

文章编号: 0258-7025(2004)Supplement-0069-04

Nd:YAlO₃ 腔内倍频红绿双波长 激光理论研究

张戈, 沈鸿元, 黄呈辉, 黄凌雄, 魏勇, 位民, 曾瑞荣
(中国科学院福建物质结构研究所, 福建 福州 350002)

摘要 构建了腔内倍频条件下考虑空间烧孔效应的 1079.5 nm 和 1341.4 μm 双波长激光的速率方程, 通过数值计算分析了激光运转的特性, 通过比较增加主跃迁的倍频几何因子和增加主跃迁的腔内附加损耗这两种方法获得均衡的双波长倍频输出情况, 发现增加倍频几何因子的方法比增加损耗的方法效率更高。

关键词 激光技术; 连续双波长激光; 腔内倍频; 速率方程; 均衡输出

中图分类号 TN248

文献标识码 A

Theoretic Study of Intracavity Frequency Doubling Red and Green Dual-Wavelength Laser

ZHANG Ge, SHEN Hong-yuan, HUANG Cheng-hui, HUANG Ling-xiong,

WEI Yong, WEI Min, ZENG Rui-rong

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, The Chinese Academy of Science,
Fuzhou, Fujian 350002, China)

Abstract The four level rate equations of intracavity frequency doubling of 1079.5 nm and 1341.4 nm dual-wavelength Nd:YAlO₃ laser are built and solved numerically. The results show that the continual wave (CW) dual-wavelength frequency doubled laser can be realized and CW red and green lasers can be achieved simultaneously. Two methods for achieving the balanced output of red and green lasers are compared. The method through changing the geometry factor to get the balanced output of red and green lasers is more effective than that through the adding of the additional loss.

Key words laser technique; dual-wavelength CW laser; intracavity frequency doubling; rate equation; balanced output

1 引言

红色和绿色激光在信息产业和医疗领域等方面有广泛的用途, 掺钕晶体 1 μm 和 1.3 μm 波段双波长激光器的发展提供了一条通过腔内倍频同时获得红绿双波长激光的可行途径。掺钕晶体双波长激光运转最早由贝尔实验室的 C. G. Betha 等^[1]于 1973 年在含有 Q 开关的三镜共线腔中利用 Nd:YAG 晶体实现 1064 nm 和 1318 nm 的双波长脉冲运转。此后, 国际上利用 Nd:YLF^[2], (Er,Nd):YAG 和 (Ho, Nd):YAG^[3]实现了双波长和多波长的脉冲运转。中科院福建物构所沈鸿元等同志建立了多波长激光振荡

条件的理论^[4], 通过对各掺钕晶体跃迁截面和荧光寿命的比较, 发现 Nd:YAP 晶体是较适合获得双波长激光的介质晶体^[5], 利用 Nd:YAP 晶体首次实现了双波长晶体激光的连续运转^[6], 并对晶体连续双波长激光的运转条件进行了详细分析^[7]。晶体双波长激光研究的进展, 为通过腔内倍频获得红绿双波长激光奠定了基础。

2 数值计算及分析

考虑了空间烧孔效应的晶体双波长激光运转的速率方程可表示为:

基金项目: 国家自然科学基金(60208001)和福建省青年创新基金(2001J013)资助。

作者简介: 张戈(1972-), 中国科学院福建物质结构研究所副研究员, 现主要从事激光、非线性光学晶体物理性能及器件研究。E-mail: zhg@fjirsm.ac.cn

$$\begin{cases} \frac{dN(x,y,z)}{dt} = G(x,y,z) - \sigma_1 c \frac{\rho_1(x,y,z)}{h\nu_1} N(x,y,z) - \sigma_2 c \frac{\rho_2(x,y,z)}{h\nu_2} N(x,y,z) - \frac{N(x,y,z)}{\tau} \\ \frac{dq_1}{dt} = \sigma_1 c \int_c \frac{\rho_1(x,y,z)N(x,y,z)}{h\nu_1} dV + \frac{q_1 c}{2Le^1} \ln(1-\alpha_1) + \frac{q_1 c}{2Le^1} \ln[1-\alpha'_i(I_1)] \\ \frac{dq_2}{dt} = \sigma_2 c \int_c \frac{\rho_2(x,y,z)N(x,y,z)}{h\nu_2} dV + \frac{q_2 c}{2Le^2} \ln(1-\alpha_2) + \frac{q_2 c}{2Le^2} \ln[1-\alpha'_i(I_2)] \end{cases} \quad (1)$$

