

氙灯泵浦的 NYAB 晶体调 Q 激光 运转特性及实验研究

王青圃 赵圣之 张行愚 刘 华

(山东大学光学系, 济南 250100)

陆宝生 潘恒福

(山东大学晶体材料研究所, 济南 250100)

提 要

首次报道了氙灯泵浦的自激活自倍频 NYAB 复合功能晶体的 BDN 染料片调 Q 运转, 获得了自倍频绿光单脉冲。测量了不同 L 和 T_0 情况下的绿光脉冲的能量、脉宽和峰值功率。文中还从理论上推导了自激活自倍频晶体调 Q 激光器的方程组、数值求解方程组, 所得的理论数据与实验结果很好地相符。最后, 讨论了进一步提高绿光脉冲峰值功率的途径。

关键词 NYAB 晶体, 氙灯泵浦, 调 Q。

1 引 言

六十年代末以来, 许多科学家致力于研制具有自激活自倍频复合功能的激光材料^[1~6], 在已研制的几种复合功能材料中, 四硼酸铝钇钆 ($\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$, 简称 NYAB)^[4~6] 以其高增益、低阈值、大非线性系数和稳定的物理化学性质被认为是目前最理想的小型激光器的复合功能激活介质, 受到人们特别注目。NYAB 晶体于 1986 年由染料激光器泵浦首次实现了从 $1.06\ \mu\text{m}$ 到 $0.53\ \mu\text{m}$ 激光自倍频转换^[7], 于 1989 年用脉冲氙灯泵浦实现自由运转^[8], 但至今尚未见调 Q 运转的报道。本文用氙灯泵浦, BDN 染料片进行调 Q, 首次实现了 NYAB 晶体的调 Q 运转。

文献[9, 10]曾报道了描述自激活自倍频复合功能晶体激光器工作原理的方程组, 但只适用于激活介质充满整个腔的情况, 实际情况是腔长要大于甚至几倍于激活介质的长度。本文推导了腔长大于激活介质长度时描述自激活自倍频晶体调 Q 激光器工作原理的方程组, 对该方程组进行数值求解所得理论结果与实验结果能较好地相符。最后讨论了进一步提高 NYAB 晶体调 Q 激光器自倍频绿光脉冲峰值功率的途径。

2 理 论

设腔内基频光和倍频光均为理想平面波, 且仅是时间的函数, 当激活介质长度为 l , 激光谐振腔长度为 L , 激光器工作在理想共线相位匹配条件下时, 晶体对基频光的折射率 n_1 与对倍频光的折射率 n_2 相等, 基频光和倍频光在腔内往返一周的时间为 $t_r = [2ln_1 + 2(L - l)]/c$, c 为真空中光速。用 $I_1(t_m)$ 和 $I_2(t_m)$ 分别表示在时间 $t_m = mt_r$ (m 为大于零的整数)

腔内的基频光光强和倍频光光强, 那么光在腔内再往返一周后, 在时间 $t_{m+1} = (m+1)t_r$, 有^[13]:

$$\left. \begin{aligned} I_1(t_{m+1}) &= I_1(t_m) \exp[2\sigma n(t_m)l] \exp(-2\alpha_1 l - \delta_1) T_1^2 \exp[-2lBd_{\text{eff}} \sqrt{I_2(t_m)}], \\ B &= \sqrt{(2\nu/cn_2)} (16\pi^2 \nu_1/cn_1), \\ \ln T_1 - \ln T_0 &= [(1/0.24) - 1] \ln \{ [(1/0.24) + (I_1/I_s)] / [(1/0.24) + (I_1 T_1/I_s)] \}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中指数形式的最后一个因子对应于由于产生倍频而对基频光的损耗, 它由耦合波方程^[11]忽略基频光和倍频光的群速度差别而得. 前三个指数形式的因子以及 T_1^2 对应于不存在倍频情况下的增益和损耗^[12]. d_{eff} 为有效非线性系数, B 为常量, (ν_1 为基频光频率), σ 为受激发射截面, $n(t_m)$ 为 t_m 时刻反转粒子数密度, α_1 为晶体对基频光的吸收系数, T_1 为染料片对基频光的透过率, T_0 为染料片的小信号透过率, I_s 为染料片的饱和光强, δ_1 对应于其它损耗. 对(1)式两边取自然对数, 可得

