn/dT 为温度折射率系数。

若增益介质长度为 l , 当抽运光和基模振荡光沿光轴方向通过上述每段介质时, 其光程差表达式为

$$\Delta\delta(x, y) = \int_l \Delta n(x, y, z)_T dz, \quad (7)$$

得其相位差分布为

$$\Delta\varphi(x, y) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot \Delta\delta(x, y). \quad (8)$$

用(5)式计算每段增益介质后表面的光场分布时, 在其后乘上一个相位调制因子

$$\sigma(x, y) = \exp[-i \cdot \Delta\varphi(x, y)]. \quad (9)$$

这就是增益介质内部热效应对抽运光与基模振荡光的调制作用。利用上述方法, 便可以获得在热效应作用条件下, 增益介质内部新的抽运光与基模振荡光光场分布。由于抽运光的光场分布发生变化, 此时, 需要将新得到的抽运光半径代入到(1)式中, 重复上述计算过程。当抽运光分布与增益介质内部温度分布稳定不变后, 此时得到的抽运光分布与基模振荡光分布便为稳态条件下增益介质内部的光场信息。其中进入到增益介质的抽运光分布及光斑半径可分别由电荷耦合器件(CCD)及刀口法测量得到。将增益介质端面镀 1064 nm 全反膜, 让其作为谐振腔的全反镜, 由于不同抽运功率情况下增益介质内部热焦距不同, 此时谐振腔的全反镜已变为包含热焦距的凹面镜, 已不再是没有抽运光时的平面镜, 所以在计算谐振腔中全反镜处基模振荡光光斑尺寸时, 需要将热透镜的焦距一起考虑进去, 使用有源腔的公式来计算这种情况。

在计算有源腔全反镜处的基模光斑半径, 需要引进 2 个等效谐振腔相关参量

$$\begin{cases} g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L_0}{R_1}, \\ g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L_0}{R_2}, \end{cases} \quad (10)$$

式中 $L_0 = L_1 + L_2 - (L_1 L_2 / f)$, f 为热透镜焦距, L_1 和 L_2 分别为全反镜和输出镜与热透镜之间的距离, 其中热透镜焦距表达式为

$$f = \frac{\pi K_0 \omega^2}{\gamma P_{in} (dn/dT)} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \right], \quad (11)$$

式中 P_{in} 为进入晶体内部的抽运功率, K_0 为增益介质的热导率, dn/dT 是温度折射率系数, l 是增益介质的长度, α 为增益介质的吸收系数, ω 为抽运光半径, γ 为增益介质的生热系数。

在任何谐振腔中, 一面反射镜上的基模振荡光光斑尺寸都可以用谐振腔的参量来表示

$$\tau_1^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \left[\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)} \right]^{1/2}, \quad (12)$$

式中 $L = L_1 + L_2$ 。

对以上模型进行模拟计算。所用增益介质为 Nd:YAG 晶体, 其掺杂浓度为 0.1% (质量分数), 吸收系数^[19]为 0.079 mm^{-1} , 长度 30 mm, 直径 3 mm, 边界温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 。用上述计算方法, 将 Nd:YAG 晶体以 1 mm 为步长平均分为 30 个等份, Nd:YAG 晶体端面作为谐振腔的全反镜, 由这个端面作为初始抽运光和初始基模振荡光光场的出发点, 利用基尔霍夫衍射积分函数, 计算晶体内部抽运光和基模振荡光的光场分布。初始抽运光的光场信息是抽运源经光纤输出, 通过耦合系统准直聚焦后, 由 CCD 截取得到; 初始抽运光光斑半径由刀口法测量后得其值为 0.4 mm。输出镜为曲率半径 500 mm 的凹面镜, 谐振腔腔长为 290 mm。当抽运功率为 50, 100, 150 W 时, 由(11)式计算得到晶体内部热焦距分别为 80, 47, 23 mm。取晶体中间部分为热透镜位置处, 则 L_1 和 L_2 的值分别为 15 mm 和 275 mm。由(12)式得反射镜处 1064 nm 基模振荡光光斑半径在抽运功率为 50, 100, 150 W 时分别为 0.16, 0.13, 0.09 mm。图 2 是抽运功率分别为 50, 100, 150 W 时, 抽运光与基模振荡光在晶体内部传输时的光斑变化。