式中, $N(x,y,z)$ 为反转粒子数体密度; $G(x,y,z)$ 为单位体积内的抽运速率; $\rho_1(x,y,z), \rho_2(x,y,z)$ 为两波长的腔内光子能量密度; q_1, q_2 为两波长的腔内光子数; $q_i c / (2L_i) \ln(1-\alpha_i)$ 为 i 波长光子的腔内损耗(不包括倍频造成的损耗), 其中 $L_i = L_i + (n_i - 1)L_c$ 为有效腔长, L_i 为腔长, L_c 为激光晶体的长度, n_i 为激光晶体中 i 波长光的折射率, α_i 为 i 波长激光在腔内传输一周的腔损; $q_i c / (2L_i) \ln[1-\alpha'_i(I_i)]$ 为非线性倍频转换造成的腔内光子损耗, 其中 $\alpha'_i(I_i)$ 为非线性输出耦合

造成的腔损, 其值等于非线性倍频转换效率, 它是腔内功率密度 I_i 的函数; τ 为被激发粒子的上能级寿命; σ_1, σ_2 为两波长的跃迁截面; ν_1, ν_2 为光子频率; c 为光速, h 为普朗克常量。式中的积分区间为激光腔内空间。

对于连续运转激光, 考虑上述速率方程的稳态解:

$$\frac{dN(x,y,z)}{dt} = 0, \quad \frac{dq_1}{dt} = 0, \quad \frac{dq_2}{dt} = 0 \quad (2)$$

得到:

$$\begin{cases} \int_c \rho_1(x,y,z)G(x,y,z)dV \left/ \left[\sigma_1 c h\nu_1 \left[\frac{\sigma_1 c}{h\nu_1} \rho_1(x,y,z) + \frac{\sigma_2 c}{h\nu_2} \rho_2(x,y,z) + \frac{1}{\tau} \right] \right] \right. = - \left[\frac{q_1 c}{2L_i^1} \ln(1-\alpha_1) + \frac{q_1 c}{2L_i^1} [1-\alpha'_i(I_1)] \right] \\ \int_c \rho_2(x,y,z)G(x,y,z)dV \left/ \left[\sigma_2 c h\nu_2 \left[\frac{\sigma_1 c}{h\nu_1} \rho_1(x,y,z) + \frac{\sigma_2 c}{h\nu_2} \rho_2(x,y,z) + \frac{1}{\tau} \right] \right] \right. = - \left[\frac{q_2 c}{2L_i^2} \ln(1-\alpha_2) + \frac{q_2 c}{2L_i^2} [1-\alpha'_i(I_2)] \right] \end{cases} \quad (3)$$

为简化计算, 采用如下两个假设:

- 1) 在激光晶体内抽运是均匀的。
- 2) 腔内光子密度的分布采用平面驻波模型。

根据假设 1), 我们可以得到 $G(x,y,z)$ 的表达式:

$G(x,y,z) = G_0/V_p$, 其中, G_0 为抽运速率, V_p 为抽运体积, G_0 的值与抽运功率 P_{pump} 及量子抽运效率 η_p 有关: $G_0 = \eta_p P_{\text{pump}}/h\nu_p$ 。由于(3)式中积分的有效区间为激光晶体内, 所以只需在激光晶体内采用假设 2), 对于激光晶体外的激光束, 其截面仍然认为是随位置而变化的。定义参数

$$\xi_1(x,y,z) = \rho_1(x,y,z)/\rho_{10}, \quad \xi_2(x,y,z) = \rho_2(x,y,z)/\rho_{20}$$

其中, ρ_{10}, ρ_{20} 分别为 $\rho_1(x,y,z)$ 和 $\rho_2(x,y,z)$ 的最大值, 根据假设 2) 可得:

$$\begin{aligned} \xi_1(x,y,z) &= [1 - \cos(k_1 z)]/2, \\ \xi_2(x,y,z) &= [1 - \cos(k_2 z)]/2. \end{aligned}$$

第 i 种波长的腔内光子数 q_i 可以用该波长的最大腔内光子密度 ρ_{i0} 来表示: $q_i = \rho_{i0} V_i / h\nu_i$, 其中, V_i 为该波长的有效模体积。因为基波的功率密度对激光倍频效率的影响很大, 因而我们将该波长的腔内光子密度用腔内光子的功率密度 I_i 来表示: $\rho_{i0} = 2I_i/c$ 。

