

基于瓶形泵浦腔的太阳光抽运激光器研究

杨露露¹, 杨苏辉^{1,2,3*}, 王欣^{1,2}, 李卓^{1,2}, 张金英^{1,2}, 林学彤^{1,2}¹北京理工大学光电学院, 北京 100081;²北京理工大学精密光电测试仪器及技术北京市重点实验室, 北京 100081;³北京理工大学信息光子技术工业和信息化部重点实验室, 北京 100081

摘要 为了实现高效的太阳光泵浦系统,有必要设计一种兼具低热冲击和高聚光量的泵浦腔。利用 TracePro 软件建立菲涅耳透镜、瓶形泵浦腔二级系统,通过优化确定了最佳入窗口径、入窗位置、出窗口径、瓶腰直径、瓶腰位置、晶体棒长。通过理论计算得出了长度为 60 mm 晶体棒的泵浦阈值功率为 4.568 W/m²,最佳系统结构的输出功率为 18.21 W,热透镜焦距为 31.0 cm。在与锥形腔的比较中计算得出两种腔形下晶体棒的轴向温度分布曲线,通过对比表明,瓶形腔在减少热冲击和提高抽运光均匀性上具有明显的优势。本文的优化设计为后续实验提供了新思路。

关键词 激光器; 太阳光抽运激光器; 瓶形腔; Nd:YAG; 热效应

中图分类号 O436 文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.2414003

Research on Solar Pumped Laser Based on Vase Shaped Pumping Cavity

Yang Lulu¹, Yang Suhui^{1,2,3*}, Wang Xin^{1,2}, Li Zhuo^{1,2}, Zhang Jinying^{1,2}, Lin Xuotong^{1,2}¹School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;²Beijing Key Laboratory for Precision Optoelectronic Measurement Instrument and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;³Key Laboratory of Photonics Information Technology, Ministry of Industry and Information Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Abstract In order to achieve an efficient solar pumping system, it is necessary to design a pumping cavity with both low thermal shock and high light concentration. In this paper, the two-stage pumping system of Fresnel lens and vase shaped pumping cavity is established by using TracePro software, and the optimum diameter of entering window, position of entering window, caliber of exit window, diameter of vase waist, position of vase waist and length of crystal rod are optimized for high efficiency and more homogenous pump energy distribution. Through theoretical calculation, the pump threshold power of 60 mm crystal rod is 4.568 W/m², the output power of the optimal system structure is 18.21 W, and the focal length of thermal lens is 31.0 cm. In comparison with the conic cavity, the axial temperature distribution curves of the crystal rod under the two kinds of cavity shape are obtained. By comparison, it is found that the vase cavity has obvious advantages in reducing thermal shock and improving pump light uniformity. The optimal design of this paper provides a new idea for follow-up experiments.

Key words lasers; solar pumped laser; vase shaped cavity; Nd:YAG; thermal effect**OCIS codes** 140.3460; 220.1770; 140.5560

收稿日期: 2021-05-27; 修回日期: 2021-06-26; 录用日期: 2021-07-04

基金项目: 国家自然科学基金(61835001)

通信作者: *suhuiyang@bit.edu.cn

1 引言

能源是人类社会生存和发展的重要支撑,可再生能源技术对社会可持续发展有着重大意义,特别是合理利用取之不尽用之不竭的太阳光。人类第一台太阳能泵浦激光器出现在 1965 年的美国,Young^[1]通过侧面抽运 Nd:YAG 晶体获得 1 W 的激光输出。自此以来,关于太阳光泵浦激光器泵浦系统的设计一直没有停止,但利用成像光学器件直接泵浦的方式极易引起抽运光分布不均匀^[2],且对抽运光的利用率很低,美国的 Falk 等^[3]和 Gleckman 等^[4]仅分别获得 2.05 W 的激光输出和 44 W/mm² 的泵浦功率密度。为有效改善利用率,设计出定日镜多级泵浦方案,所采取的双曲柱形泵浦腔^[5]、复合抛物面泵浦腔(CPC)^[6]、光波导泵浦腔^[7]在提高转换效率、输出功率上有一定优势,1988 年 Weksler 利用 CPC 侧面泵浦 Nd:YAG 获得 60 W 的激光输出,但转换效率仅为 2%,且由于定日镜系统的特殊结构,容易引起柱形激光介质前端能量分布较高,进而导致前端出现裂痕^[8]。为实现空间太阳能电站的设想,2007 年日本的 Yabe 等^[9-10]引入了重量较轻的非涅耳透镜、锥形泵浦腔二级系统,实现了 4.3% 的能量转换效率,近年来北京理工大学赵长明等利用分腔水冷结构、抛光及螺纹工艺和键合晶体的方式实现了最高 32.1 W/m² 的收集效率^[11-13]。

对于太阳光泵浦系统来说,热效应一直是一个亟需解决的难题^[14-15]。2017 年, Masuda 等^[16-17]曾设计出一种利用光纤介质的泵浦激光系统,该系统能够高效降低激光介质的热负荷,但仅获得最大 4.5 mW 的输出功率。而日本 Koshiji 等^[18]将重点放在泵浦腔形上,设计出一种中间粗、两端细的花瓶形泵浦腔(以下简称瓶形腔),得到了比锥形腔更平坦的吸收功率密度分布。由此可见,瓶形腔的使用对系统抽运光分布的均匀性有一定改善,对瓶形腔的进一步优化设计势在必行。

本文建立了非涅耳透镜为初级会聚系统、瓶形泵浦腔为次级会聚系统的太阳光泵浦激光器的模型。并从泵浦光在激光增益介质中的均匀性、效率等方面对其进行了优化,确立了最佳入射窗口位置、入射出射窗口大小、瓶腰的直径和位置以及晶体棒长等参数。通过理论计算确定了系统输出功率及热透镜焦距,并对比分析了瓶形腔与锥形腔之间的优劣,为实验提供了理论基础。