$$\Delta \ln I_1 = \ln I_1(t_{m+1}) - \ln I_1(t_m) = 2\sigma n(t_m)l - 2\alpha_1 l - \delta_1 - \ln \frac{1}{T_1^2} - 2lBd_{\text{eff}} I_2^{1/2}(t_m), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dt} &= I_1 \frac{d \ln I_1}{dt} = \frac{I_1}{t_r} \cdot \frac{\Delta \ln I_1}{(m+1) - m} \\ &= \frac{I_1}{t_r} \left[2\sigma n l - \left(2\alpha_1 l + \delta_1 + \ln \frac{1}{T_1^2} + 2lBd_{\text{eff}} I_2^{1/2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

倍频光 I_2 的增益来自基频光的倍频, 其损耗则包括晶体的吸收、染料的吸收和输出镜的输出等.

$$\frac{dI_2}{dt} = \frac{I_1}{t_r} 2lBd_{\text{eff}} I_2^{1/2} - \frac{I_2}{t_r} [2\alpha_2 l + \delta_2 + \ln(1/T_2^2)], \quad (4)$$

式中 α_2 为晶体对倍频光的吸收系数. T_2 为染料片对倍频光的透过率, δ_2 为其它损耗, 包括输出损耗, 散射损耗等. 方程(3)、(4)和调 Q 情况下反转粒子数密度 n 随时间的变化方程:

$$\left(\frac{dn}{dt} \right) = -(4\sigma n I_1 / h\nu_1). \quad (5)$$

就构成了描述自激活自倍频复合功能晶体调 Q 激光器工作原理的方程组.

当激活介质充满整个谐振腔, 即 $L=l$ 时, 有 $t_r = 2ln_1/c$, 将此式代入(3)、(4)、(5)式就得到文献[9, 10]所得的结论.

利用计算机求解方程(3)、(4)、(5), 可以得到 NYAB 调 Q 激光器自倍频绿光脉冲的理论结果, 方程中各参量列于表 1^[4~6, 13].

Table 1 Related Parameters in Eqs. (3)~(5)

$n(t=0)$	$(2\alpha_1 l + \delta_1 + \ln \frac{1}{T_0^2}) / 2cl$	$n_1 = n_2$	1.755	I_s	1.58 MW/cm ²
σ	$2.01 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	δ_1	0.01	α_1	0.25 cm ⁻¹
d_{eff}	$6.82 \times 10^{-9} \text{ cm}^{3/2} / \text{erg}^{1/2}$	δ_2	2.01	α_2	1.80 cm ⁻¹

图 1 给出了 $T_0=0.3$ 时 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲形状与腔长 L 的关系, 图 2 给出了 $L=15 \text{ cm}$ 时 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲形状与 T_0 的关系.

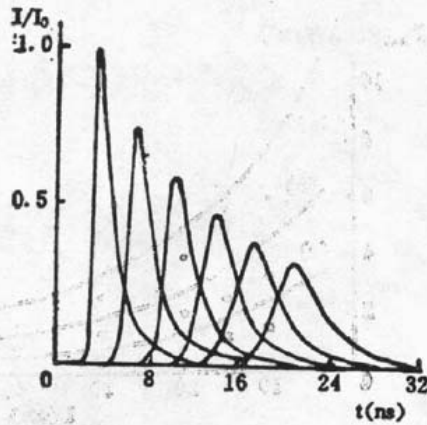


Fig. 1 The relation between $0.53 \mu\text{m}$ pulse shape and L when $T_0=0.3$
From left to right, $L=5, 10, 15, 20, 25, 30$ cm respectively

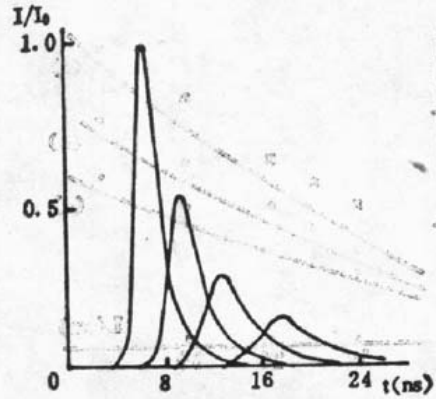


Fig. 2 The relation between $0.53 \mu\text{m}$ pulse shape and T_0 when $L=15$ cm
From left to right, $T_0=0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ respectively