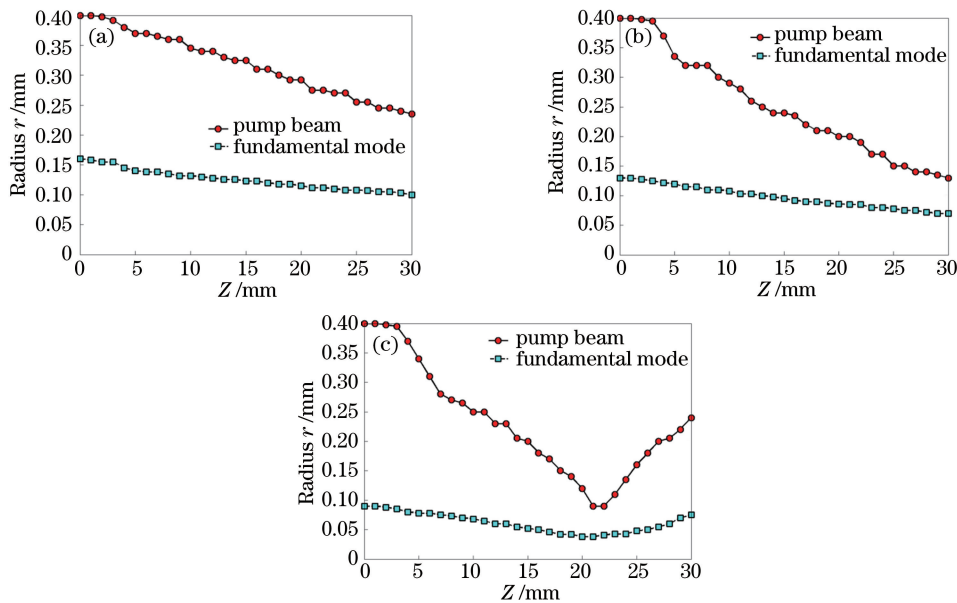


图 2 不同抽运功率下抽运光与基模振荡光光斑半径沿 Z 轴方向变化。(a) $P_{in} = 50 \text{ W}$; (b) $P_{in} = 100 \text{ W}$; (c) $P_{in} = 150 \text{ W}$

Fig. 2 Variation of spot radius of pump beam and fundamental mode oscillation beam along Z direction with different pump powers. (a) $P_{in} = 50 \text{ W}$; (b) $P_{in} = 100 \text{ W}$; (c) $P_{in} = 150 \text{ W}$

由图 2(a)可以看出, 在抽运功率 50 W 的低功率下, 热透镜效应不明显, 大部分抽运光能量作用于基模以外的区域, 激光器中的基模与其他模式振荡光所获得的增益相差较小, 光束质量得不到有效提升。当抽运功率为 100 W 时, 在图 2(b)中可以看出, 抽运光与基模振荡光之间的匹配程度较之前明显改善, 抽运光在热透镜的作用下逐渐趋近于基模振荡光, 这使得基模振荡光所获得的增益要远高于高阶模振荡光, 激光器光束质量得到大幅度改善。随着抽运功率的增加, 当功率达到 150 W 时, 在图 2(c)中可以看出, 抽运光与基模振荡光在增益介质内部 22 mm 附近处出现拐点, 这个拐点为热透镜的焦点位置, 在过焦点后, 抽运光会迅速发散, 高阶模所获得的增益得到提升, 致使激光器光束质量下降。由图 2 中不同抽运功率条件下, 抽运光光斑半径和基模振荡光光斑半径的变化趋势可以看出, 当激光器为以上参数时, 在抽运功率 100~150 W 内, 存在一个