利用这些关系和饱和光强度 $I_{\text{sat}}^i = h\nu_i \sigma_i / \sigma \tau$, (3)式可以简化为公式(4)。

$$\begin{cases} \xi_1(x,y,z)dV \left/ \left[\frac{G_0}{V_p} \int_c \frac{I_1}{I_{\text{sat}}^1} \xi_1(x,y,z) + 2 \frac{I_2}{I_{\text{sat}}^2} \xi_2(x,y,z) + 1 \right] \right. = \frac{-V_1}{c\tau\sigma_1} \frac{c}{2L_i^1} \left[\ln(1-\alpha_1) + \frac{c}{2L_i^1} \ln[1-\alpha'_i(I_1)] \right] \\ \xi_2(x,y,z)dV \left/ \left[\frac{G_0}{V_p} \int_c \frac{I_1}{I_{\text{sat}}^1} \xi_1(x,y,z) + 2 \frac{I_2}{I_{\text{sat}}^2} \xi_2(x,y,z) + 1 \right] \right. = \frac{-V_2}{c\tau\sigma_2} \frac{c}{2L_i^2} \left[\ln(1-\alpha_2) + \frac{c}{2L_i^2} \ln[1-\alpha'_i(I_2)] \right] \end{cases} \quad (4)$$

对于腔内倍频过程, 其腔内非线性耦合损耗即为激光器的倍频转换效率, 可表示为 $\alpha'_i(I_i) = T_i = f_i \varepsilon_i I_i$, 其中 f_i 为腔内倍频过程的几何因子, 其值为激光介质内基波光斑尺寸与倍频晶体中光斑尺寸之比 $(\omega/\omega_d)^2$, ω_s 和 ω_d 分别为激光晶体内和倍频晶体内

的模斑半径; $\varepsilon_i = 8\pi^2 L_{\text{eff}}^2 d_{\text{eff}}^2 / (n_i^i n_i 2n_{\text{SHG}}^i \lambda_i^2 \varepsilon_0 c)$ 为倍频转换系数, 其中 L_{eff} 为倍频晶体的有效作用长度, d_{eff} 为有效非线性系数, n_i^i, n_2^i 为基波的折射率, n_{SHG}^i 为谐波的折射率, 对于 I 类匹配 n_i^i 和 n_2^i 的值相同, 对于 II 类匹配二者的值不同。

至此,我们已经得到计算腔内倍频晶体双波长激光连续运转的方程,在不同的抽运条件和损耗条件下求解方程(4),即可求得该条件下的腔内双波长连续激光的功率密度,然后得到腔内基波功率、倍频转换效率以及倍频光的功率。 $P_{in}^i=I_i A_i, P_{SHG}^i=P_{in}^i T_i$,式中的 $A_i=V_i/L_c^i$ 为有效模截面积。

计算中,我们取 $V_p=3.14 \times 10^{-7} \text{ m}^3, \eta_p=0.013, V_1=$

$V_2=1.552 \times 10^{-7} \text{ m}^3, L_c^1=L_c^2=0.494, \alpha_1=\alpha_2=0.063, f_1=f_2=400$ 。1079.5 nm 激光的倍频晶体可采用 1 cm 长的 KTP 晶体,其 II 类匹配方向的倍频转换系数为 $\epsilon_1=5.55 \times 10^{-12}$;1341.4 nm 激光的倍频晶体可采用 1.5 cm 长的 LBO 晶体,其 I 类匹配方向的转换系数 $\epsilon_2=0.93 \times 10^{-12}$ 。在上述条件下,不同抽运功率下的腔内基波功率和谐波功率如图 1 所示。

