

非线性激活复合功能晶体 NYAB 激光器理论及实验研究

杨爱萍 刘恩泉 侯学元 王应素 邵宗书 陆宝生 潘恒福 蒋民华
(山东大学 光学系, 济南) (山东大学 晶体材料研究所, 济南)

提 要

本文对非线性激活复合功能晶体激光器提出了一种新的理论模型。该模型采用慢变波近似, 建立了耦合波-速率方程; 并利用计算机对复合功能晶体 NYAB 激光器进行模拟, 得到理论结果; 并讨论了阈值及峰值功率。实际上采用波长为 589 nm 巨脉冲激光泵浦, 对 $(Nd_xY_{1-x}Al_3(BO_3)_4)$ NYAB 激光器激光复合效应进行了研究, 获得自倍频绿光输出峰值功率达 37.5 kW。理论与实验结果符合得较为满意。最后对理论模型与实验的偏差, 探讨了一些改进器件设计的途径。

关键词: 非线性激活复合功能晶体, $Nd_xY_{1-x}Al_3(BO_3)_4$ 晶体。

一、前 言

随着光电子技术的发展, 人们对非线性激活复合功能(或自倍频激光复合功能)晶体及其器件产生了极大的兴趣。近年来研制出了许多新型复合功能材料, 如: Nd:Mg:Ln; NAB ($NdAl_3(BO_3)_4$); EYAB ($Er_xY_{1-x}Al_3(BO_3)_4$) NYAB 等, 其中, 高增益、低阈值、大非线性系数的复合功能晶体 NYAB 特别引人注目, 并于 1987 年首次实现从 1060 nm 到 530 nm 激光自倍频转换。目前, 人们正着力于晶体材料的改进、以及包括泵浦源在内的器件设计, 力求实现小型、高效及稳定的激光器件。因此, 从理论上对自倍频激光器进行定量的描述, 将对此有重要的指导作用。

有关自倍频激光器的理论, 苏联科学家曾报道了一些理论结果^[2,3]。然而, 其理论未进行实验验证。

本文报道了自倍频激光器理论研究结果, 作者提出一种新的理论模型, 采用慢变波近似建立并定义了自倍频激光器耦合波速率方程; 利用计算机模拟 NYAB 自倍频激光器, 获得了腔内基波, 谐波光强、能量随时间、晶体长度变化的函数曲线; 并对阈值条件及峰值功率进行了探讨。经实验验证, 其结果是令人满意的。

二、耦合波-速率方程

设基波、谐波为理想平面波, 激光器从单模运转, 其晶体充满由反射镜 M_1 、 M_2 组成的平-平腔内。 M_1 、 M_2 对基波全反、对谐波均为高透, 如图 1 所示。作为一种近似, 可以认为

在驻波腔内,基波、二次谐波振幅仅为时间的函数,则腔内光波场强为

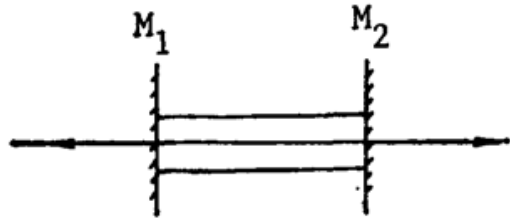


Fig. 1 Self-frequency-doubling laser

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) &= A_1(t) \mathbf{a}_1 \exp\{i[\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \varphi_1(t)]\}, \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) &= A_2(t) \mathbf{a}_2 \exp\{i[\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \varphi_2(t)]\}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中: $A_i(t)$, k_i , ω_i 和 $\varphi_i(t)$ 分别为光波振幅、波矢、角频率和相位角, \mathbf{a}_i 为光振幅方向的单位矢量。