功率区间段,在这个功率区间段内,抽运光与基模振荡光的空间匹配程度是最好的,下面通过实验进行验证。

2.2 实验系统

图 3 中,LD 输出光波长为 808 nm,通过光纤输出后,经准直和聚焦,进入增益介质。增益介质选取掺杂浓度为 0.1%(质量分数),吸收系数为 0.079 mm^{-1} ,长度 30 mm,直径 3 mm 的 Nd:YAG 晶体。Nd:YAG 晶体正对抽运光一端作为谐振腔的全反镜,其端面镀 808 nm 增透膜和 1064 nm 全反膜,另一端镀 1064 nm 增透膜。LD 光纤数值孔径为 0.22,光纤直径 $400 \mu\text{m}$,晶体端面抽运光半径为 0.4 mm,谐振腔长度 290 mm,输出镜选取曲率半径为 500 mm 的凹面镜,透射率为 30%。晶体棒用钢皮包裹后夹持在铜热沉中,使晶体与热沉保持充分的热交换,热沉温度保持在 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 。

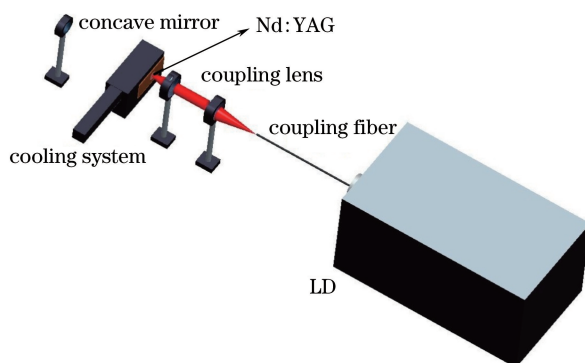


图 3 实验所用激光器结构简图

Fig. 3 Structure diagram of experimental laser

3 实验结果

图 4 为实验中激光器输出功率和光束质量因子 M^2 变化曲线图。实验过程中, M^2 测量所使用的方法为刀口三点法。当抽运功率较低时,振荡光中包含了大量高阶模成分,激光器光束质量较差;随着抽运功率的增加,光束质量出现明显的改善,从图 4 中可以明显地观察到,在抽运功率处于 $105 \sim 115 \text{ W}$ 时,输出光的 M^2 因子均低于 2.3,在抽运功率为 109 W 处, M^2 为最小值 2.12;当抽运功率继续增加至 120 W 以上时,输出光光束质量迅速下降,同时,输出功率也出现饱和和下降的现象。

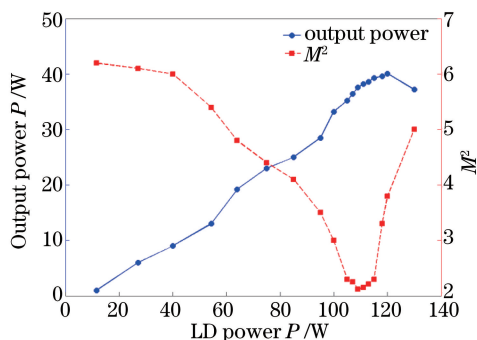


图 4 输出光功率和 M^2 的变化曲线图

Fig. 4 Relationship between output light power and M^2

4 分析与讨论

由以上实验数据可以知道,当抽运功率处于 $105 \sim 115 \text{ W}$ 时,激光器的光束质量可以保持在较高水平, M^2 因子均低于 2.3,在这个抽运功率范围内,抽运光与基模振荡光因热透镜的作用在增益介质内高度匹配,激光器处于最佳工作状态。当抽运功率脱离这个范围时,激光器 M^2 会急剧增加至 3 以上。究其原因在于,抽运功率过低,使得增益介质内部热透镜不能对抽运光起到高度汇聚的作用,大部分抽运光能量被基模以外