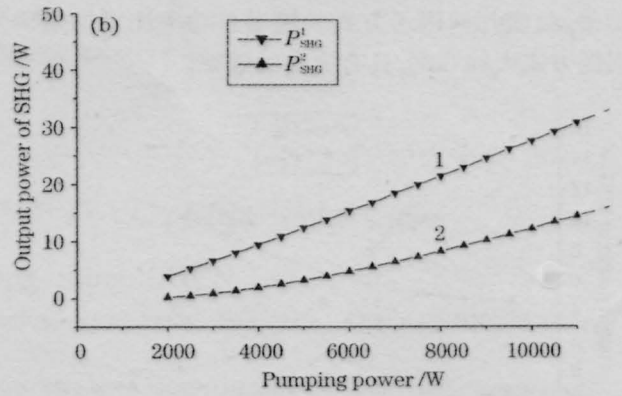
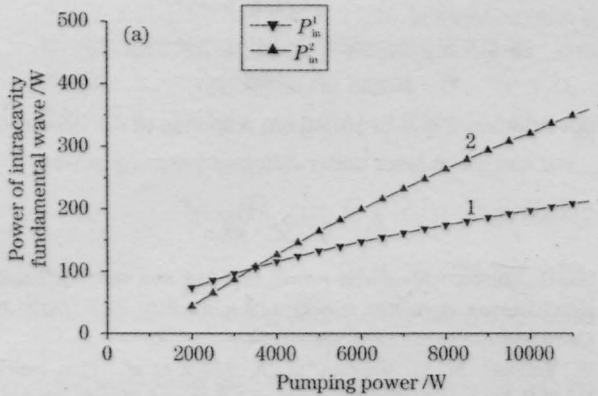


图 1 不同抽运功率下腔内双波长基波功率(a)及谐波输出功率(b)。(曲线 1 为 1079.5 nm, 曲线 2 为 1341.4 nm)

Fig.1 Powers of fundamental waves (a) and SHG (b) wave versus the pumping power (curve 1 is corresponding to wavelength 1079.5 nm, curve 2 is corresponding to wavelength 1341.4 nm)

从图 1 可以看出,在低抽运功率下,1079.5 nm 辐射的腔内基波功率比 1341.4 nm 辐射大,当抽运功率增加到较大的数值时,1079.5 nm 辐射的腔内基波功率开始小于 1341.4 nm 辐射,并且随着抽运功率的继续提高,1341.4 nm 的基波功率与 1079.5 nm 的基波功率差值越来越大。而倍频光功率,在所计算的抽运功率范围内,1079.5 nm 的倍频光功率总是高于 1341.4 nm 的倍频光,但二者增加的幅度已经接近。这是由于在较低的抽运条件下,两个波长的腔内基波功率都处于较低水平,相应的倍频转换效率也都处于较低水平,对腔内基波功率起决定作用的是该波长的增益,由于 1079.5 nm 的跃迁截面比 1341.4 nm 大 1 倍多,因而 1079.5 nm 的腔内基波功率比 1341.4 nm 大;当腔内基波功率增加时,由于 KTP 对 1079.5 nm 的倍频系数比 LBO 对 1341.4 nm 的倍频系数大得多,相应其倍频效率比 1341.4 nm 就大得多,随着腔内基波功率的提高,倍频耦合输出对腔内基波功率的影响逐渐变大,因而 1079.5 nm 的腔内基波功率的增加小于 1341.4 nm 的基波功率的增加,抽运功率超过一定数值时,1079.5 nm 的基波功率就小于 1341.4 nm,并且随着抽运功率的进一步提高,倍频效率的影响越来越大,因而其与 1341.4 nm 基波的差值越来越

大。虽然 1079.5 nm 的倍频转换效率比 1341.4 nm 的倍频转换效率大,但因其基波功率比 1341.4 nm 小,所以其谐波的增加幅度在强抽运条件下已与 1341.4 nm 接近。

为了获得较均衡的红绿激光,由于双波长激光的相互竞争关系,需要减小 1079.5 nm 的基波功率,从而提高 1341.4 nm 的腔内功率,以增大 1341.4 nm 的倍频输出。通过增大 1079.5 nm 激光的倍频转换效率而增加该波长激光的损耗和增加 1079.5 nm 激光的额外腔内损耗均能降低 1079.5 nm 的腔内基波

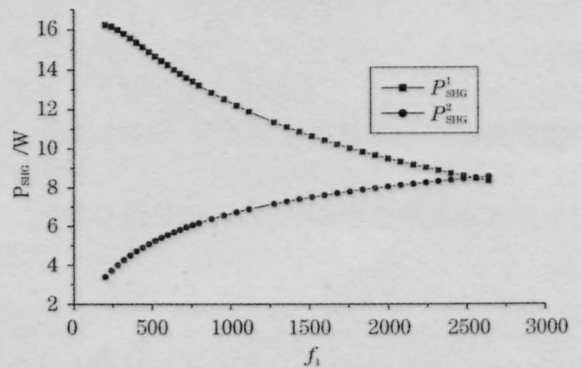


图 2 谐波输出随 1079.5 nm 几何因子 f_1 的变化情况 (抽运功率为 6000 W)