将(1)式代入与时间有关的耦合波方程^[4], 采用慢变振幅近似, 并考虑到与激光器轴垂直的横截面上场强变化不大, 在理想共线位相匹配条件下得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v_1} \frac{dI_1(t)}{dt} &= -\frac{4\omega_1^2}{k_1} K \sqrt{\frac{2\pi}{cn_2}} I_1(t) I_2^{\frac{1}{2}}(t) - \alpha_1 I_1(t), \\ \frac{1}{v_2} \frac{dI_2(t)}{dt} &= \frac{4\omega_1^2}{k_1} K \frac{n_2}{n_1} \sqrt{\frac{2\pi}{cn_2}} I_1(t) I_2^{\frac{1}{2}}(t) - \alpha_2 I_2(t), \\ I_i &= \frac{cn_i}{2\pi} |A(t)|^2, \quad (i=1, 2) \\ K &= \frac{2\pi}{c^2} \mathbf{a}_2 \cdot \chi^{(2)}(2\omega_1) : \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 I_i 为基波 ($i=1$)、二次谐波 ($i=2$) 的光强, n_i 为折射率, v_i 为群速率, α_i 为介质的吸收系数, $\chi^{(2)}(2\omega_1)$ 为介质二阶非线性极化率。由激光原理四能级激光器速率方程^[5] 可得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v_1} \frac{dI_1(t)}{dt} &= \sigma N_0 n(t) I_1(t) - \frac{I_1(t)}{\tau_R v_1}, \\ \frac{dn(t)}{dt} &= -\frac{4\sigma}{\hbar\omega_1} n(t) I_1(t) - \frac{2n(t)}{\tau_0} + 2[1-n(t)] w_{14}, \\ n(t) &= \frac{\Delta n(t)}{N_0}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $\Delta n(t)$ 为反转粒子数密度, N_0 为掺杂粒子数密度, σ 为激光发射截面, τ_0 为上能级反转粒子数寿命, w_{14} 为泵浦跃迁速率, τ_R 为腔内光子寿命。

综上所述, 导出描述非线性激活复合功能晶体激光器工作原理的方程组(4), 并定义为耦合波-速率方程。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{v_1} \frac{dI_1(t)}{dt} &= \sigma N_0 I_1(t) n(t) - \left(\alpha_1 + \frac{\delta_1}{L} \right) I_1(t) - B \chi_{\text{eff}}^{(2)} I_1(t) I_2^{\frac{1}{2}}(t), \\ \frac{1}{v_2} \frac{dI_2(t)}{dt} &= B \frac{n_2}{n_1} \chi_{\text{eff}}^{(2)} I_1(t) I_2^{\frac{1}{2}}(t) - \left(\alpha_2 + \frac{\delta_2}{L} \right) I_2(t), \\ \frac{dn(t)}{dt} &= -\frac{4\sigma}{\hbar\omega_1} I_1(t) n(t) - \frac{2n(t)}{\tau_0} + 2[1-n(t)] w_{14}, \\ B &= \frac{16\pi^2}{n_1 \lambda_1} \sqrt{\frac{2\pi}{cn_2}}, \\ \chi_{\text{eff}}^{(2)} &= \mathbf{a}_2 \cdot \chi^{(2)}(2\omega_1) : \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 δ_i 为除晶体吸收以外的单程损耗。

1. 阈值条件

根据激光原理, 当 $[dI_1(t)/dt] \geq 0$ 、 $[dI_2(t)/dt] \geq 0$ 时, 腔内辐射场可由起始的微弱自发辐射增加为足够强的受激辐射。将上述条件代入(4)式不难得到阈值反转粒子数密度为

$$\Delta n_t(t) = \left\{ \left(\alpha_1 + \frac{\delta_1}{L} \right) + \frac{(B\chi_{\text{eff}}^{(2)})^2 (n_2/n_1)}{[\alpha_2 + (\delta_2/L)]} I_1(t) \right\} \sigma^{-1}. \quad (5)$$

由此可见, 自倍频激光器阈值反转粒子数密度是一个变量, 随着基波光强 $I_1(t)$ 的增加而增大。考虑到(5)式中第二项在起始时刻阈值附近的值远小于第一项的值, 故在计算阈值泵浦能量时可将其忽略, 于是得阈值泵浦能量为:

$$E_{pt} \approx \frac{[\alpha_1 + (\delta_1/L)] \hbar \omega_0 V}{\sigma \eta_F}, \quad (6)$$

