

直接与间接抽运对 Nd^{3+} 自倍频激光性能的影响

黄志云 任徐静

(福建师范大学光电与信息工程学院, 激光与光电子技术研究所, 福建省光子技术重点实验室,
医学光电科学与技术教育部重点实验室, 福建 福州 350007)

摘要 为了获得较好的激光性能,研究了直接与间接抽运对自倍频(SFD)激光性能的影响。建立了自倍频激光模型,并与已有的实验结果进行分析比较。利用该模型分析比较了直接与间接抽运下 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$)自倍频激光性能。结果表明,当晶体的 Nd^{3+} 浓度和长度的乘积低于一个特定值时,直接抽运获得的自倍频激光输出低于间接抽运,这表明直接抽运并不适用于任意浓度和长度的 Nd^{3+} 晶体。给出了特定实验条件下适用于直接抽运要求的晶体浓度和长度。对其他自倍频晶体和不同的实验条件,采用类似的方法,也可以得到适用于直接抽运要求的晶体浓度和长度。

关键词 激光器; $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$; 自倍频; 直接抽运; 间接抽运; 模型

中图分类号 O433.5⁺4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.s202001

Effect of Direct and Indirect Pumping on Nd^{3+} -Activated Self-Frequency-Doubling Laser Performance

Huang Zhiyun Ren Xujing

(College of Photonic and Electronic Engineering, Institute of Laser and Optoelectronics Technology, Fujian Provincial Key Laboratory for Photonics Technology, Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China)

Abstract In order to obtain best laser performance, the effect of the direct and indirect pumping ways on the laser output is studied theoretically. A self-frequency-doubling (SFD) laser model is developed. The calculated results are compared with the reported experimental results, and it verifies the validity of the model. Based on the model, the $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$) SFD laser performance under the direct and indirect pump ways is studied theoretically. As the results show, for some Nd^{3+} concentrations and $\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$ crystal length, the SFD laser power of direct pump is lower than that of indirect pump, and it implies that direct pump is not suitable for all samples. The criterion determining which sample is suitable for direct pump is given. By the similar process, the criterions for the different SFD crystals and experimental parameters could be derived.

Key words laser; $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$; self-frequency-doubling; direct pump; indirect pump; model

OCIS codes 140.0140; 140.3380; 140.3580

1 引言

808 nm 半导体激光器能有效地抽运 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$)晶体。在该抽运波长下, Nd^{3+} 离子吸收抽运能量后,从基态 $^4\text{I}_{9/2}$ 跃迁到激发态 $^4\text{F}_{5/2}$,迅速地无辐射弛豫跃迁到激光上能级 $^4\text{F}_{3/2}$,

再跃迁到 $^4\text{I}_{13/2}$, $^4\text{I}_{11/2}$ 和 $^4\text{I}_{9/2}$ 等能级分别产生波长为 1340,1060,940 nm 的激光^[1,2]。在抽运过程中,由于 Nd^{3+} 离子不是被直接抽运到激光上能级,因此该抽运方式被称为间接抽运,这也是最常用的 Nd^{3+} 激光的抽运方式。显然,抽运过程中 $^4\text{F}_{3/2}$ 与 $^4\text{F}_{5/2}$ 的能

收稿日期: 2012-05-18; **收到修改稿日期**: 2012-07-06

基金项目: 国家自然科学基金(61008062)和中国科学院光电材料化学与物理重点实验室基金(2008DP173016)资助课题。

作者简介: 黄志云(1977—),男,博士,副教授,主要从事固体光电子方面的研究。

E-mail: zhiyunhuang@fjnu.edu.cn

级差对激光运转是无用且有害的。为了避免多重态 $^4F_{3/2}$ 和 $^4F_{5/2}$ 间的能量损失,可直接将 Nd^{3+} 离子抽运到 $^4F_{3/2}$ 能级,因此该抽运方式被称为直接抽运^[3~6]。要注意的是,由于直接抽运的吸收截面比间接抽运的小,这意味着相同实验条件下,直接抽运时吸收的抽运能量也要小于间接抽运所吸收的能量,因此直接抽运的效率并不一定都比间接抽运的高^[7]。

$Nd^{3+}:YAB$ 同时具有激光和非线性光学性质,是所谓的自倍频(SFD)激光晶体。与一般的非线性晶体相比,激光自倍频晶体具有体积小、价格低等优点,引起人们广泛关注^[8~12],也发展了关于自倍频激光的理论模型^[13~15]。本文利用自倍频激光模型研究分析了直接与间接抽运对 $Nd^{3+}:YAB$ 激光自倍频晶体的输出性能的影响。针对特定的实验条件,给出了适合直接抽运要求的晶体条件。

