

文章编号: 1001-3806(2005)04-0347-03

热容型钕玻璃棒状激光器特性的理论研究

成 华^{1,2}, 屈乾华², 吕百达^{1*}, 钟 鸣²

(1. 四川大学 激光物理与化学研究所, 成都 610064 2. 西南技术物理研究所, 成都 610041)

摘要: 对钕玻璃棒状激光器在热容型的运行方式下的特性, 包括温度和应力分布作了分析, 并和常规抽运和冷却方式下棒横截面的温度和应力分布作了比较。分析表明, 热容型激光器比常规激光器有能在短时间内输出非常高的能量的显著优点。

关键词: 激光技术; 高功率激光; 热容型工作方式; 钕玻璃棒状激光器; 热应力; 温度分布

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

Properties of Nd: glass rod lasers in the heat capacity operation

CHENG Hua^{1,2}, QU Qian-hua², LÜ Bai-da¹, ZHONG Ming²

(1. Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract The properties of Nd: glass rod lasers in the heat capacity operation, including the temperature and stress distributions, are simulated and compared with the conventional pumping and cooling scheme. It is shown that the heat capacity based lasers have the noticeable advantage over conventional lasers if very high output energy within a short time is required.

Key words laser technology; high-power laser; heat capacity operation; Nd glass rod laser; thermal stress; temperature distribution

引 言

高功率固体激光器技术发展迅速, 但是, 在常规抽运和冷却情况下, 其平均功率限制在几千瓦的水平之内, 这是因为在常规抽运和冷却运行方式下, 激光工作介质在散热的过程累积的热梯度形成的热应力以及与此相关的热效应限制了功率的进一步提高^[1-3]。与常规运行方式不同, 热容型激光器^[4]的运行方式介于单脉冲运行和稳态或准稳态运行之间。在这种运行方式下, 脉冲串的个数可以在小于热弛豫的时间内迅速增加, 因此避免了热梯度的积累, 介质的热光效应和单脉冲运行时的热光效应类似。这种工作方式适合应用于短时间内(几秒)需要极高能量(兆焦)的情况。作者对热容型钕玻璃棒状激光器的特性, 包括温度和应力分布作了计算分析, 并与常规运行方式作了比较。

1 理论分析

设钕玻璃棒工作在热容型方式下, 在出激光阶段和外界没有热交换, 棒在轴向各不同横截面处有相同

的温度分布, 脉宽为 Δt 的二极管抽运光均匀抽运半径为 r_0 、长度为 l_0 的钕玻璃棒, 如图 1 所示。棒单位时间单位体积吸收的能量可表示为^[2] $\epsilon_a(r) = \epsilon_0 \exp[-\gamma(r_0 - r)]$, ϵ_0 为单位时间单位体积的抽运光能量, γ 为和吸收有关的参数, r_0 为棒的半径, r 为棒内某体积元到棒轴线的距离。

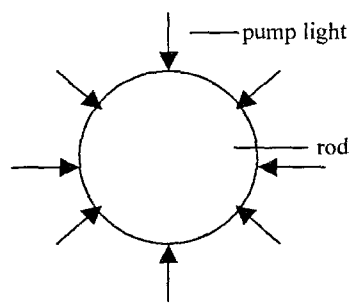


Fig 1 Absorption of pump light within a rod

激光棒中体积元在时刻 t 的储能 $\epsilon_{st}(\tau, t)$ 和热能 $Q(\tau, t)$ 可用下列式子表示^[5]:

$$\frac{d}{dt} \epsilon_{st}(\tau, t) = -\frac{\epsilon_{st}(\tau, t)}{\tau} + \epsilon_a(r) \cdot \eta_q \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dl \quad (1)$$

$$Q_0(\tau) = \int_r^t \int_t \frac{k}{\tau} \epsilon_{st}(\tau, t) \quad (2)$$

$$Q(\tau, t) = Q_0(\tau, t) + \int dt [q_1(\tau, t) + q_2(\tau, t)] \quad (3)$$

$$q_1(\tau, t) = k \epsilon_{st}(\tau, t) / \tau \quad (4)$$

基金项目: 国防预研基金资助项目 (51286)

