

二极管端面抽运固体激光器中晶体热透镜轴向不均匀性研究

李兵斌 过 振 王石语 蔡德芳 文建国

(西安电子科技大学技术物理学院, 陕西 西安 710071)

摘要 提出了一种轴向不均匀热透镜的分段计算方案,将晶体沿着轴向等分为 N 段,每段均作为具有不同参数的类透镜介质,得到了晶体热透镜的正向和反向传输矩阵,以此确定谐振腔模场分布。分析了分段数目对于谐振腔基模束腰半径的影响。结果表明,束腰半径随分段数目的增加而变化,当分段数目超过某个确定值后,计算结果趋于稳定并接近实际。分别改变抽运功率、抽运半径及晶体掺杂浓度,讨论了腔模束腰半径达到稳定时所需的最小分段数目。

关键词 激光器;端面抽运;轴向不均匀热透镜;类透镜介质;传输矩阵

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.s102005

Modeling of Longitudinally Nonuniform Thermal Lensing in Diode End-Pumped Solid-State Lasers

Li Bingbin Guo Zhen Wang Shiyu Cai Defang Wen Jianguo

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract A method for modeling the longitudinally non-uniform thermal lensing is proposed, the laser rod is divided into N equivalent segments longitudinally for calculations, each can be dealt as lens-like medium, so both the forward and backward transmission matrix of longitudinally non-uniform thermal lensing can be worked out. A quantitative analysis of the fundamental-mode distribution in a plane-parallel cavity is made using transmission matrix. The effect of the dividing number N on waist radius of cavity mode is analyzed, results show waist radius changes with the number N , when N is larger than a certain value, waist radius will tend to stabilization and can get closest to realities. The smallest values of N for the waist radius getting to stabilization are discussed with the variations of the pump power, average pump radius and rare earth ion doping concentration, individually.

Key words lasers; end-pumped; longitudinally non-uniform thermal lensing; lens-like medium; transmission matrix

OCIS codes 140.6810; 140.3530; 140.3580; 140.5680

1 引 言

激光二极管抽运固体激光器(DPSSL)具有结构紧凑、高稳定性和高效率等优点,得到了广泛的关注^[1~3]。在激光二极管抽运过程中,由于存在量子差损、无辐射弛豫和上转换吸收等过程,晶体吸收的抽运光能量有相当一部分最终转化为热量,引发热透镜效应,直接影响谐振腔的输出稳定性和光束质量,限制了 DPSSL 的使用范围。

对于晶体热效应的处理办法有两种:1)消除或

削弱;2)设法利用。为此,需要对晶体热透镜作定量分析。通常的方法是将晶体热透镜等效为一个理想的薄透镜,这样处理简化了分析过程,便于操作,但是它忽略了热透镜的空间分布。考虑到端面抽运固体激光器中晶体热透镜的轴向不均匀型,本文提出了热透镜分段计算方案,分析了平-平谐振腔中晶体热透镜的轴向不均匀性对于的基模分布的影响,讨论了分段数目对于腔模束腰半径计算值的影响,研究了抽运功率、抽运光平均半径以及晶体掺杂浓度变化时,腔

收稿日期:2011-07-20;收到修改稿日期:2011-08-30

作者简介:李兵斌(1978—),男,讲师,主要从事晶体热效应和声光调 Q 技术等方面的研究。

E-mail: bingbli@xidian.edu.cn

模束腰半径达到稳定对分段数目的要求。

2 热透镜分段计算方案

由于抽运光空间分布不均匀,增益介质内部的归一化抽运光分布函数可以表示为^[4]

$$g_c(x, y, z) = K_c \exp\left[-2\left(\frac{x^2 + y^2}{\bar{w}_p^2}\right) - \alpha z\right], \quad (1)$$

式中 $K_c = 2\alpha / \{\pi \bar{w}_p^2 [1 - \exp(-\alpha l)]\}$, \bar{w}_p 为增益介质内部抽运光半径的平均值, α 为增益介质对抽运光的吸收系数, l 为增益介质沿抽运方向的长度, 即晶体长度。