2 抽运系统模型建立与优化

基于非涅耳透镜、锥形腔二级系统,利用 TracePro 软件建立起非涅耳透镜、瓶形腔二级系统来进行模拟实验。非涅耳透镜是一种平板有机玻璃透镜,其价格低、重量轻、易于制造大口径透镜等优点很适合用于太阳光泵浦激光器的实验。本次模拟采用 NTKJ 公司生产的 CF1200-B3 型非涅耳透镜作为初级会聚系统,其材料为聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA),焦距取为 1000 mm,环距为 0.33 mm,厚度为 3 mm。初级会聚系统的光源模块采用基于 ASTM G173-03(2012)文件标定的 37° 纬度下测量数据建立的太阳光源模型,其辐射功率密度为 981.7808 W/m²,发散角为 0.27°,并将其等效为面光源平行发射而来。

次级会聚系统主要包括谐振腔、瓶形腔、晶体棒和冷却水,模拟实验前需要分别模拟与之相匹配的模型。谐振腔和瓶形腔可以看作一个整体模型,其材料采用不透光的金属铜,腔内镀有一层陶瓷反射面。晶体棒选用 Nd:YAG 材料,其侧面为磨砂面,模拟实验中忽略水的流动所带来的影响。二级会聚系统的整体结构如图 1 所示,光线为平行入射而来的太阳光,经非涅耳透镜会聚后入射到瓶形泵浦腔内,腔内放有晶体棒和冷却液,会聚到泵浦腔内的光线直接到晶体棒表面或经过腔内壁多次反射后到晶体棒表面来对其进行泵浦。

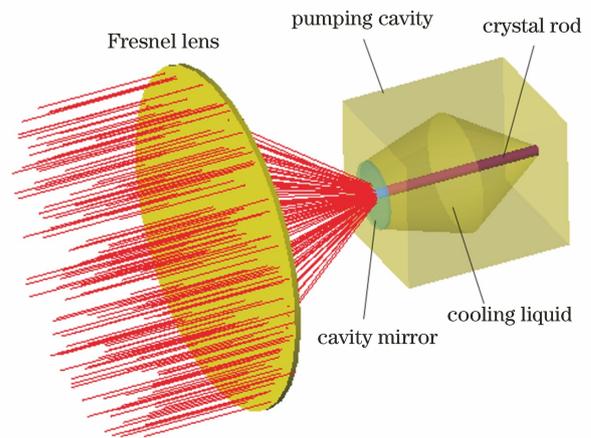


图 1 非涅耳透镜-瓶形泵浦腔二级泵浦系统模型图

Fig. 1 Model diagram of two-stage pumping system with Fresnel lens-vase pumping cavity

2.1 不同长度 Nd:YAG 晶体棒阈值功率密度计算

在太阳光泵浦激光器中,若想要晶体棒能够正常起振,则需要进入棒的太阳光功率达到能够维持激光器运转的泵浦阈值功率,在此计算不同长度晶体棒下

的泵浦阈值功率密度为下文进一步优化做准备。

四能级系统中,激光晶体达到泵浦阈值功率密度时,假设 N 表示单位时间单位体积由 E_2 能级跃迁到 E_1 能级的粒子总数,为使 E_2 能级粒子数密度趋于稳定,则需在相同状况下由 E_3 能级跃迁 N 个粒子至 E_2 能级,与此同时 E_0 能级有 N 个粒子跃迁至 E_3 能级。此过程工作物质单位体积上所吸收的功率即是激光系统的阈值泵浦功率密度^[19],可表示为

$$\rho = \frac{h\nu_P \Delta n_t}{\eta_Q \tau} = \frac{h\nu_P \delta}{\eta_Q \sigma_{21} \tau l}, \quad (1)$$

式中: h 为普朗克常量; ν_P 为泵浦光频率; δ 为谐振腔平均单程损耗因子; η_Q 为总量子效率; σ_{21} 为激光受激发射截面; l 为谐振腔腔长。

表 1 列出的是计算(1)式时相关的参量及数值,经过计算在晶体棒长度分别为 100、90、80、70、60、50 mm 时对应的单位体积的泵浦阈值为 2.74、3.045、3.426、3.915、4.568、5.481 W/cm³。而在利用 TracePro 软件仿真时,抽运光对晶体棒侧面的作用要远大于端面,通常需要比较其侧面抽运光功率来判断其是否起振,因此需要进一步计算其侧面阈值功率密度。假设晶体棒半径为 r ,晶体棒侧面阈值抽运功率密度为 ρ_c ,当其满足下式时,可实现晶

体棒起振^[20]

$$\rho_c \cdot 2\pi r dl \geq \rho \pi r^2 dl, \quad (2)$$

即侧面阈值功率密度为

$$\rho_c = \rho \cdot \frac{r}{2}. \quad (3)$$

由此计算得到不同长度对应的侧面阈值功率密度分别为 0.411、0.457、0.514、0.587、0.685、0.822 W/m²。

表 1 相关参量及数值

Table 1 Related parameters and values

Parameter	Value
Planck constant / (J · s)	6.626×10^{-34}
Pump light frequency / s ⁻¹	3.71×10^{14}
Average one-way loss factor	0.01
Total quantum efficiency	0.6
Stimulated emission cross section / cm ²	6.5×10^{-19}
Fluorescence lifetime / s	2.3×10^{-4}
Crystal rod length / cm	10,9,8,7,6,5

2.2 瓶形腔口位置及尺寸选择

如图 2(a)所示,本文选择对瓶形腔入射窗口、瓶腰高度、瓶腰宽度、晶体棒长和出射窗口的尺寸进行优化,此处定义瓶腰高度为瓶腰距入射窗口的距离。

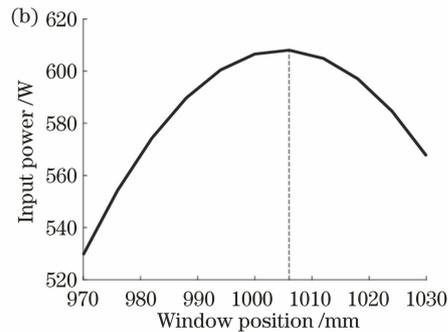
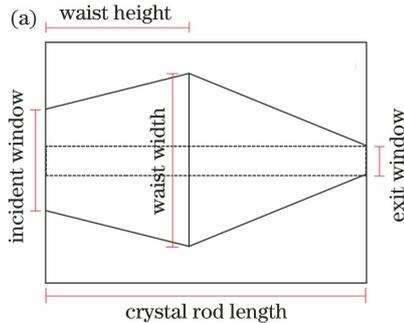