作者简介: 成 华 (1980), 男, 硕士研究生, 现从事高功率固体激光器件的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: bailah@scu.edu.cn

收稿日期: 2004-07-09; 收到修改稿日期: 2004-09-15

$$q_2(r, t) = \epsilon_a(r) (f_1 + f_2) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dl \quad (5)$$

$$f_1 = 1 - \eta_q, f_2 = \eta_q \cdot (1 - \eta_s) \quad (6)$$

式中, τ 为棒的荧光寿命, η_q 为量子效率, 定义为形成激光发射的光子数与抽运光子数之比, η_s 为斯托克斯因子, 表示激光跃迁时发射的光子能量与抽运光子能量之比, $Q_0(r)$ 为距棒轴线为 r 处的体积元在脉冲结束后由于自发辐射产生的热能, $q_1(r, t)$ 为距棒轴线为 r 处的体积元在 t 时刻单位时间内由于自发辐射产生的热能, $q_2(r, t)$ 为距棒轴线为 r 处的体积元在 t 时刻单位时间内由于量子效率和量子亏损产生的热能, k 表示上能级存储的能量中转化成荧光的那部分能量和整个上能级存储的能量的比值, f_1 表示棒吸收的能量中直接转化为热能的部分, f_2 表示由于抽运带和激光上能级的能量差而产生的热能。

将(1)式、(2)式、(4)式、(5)式和(6)式代入(3)式, 对 t 积分得:

$$Q(r, t) = \epsilon_a(r) \cdot \{k\eta_q\tau(1 - e^{-T/\tau})(e^{-T/\tau} - e^{-t/\tau}) + k\eta_q[T - \tau(1 - e^{-T/\tau})] + [1 - \eta_q + \eta_q(1 - \eta_s)]T\} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dl \quad (7)$$

(7)式为距棒轴线为 r 处的体积元在 t 时刻积累的热能。在一次脉宽为 Δt 的脉冲过后, 体积元升高的温度为:

$$\Delta T(r) = \frac{Q(r, t)}{\rho c r dr d\theta dl} \quad (8)$$

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \cdot \frac{H \beta \epsilon_0 e^{-r_0^y} \{ (1 - e^{r_0^y}) r^2 + r_0 e^{r_0^y} r^2 y + r_0^2 [-1 + e^{r_0^y} (1 - r y)] \}}{r_0^2 c r^2 y^2 \rho} \quad (14)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \cdot \frac{H \beta \epsilon_0 e^{-r_0^y} \{ (1 - e^{r_0^y}) r^2 + r_0 e^{r_0^y} r^2 y - r_0^2 [-1 + e^{r_0^y} (1 - r y + r^2 y^2)] \}}{r_0^2 c r^2 y^2 \rho} \quad (15)$$

$$\sigma_{zz} = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \cdot \frac{H \beta \epsilon_0 e^{-r_0^y} [2 - r_0 e^{r_0^y} y^2 + 2e^{r_0^y} (-1 + r_0 y)]}{r_0 c y^2 \rho} \quad (16)$$

式中, $H = k\eta_q\tau(1 - e^{-T/\tau})(e^{-T/\tau} + e^{-t/\tau}) + k\eta_q[T - \tau(1 - e^{-T/\tau})] + [1 - \eta_q + \eta_q(1 - \eta_s)]T$ 。式中的 αE , ν 分别为钕玻璃棒的热膨胀系数、杨氏模量和泊松比。