式中 η_F 为量子转换效率, V 为晶体体积。

2. 峰值功率

由 $[dI_1(t)/dt] = 0$, $[dI_2(t)/dt] = 0$ 不难得到基波、二次谐波的峰值功率

$$\left. \begin{aligned} P_{1 \max} &\approx \frac{\sigma N_0 n(t) - [\alpha_1 + (\delta_1/L)]}{[\alpha_2 + (\delta_2/L)]} s_1, \\ P_{2 \max} &\approx \left[\frac{B(n_2/n_1) \chi_{\text{eff}}^{(2)}}{\alpha_2 + (\delta_2/L)} \right]^2 P_{1 \max}^2 s_1^{-2} s_2, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中 s_1, s_2 分别为基波、谐波光束截面面积。由(7)式可知, 自倍频激光器二次谐波峰值功率正比于基波峰值功率的平方。

三、计算机模拟

采用数值解法求解 NYAB 自倍频激光器耦合波-速率方程, 方程中各参数列于表 1^[6,7]。

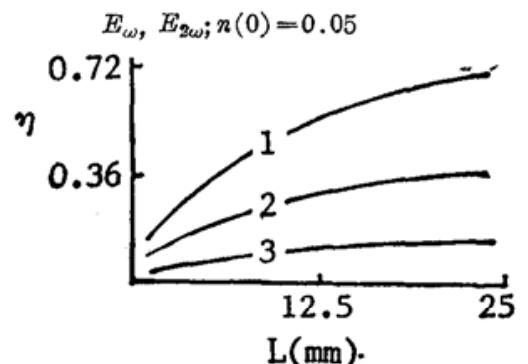
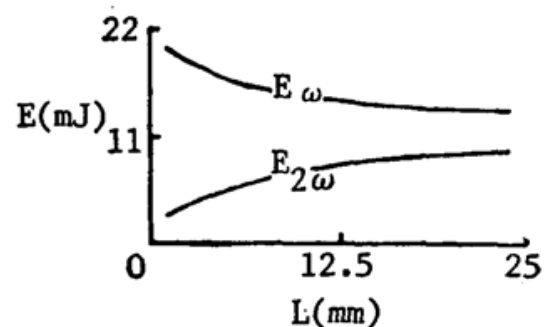
计算得到了泵浦水平 $n(0)$ 不同时, 基波、二次谐波能量, 转换效率随晶体长度变化的函数曲线如图 2 所示, 以及光强随时间变化的函数曲线如图 3、4、5 所示。

由计算结果可以看到, 在一定泵浦水平时, 谐波能量随晶体长度 L 的增大而增加, 并逐渐趋于某一稳定值; 在相同泵浦水平时, 增加晶体长度 5 倍, 谐波值峰光强仅增加 1.68 倍。

Table 1 Optical parameters of NYAB crystal

n_1	1.755	n_2	1.705
σ	$2.01 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$	τ_0	$60 \times 10^{-6} \text{ S}$
N_0	$(5-10) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	λ_1	1060 nm
α_1	0.61 cm^{-1}	α_2	2.40 cm^{-1}
V_1	$1.655 \times 10^{10} \text{ cms}^{-1}$	V_2	$1.7303 \times 10^{10} \text{ cms}^{-1}$
B	$9.396 (\text{S} \cdot \text{cm}^{-3})^{1/2}$	$\chi_{\text{eff}}^{(2)}$	$7.061 (\text{cm}^3 \cdot \text{erg})^{1/2}$
η_F	14.6%	λ_0	589 nm
δ_1	0	δ_2	4.605

* take $d_{KDP} = 1.1 \times 10^{-4} \text{ esu}$.