图 2 瓶形腔优化方案及窗口位置选择。(a)瓶形腔优化示意图;(b)输入功率与窗口位置关系图

Fig. 2 Optimization scheme of bottle-shaped cavity and selection of window position. (a) Schematic of vase cavity optimization; (b) relationship between window position and input power

菲涅耳透镜 PMMA 材质的色散特性会导致不同波长的光会聚在不同位置,在其焦点处会得到一弥散斑,因此在放置泵浦腔时需要通过测量其接收光功率来判断入射窗口的具体位置。采用的方法是在焦点前后 30 mm 左右不断调整位置,并测量接收光功率来决定模拟窗口的位置,窗口位置与输入功率的关系如图 2(b)所示。由图 2 可知,在窗口位置处于距菲涅耳透镜 1006 mm 处光功率最大,因此入射窗口选择在 1006 mm 处。

在选定瓶形腔口位置后,需要进一步确定其窗

口尺寸。本文在直径 10~90 mm 的范围内改变了入射孔径的大小,并在此引入吸收功率和吸收比,吸收比定义为吸收功率与通过入口的输入功率的比值,不同大小孔径对应的吸收功率和吸收比如图 3 所示。

由图 3 可知,当孔径为 30 mm 时,晶体棒能够获得最高的吸收功率且能有较高的吸收比,若减小孔径则会使通过窗口的光功率过小,增大孔径则会增大通过窗口溢出的抽运光,因此模拟选用入射窗口孔径为 30 mm。

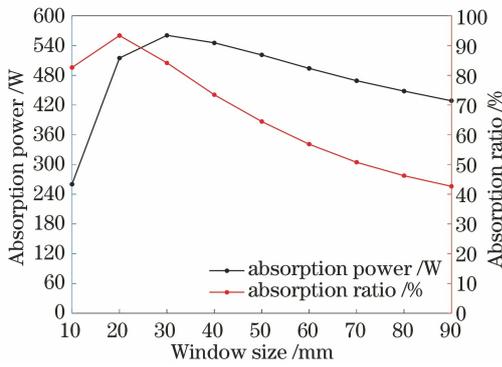


图 3 不同孔径对应吸收功率与吸收比

Fig. 3 Absorption power and absorption ratio corresponding to different apertures

2.3 瓶形腔腰宽选择

接下来利用软件对瓶形腔腰宽进行设计,此时暂选用长度为 70 mm、半径为 3 mm 晶体棒,瓶形

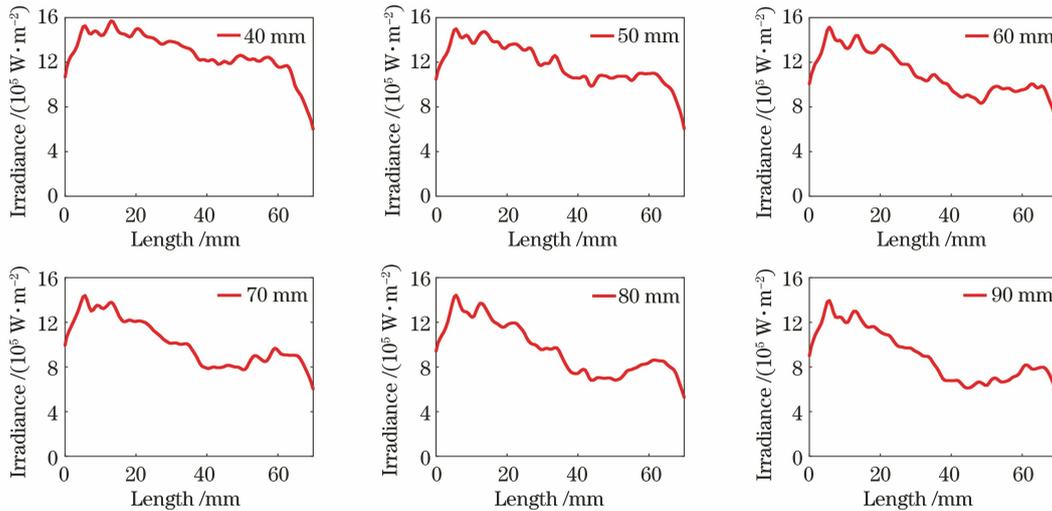


图 4 不同腰宽晶体棒轴向功率密度

Fig. 4 Axial power density of crystal rods with different waist widths

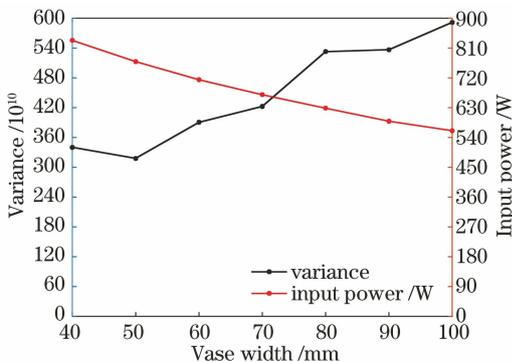


图 5 不同腰宽输入功率及轴向功率密度分布方差

Fig. 5 Input power and variance of axial power density distribution of different waist widths

2.4 晶体棒长度优化

接下来对晶体棒长度进行优化,此时选定腰宽

腔出射窗口直径为 6 mm,腰高位置位于腔轴向正中间处,后续会依次对相关参数进行优化。本文在瓶腰直径 40~100 mm 范围内进行模拟,图 4 为不同瓶腰宽度下晶体棒轴向功率密度分布。