用(7)式~(10)式和(14)式~(16)式以及表1所给参数计算了钕玻璃棒横截面的温度分布和应力分量。图2a和图2b给出了单位时间单位体积的抽运光能量 $\epsilon_0 = 1532 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$, 抽运脉冲个数 $n = 10$, 脉宽 Δt 分别为 $300 \mu\text{s}$, $1000 \mu\text{s}$ 时的径向温度分布。从图中可以看出, 棒表面的温升 ΔT 要高于中心。在图2a中, 表面的温升为 0.119K , 中心的温升为 0.052K , 温差为 0.067K ; 在图2b中, 表面的温升为 0.417K , 中心的温升为 0.182K , 温差为 0.235K 。比较图2a和图2b可以看出, 随着脉冲宽度增加, 棒表面和中心的温升增加, 温差也增大。图3a和图3b分别是与图2a和图2b对应的应力分量。由图知, 最大应力发生在棒的表面和中心处, 棒表面是压应力, 中心是张应力。图3a中棒表面的应力径向分量、切向分量、轴向分量分别为

式中, c 为钕玻璃的比热容, ρ 为钕玻璃的密度。从(8)式可以看出, c , ρ 越大, ΔT 也就越小, 即吸收的热量在棒内产生的温升、温度梯度越小, 对激光输出造成的影响也就越小。

设脉冲间隔时间远小于钕玻璃的热弛豫时间, 所以钕玻璃棒横截面的温度分布在脉冲间隔的这段时间内可以看作是不变的。在 n 个脉冲宽度为 Δt 的脉冲结束后, 每个体积元升高的温度为:

$$\Delta T_t(r) = n \Delta T(r) \quad (9)$$

在使用(8)式、(9)式时已假定在激光发射期间的热传导可以忽略。设体积元未抽运前的温度为 T_0 , 则抽运后体积元的温度分布为:

$$T(r) = T_0 + \Delta T_t(r) \quad (10)$$

钕玻璃棒横截面的温度梯度使钕玻璃棒产生应力。应力的径向分量、切向分量、轴向分量分别为^[6]:

$$\sigma_{rr} = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \left[\frac{1}{r_0} \int_0^r T r dr - \frac{1}{r} \int_0^r T r dr \right] \quad (11)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{\alpha E}{1 - \nu} \left[\frac{1}{r_0} \int_0^r T r dr + \frac{1}{r} \int_0^r T r dr - T \right] \quad (12)$$

$$\sigma_{zz} = \sigma_{rr} + \sigma_{\theta\theta} \quad (13)$$

当 $r \rightarrow 0$ 时, $\frac{1}{r} \int_0^r T r dr = \frac{1}{2} T |_{r=0}$ 。

将(7)式~(10)式代入(11)式~(13)式, 得:

Table 1 Parameters of a Nd glass rod used for calculations

$E / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-2})$	9.01×10^5
ν	0.242
α / C^{-1}	9.3×10^{-6}
$\sigma_{\text{max}} / (\text{kg} \cdot \text{m}^{-2})$	500
$K / (\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{C}^{-1})$	1.3×10^{-2}
$\tau / \mu\text{s}$	330
r_0 / cm	2.25
y / m^{-1}	0.3655
η_q	0.95
η_s	0.7
k	0.2
$c / (\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	0.92
$\rho / (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	2.54
l_0 / cm	100

$0 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$, $0.297 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $0.297 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$; 棒中心的应力径向分量、切向分量、轴向分量分别为 $0.218 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$, $0.218 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $0.436 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 。

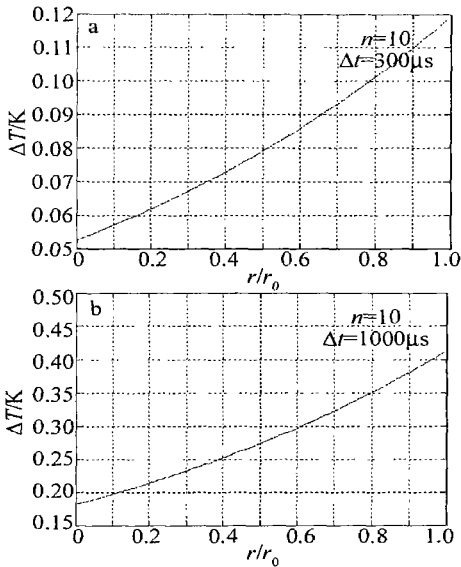


Fig 2 Radial temperature distribution within a rod after 10 pulses $\epsilon_0 = 2.05 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$, $n = 10$