3 实验结果与讨论

实验装置如图 3 所示, 反射镜 M_1 和 M_2 构成平-平腔, M_1 对基频光和倍频光均高反 ($R_1(\omega)=99.5\%$, $R_2(2\omega)=99.5\%$), M_2 对基频光高反, 对倍频光高透 ($R_2(\omega)=99\%$, $R_2(2\omega)=1\%$). NYAB 晶体的尺寸为 $\phi 3 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$, 用尺寸为 $\phi 4 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$ 的氙灯泵浦, 采用单椭圆腔聚光, BDN 染料片放在靠近 M_2 的地方. 用 NJ-J1 型激光能量计测量 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲的能量 E_{out} , 用 Tek-466 存储示波器检测脉冲质量并测量脉冲宽度 τ , 当所测脉冲宽度较小时, 对所观察信号进行解卷积处理, 以获得脉冲的真实宽度. 脉冲的峰值功率近似由 E_{out}/τ 获得.

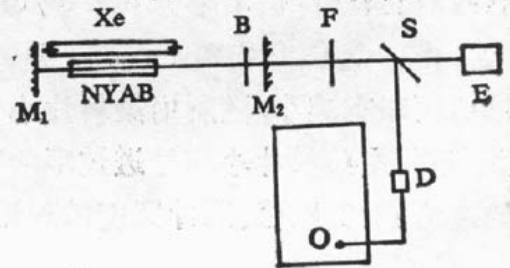


Fig. 3 Experimental setup
 M_1, M_2 —Mirror, NYAB—NYAB crystal, Xe—Xenon flash lamp, B—BDN Dye, F—Filter, S—splitter, D—Detector, E—Energy meter, O—Oscilloscope

图 4 给出了 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲的示波器波形. 图 5、图 6、图 7 分别给出了在不同的谐振

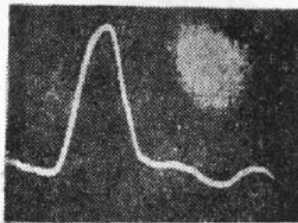


Fig. 4 The pulse shape when $L=30$ cm, $T_0=0.5(20 \text{ ns/cm})$

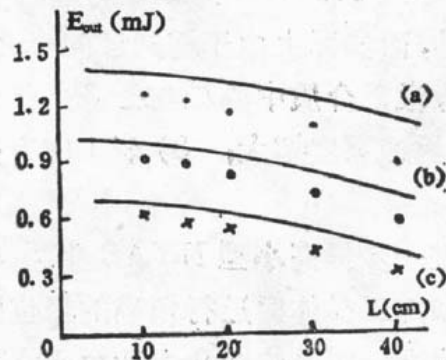


Fig. 5 The relations between E_{out} and L in different T_0
— Theoretical results $\bullet \bullet \bullet \times$ Experimental results
(a) $T_0=0.3$, (b) $T_0=0.4$, (c) $T_0=0.5$

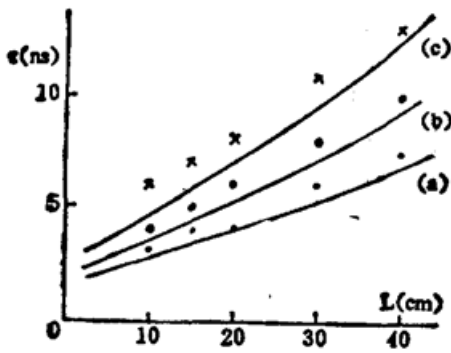


Fig. 6 The relations between τ and L in different T_0
 — Theoretical results
 ••••• Experimental results
 (a) $T_0=0.3$, (b) $T_0=0.4$, (c) $T_0=0.5$