1: $n(0) = 0.05$ 2: $n(0) = 0.03$ 3: $n(0) = 0.01$

Fig. 2 Variation of E_ω , $E_{2\omega}$ and η with L

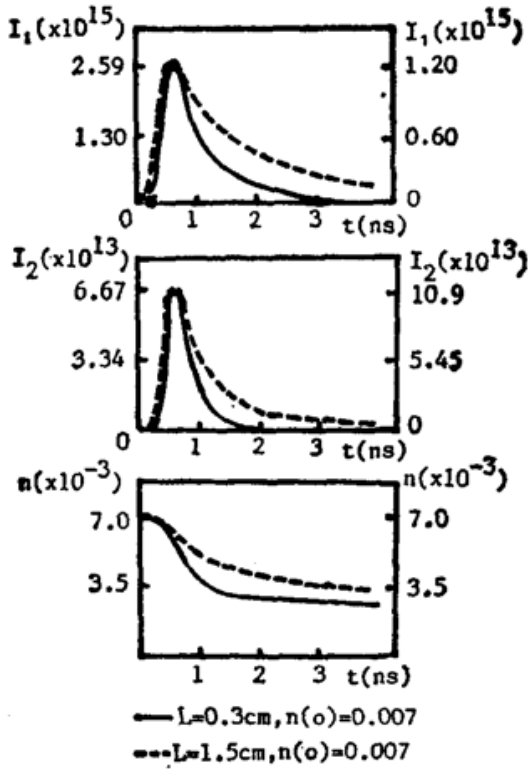


Fig. 3 Variation of $I_1(t)$, $I_2(t)$, $n(t)$ with t

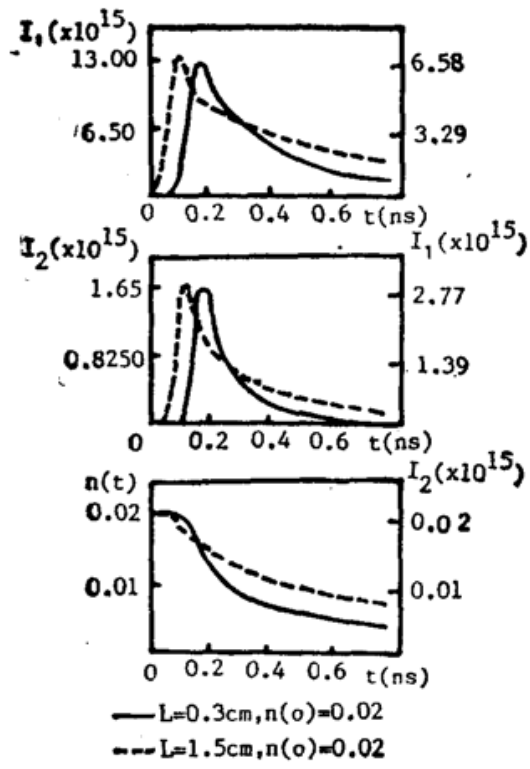


Fig. 4 Variation of $I_1(t)$, $I_2(t)$, $n(t)$ with t

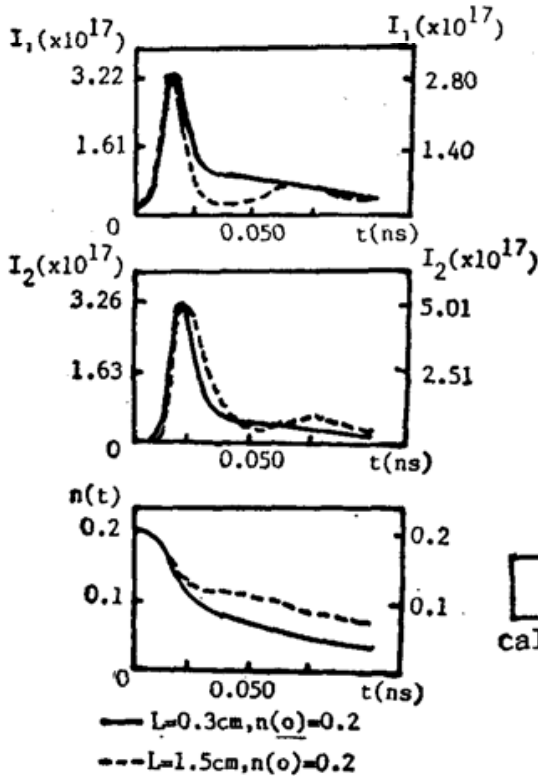


Fig. 5 Variation of $I_1(t)$, $I_2(t)$, $n(t)$ with t

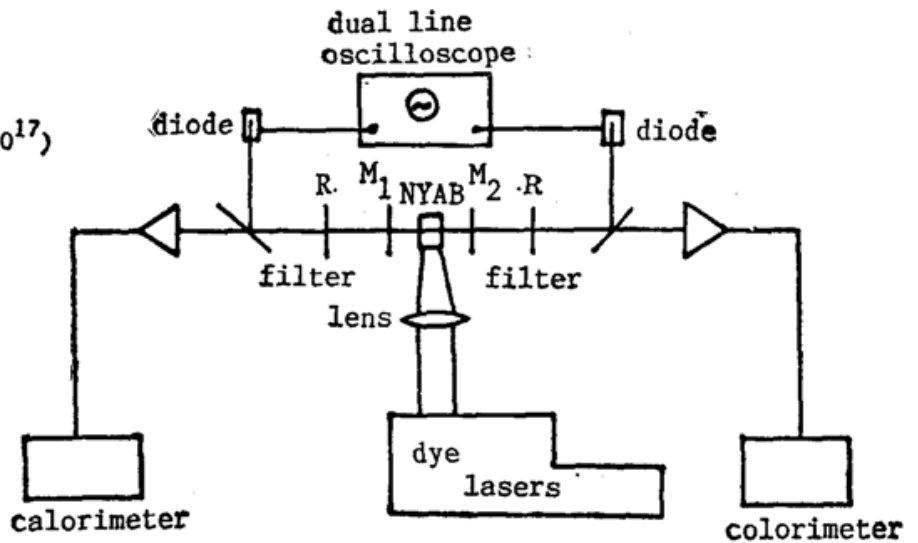


Fig. 6 NYAB self-frequency-doubling laser

晶体长度一定时,提高泵浦水平 2.86 倍,谐波峰值光强增大达 24.74 倍。当泵浦水平增加至 $n(0) = 0.1$ 时,基波、谐波出现多脉冲,这是由于自倍频激光器阈值随倍频光强(或基波光强)变化的结果。

四、实验研究

按照上述理论模型,建立如图 6 所示的实验装置。将 NYAB 晶体(尺寸 $2 \times 4 \times 3$ mm)

置放于 M_1 、 M_2 反射镜*组成的平-平腔内, 波长 λ_0 为 589 nm、脉宽为 10 ns、重复频率为 10 pps 的染料激光, 经透镜 $L(f=15\text{ cm})$ 会聚在 NYAB 晶体上, 滤波片 R 放于输出端, 以对基波的吸收; 用 Scientech-362 型能量计接收。

将实验结果和上述条件下理论计算结果列于表 2 和如图 7 所示**。