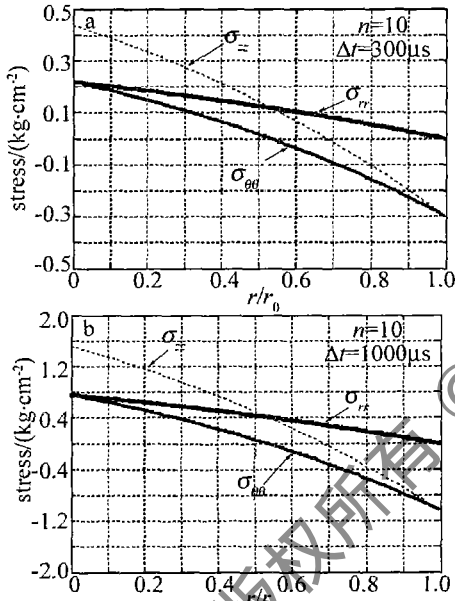


Fig 3 Radial (σ_{rr}), tangential ($\sigma_{\theta\theta}$), and axial (σ_{zz}) stress components within a Nd: glass rod after 10 pulses $\epsilon_0 = 2.05 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$, $n = 10$

图 3b 中棒表面的应力径向分量、切向分量、轴向分量分别为 $0 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$, $1.028 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 和 $1.028 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$; 棒中心的应力径向分量、切向分量、轴向分量分别为 $0.757 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$, $0.757 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 和 $1.514 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。从图 2 和图 3 可以看出, 当抽运脉冲数 n 相同时, 应力大小随抽运脉宽的增加而增加。

2 与常规运行方式的比较

常规的运行方式是抽运和冷却同时进行。图 4 图 5 中分别给出了常规工作时钕玻璃激光棒在稳态时的温度分布和应力分量, 计算公式见文献 [2] 和文献 [3]。钕玻璃棒的参数, 抽运脉冲频率、抽运脉宽以及

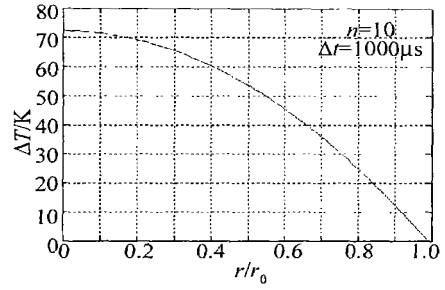


Fig 4 Radial temperature distribution within a rod in the conventional operation $\epsilon_0 = 2.05 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$, $n = 10$

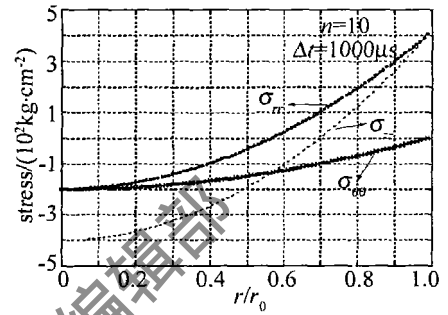


Fig 5 Radial (σ_{rr}), tangential ($\sigma_{\theta\theta}$), and axial (σ_{zz}) stress components within a Nd: glass rod in the conventional operation, $\epsilon_0 = 2.05 \times 10^2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-3}$, $n = 10$