为了进一步评价轴向功率密度分布的均匀性,本文引入方差,此概念最早由 Ronald Fisher 提出,样本方差的计算公式为^[21]

$$S^2 = \frac{\sum (X - X_1)^2}{n_0}, \quad (4)$$

式中: S^2 为样本方差; X 和 X_1 分别为样本变量和均值; n_0 为总量。经计算得到不同瓶腰宽度对应的方差及晶体棒输入功率如图 5 所示。由图 5 可知,晶体棒输入功率随腰宽加大而不断减小,但当腰宽直径为 50 mm 时方差最小,晶体棒轴向功率分布最为均匀,因此选用 50 mm 作为最佳腰宽。

为 $\phi 50$ mm,出窗口径 $\phi 6$ mm,腰高位置依旧处于轴向最中间处。本文分别选择在晶体棒长度为 50、60、70、80、90、100 mm 处进行优化,所得到的结果如图 6、7 所示。

图 6 为不同长度晶体棒轴向功率密度分布图,图 7 为输入功率及方差图。由图 6 和 7 可知,随着晶体棒长度不断减小,其侧面功率密度分布越来越均匀,但输入功率越来越小。在分布较为均匀的 50 mm 和 60 mm 棒长的选择中,两种长度均可满足 2.1 节中所计算的阈值泵浦功率密度,即晶体都可起振,但 50 mm 棒长相对输入功率较小且由于棒长减短所导致晶体棒总体热冲击较高,因此本文选择 60 mm 长度作为最优长度。

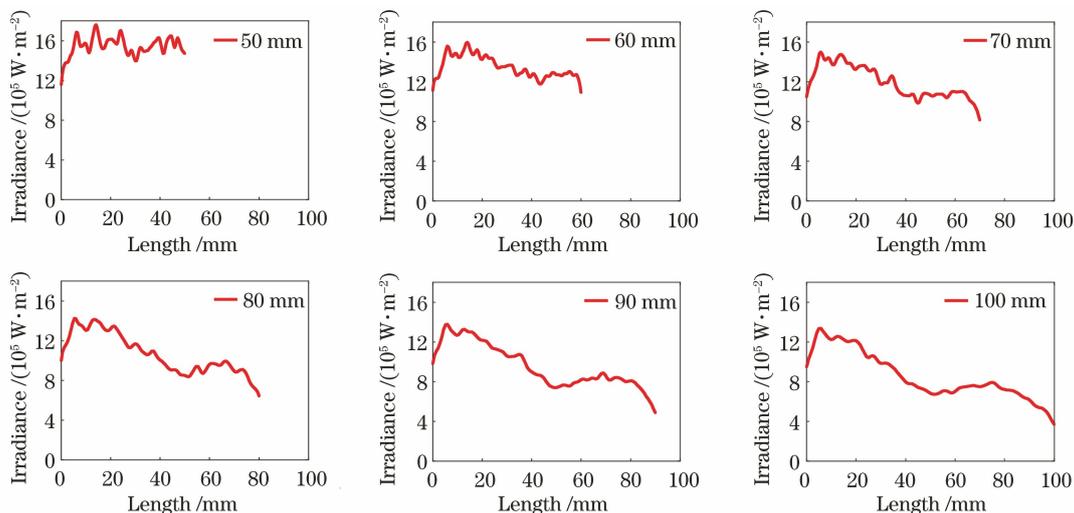


图 6 不同长度轴向功率密度

Fig. 6 Axial power density of different lengths

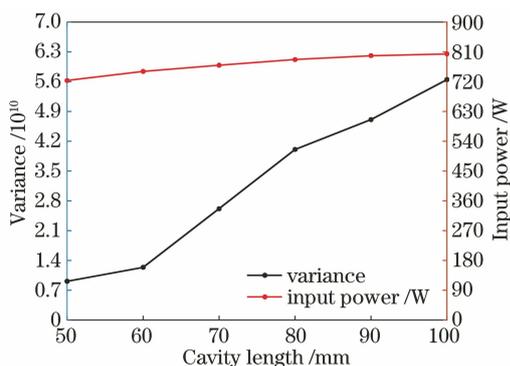


图 7 不同晶体棒长度输入功率及轴向功率密度分布方差
Fig. 7 Input power and variance of axial power density distribution of different crystal rod lengths

2.5 出窗口径优化

在以往锥形腔的经验中,增大出窗口径通常可

以增大抽运光均匀性^[22]。在此,本文分别在出窗口径为 6、10、14、18、22、26 mm 处进行分析,此时选定晶体棒长为 60 mm,腰宽 $\phi 50$ mm,腰高位于轴向最中间处。模拟所得到的结果如图 8、9 所示。

由图 8 和 9 可知,随着出射窗口口径的不断增大,晶体棒接收到的输入功率不断减小,且腔内抽运光均匀性越来越差,因此出射窗口口径仍定为 $\phi 6$ mm。此结果与以往经验不同的原因可能是瓶形腔本身特殊的结构本就可很好的提高抽运光均匀性,而增大出窗口径反而造成部分抽运光外泄,从而导致功率降低。