2 模 型

描述 $^4F_{3/2}$ 能级上 Nd^{3+} 粒子密度的速率方程为

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = \frac{\sigma_p P_{p0} \phi_p(r, z)}{h\nu_p} [N_0 - N(r, z)] - \frac{\sigma_e P_c(z) \phi_c(r, z)}{h\nu_e} N(r, z) - \frac{N(r, z)}{\tau_f(N_0)} = 0, \quad (1)$$

式中 r 是横坐标, z 是纵坐标, h 为普朗克常数, $N(r, z)$ 是 Nd^{3+} 离子在多重态 $^4F_{3/2}$ 的粒子数密度, ν_p 是抽运光频率, ν_e 是激光频率, σ_p 是抽运吸收截面, σ_e 是激光发射截面, $\phi_p(r, z)$ 是抽运光强分布函数, $\phi_c(r, z)$ 是激光光强分布函数, P_{p0} 是入射抽运光功率, $P_c(z)$ 是谐振腔内位于 z 处的基波激光功率, N_0 为掺杂浓度, $\tau_f(N_0)$ 是 Nd^{3+} 离子荧光寿命。由(1)式可得稳态时的反转粒子数密度为

$$N(r, z) = \frac{\sigma_p N_0 P_{p0} \phi_p(r, z) / (h\nu_p)}{\sigma_p P_{p0} \phi_p(r, z) / (h\nu_p) + \sigma_e P_c(z) \phi_c(r, z) / (h\nu_e) + 1/\tau_f(N_0)}, \quad (2)$$

谐振腔内的激光总增益为

$$G = 2 \int_0^L \int_0^\infty 2\pi \sigma_e \frac{\sigma_p N_0 P_{p0} \phi_p(r, z) / (h\nu_p)}{\sigma_p P_{p0} \phi_p(r, z) / (h\nu_p) + \sigma_e P_c(z) \phi_c(r, z) / (h\nu_e) + 1/\tau_f(N_0)} \phi_c(r, z) r dr dz, \quad (3)$$

式中 L 为晶体长度。若抽运光和激光都是高斯光,则

$$\phi_p(r, z) = \frac{2}{\pi w_p^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2(z)}\right] [\exp(-\alpha_p z) + \exp(\alpha_p z - 2\alpha_p L)], \quad (4)$$

$$\phi_c(r, z) = \frac{2}{\pi w_e^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w_e^2(z)}\right], \quad (5)$$

式中 $\alpha_p = \sigma_p N_0$ 表示抽运光的吸收系数, $w_p(z)$ 与 $w_e(z)$ 分别是抽运光和激光在 z 处的光斑半径。将(4)式与(5)式代入(3)式,得

$$G = \int_0^L \int_0^\infty \frac{\frac{4\sigma_e \sigma_p N_0 P_{p0}}{\pi w_p^2(z) h\nu_p} y^{[w_e^2(z)/w_p^2(z)]} [\exp(-\alpha_p z) + \exp(\alpha_p z - 2\alpha_p L)]}{\frac{2\sigma_p P_{p0}}{\pi w_p^2(z) h\nu_p} y^{[w_e^2(z)/w_p^2(z)]} [\exp(-\alpha_p z) + \exp(\alpha_p z - 2\alpha_p L)] + \frac{2\sigma_e P_c(z)}{\pi w_e^2(z)} y + \frac{1}{\tau_f(N_0)}} dz dy, \quad (6)$$

式中 $y = \exp[-2r^2/w_e^2(z)]$ 。在小信号增益时,沿着 z 轴方向的基波功率可近视为常数,则 $P_c(z)$ 可简化为 P_c 。如果晶体长度较短,则可忽略光斑半径的变化。在这两个近似下,(6)式可简化为

$$G = \int_0^L \int_0^\infty \frac{4\sigma_1 \sigma_p N_0 P_{p0} a \eta_q y^a [\exp(-\alpha_p z) + \exp(\alpha_p z - 2\alpha_p L)]}{2\sigma_p P_{p0} a \eta_q y^a [\exp(-\alpha_p z) + \exp(\alpha_p z - 2\alpha_p L)] + 2\sigma_1 P_c y + \frac{\pi w_e^2 h\nu_1}{\tau_f(N_0)}} dz dy, \quad (7)$$