可见, 由于晶体的吸收, 介质内部抽运光强度沿着抽运方向逐渐降低。同时, 抽运光的分布函数和柱状晶体侧壁传导散热的结构使得晶体温度沿径向逐渐降低。因此, 如果将增益介质沿着轴向等分为 N 份, 在 N 足够大的条件下, 每段内晶体沿着轴向温度变化就会限制在足够的小区域内, 可以忽略不计, 只需考虑径向温度变化。对于第 i ($i = 1, 2, \dots, N$) 段, 由于径向温差的存在, 增益介质的折射率沿着径向分布不再均匀, 呈现类透镜介质的形式分布^[5]:

$$n_i = n_{i0} \left(1 - \frac{1}{2} \beta_i^2 r^2\right), \quad (2)$$

式中 r 为径向坐标, β_i 为第 i 段的正透镜介质参数, n_{i0} 为第 i 段晶体轴心位置的折射率。其 $ABCD$ 矩阵可以表示为^[2]

$$\begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\beta_i \Delta l) & \frac{1}{\beta_i} \sin(\beta_i \Delta l) \\ -\beta_i \sin(\beta_i \Delta l) & \cos(\beta_i \Delta l) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 Δl 为每段的长度。所以, 晶体热透镜的 $ABCD$ 矩阵可以表示为

$$\begin{pmatrix} A_+ & B_+ \\ C_+ & D_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{N-1} & B_{N-1} \\ C_{N-1} & D_{N-1} \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} A_- & B_- \\ C_- & D_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} A_i & B_i \\ C_i & D_i \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中(4)式为正向(沿抽运方向)传输矩阵, (5)式为反向传输矩阵。确定晶体热透镜的传输矩阵, 关键在于确定每段的类透镜参数 β_i 。

3 热透镜传输矩阵的计算

以 20 W 光纤耦合激光二极管端面抽运 Nd:YAG

激光器为例, 使用上述方法定量计算热透镜的传输矩阵。Nd:YAG 激光晶体尺寸为 $\phi 3 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, Nd³⁺ 掺杂浓度(原子数分数)为 0.7%。

3.1 Nd:YAG 晶体温度场分布

3.1.1 热传导方程

假定激光器连续工作, 不考虑温度场的瞬态变化, 同时忽略温度对于热导率的影响, 则三维稳态热传导方程可以表示为^[6]

$$\nabla^2 T(x, y, z) + \frac{q(x, y, z)}{k} = 0, \quad (6)$$

式中 $T(x, y, z)$ 表示空间坐标 (x, y, z) 点的温度, k 表示热导率, $q(x, y, z)$ 为空间坐标 (x, y, z) 处的热源密度函数。

3.1.2 边界条件

设定 Nd:YAG 晶体的初始温度以及环境温度均为 20 °C, Nd:YAG 晶体通过边界向金属热沉和周围空气对流散热, 属于第三类边界, 可以表示为^[7]

$$k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_s = h(T_c - T|_s), \quad (7)$$

式中 T 为温度, S 为散热边界, n 代表法线方向, h 为热对流系数, T_c 为环境温度。为了简化计算, 忽略热沉上的温差, 晶体侧面与热沉相接触的热对流系数选为 5000 W/(m² · K), 晶体端面与周围空气的热对流系数均取为 27.5 W/(m² · K)。

3.1.3 热源函数

由于在各向同性增益介质中, 热源大小与归一化抽运光分布函数成正比^[4]。因此, Nd:YAG 晶体内部的热源函数可以分别表示为

$$q(x, y, z) = \eta_H P_0 [1 - \exp(-\alpha l)] g_c(x, y, z), \quad (8)$$

式中 $g_c(x, y, z)$ 为增益介质内部抽运光分布函数由(1)式给出, η_H 为增益介质的生热效率, 在激光发射条件下, 生热效率可取为 0.32^[8]。

3.1.4 温度分布计算结果

假设抽运光分布、边界均具有轴对称结构, 可以选取 Nd:YAG 晶体棒的 1/4 利用有限元分析 (FEA) 建立计算模型, 如图 1(a) 所示。使用 FEA 方法计算所选参数如表 1 所示。计算得到的稳态时晶体温度分布图如图 1(b) 所示。由图 1(b) 可知, 晶体温度最大值为 82.622 °C, 出现在抽运端面中心位置, 温度沿轴向和径向逐渐降低。晶体中心与边缘沿着轴向的温度分布如图 2 所示。可见晶体中心与边缘温差远离抽运端沿着轴向迅速降低, 决定了热透镜的轴向不均匀分布。