2.6 瓶形腔腰高位置确定

最终需要确定的是瓶腰高度的位置,此时选定晶体棒长 60 mm、腰宽 $\phi 50$ mm、出窗口径 $\phi 6$ mm,

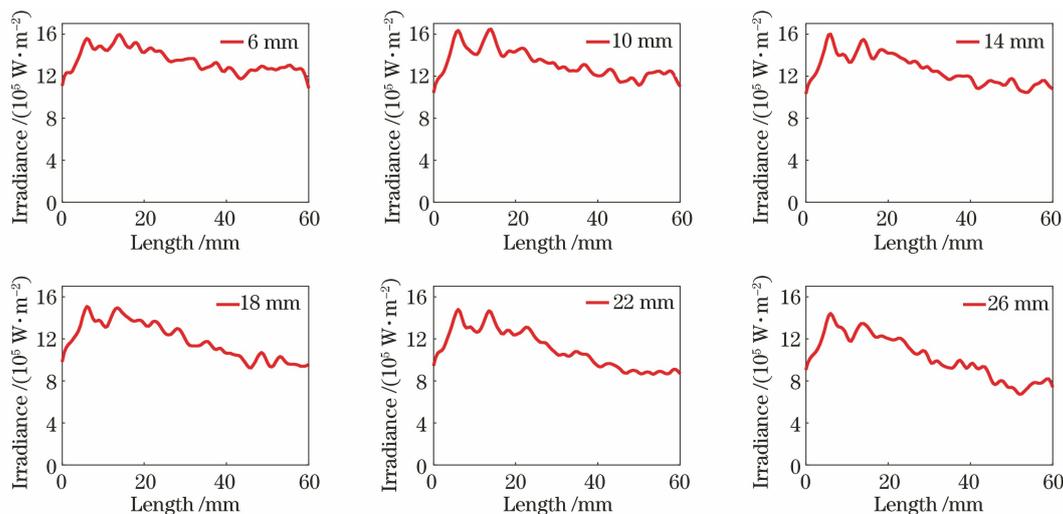


图 8 不同出窗口径轴向功率密度

Fig. 8 Axial power density of different exit window apertures

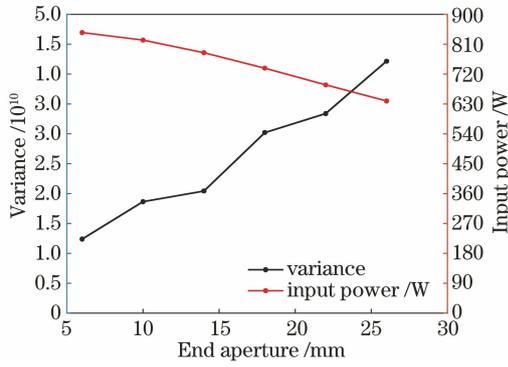


图 9 不同出窗口径输出功率及轴向功率密度分布方差
Fig. 9 Input power and variance of axial power density distribution of different exit window apertures

并分别在距入射窗口 10、20、25、30、35、40、50 mm 处进行分析。最终所得不同瓶腰高度下的晶体棒输入功率及轴向功率密度分布方差如图 10 所示。由图 10 可知,在基本输入功率变化不大的情况下,腰高处于 25 mm 位置处抽运光分布最为均匀,因此最优位置定在 25 mm 处。

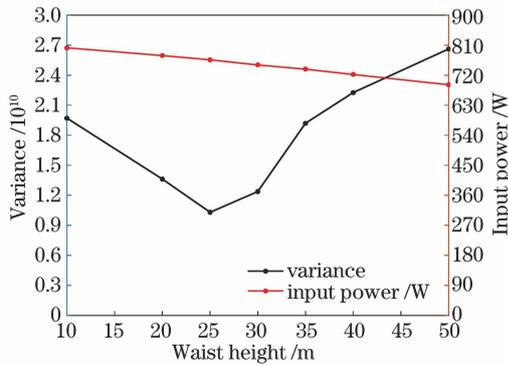


图 10 不同瓶腰高度输出功率及轴向功率密度分布方差
Fig. 10 Output power and variance of axial power density distribution of different bottle waist heights

3 输出功率及热效应分析与讨论

3.1 输出功率计算

模拟采用的 Nd:YAG 晶体为四能级结构晶体,其速率方程可表示为^[23]

$$\frac{dN}{dt} = R_p(N_{tot} - N) - \frac{N}{\tau_f} - S\sigma cN, \quad (5)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{Sc(\sigma lN - \gamma)}{L}, \quad (6)$$

式中: N_{tot} 为 Nd:YAG 粒子数密度; N 为反转粒子数密度; R_p 为泵浦速率; τ_f 表示荧光寿命; S 为腔内光子数密度; σ 为受激发射截面; γ 表示腔内产生的损耗对数; L 和 l 分别指有效腔长及晶体棒长。

当激光器处于稳态时,腔内光子数密度及反转

粒子数密度不随时间变化,即

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dS}{dt} = 0. \quad (7)$$

则由(5)、(6)式可得腔内光子数密度及反转粒子数密度分别为

$$S = \frac{1}{\sigma cN} \left[R_p(N_{tot} - N) - \frac{N}{\tau_f} \right], \quad (8)$$

$$N = \frac{\gamma}{\sigma l}. \quad (9)$$

由(8)、(9)式可得激光器处于稳态时光子数密度为

$$S = \frac{1}{\sigma c} \left[R_p \left(\frac{N_{tot}\sigma l}{\gamma} - 1 \right) - \frac{1}{\tau_f} \right]. \quad (10)$$

光子的损耗率系数可由损耗对数 γ 给出,其可表示为

$$\frac{\gamma c}{L} = \frac{\alpha c l}{L} + \frac{c}{2L} \ln \frac{1}{R_1} + \frac{c}{2L} \ln \frac{1}{R_2}, \quad (11)$$

式中: α 为散射损耗; R_1 为全反射镜反射系数; R_2 为输出耦合镜反射系数;等式右边最后一项表示输出镜的光子损耗率,这里用 β 表示。

激光介质的体积表示为

$$V = AL, \quad (12)$$

每光子所含的能量为

$$E_c = hc/\lambda, \quad (13)$$

则侧面泵浦时激光器的激光效率可表示为

$$\eta = \frac{SV\beta E_c}{S_c I_s C} = \frac{R'_p}{4\pi r l I_s} \left(\ln \frac{1}{R_2} \right) \left(\frac{Ahc}{\lambda\sigma} \right) \cdot \left(\frac{N_{tot}\sigma l}{\gamma} - 1 \right) \left[1 - \frac{\gamma}{R_p(N_{tot}\sigma l - \gamma)\tau_f} \right], \quad (14)$$