的模式所吸收,同时,由于所选用的平凹腔中各个模式间损耗较小且无较大差异,都可以形成振荡输出,这就导致输出光为几个模式的干涉叠加,形成多横模输出^[20],进而导致光束质量下降;若抽运功率过高,热透镜效应过于强烈,抽运光在增益介质内部过焦点后会迅速与基模振荡光分开,二者的匹配程度下降,致使激光器光束质量下降,同时,过强的热透镜使得谐振腔由稳定腔变为非稳腔,引起输出功率的饱和下降和光束质量的下降。这与理论分析的结果是相吻合的。

但是,由于应用背景不同,激光器的各项参数也会发生变化,若利用上述迭代计算的方法,其计算时间较长,编程工作量也比较大。那么如何快速估算出抽运功率的区间范围以及激光谐振腔中的各项参数,是激光器设计过程中所要解决的关键问题。这里提出一个估算方法,如图 5 所示(LDA 为激光二极管阵列)。首先要估算晶体内部热透镜焦距,由图 2 分析可知,热透镜焦距过大或过小,都会引起激光器光束质量的下降,而当热透镜焦点位置处于晶体尾端边缘附近一小段区域内时,其既可以起到对抽运光的汇聚作用,又不会导致二者在增益介质内失配,此时的抽运功率区间为最佳匹配区间;之后调整凹面输出镜(OC)的前后位置,当输出镜的焦平面位于上述热透镜焦平面的区间内,此时激光器各项参数便处于最佳状态。若输出镜焦平面脱离此区域向增益介质靠近,会导致谐振腔中增益区间内部基模振荡光模体积减小,与抽运光的匹配程度下降,输出光光束质量得不到有效提升;若其远离增益介质,谐振腔在大抽运功率作用下很容易由稳定腔变为非稳腔,激光器性能会出现大幅度下降。下面通过这种方法,对上述实验各项参数进行估算。

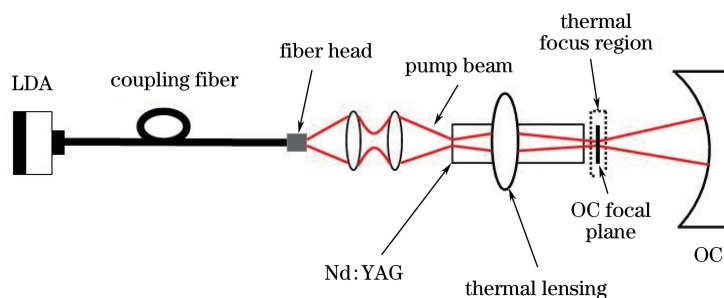


图 5 激光器参数估算方法简图

Fig. 5 Sketch of parameter estimation method of laser

图 6 为利用非稳腔法^[21]所测的热透镜焦距与(11)式所得理论值对比关系图。模拟计算中所用的各项参数与实验一致,激光器致热率为 0.32。在抽运功率较小时,热透镜效应表现不明显,理论计算与实验有一定偏差。而随着抽运功率的增加,热透镜效应越来越显著,在抽运功率超过 100 W 时,理论计算与实验结果趋于吻合,这说明,在高抽运功率作用下时,热透镜焦距的理论计算值可用于上述估算,准确度较高。

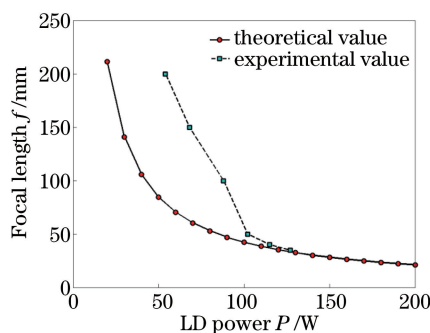


图 6 热透镜焦距理论值与实验值对比图

Fig. 6 Comparison of experimental and theoretical value of thermal lens focal length