抽运功率均与图 3b 中相同。

比较图 5 和图 3b 知, 在相同的抽运脉冲频率、抽运脉宽以及抽运功率下, 热容型运行方式下的钕玻璃棒表面和中心的最大应力 (分别是 $1.028 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 和 $1.514 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$) 要远小于常规运行方式下钕玻璃棒表面和中心的最大应力 (分别是 $400.7 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 和 $400.5 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$)。这是因为应力的变化和温度梯度有关。在常规运行方式下, 钕玻璃棒的温度梯度和热导率、抽运功率等有关, 钕玻璃棒较小的热导率导致了较大的温度梯度 (72.50 K), 且棒中心温度高于表面, 如图 4 所示。而在热容型的运行方式下, 钕玻璃棒的热光效应和单脉冲时的热光效应相似, 温度梯度较小 (0.23 K), 且棒中心温度低于表面, 如图 2b 所示; 其次, 热容型运行方式下的钕玻璃棒在中心附近是张应力, 在表面附近是压应力, 如图 3a 和图 3b 所示, 这恰好和在常规运行方式下 (见图 5) 相反, 这是热容型激光器不同于常规激光器的一个显著特征。因为激光介质表面往往由于刮痕、瑕疵、不完善等缺陷使得表面损伤阈值要低于体损伤阈值^[7], 而激光介质表面在压应力下的表面损伤阈值至少是在张应力下的表面损伤阈值的 5 倍以上, 故在热容型运行方式下可以有比在常规运行方式下更高的抽运功率, 从而有更高的平均功率输出。再次, 应力变化的趋势也不同。在常规运行方式下, 应力是 r 二次方的规律变化^[2,3]; 在热容型运行方式下, 应力变化的趋势由 (14) 式 ~ (16) 式决定。

(下转第 353 页)

2.3 环境温度对倍频晶体内部温度场的影响

KTP 晶体采取了强制冷却的方式, 以降低晶体内部的温升, 如果冷却环境温度不同, 晶体内部的温场分布便不同。取 KTP 晶体尺寸为 $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 5\text{mm}$, 吸收基频光功率为 0.3W , 入射到晶体内的腰斑 $w = 0.1\text{mm}$ 时, 图 6 中给出了 KTP 晶体冷却环境温度不同时, 晶体内部 $x = a/2$ 截面处温度场的分布对比图 (冷却温度为 14°C , 17°C , 20°C , 23°C , 25°C , 28°C)。

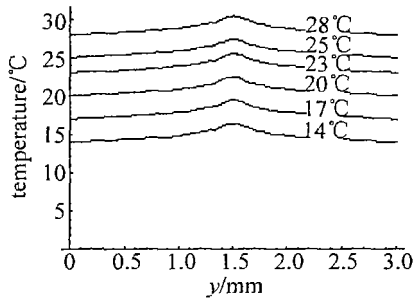


Fig 6 Contrast diagram of KTP crystal temperature field with difference environment temperature

从图 6 可以得出, KTP 晶体内部温度场整体随冷却环境温度同步变化。冷却环境温度增高, 晶体内部温度场整体增高。

3 结 论

实验结果表明, 如果 KTP 晶体内部温度场的变化使得 KTP 晶体在谐振腔内所起的作用偏离半波片一定程度后, Nd:YVO₄/KTP 激光器将不能实现稳定的单频输出。以往的研究均将实际使用的方形晶体简化为圆柱晶体, 并且用数值分析法处理热传导方程。晶体