从以上结果可以看到, 谐波每个脉冲单向输出能量达 0.375 mJ, 峰值功率为 37.5 kW。在低泵浦水平时, 理论与实验结果符合得较理想; 而在高泵浦水平时, 理论与实验结果稍有偏差。

Table 2 Theoretical and experimental results of NYAB laser

E_{in} (mJ)	$n(o)$	E (mJ)		E (mJ)		η	
		(exp)	(cal)	(exp)	(cal)	(exp)	(cal)
22.5	0.00648	5.8	5.94	0.09	0.087	0.0155	0.0146
26.1	0.00756	7.5	7.03	0.105	0.134	0.0160	0.0191
28.8	0.00828	6.0	7.66	0.13	0.168	0.0220	0.0219
35.1	0.01017	10.0	9.10	0.20	0.266	0.0195	0.0292
38.7	0.01116	9.0	9.75	0.23	0.320	0.0250	0.0328
44.1	0.01260	15.0	10.60	0.31	0.402	0.0210	0.0379
54.0	0.01530	15.5	11.95	0.38	0.565	0.0242	0.0473

五、结 论

本文建立的理论模型及耦合波-速率方程较准确地描述了非线性激活复合功能晶体激光器发光机制及工作原理。

导致理论模型与实验结果差值 (见图 7) 的主要原因是: (1) 模型假设光波为理想平面波, (2) 设倍频效应条件为理想共线位相匹配, 即: $\Delta K=0$ 条件^[8]。实际倍频效率, 特别是在自倍频激光复合效应中, 晶体加工引起匹配方向偏差, 角度匹配中存在的基波, 谐波的离散效应, 腔由于“空间烧孔”效应产生的多模式激光以及晶体本身光学不均匀性等等因素, 均可造成 $\Delta K \neq 0$ 。这些位相失配, 必然导致倍频效率的下降以及基、倍频波间的“反向”耦合, 致使实验值在高泵浦水平时, 基波能量大于理论值, 倍频波能量低于理论值, 致使总效率下降。