式中: $R'_p = R_p/C$ 指一太阳常数下的泵浦率, C 为太阳聚光比; I_s 为单位面积上太阳辐射常数; S_c 为晶体棒侧面面积, r 为其半径;左边四个乘积项即为整个系统斜效率,以 η_s 表示。

表 2 相关参量及数值

Table 2 Related parameters and values

Parameter	Value
Particle number density / cm^{-3}	1.38×10^{20}
Speed of light / $(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	3×10^8
Loss logarithm	0.022
Solar radiation intensity / $(\text{W} \cdot \text{m}^{-2})$	1367
Pumping rate / s^{-1}	1.9×10^{-3}
Pumping cross section / cm^2	0.2826

而由输入泵浦功率 P_{in} 和泵浦阈值功率 P_{th} 表示的激光器输出功率为^[24]

$$P_{out} = \eta_s(P_{in} - P_{th}), \quad (15)$$

将斜效率代入可得完整表达式为

$$P_{\text{out}} = \frac{R'_p}{4\pi r l I_s} \left(\ln \frac{1}{R_2} \right) \left(\frac{A h c}{\lambda \sigma} \right) \cdot \left(\frac{N_{\text{tot}} \sigma l}{\gamma} - 1 \right) (P_{\text{in}} - P_{\text{th}}). \quad (16)$$

根据第 2 节的优化结果,本文选择晶体棒长度为 60 mm,瓶形腔入窗口径 $\phi 40$ mm,出窗口径 $\phi 6$ mm,瓶腰直径 $\phi 50$ mm,瓶腰位置 25 mm 处,此时经模拟得出晶体棒入射功率为 766.36 W。表 2 列出与计算相关的一些参量,将其与入射功率一并代入(16)式可得系统输出功率为 18.21 W。

3.2 热透镜焦距计算

Koechner 等^[25]曾在假设泵浦光分布均匀的情况下推导出棒状激光晶体侧面泵浦的热透镜公式。而对于非均匀泵浦的瓶形腔,采取将激光棒分成 x 等份,并假设在每段 dx 长度内温度不变,则晶体棒径向温度分布可表示为

$$T(r_y) = T(r) + \left(\frac{Q}{4\pi r^2 K l} \right) (r^2 - r_y^2), \quad (17)$$

式中: $T(r)$ 指半径为 r 处的温度; Q 指晶体棒吸收的总热量; r_y 指在径向 y 处的半径。

腔内冷却液与晶体棒表面温度的温差可表示为

$$\Delta T = T(r) - T_w = \frac{Q}{2\pi r l h_0}, \quad (18)$$

式中: T_w 为冷却液温度; h_0 指表面传热系数。

由(17)、(18)式可知,在晶体棒 dx 处得温度为

$$T(r_y, x) = T_w + \frac{\eta_h P(x)}{2\pi r dx} \left(\frac{1}{h_0} + \frac{r^2 - r_y^2}{2rK} \right), \quad (19)$$

式中: $Q = \eta_h P(x)$; $\eta_h = 0.46$; $P(x)$ 指长度 x 处的输入功率; K 为晶体导热系数。

由于晶体棒径向温度分布不均,使其产生了热透镜效应^[26],在每 dx 段处晶体棒都满足下式

$$f_x = \frac{KA}{P_{\text{ax}}} \left[\frac{1}{2} \frac{dn}{dt} + \alpha_0 C_{\text{rn}} n^3 + \frac{\alpha_0 r(n-1)}{d} \right]^{-1}, \quad (20)$$

式中: dn/dt 指由温度梯度导致折射率变化引起的热透镜效应; $\alpha_0 C_{\text{rn}} n^3$ 表示热应力导致折射率变化引起的热透镜效应; $\alpha_0 r(n-1)/d$ 指端面效应引起的热透镜效应,由于晶体棒伸长产生的端面畸变过小,因此此项可忽略; d 是端面畸变产生的量; α_0 为热膨胀系数; C_{rn} 为晶体弹光系数; n 指晶体棒中心折射率; P_{ax} 为耗散总量。

$$P_{\text{ax}} = c_0 \rho_1 q \Delta T_r, \quad (21)$$

式中: c_0 为冷却液比热容, ρ_1 为其密度; q 为冷却液

流量; ΔT_r 为晶体棒前后端温差。

由(20)、(21)式可知热透镜焦距表示为

$$f = \frac{KA}{c_0 \rho_1 q \Delta T_r} \left[\frac{1}{2} \frac{dn}{dt} + \alpha_0 C_{\text{rn}} n^3 \right]^{-1}. \quad (22)$$

由(19)式可得晶体棒前后端温度差为 1.5°C ,以往实验中测得冷却液流量约为 $0.4005 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ ^[27], $dn/dt = 7.3 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $K = 0.14 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, $\alpha_0 = 7.5 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $C_{\text{rn}} = 0.029$ 。将以上数据代入(22)式可得热透镜焦距约为 31 cm。

3.3 瓶形腔与锥形腔比较分析

瓶形腔的应用在改善腔内抽运光分布均匀性及抽运光对晶体的热冲击有很大意义,在此选择在相同条件下比较两种腔所带来的效果,菲涅耳透镜-锥形泵浦腔二级系统如图 11 所示,与图 1 相比,仅将泵浦腔由瓶形换为锥形,同样是平行发射而来的太阳光经菲涅耳透镜会聚后进入到锥形泵浦腔内,直接或由泵浦腔内壁多次反射后对晶体棒进行泵浦。

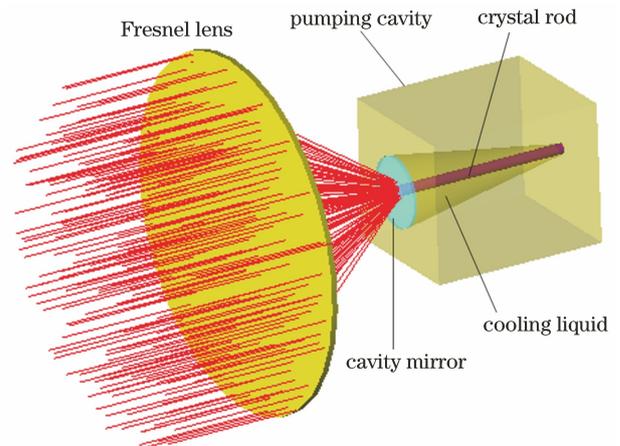


图 11 菲涅耳透镜-锥形泵浦腔二级泵浦系统模型图

Fig. 11 Model diagram of two-stage pumping system with Fresnel lens-conic pumping cavity