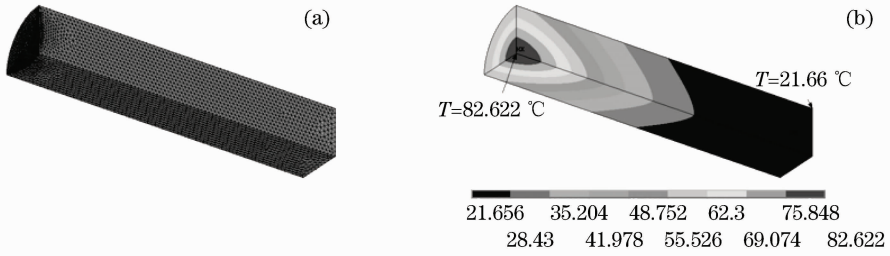


图 1 有限元方法计算晶体温度分布。(a) FEA 分析模型和(b)晶体棒温度分布

Fig. 1 Calculated temperature distribution inside the gain medium rod with finite element method.

(a) Model for FEA and (b) temperature distribution in the crystal rod

表 1 FEA 计算所用参数列表

Table 1 Parameters for calculation by FEM

Parameters	Value
Absorption coefficient / m^{-1}	512
Heat conductivity /($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	14
Temperature dependence of refractive index / K^{-1}	7.3×10^{-6}
Length of Nd:YAG rod /mm	10
Pump power /W	20
Average radius of pumping light /mm	1
Efficiency of heat generation	0.32

入射面上的温度分布；每段都看成是参数为 $\beta_i (i = 1, 2, \dots, N)$ 的正透镜介质。

3.2.2 β_i 的确定

以左端第一段晶体为例，讨论 β_i 的计算方法。根据假设，将该段的径向温度分布看成是抽运端面上的温度分布，由表 1 可知，Nd:YAG 晶体折射率对温度的变化率为 $7.3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ，因此温度分布可以反映折射率分布，它们之间的关系可以表示为

$$n = n_c + \frac{dn}{dT}(T - T_c), \quad (9)$$

式中 n 和 n_c 分别代表温度为 T 和 T_c 时介质的折射率， dn/dT 为介质折射率对温度的变化率。室温 (20°C) 下，Nd:YAG 的色散方程可以表示为^[9]

$$n^2 - 1 = \frac{2.293\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1095^2} + \frac{3.705\lambda^2}{\lambda^2 - 17.825^2}, \quad (10)$$

$0.4 \mu\text{m} < \lambda < 4.0 \mu\text{m}$,

式中 λ 为入射光波波长， n 为折射率。对于波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的激光，由 (10) 式可以计算出 T_c 为 20°C 时，Nd:YAG 的折射率为 n_c 为 1.8179，这样，利用 (9) 式可以计算折射率的径向分布。由于 dn/dT 很小， n 的变化不很明显，可以通过计算折射率相对于室温时的增量 $(n - n_c)$ 沿径向的变化来反映折射率的变化规律。将 (2) 式两端同减去 n_c ，并令 $i = 1$ ，可得第一段的折射率增量的表达式

$$n_1 - n_c = (n_{10} - n_c) - \frac{1}{2}n_{10}\beta_1^2 r^2. \quad (11)$$

折射率相对于室温时的增量沿径向的变化曲线如图 4 所示。考虑到基模振荡集中于晶体棒中心轴线附近，靠近晶体中心轴附近区域的温度场分布对于基模影响严重，靠近晶体边缘的温度场分布对基模振荡的影响较弱。为了降低晶体棒外围温度分布对于拟合效果的影响，选用晶体半径 0.675mm 范围内的 10 个数据点作拟合，拟合曲线具有 (11) 式的二次曲线形式。通过求解二次项系数，就可以获得 β_1 的值，同理，可以求得其他分段的正透镜参数，结

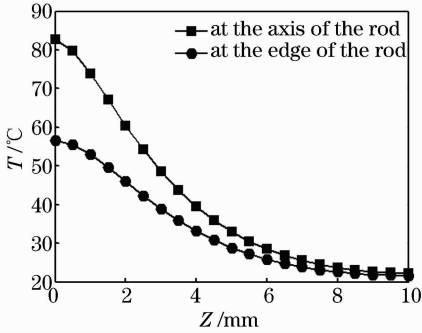


图 2 晶体轴向温度分布曲线

Fig. 2 Curves of temperature distribution in the axial direction of the crystal

3.2 晶体热透镜传输矩阵

3.2.1 晶体分段

如图 3 所示，将晶体棒沿轴向等份为 N 段 (假设 $N=10, \Delta l=1 \text{mm}$)，并作如下近似：忽略每段的轴向温差；每段的径向温度分布为该段晶体抽运光