由图 6 可看出,在抽运功率为 102~120 W,热透镜焦距在 50~35 mm 时,其焦点位置在激光晶体尾端边缘附近,实验所选用的凹面输出镜的曲率半径为 500 mm,其反射焦距为 250 mm,在腔长为 290 mm 时,输出镜的反射焦平面恰好处于上述热透镜的焦平面区间内,这个时候便是理论状态下激光器的最佳工作状态,其与实验中所得到的抽运功率区间 105~115 W 大致相同,且相对误差低于 5%。

5 结 论

在固体激光器中,研究人员通常采用多种方式来缓解或补偿激光器中存在的热效应,以达到提高光束质量的目的。研究表明,在端面抽运固体激光器中,热效应可以用来提高激光器的光束质量,在抽运功率不断增加的过程中,存在一个特定的抽运功率区间,使得增益介质内部形成焦距合适的热透镜,在此热透镜的作用下,抽运光和基模振荡光在增益介质内部高度匹配,使得激光器的光束质量得到大幅度提升。在此基础上,对于端面抽运固体激光器,提出一种快速得到上述抽运功率区间的计算方法,使用该方法计算的结果与实验结果相吻合,相对误差低于5%,使激光器的设计更为便利。

参 考 文 献

- [1] Mirzaeian H, Manjooan S, Major A. A simple technique for accurate characterization of thermal lens in solid state lasers[C]. SPIE, 2014, 9288: 928802.
- [2] Shen Y, Bo Y, Zong N, *et al.* Experimental and theoretical investigation of pump laser induced thermal damage for polycrystalline ceramic and crystal Nd:YAG[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(1): 160-167.
- [3] Shi Zhaohui, Liu Xuesong, Huang Yutao, *et al.* 500 kHz, 6 ns high repetition-rate electro-optical cavity dumped Nd:YVO₄ laser[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(10): 1002006.
石朝辉, 刘学松, 黄玉涛, 等. 500 kHz, 6 ns 高重复频率电光腔倒空 Nd:YVO₄ 激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(10): 1002006.
- [4] Shibib K S, Minshid M A, Alattar N E. Thermal and stress analysis in Nd:YAG laser rod with different double end pumping methods[J]. Thermal Science, 2011, 15(s2): 399-407.
- [5] Shen Y, Liu W, Zong N, *et al.* Comparison of laser induced thermal fracture between polycrystalline ceramic and crystal Nd:YAG[J]. Optics Letters, 2014, 39(7): 1965-1967.
- [6] Wang Yajun, Yang Wenhai, Zheng Yaohui, *et al.* Influence of pump wavelength and Nd³⁺ doped concentration on the performance of intracavity doubling single-frequency lasers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0602005.
王雅君, 杨文海, 郑耀辉, 等. 抽运波长及 Nd³⁺ 掺杂浓度对内腔倍频单频激光器性能的影响 [J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602005.
- [7] Chen Jinbao, Guo Shaofeng. Review on technical approaches of high energy solid-state lasers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0602006.
陈金宝, 郭少锋. 高能固态激光器技术路线分析[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602006.
- [8] Xiang Zhen, Wang Dan, Li Tong, *et al.* Numerical simulation and analysis for gain guiding effect in master oscillator power amplifier lasers[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(5): 0502004.
项 震, 汪 丹, 李 通, 等. 主振荡功率放大激光器增益导引效应的数值模拟及分析[J]. 中国激光, 2011, 38(5): 0502004.
- [9] Pan Sunqiang, Zhao Zhigang, Liu Chong, *et al.* Mechanism investigation of beam quality evolution within laser oscillator[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(11): 111406.
潘孙强, 赵智刚, 刘 崇, 等. 激光振荡器内光束质量演变的机理研究[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(11): 111406.
- [10] Ding Xin, Zhang Haiyong, Sheng Quan, *et al.* High efficiency Nd:YVO₄ laser in-band pumped from high Stark level of ground state at 914 nm[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(7): 0702008.
丁 欣, 张海永, 盛 泉, 等. 914 nm 基态高斯塔克能级共振抽运的高效率 Nd:YVO₄ 激光器[J]. 中国激光, 2013, 40(7): 0702008.
- [11] Wang Haocheng, Fan Zhongwei, Yu Jin, *et al.* Research progress of high repetition rate and high power laser with SBS-phase conjugate mirror[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(4): 040001.
王昊成, 樊仲维, 余 锦, 等. 带 SBS 相位共轭镜的高重复频率高功率激光系统研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(4): 040001.
- [12] An Xiangchao, Tang Chun, Shang Jianli, *et al.* 10 J diode-pumped thin-disk laser in unstable resonator[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(8): 0802001.
安向超, 唐 淳, 尚建力, 等. 10 J 级二极管抽运非稳腔薄片激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(8): 0802001.
- [13] Yan X, Liu Q, Jiang X, *et al.* The combined guiding effect in MOPA lasers[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(4):