首先选定晶体长度 60 mm,除却泵浦腔形不一样,其他条件均与第 2 节所建立的抽运系统模型保持一致,根据(4)、(19)、(22)式所得出的比较结果如图 12 所示。

图 12 为两种泵浦腔下晶体棒轴向温度分布,可以看出瓶形腔相对于锥形腔整体温度分布较为均匀,且在最均匀的 10~50 mm 处所受到热冲击较小,锥形腔前后端温度差为 7.2°C 也高于瓶形腔的 1.5°C 。为了防止模拟实验的偶然性,本文又增加了不同晶体棒长度和不同入射窗口口径下两种腔形

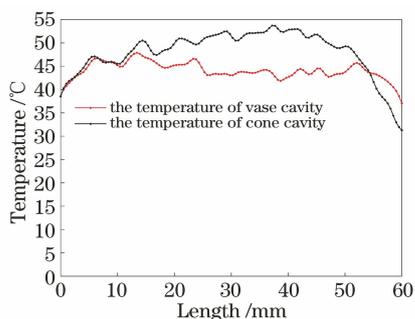


图 12 不同泵浦腔晶体棒轴向温度分布

Fig. 12 Axial temperature distribution of crystal rods with different pumping cavities

的晶体棒前后温差、侧面功率密度分布方差以及热透镜焦距的比较结果,晶体棒长分别取 50、60、70、80、90、100 mm,入窗口径取 10、20、30、40、50 mm,结果如表 3、4 所示。

由表 3 和表 4 可以看出,在侧面功率密度分布方差上,瓶形腔方差数值基本都小于锥形腔,说明在瓶形腔中晶体棒热分布更均匀;在前后端面温差上,瓶形腔均小于锥形腔,在热透镜焦距上,瓶形腔均大于锥形腔,说明瓶形泵浦腔系统的热效应影响相对较小。

表 3 不同晶体棒长比较结果

Table 3 Comparison results of different rod lengths

Crystal rod length /mm	Variance /10 ¹⁰		Temperature difference /°C		Thermal lens focal length /cm	
	Vase	Conic	Vase	Conic	Vase	Conic
50	0.9081	16.735	4.8411	6.6249	9.7942	7.1571
60	1.2375	23.273	1.9191	13.0033	24.7066	3.6464
70	2.6136	29.597	5.0375	16.3708	9.4125	2.8963
80	4.0064	34.232	7.2979	17.3768	6.4971	2.7286
90	4.7092	36.670	9.3522	18.3732	5.0700	2.5807
100	5.6501	37.877	10.569	19.7170	4.4861	2.4048

表 4 不同入窗口径比较结果

Table 4 Comparison results of different incident window apertures

Incident window aperture /mm	Variance /10 ¹⁰		Temperature difference /°C		Thermal lens focal length /cm	
	Vase	Conic	Vase	Conic	Vase	Conic
10	5.1759	126.57	11.1182	44.5374	4.2647	1.0646
20	3.6932	72.777	2.2588	21.3638	20.9910	2.2194
30	1.1467	23.273	1.6953	13.0033	27.9689	3.6464
40	6.6090	7.3391	0.7276	6.2079	65.1654	7.6379
50	4.8052	3.3629	0.4228	1.8352	112.140	25.837

3.4 讨论

在太阳光泵浦 Nd:YAG 激光器中,Nd:YAG 增益介质对太阳光的吸收光谱波段集中在 515~540 nm、565~595 nm、735~765 nm、795~825 nm、855~885 nm 段,吸收能量密度为 218.39 W/m²,占太阳光谱总能量约为 15.98%。而在当前的太阳光泵浦激光器研究中,多是考虑如何最大限度地利用太阳光,如在 Nd:YAG 掺入 0.1%的 Cr³⁺,此时工作物质对太阳光的吸收波段可扩展为 400~540 nm、570~700 nm、735~765 nm、795~825 nm、855~885 nm 段,吸收能量密度为 655.86 W/m²,占太阳光谱总能量约为 47.99%,对太阳光的利用可有效提升。此外,考虑通过频谱转换材料对太阳光进行频谱转换以增加激光工作物质对太阳光的光谱匹配,即利用某些物质对太阳光中不利于应用的频谱成分进行吸收,再辐

射出利于应用的频谱成分,从而增加对太阳光的吸收,转换材料可掺杂在石英玻璃窗口和冷却液中,也可作为涂层置于泵浦腔反射面表面和晶体棒表面,当与瓶形泵浦腔结合时可能会得到一种热效应小同时太阳光转化率高的泵浦系统。

4 结 论

本文提出了一种采用瓶形泵浦腔作为太阳光泵浦激光器新型泵浦腔的设计优化方法。计算了 Nd:YAG 晶体的泵浦阈值功率密度,其值在晶体棒长 60 mm 时为 4.568 W/cm³。利用 TracePro 软件对泵浦腔进行了优化,最终选择腔口位置距菲涅耳透镜 1006 mm,晶体棒长为 60 mm,入窗口径 φ40 mm,出窗口径 φ6 mm,瓶腰直径 φ50 mm,腰高位于距入射窗口 25 mm 处。通过计算得出系统输出功率为 18.21 W,热透镜焦距为 31.0 cm。在