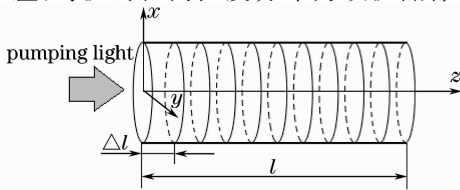


图 3 晶体分段示意图

Fig. 3 Schematic diagram of dividing the gain medium rod into N segments along the axial direction

果如表 2 所示。

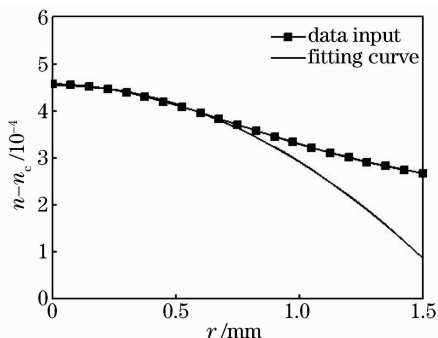


图 4 抽运端面上折射率增量沿径向分布曲线
Fig. 4 Variation of the increment of refractive index versus the radius in the pumped end

表 2 类透镜参数 β_i 值列表

Table 2 Lens-like parameter β_i

i	1	2	3	4	5
β_i/m^{-1}	13.4377	11.0880	8.9100	7.1047	5.6424
i	6	7	8	9	10
β_i/m^{-1}	4.4697	3.5370	2.8053	2.2505	1.8826

3.2.3 热透镜传输矩阵的计算

将表 2 中所求 β_i 值分别带入(3)式,可以求出每段的 $ABCD$ 矩阵,再由(4)式和(5)式求出晶体热透镜的传输矩阵。通过计算得到此时晶体热透镜的正向和反向传输矩阵分别为 $\begin{pmatrix} 0.9960 & 0.0100 \\ -0.5139 & 0.9989 \end{pmatrix}$ 和 $\begin{pmatrix} 0.9989 & 0.0100 \\ -0.5139 & 0.9960 \end{pmatrix}$ 。可以验证,它们均为么模矩阵。由于正向传输矩阵和反向传输矩阵不同,所以在端面抽运方式下,晶体热透镜具有轴向不均匀性,不能等效为单一的光学元件。

4 热透镜轴向不均匀性对腔模的影响

4.1 基模分布的计算

为简单起见,以平平腔为例进行分析,腔型结构如图 5 所示。腔长 $L = 10 \text{ cm}$,晶体抽运端面镀 $\text{HR}@1064 \text{ nm}$ 、 $\text{AR}@808 \text{ nm}$ 双层膜代替全反射镜,如果参照面位于晶体外部($1 < z_r \leq L$),可将晶体热透镜作为整体计算,则谐振腔的传输矩阵可以写为

$$\begin{pmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & L - z_r \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L - l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_+ & B_+ \\ C_+ & D_+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_- & B_- \\ C_- & D_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z_r - l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

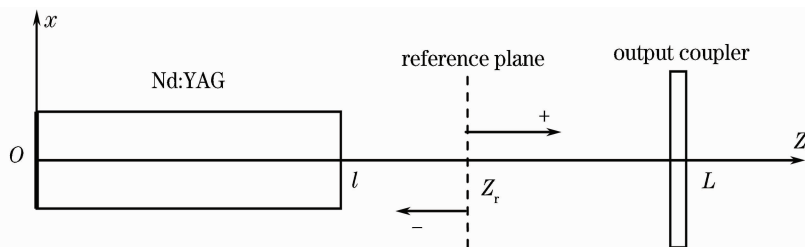


图 5 腔型结构示意图

Fig. 5 Schematic diagram of the cavity structure

当 $\left| \frac{A_t + D_t}{2} \right| \leq 1$ 时,谐振腔为稳定腔,如果取 $z_r = L$,通过计算可得 $A_t = D_t = 0.9312$,所以 $\left| \frac{A_t + D_t}{2} \right| = 0.9312 < 1$,满足谐振腔稳定条件。在谐振腔中选定一个参考平面,计算出谐振腔的传输矩阵,则参考平面处的曲率半径 R 和光斑半径 w 可以表示为^[5]

$$R = \frac{2B_t}{D_t - A_t}, \quad (13)$$

$$w = \left(\frac{\lambda}{\pi n} \right)^{1/2} \frac{|B_t|^{1/2}}{\{1 - [(D_t + A_t)/2]^2\}^{1/4}}. \quad (14)$$