045003.

- [14] Yang Yongming, Wen Jianguo, Wang Shiyu, *et al.*. The thermal lens focus of the end-pumped Nd:YAG laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, 34(12): 1769-1772.
杨永明, 文建国, 王石语, 等. LD 端面泵浦 Nd:YAG 激光器中的热透镜焦距[J]. *光子学报*, 2005, 34(12): 1769-1772.
- [15] Han Yaofeng, Zhang Ruofan, Yang Hongru, *et al.*. Time-variable thermal effect in side-pump high power pulse Nd:YAG laser[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27(6): 061005.
韩耀锋, 张若凡, 杨鸿儒, 等. 脉冲 LDA 侧面泵浦大能量 Nd:YAG 激光器时变热效应分析[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27(6): 061005.
- [16] Fan T Y, Byer R L. Diode laser-pumped solid-state lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(6): 895-912.
- [17] Qu pengfei, Wang shiyu, Guo Zhen, *et al.*. Analysis of interaction between thermal effect and pump optical field distribution in high power solid-state laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(11): 1114002.
屈鹏飞, 王石语, 过 振, 等. 高功率固体激光器中抽运光和热效应的相互作用分析[J]. *光学学报*, 2014, 34(11): 1114002.
- [18] Huan Youwen. Study on the effect of pump light distribution to the oscillating light distribution characteristics [D]. Xi'an: Xidian University, 2013: 28-36.
宦友文. 泵浦光分布对振荡光分布特性的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2013: 28-36.
- [19] Yin Xiaoxue, Guo Zhen, Li Bingbin, *et al.*. Laser crystal thermal effect and ladder pump technology[J]. *Electronic Science and Technology*, 2010, 23(2): 39-41.
尹晓雪, 过 振, 李兵斌, 等. 激光晶体热效应的阶梯泵浦技术[J]. *电子科技*, 2010, 23(2): 39-41.
- [20] Ling Dongxiong, Fu Yunchang, Fan Zebin. Matrix analysis of eigen mode-fields of the circular plano-concave resonator with a Gaussian-reflectivity mirror[J]. *Chinese J Lasers*, 2003, 30(1): 25-28.
凌东雄, 伏云昌, 樊则宾. 高斯型变反射率圆镜平凹腔本征模场的矩阵分析[J]. *中国激光*, 2003, 30(1): 25-28.
- [21] Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu, *et al.*. Study on thermal lens of Nd³⁺:YAG laser pumped by a laser diode[J]. *Chinese J Lasers*, 2000, 27(9): 777-781.
张行愚, 赵圣之, 王青圃, 等. 激光二极管端面抽运的固体激光器热透镜效应的研究[J]. *中国激光*, 2000, 27(9): 777-781.