于锥形腔的比较当中,尽管其输入功率稍低,但整个系统抽运光均匀性更好,热冲击小,热效应影响较小。在未来的工作中,会通过建立此种泵浦腔以在实验中验证该理论仿真结果。

参 考 文 献

- [1] Young C G. A Sun-pumped CW one-watt laser[J]. *Applied Optics*, 1966, 5(6): 993-997.
- [2] Simpson G R. Continuous sun-pumped room temperature glass laser operation[J]. *Applied Optics*, 1964, 3(6): 783-784.
- [3] Falk J, Huff L, Taynai J. Solar-pumped, mode-locked, frequency-doubled Nd:YAG laser[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1975, 11(9): 836-837.
- [4] Gleckman P. Achievement of ultrahigh solar concentration with potential for efficient laser pumping[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(21): 4385-4391.
- [5] Weksler M, Shwartz J. Solar-pumped solid-state lasers[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(6): 1222-1228.
- [6] Krupkin V, Thompson G, Yogev A, et al. Compound parabolical concentrator as pumping device for solid state solar lasers[J]. *Proceedings of SPIE*, 1993, 1971: 400-407.
- [7] Liang D W, Pereira R. Diode pumping of a solid-state laser rod by a two-dimensional CPC-elliptical cavity with intervening optics[J]. *Optics Communications*, 2007, 275(1): 104-115.
- [8] Vistas C R, Liang D W, Garcia D, et al. Ce: Nd:YAG continuous-wave solar-pumped laser[J]. *Optik*, 2020, 207: 163795.
- [9] Yabe T, Ohkubo T, Uchida S, et al. High-efficiency and economical solar-energy-pumped laser with Fresnel lens and chromium codoped laser medium[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 90(26): 261120.
- [10] Yabe T, Bagheri B, Ohkubo T, et al. 100 W-class solar pumped laser for sustainable magnesium-hydrogen energy cycle[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 104(8): 083104.
- [11] Dinh T H, Ohkubo T, Yabe T, et al. 120 watt continuous wave solar-pumped laser with a liquid light-guide lens and an Nd:YAG rod[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(13): 2670-2672.
- [12] Xu P, Yang S H, Zhao C M, et al. High-efficiency solar-pumped laser with a grooved Nd:YAG rod[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(18): 3941-3944.
- [13] Zhao C M, Guan Z, Zhang H Y. How to harvest efficient laser from solar light[J]. *Proceedings of SPIE*, 2018, 10511: 105111N.
- [14] Zhao H, Wang H Y, Zhu S Q, et al. 578.5 nm end-pumped passively Q-switched Raman yellow laser[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(1): 0114004.
- 赵辉, 王浩宇, 朱思祁, 等. 578.5 nm 端面泵浦被动调Q拉曼黄光激光器[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(1): 0114004.
- [15] Guo S, Wu Y, Gu T, et al. Preparation and characterization of solar-selective absorbers based on multilayered W/SiO₂ thin films[J]. *Acta Optica Sinica*, 2019, 39(5): 0531001.
- 郭帅, 吴莹, 古同, 等. W/SiO₂ 基太阳光谱选择性吸收薄膜的制备和表征[J]. *光学学报*, 2019, 39(5): 0531001.
- [16] Masuda T, Iyoda M, Yasumatsu Y, et al. Low-concentrated solar-pumped laser via transverse excitation fiber-laser geometry[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(17): 3427-3430.
- [17] Masuda T, Iyoda M, Yasumatsu Y, et al. A fully planar solar pumped laser based on a luminescent solar collector[J]. *Communications Physics*, 2020, 3: 60.
- [18] Koshiji H, Ohkubo T, Shimoyama T, et al. Analysis of vase shaped pumping cavity for solar-pumped laser[J]. *Journal of Advanced Computational Intelligence and Intelligent Informatics*, 2021, 25(2): 242-247.
- [19] Zhou B K, Gao Y Z, Chen T R. Principle of laser[M]. 7th ed. Beijing: National Defense Industry Press, 2014: 138-140.
- 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘. 激光原理[M]. 7版. 北京: 国防工业出版社, 2014: 138-140.
- [20] Lin X T, Yang S H, Wang X, et al. Theoretical study of eye-safe 2 μm laser directly pumped by sunlight[J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(9): 20191985.
- 林学彤, 杨苏辉, 王欣, 等. 2 μm 人眼安全波段太阳光抽运激光器的理论研究[J]. *物理学报*, 2020, 69(9): 20191985.
- [21] Zhu X X, Yi D R, Ye Y Q, et al. High-precision three-dimensional shape measurement based on anti-interference parallel object-side differential axial[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(4): 0412001.
- 朱星星, 易定容, 叶一青, 等. 抗干扰并行物方差动轴向的高精度三维形貌测量[J]. *光学学报*, 2020, 40(4): 0412001.
- [22] Xu P, Yang S H, Zhao C M, et al. Optimization of pumping system in solar pumped laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(1): 0114002.

- 徐鹏, 杨苏辉, 赵长明, 等. 太阳光抽运激光器抽运系统优化[J]. 光学学报, 2013, 33(1): 0114002.
- [23] Koechner W. Solid-state laser engineering[M]. Sun W, Jiang Z W, Cheng G X, et al., Transl. Beijing: Science Press, 2002: 6-18.
- Walter Koechner. 固体激光工程[M]. 孙文, 江泽文, 程国祥, 等., 译. 北京: 科学出版社, 2002: 6-18.
- [24] Zhao C M. Solar pumped lasers [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2016: 58-76.
- 赵长明. 太阳光泵浦激光器[M]. 北京: 国防工业出版社, 2016: 58-76.
- [25] Koechner W. Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod[J]. Applied Optics, 1970, 9(11): 2548-2553.
- [26] MacDonald M P, Graf T, Balmer J E, et al. Reducing thermal lensing in diode-pumped laser rods [J]. Optics Communications, 2000, 178 (4/5/6): 383-393.
- [27] Xu P. Solar-pumped Nd:YAG lasers [D]. Beijing: Beijing Institute of Technology, 2019.
- 徐鹏. 太阳光泵浦 Nd:YAG 激光器研究[D]. 北京: 北京理工大学, 2019.