通过改变 z_r 的值,再利用(13)式和(14)式就可以计算出谐振腔内基模的光场分布。如果参考平面选在

晶体内部,只要将晶体热透镜按照分段单元处理即可,具体计算方法同上。计算结果如图 6(a),(b)所示,其中 $z \leq 10 \text{ mm}$ 代表晶体内部。

可见,考虑到热透镜的影响后,平-平谐振腔由介稳腔变为稳定腔,谐振腔内基模分布具有双腰结构,腰斑均位于反射镜上。

4.3 分段数目对于计算结果的影响

理论上,随着晶体轴向分段数目的增加,计算结果逐渐趋于稳定,更加接近实际值。随着分段数目按照间隔一增大,如果输出镜上的束腰半径相对变化量不超过 0.1%,那么就视为稳定点。固定抽运半径为 1 mm,晶体掺杂浓度(原子数分数)为 0.7%,改变抽运功率,得到输出镜上腰斑尺寸随着

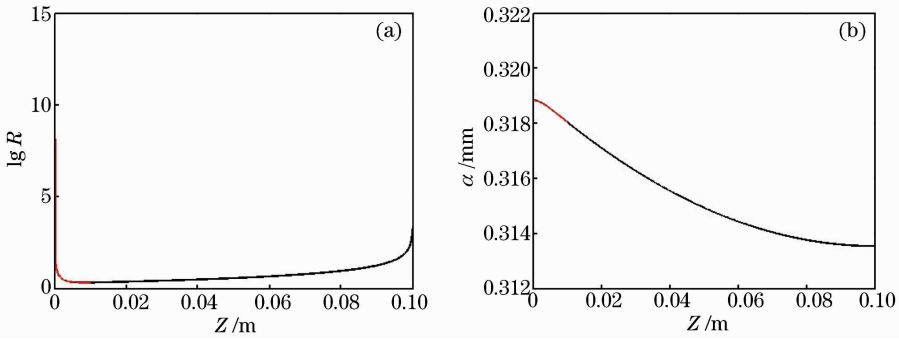
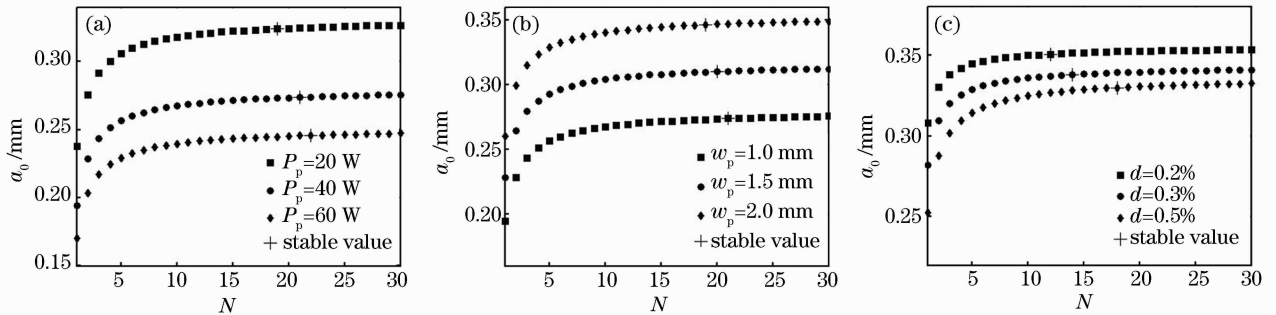


图6 谐振腔内部基模分布

Fig. 6 Distribution of fundamental mode inside the resonator

分段数目的变化曲线如图7(a)所示。由图可知,抽运功率一定时,随着分段数目的增加,腰斑尺寸逐渐增大,当 N 超过某个确定值时,腰斑尺寸趋于稳定;抽运功率越大,腰斑尺寸的稳定值越小,且达到稳定需要的分段数越多。固定抽运功率为40 W,晶体掺杂浓度(原子数分数)为0.7%,改变抽运半径,结果