由此可见, 欲进一步提高倍频光波输出功率, 应提高自倍频晶体光学质量, 加工时精确进行匹配方向定向, 尽可能采用非临界匹配技术,

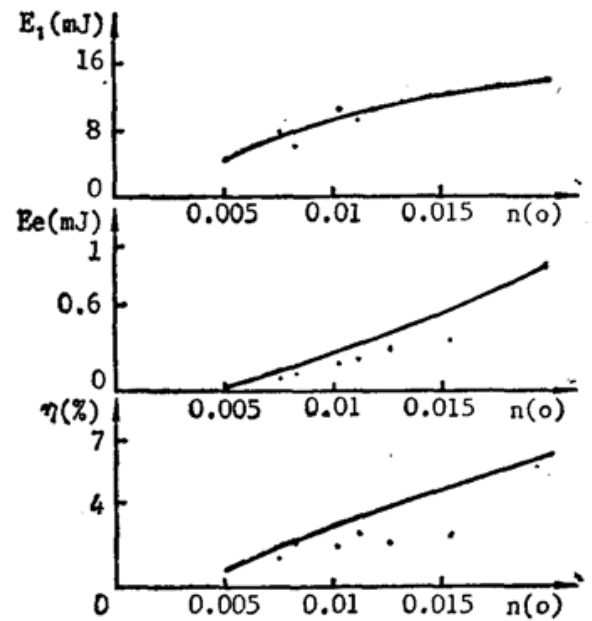


Fig. 7 Variation of E_{ω} , $E_{2\omega}$, η with $n(0)$ (point: exper. value, line: theor. value)

* 其反射率为 $R_{M_1}(\omega)=99.5\%$, $R_{M_1}(2\omega)=4\%$; $R_{M_2}(\omega)=99.8\%$, $R_{M_2}(2\omega)=4\%$ 。

** 其中 $n(0)=[\Delta n(0)/N_0]=(E_{in}\eta_F/\hbar\omega_0 V N_0)$ 。

并仔细设计腔体,使能单模运转,提高泵浦水平及激光束质量。作者认为,若采用行波环型腔,可以充分利用上能级反转粒子数,消除空间模竞争,减少晶体对二次谐波的二次吸收损耗,将能有效地提高基波到二次谐波的转换效率。

参 考 文 献

- [1] 刘恩泉等;《光学学报》,1987, 7, No. 2 (Feb), 139~143.
- [2] S. G. Karpenko *et al.*; *Sov. J. Quantum Electron.*, 1979, 9, No. 3 (Mar), 265~269.
- [3] V. G. Dmitriev *et al.*, *Sov. J. Quantum Electron.*, 1978, 8, No. 11 (Nov), 1356~1361.
- [4] 沈元壤;《非线性光学原理》,(科学出版社,北京,1987), 46~56.
- [5] 周炳琨等;《激光原理》,(国防工业出版社,北京,1984), 210~226.
- [6] 王军,陆宝生;《硕士论文》,(山东大学晶体材料研究所,济南,1986).
- [7] 刘明果,陆宝生;《硕士论文》,(山东大学晶体材料研究所,济南 1989).
- [8] J. A. Armstrong *et al.*; *Phys. Rev.*, 1962, 127, No. 6 (Jun), 1918~1939.

Theory and experiment study of nonlinear active multifunctional crystal NYAB laser

YANG AIPING, LIU ENQUAN, HOU XUEYUAN AND WANG YINGSU
(Optics Department, Shandong University, Jinan)

SHAO ZONGSHU, LU BAOSHENG, PAN HENGFU AND JIANG MINHUA
(Institute of Crystal Material, Shandong University, Jinan)

(Received 7 August 1989)

Abstract

In this paper a new theoretical mode of a multifunctional crystal laser was reported. The coupling wave-rate equations were established by using slowly varying amplitude approximation. The NYAB lasers was modeled with a computer and the theoretical results were obtained. The threshold value and peak power of the lasers were discussed. Then the NYAB laser multifunctional effect was studied with a giant pulsed laser ($\lambda=589\text{nm}$) pumped, the output peak power at 530 nm was 37.5 kW. The theoretical results is coincided with experimental results. Considering the deviation between the theoretical results and experimental results, some proposal about improving multifunctional lasers were raised.

Key words: nonlinear active multifunctional lasers; NYAB crystal.