Fig.2 Power of frequency-doubled red and green laser versus the geometric factor

功率、增大 1341.4 nm 的腔内基波功率。可采用减小 KTP 处的光斑半径的方法有效地提高 1079.5 nm 的倍频效率。在前述的方程中体现为增大倍频几何因子 f 。

几何因子和附加损耗增加导致的倍频输出的增加如图 2, 图 3 所示。

从图 2 和图 3 看出, 增加 f_1 和附加损耗的方式均能达到均衡的倍频激光输出, 但比较两者的总输出功率, 改变几何因子方式的输出总功率比增加附加损耗方式大约 33%, 具有更高的效率。

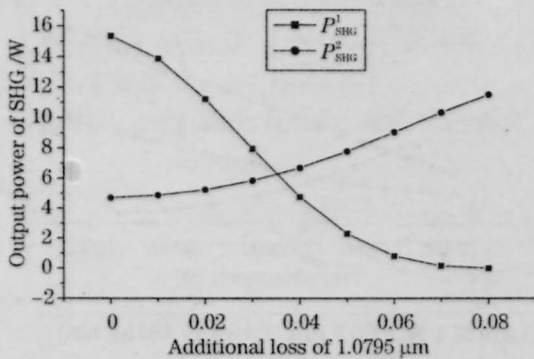


图 3 谐波输出功率随 1079.5 nm 腔内附加损耗的变化情况 (抽运功率为 6000 W)

Fig.3 Power of frequency-doubled red and green laser versus the additional loss of 1079.5 nm

图 4 为在不同抽运功率下, 达到均衡输出时的 1079.5 nm 的附加损耗。从图中看出, 随着抽运功率的提高, 为了达到谐波均衡输出所需增加的 1079.5 nm 的附加损耗变化很小。这个计算结果说明用附加损耗的方法只需增加变化很小的损耗即能实现在不同抽运功率下的均衡谐波输出。

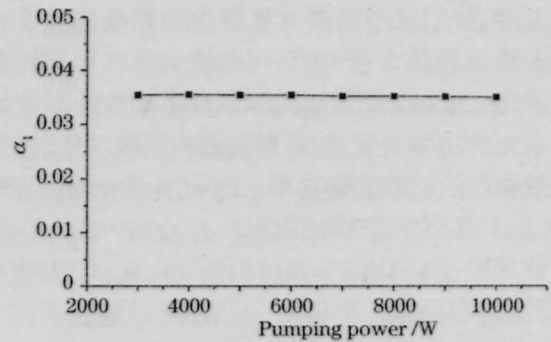


图 4 不同抽运功率下达到均衡谐波输出时的 1079.5 nm 附加损耗。

Fig.4 Additional loss of 1079.5 nm response to the balanced red and green laser under different pumping powers

参 考 文 献

- 1 C. G. Betha. Megawatt power at 1.318 μm Nd³⁺:YAG and simultaneous oscillation at both 1.06 and 1.318 μm [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973, **QE-9**:254
- 2 W. Vollmer, M. G. Knights, G. A. Rines *et al.*. Five-color Nd:YLF laser [C]. *Conferences on Laser and Electro-Optics. Digest of Technical Papers*, May, 17-21, 1983. 188
- 3 J. Machan, R. Kurtz, M. Bass *et al.*. Simultaneous multiple wavelength lasing of (Ho,Nd):Y₃Al₅O₁₂ [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**:1313
- 4 H. Y. Shen. Oscillation condition of simultaneous multiple wavelength lasing[J]. *Chines Physics Letters*, 1990, **7**(4):174
- 5 H. Y. Shen, R. R. Zeng, Y. P. Zhou *et al.*. Comparison of simultaneous multiple wavelength lasing in various neodymium host crystal at transitions from ⁴F_{3/2} to ⁴I_{1/2} and ⁴I_{13/2} [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(20):1937-1938
- 6 H. Y. Shen *et al.*. Simultaneous multiple wavelength laser actions in various neodymium host crystals [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(10):2315
- 7 H. Su, H. Y. Shen, W. X. Lin *et al.*. A computational model of Q-switch Nd:YAlO₃ dual wavelength laser [J]. *Appl. Phys.*, 1998, **84**(12):6519