如图7(b)所示。由图可知,抽运半径越小,腰斑尺寸的稳定值越小,达到稳定需要的分段数越多。掺杂浓度影响晶体的吸收系数^[10],固定抽运功率为20 W,抽运半径为1 mm,改变晶体掺杂浓度,计算结果如图7(c)所示,由图可知,掺杂浓度越大,腰斑尺寸的稳定值越小,达到稳定需要分段数也越多。

图7 束腰半径在(a)不同抽运功率,(b)不同抽运半径和(c)不同掺杂浓度下随分段数目 N 的变化Fig. 7 Variation of waist radius ω_0 versus number of dividing segments N (a) with different pumping powers,

(b) different pumping radii and (c) different rare earth ion doping densities

提高抽运功率,减小抽运半径,增大掺杂浓度均会导致抽运端温度的迅速增大,晶体中心与边缘温差增大,并且沿着轴向变化更为迅速,因此热透镜的轴向不均匀性更加显著,需要划分更多的段数才能准确描述。另外,强烈的热效应将对腔内基模场起到更为显著的会聚作用,输出镜上的腰斑尺寸将变得更小。

5 结 论

提出了一种晶体热透镜的分段计算方法,该方法考虑到了热透镜效应的空间分布特性,将晶体沿轴向等分为 N 份,每份看作具有参数为 β_i 的类透镜介质,通过计算每段的 $ABCD$ 矩阵,将其按顺序相乘即可获得热透镜的传输矩阵。

以20 W光纤耦合激光二极管端面抽运Nd:YAG激光器为例,计算了热透镜的传输矩阵。结果表明

正向传输矩阵和反向传输矩阵具有不同形式,说明端面抽运方式下晶体热透镜不能简单的当作单个光学元件处理。在此基础之上,定量分析了平-平腔的基模分布。结果表明由于热透镜效应的存在,使得平-平腔由介稳腔变为稳定腔,谐振腔内基模分布具有双腰结构,腰斑均位于反射镜上。讨论了分段数目对于输出镜上束腰尺寸的影响,随着分段数的增加,束腰半径逐渐趋于稳定,达到某个确定值后,束腰尺寸的变化量小于0.1%,可视为稳定,增加抽运功率、减小抽运半径以及增大掺杂浓度均会增强热透镜的不均匀性。

参 考 文 献

- 1 Zhang Shuaiyi, Huang Chunxia, Yu Guolei *et al.*. Thermal effect of laser crystal by laser diode end-pumped[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3): 333~337

张帅一,黄春霞,于果蕾等.激光二极管端面抽运激光晶体的热

- 效应[J]. 中国激光, 2008, **35**(3): 333~337
- 2 Tao Li, Zhuang Zhuo, Xiaomin Li *et al.*. Study on optical characteristics of Nd:YVO₄/YVO₄ composite crystal laser[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(3): 175~177
- 3 Cheng Xiaojin, Niu Jinfu, Xu Jianqiu. Thermal effect 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 P. Laporta, M. Brussard. Design criteria for mode size optimization in diode pumped solid-state lasers[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(10): 2319~2326
- 5 Amnon Yariv. Quantum Electronics[M]. Liu Songhao, Wang Mingchang Transl. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 1983
- Ammon Yariv. 量子电子学[M]. 刘颂豪, 王明常译. 上海: 上海科学技术出版社, 1983
- 6 R. Weber, B. Neuenschwander, H. P. Weber. Thermal effects in solid-state laser materials[J]. *Optical Materials*, 1999, **11**(2-3): 245~254
- 7 R. Weber, B. Neuenschwander, M. Mac Donald *et al.*. Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **34**(6): 1046~1053
- 8 T. Fan. Heat generation in Nd:YAG and Nb:YAG[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, **29**(6): 1457~1459
- 9 M. Bass, E. W. Van Stryland, D. Williams *et al.*. Handbook of Optics[M]. 2nd New York: Mc Graw-Hill, 1994
- 10 Y. Mao, P. Deng, Y. Zhang *et al.*. High efficient laser operation of the high-doped Nd:YAG crystal grown by temperature gradient technology[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2002, **19**(9): 1293~1295

栏目编辑: 宋梅梅