式中 $a = w_e^2/w_p^2$, $\eta_q = \nu_e/\nu_p$ 。

谐振腔内有两种损耗影响着激光性能。其一是输出透射率和晶体内部损耗,可表示为

$$\delta_1 = 2\delta L - \ln(1 - T_1), \quad (8)$$

式中 δ 是晶体内的单位损耗, T_1 是基波激光透射率。另一种是由于二次谐波而引起的非线性损耗,可表示为^[11,12]

$$\delta_2 = 4\kappa P_c = \frac{2\omega^2 \chi_{\text{eff}}^2 L^2 P_c}{\pi w_e^2 c^3 \epsilon_0 n^3} \exp(-\alpha_2 L), \quad (9)$$

式中 ω 是基波的角频率, χ_{eff} 是有效的非线性系数, c 是真空中光速, n 为激光在介质中的折射率, ϵ_0 是真空的介电常数, $\alpha_2 = \sigma_2 N_0$ 是 Nd^{3+} 离子对二次谐波的吸收系数, σ_2 是二次谐波的吸收截面。相应的二次谐波的功率为

$$P_2 = \kappa P_c^2 T_2, \quad (10)$$

式中 T_2 为二次谐波透射率。当激光输出稳定时,总增益等于总损耗,则

$$G = \delta_1 + \delta_2, \quad (11)$$

由(11)式计算谐振腔内的基波功率,再由(10)式可计算自倍频激光功率。

3 结果与讨论

表 1 是 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$ 晶体的光学和光谱数据,表中 $C=0.563 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, XC 表示 Nd^{3+} 离子浓度,由表 1 可知,直接抽运的吸收截面比间接抽运的小很多。当 Nd^{3+} 浓度较低且晶体长度较短时,直接抽运吸收的抽运功率低于间接抽运,这可能导致基波和自倍频激光功率也低于间接抽运。

表 1 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$ 晶体的光学和光谱数据

Table 1 Optical and spectroscopic data of $\text{Nd}^{3+}:\text{YAB}$ crystal

Parameter	Value
σ_p at 808 nm ^[15] /(10^{-20} cm^2)	2.5
σ_p at 882 nm ^[15] /(10^{-20} cm^2)	0.8
σ_e at 1064 nm ^[16] /(10^{-20} cm^2)	11
σ_2 at 532 nm ^[15] /(10^{-20} cm^2)	0.47
$\tau_f(X)$ ^[17] /μs	60/(1+0.02XC)
χ_{eff} ^[18] /(pm/V)	1.9
n ^[18]	1.7619

首先根据参考文献[18]的实验数据进行理论与实验的比较,结果如表 2 所示。计算模型与实际实验结果吻合较好。

表 2 实验与计算结果对比

Table 2 Experimental and calculated results

	Experimental	Calculated
$T_1=0.36\%$ laser threshold /mW	120	80
$T_2=87\%$ output power /mW	4.6	7.7
$T_1=1\%$ laser threshold /mW	120	110
$T_2=73\%$ output power /mW	3.0	3.0

图 1 为不同掺杂浓度时自倍频激光输出功率随晶体长度变化的曲线,其中 $P_{p0}=5 \text{ W}$, $\omega_p=100 \mu\text{m}$, $\omega_e=100 \mu\text{m}$, $T_1=0.01$ 。曲线 1,2,3 分别代表掺杂原子数分数为 2%,5%,8%的晶体在间接抽运的输出功率,曲线 4,5,6 表示对应的晶体在直接抽运的输出功率。在所考虑的长度范围内,如掺杂原子数分数为 2%的曲线所示,低浓度晶体在间接抽运下的自倍频激光输出功率要高于直接抽运。因为在这种情况下,间接抽运能更有效地吸收抽运光。在高浓度样品中,当晶体长度大于某一特定长度

时,直接抽运的输出功率比间接抽运的高。对于掺杂原子数分数为 5%的晶体,临界长度为 5.5 mm;对于掺杂原子数分数为 8%的晶体,临界长度为 3.4 mm。更进一步分析表明,只有当晶体的原子数分数和长度满足 $XL>27.5\% \text{ mm}$ 时才适合直接抽运。