形状的简化处理与数值方法的先离散后代代都使得计算得出的温度场分布与实际有着偏差。Nd:YVO₄/KTP 激光器要得到稳定的输出, 必须精确地控制 Nd:YVO₄ 晶体和 KTP 晶体温度变化。本研究的价值恰恰在于得到了激光器内 KTP 晶体实际的温度分布规律。同时为进一步研究, 由于 KTP 晶体的温升所导致位相失配提供理论的基础, 对优化 Nd:YVO₄/KTP 激光器的性能也具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- [1] FAN T Y, BYER R L. Diode laser pumped solid state lasers [J]. IEEE J Q E, 1988, 24(6): 895~912
- [2] 赵致民, 李 隆, 田 丰. 高功率端面抽运腔内倍频瓦级绿光激光器 [J]. 激光技术, 2003, 27(4): 331~333
- [3] BAI J T, CHEN G F. Continuous-wave diode laser end-pumped Nd:YVO₄/KTP high-power solid state green laser [J]. Opt & Laser Technol 2002, 34(4): 333~336
- [4] 崔芙云, 王海波, 马 艳, et al. 激光二极管抽运的高输出单频稳频 Nd:YVO₄ 激光器 [J]. 光学学报, 2001, 21(3): 271~273
- [5] 郑 义, 杨健柏, 姚建铨, et al. LD 抽运的单频 Nd:YVO₄/KTP 腔内倍频激光器 [J]. 曲阜师范大学学报, 1998, 24(1): 62~65
- [6] 姚建铨. 非线性光学频率变换及激光调谐技术 [M]. 北京: 科学出版社, 1995. 69~140
- [7] 李小英, 荆杰泰, 潘 庆, et al. LD 抽运 II 类非临界相位匹配腔内倍频单频 Nd:YAP/KTP 激光器的设计 [J]. 中国激光, 2001, 28(10): 865~869
- [8] 郑 义, 钱卫红, 姚建铨. LD 抽运的内腔倍频激光器单频运转的理论研究 [J]. 中国激光, 1997, 24(8): 673~678
- [9] 李 隆, 史 彭, 白晋涛, et al. 高功率 Nd:YVO₄/KTP 腔内倍频晶体温度场的半解析热分析 [J]. 光学技术, 2004, 30(1): 44~47
- [10] 李 隆, 史 彭, 李东亮, et al. 高功率全固态激光器腔内倍频晶体 KTP 温度场的解析分析 [J]. 激光杂志, 2004, 25(3): 16~18

(上接第 349 页)

3 小 结

对二极管抽运热容型钹玻璃棒状激光器的特性, 包括温度分布和应力分量作了计算分析, 并与常规运行方式作了比较。分析表明, 在热容型的运行方式下, 钹玻璃棒表面的温度要高于中心, 表面是压应力, 中心是张应力。在相同的抽运功率下, 热容型运行钹玻璃棒的最大应力要远小于常规运行钹玻璃棒的最大应力。由于热容型运行钹玻璃棒有以上特点, 因而可以在短时间内获得极高的输出能量。对闪光灯非均匀抽运情况, 在计算中应引入一个与抽运光空间分布有关的配分函数^[3], 除数值计算稍繁外, 基本物理结论不会改变。作为热容型激光器的总体设计和计算模拟, 除温度、应力分布之外, 还应当研究由此引起的应变和波前变化, 以及对激光光束质量的影响。这一工作正

在进行之中, 有关结果将另文发表。

参 考 文 献

- [1] WEBER H. Diode pumped solid state lasers from 10W to 10kW [J]. SPE, 1999, 3862 2~7
- [2] KOECHNER W. Solid-state laser engineering [M]. Beilinc Springer 1976 352~360
- [3] 吕百达. 固体激光器件 [M]. 北京: 北京邮电大学出版社, 2002 150~236
- [4] 盖脱伍德 B E. 热应力 [M]. 北京: 科学出版社, 1964 206~230
- [5] ALBRECHT G F, SUTTON S B. The heat capacity disk laser [J]. SPE, 1998, 3343 661~666
- [6] MANG R M, S ROCKWELL D A. Measurements of heating and energy storage in flash lamp pumped Nd:YAG and Nd-doped phosphate laser glasses [J]. IEEE J Q E, 1986, 22(7): 574~580
- [7] ALBRECHT G F. High energy bursts from a solid state laser operated in the heat capacity limited regime [P]. U S Patent 5526372, 1996-06-11