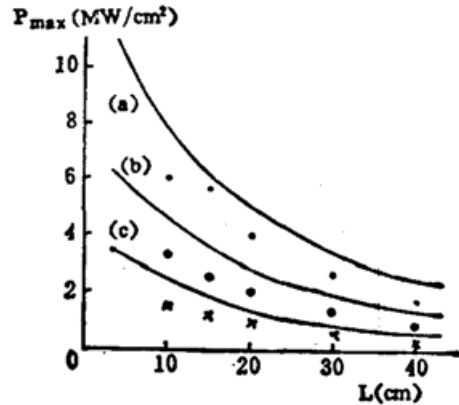


Fig. 7 The relations between pulse peak power P_{max} and L in different T_0
 — Theoretical results
 ••••• Experimental results
 (a) $T_0=0.3$, (b) $T_0=0.4$, (c) $T_0=0.5$

腔长度 L 和染料片小信号透过率 T_0 情况下的 $0.53 \mu\text{m}$ 单脉冲的能量、脉冲宽度和峰值功率。当 $T_0=0.3$, $L=10 \text{ cm}$ 时, 实验上得到了脉宽为 3 ns , 能量为 1.28 mJ 的自倍频绿光脉冲, 相当于峰值功率为 6 MW/cm^2 。

由图 5、图 6 和图 7 可知: NYAB 染料调 Q 激光器自倍频绿光单脉冲的能量随腔长的增加而略有减小, 随所用染料片小信号透过率的减小而增大, 其脉冲宽度随腔长的增大而增大, 随所用染料片小信号透过率的减小而减小, 若用 E_{the} 、 E_{exp} 、 τ_{the} 、 τ_{exp} 分别表示脉冲能量的理论值、实验值、脉冲宽度的理论值、实验值, 则脉冲能量的平均相对误差

$$(1/N) \sum_{i=1}^N [|E_{ithe} - E_{iexp}| / E_{ithe}] = 15\%$$

脉冲宽度的平均相对误差 $(1/N) \sum_{i=1}^N [|\tau_{ithe} - \tau_{iexp}| / \tau_{ithe}] = 14\%$ (其中 N 为实验点数), 所以总的来说, 理论数据与实验结果较好地相符。引起理论结果与实验结果有一定差别的原因主要有三个方面: 1) 理论计算中假设 NYAB 晶体为理想共线相位匹配, 而实际的晶体在切割加工时总存在一定的匹配方向误差, 而不完全相位匹配的结果相当于有效非线性系数减小, 从而导致 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲能量的下降; 2) 理论计算中假设激活介质中反转粒子数密度是均匀的, 而实际上由于椭圆腔的聚光作用, 激活介质中心处与边缘处反转粒子数密度有差别, 这样, 激活介质中心处与边缘处脉冲建立时间不同, 激光能量分散到较大的时间范围内, 表现为脉冲宽度增大; 3) 表 1 中有些参量未必完全合乎实际, 这必然导致计算结果出现误差。

为了进一步提高小型 NYAB 染料调 Q 激光器自倍频绿光脉冲的峰值功率, 除了尽量缩短腔长和加工晶体时进行精确的相位匹配外, 提高晶体的光学质量, 选择最佳的 $\text{Nd}^{3+}/\text{Y}^{3+}$ 离子浓度, 使晶体对 $0.53 \mu\text{m}$ 光的吸收系数 α_2 减小和生产大尺寸晶体也是卓有成效的, 这可以从图 8、图 9 看出。图 8 给出的是 $L=10 \text{ cm}$ 、 $T_0=0.3$ 时 $0.53 \mu\text{m}$ 光脉冲峰值功率的理论值 P_{the} 随 α_2 的变化情况。图 9 给出的是 $L=10 \text{ cm}$ 时, 在一定的泵浦条件下, P_{theor} 与激活介质长度 l 之间的关系。