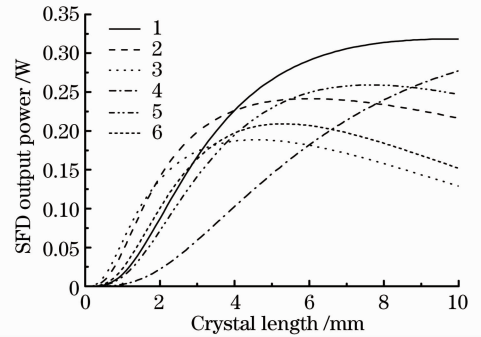


图 1 不同掺杂浓度,自倍频激光输出功率与晶体长度关系图

Fig. 1 SFD output versus crystal length for different Nd^{3+} concentrations

图 2 给出在不同晶体长度下自倍频激光输出功率随 Nd^{3+} 离子浓度变化的曲线,其中 $P_{p0}=5 \text{ W}$, $\omega_p=100 \mu\text{m}$, $\omega_e=100 \mu\text{m}$, $T_1=0.01$,曲线 1,2,3 分别表示长为 1,3,5 mm 的晶体在间接抽运下的输出功率,曲线 4,5,6 为同组晶体在直接抽运的输出功率。从图中可知,对 1 mm 和 3 mm 长的晶体而言,间接抽运的自倍频输出功率往往比直接抽运的高。对 5 mm 长的晶体,当 Nd^{3+} 掺杂原子数分数大于 5%时,直接抽运的输出功率比较高,这也满足图 1 所给出的结论。

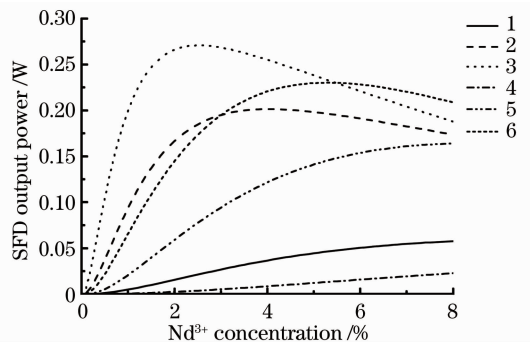


图 2 不同晶体长度,自倍频激光输出功率与 Nd^{3+} 离子浓度关系图

Fig. 2 Relationship between SFD output power and Nd^{3+} concentration for different crystal lengths

图 3 给出计算参数为 $\omega_p=100 \mu\text{m}$, $\omega_e=100 \mu\text{m}$, $T_1=0.01$ 时,自倍频激光功率与入射抽运光功率的关系曲线。为了更直观地显示直接与间接抽运方式对输出光的影响,在图 3 中假设一个晶体为低浓度

短晶体(掺杂原子数分数为 1%, 长度为 5 mm), 另一个晶体为高浓度长晶体(掺杂原子数分数为 5%, 长度为 8 mm)。图 3 曲线表明, 直接抽运下, 掺杂原子数分数为 5%, 长度为 8 mm 的样品输出光性能较好。而间接抽运下, 掺杂原子数分数为 1%, 长度为 5 mm 的样品输出光性能较好。

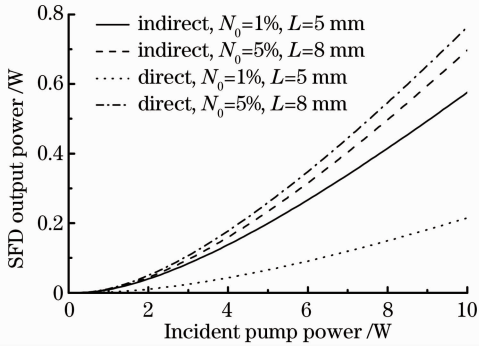


图 3 自倍频激光功率与入射抽运光功率关系图
Fig. 3 SFD output power versus incident pump power for some typical crystals

4 结 论

综上所述, 并非任意浓度和长度的晶体都适于直接抽运。当晶体的 Nd^{3+} 浓度较高, 晶体较长时采用直接抽运有利于获得更高的自倍频激光输出。具体对 $Nd^{3+} : YAB$ 晶体而言, 当晶体的 Nd^{3+} 原子数分数与长度满足 $XL > 27.5\% \text{ mm}$ 时, 直接抽运可获得比间接抽运更高的自倍频激光输出功率。基波和自倍频激光功率主要是由抽运光波长和相应的吸收截面决定的, 该关系可简单地表示为 $P_2 \propto \lambda_p [1 - \exp(-2\sigma_p N_0 L)]^{[27]}$ 。由该关系可推导出合适直接抽运的 $Nd^{3+} : YAB$ 晶体应满足的条件。

Nd^{3+} 的离子半径大于 Y^{3+} 的离子半径, 因此要将 Nd^{3+} 掺杂到 YAB 晶体中是比较困难的。事实上, 到目前为止要生长高质量、高浓度、大尺寸的 $Nd^{3+} : YAB$ 晶体依然是相当困难的^[19]。随着晶体生长科技的发展, 能够获得高质量、高难度、大尺寸的晶体对提高直接抽运的自倍频激光性能是有帮助的。