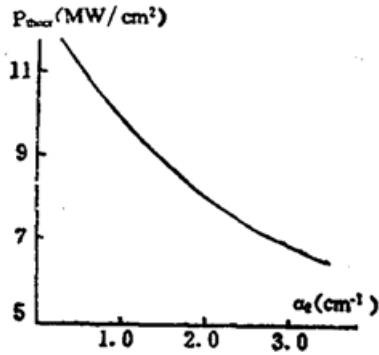


Fig. 8 The relation between P_{the} and α_2 when $L=10$ cm and $T_0=0.3$

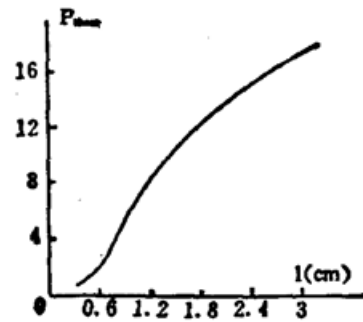


Fig. 9 The relation between P_{the} and l when $L=10$ cm

参 考 文 献

- [1] L. F. Johnson, A. A. Ballman, Coherent emission from rare earth ions in electro-optic crystal. *J. Appl. Phys.*, 1969, **40** (1): 297~302
- [2] V. G. Dmitrijev, E. E. Kurajev, N. E. Leonuk, *et al.*, Multifunctional crystal Nd:LiNbO₃ and its laser nonlinear multifunctional effects. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1979, **5** (22): 1400~1402
- [3] L. M. Dorozhkin, I. I. Kuratev, A. V. Shestakov, laser nonlinear crystal Nd_{0.2}Y_{0.8}Al(BO₃)₄ and its second harmonic generation. *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1981, **7** (21): 1297~1300
- [4] 陆宝生, 潘恒福, 刘希玲等. NYAB 晶体生长和性质. *人工晶体*, 1986, **15** (3): 164~167
- [5] Bao-sheng Lu, Jun Wang, Heng-fu Pan *et al.*, Laser self-doubling in neodymium yttrium aluminum borate. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66** (12): 6052~66054
- [6] Heng-fu Pan, Ming-guo Liu, Jing Xue *et al.*, The spectra and sensitisation of laser self-frequency-doubling NYAB crystal. *J. Phys.: Condens. Matter*, 1990, **2**: 4425~4530
- [7] Lu Baosheng, Wang Jun, Pan Hengfu *et al.*, Excited emission and self-frequency-doubling effect of NYAB crystal. *Chinese Phys. Lett.*, 1986, **3** (9): 413~416
- [8] Luo Zundu, Jiang Aidong, Huang Yichuan *et al.*, Xenon flash lamp pumped self-frequency doubling NYAB pulsed laser. *Chinese Phys. Lett.*, 1989, **6** (10): 440~443
- [9] S. G. Karpenko, V. L. Strizhevskii, Transient intracavity second harmonic generation in laser with nonlinear active media. *Soviet J. Quant. Electron.*, 1979, **9** (3): 265~269
- [10] 杨爱苹, 刘恩泉, 侯学元等. 非线性激活复合功能 NYAB 激光器理论及实验研究. *光学学报*, 1990, **10** (2): 103~108
- [11] 沈元壤编, 顾世杰译. 非线性光学原理(上册). 北京: 科学出版社, 1987: 55~56
- [12] J. J. Degnan, Theory of the Optimally Coupled Q-Switched Laser, *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25** (2): 214~220
- [13] 徐荣甫, 刘敬海. 激光器件与技术教程. 北京: 北京工业学院出版社, 1986: 172~185

Experimental study of xenon flash lamp pumped NYAB Q-switched laser and its characteristics

WANG QINGPU ZHAO SHENGZHI ZHANG XINGYU LIU HUA

(Optics Department, Shandong University, Jinan 250100)

LU BAOSHENG PAN HENGFU

(Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100)

(Received 27 January 1992; revised 16 March 1993)

Abstract

A dye Q-switched laser with nonlinear active multi-functional crystal NYAB is realized by using xenon flash lamp pumping for the first time. A $0.53\mu\text{m}$ pulse of 3 ns pulse duration and 1.28 mJ energy ($6\text{MW}/\text{cm}^2$ peak power) are obtained when small signal transmission of dye $T_0=0.3$ and laser resonator length $L=10\text{cm}$. Meanwhile, the relations between energy, pulse duration, and peak power of $0.53\mu\text{m}$ the laser pulse and L , T_0 are measured. Moreover, the equations describing the mechanism of NYAB dye Q-switched laser in the case of L longer than rod length are derived. The theoretical results obtained by solving the equations are in agreement with experimental results. In addition, the ways of increasing the peak power of NYAB Q-switched laser are discussed.

Key words NYAB crystal, xenon flash lamp pumping, Q-switch.