参 考 文 献

1 Zhou Shiwu, Chen Yong. The stark levels in the crystals NAB and NYAB[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 1994, **14**(3): 1~8
周实武, 陈 勇. NAB 和 NYAB 晶体的斯塔克能级[J]. *光谱学与光谱分析*, 1994, **14**(3): 1~8

2 Zhao Tingjie, Luo Zundu. Space-dependent rate-equations of LD end-pumped NYAB laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(9): 1199~1204
赵挺洁, 罗遵度. 激光二极管抽运 NYAB 激光器的空间分布速率方程的研究[J]. *光学学报*, 1995, **15**(9): 1199~1204
3 V. Lupei, G. Aka, J. Petit *et al.*. Spectroscopic bases for efficiency enhancement and power scaling of self-frequency. Multiplication and self-sum-frequency mixing emission in Nd-doped non-linear crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2004, **21**(9): 1620~1629
4 M. Montes, D. Jaque, Z. Luo *et al.*. Short-pulses generation from a resonantly pumped $NdAl_3(BO_3)_4$ microchip laser[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(4): 397~399
5 X. Ding, R. Wang, H. Zhang *et al.*. High-efficiency $Nd:YVO_4$ laser emission under direct pumping at 880 nm[J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(5): 981~984
6 Y. Ma, Y. Zhang, X. Yu *et al.*. Doubly Q-switched $GdVO_4/Nd:GdVO_4$ laser with AO modulator and $Cr^{4+} : YAG$ saturable absorber under direct 879 nm diode pumping to the emitting level[J]. *Opt. Commun.*, 2011, **284**(10): 2569~2572
7 Z. Huang, Y. Huang, Y. Chen *et al.*. Surface plasmon photonic bandgap in azopolymer gratings sputtered with gold[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2005, **22**(12): 2564~2569
8 B. Lu, J. Wang, H. Pan *et al.*. Laser self-doubling in neodymium yttrium aluminum borate[J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(12): 6052~6054
9 D. Jaque, J. Capmany, J. Garcia Sole. Continuous wave laser radiation at 669 nm from a self-frequency-doubled laser of $YAl_3(BO_3)_4 : Nd^{3+}$ [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **74**(13): 1788~1791
10 Y. Chen, S. Wang, C. Kao *et al.*. Investigation of fiber-coupled laser-diode-pumped NYAB green laser performance[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(10): 1313~1315
11 G. Aka, A. Brenier. Self-frequency conversion in nonlinear laser crystals[J]. *Opt. Mater.*, 2003, **22**(2): 89~94
12 A. Brenier, G. Boulon, D. Jaque *et al.*. Self-frequency-summing NYAB laser for tunable blue generation[J]. *Opt. Mater.*, 1999, **13**(3): 311~317
13 X. Chen, Z. Luo, Y. Huang. Modeling of the self-sum-frequency-mixing laser[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 2001, **18**(5): 646~656
14 K. Yang, S. Zhao, G. Li *et al.*. A new model of laser-diode end-pumped actively Q-switched intracavity frequency doubling laser[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2004, **40**(20): 1252~1257
15 A. Brenier. Modelling of the NYAB self-frequency source in the blue spectral region [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **141**(4): 221~228
16 D. Jaque, J. Capmany, Z. Luo *et al.*. Optical bands and energy levels of Nd^{3+} ion in the $YAl_3(BO_3)_4$ nonlinear laser crystal[J]. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 1997, **9**(44): 9715~9729
17 D. Jaque, J. Capmany, J. G. Sole *et al.*. Continuous-wave laser properties of the self-frequency-doubling $YAl_3(BO_3)_4 : Nd$ crystal[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1998, **15**(6): 1656~1662
18 G. D. Goodno, G. Dadusc, R. J. Dwayne Miller. Ultrafast heterodyne-detected transient-grating spectroscopy using diffractive optics[J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1998, **15**(6): 1791~1794
19 Huang Yisen, Zhao Qinglan, Jiang Aidong *et al.*. Defects in NYAB crystal and their relationship with the structure[J]. *J. Synthetic Crystals*, 1993, **22**(1): 47~52
黄依森, 赵庆兰, 江爱栋 等. NYAB 晶体的缺陷与结构的关系[J]. *人工晶体学报*, 1993, **22**(1): 47~52