

声光调 Q 腔内倍频 532 nm 激光器的 数值模型与实验

冯立春 张赫楠

首都师范大学物理系, 北京 100048

摘要 从腔内倍频激光速率方程出发, 结合调 Q 及有效储能时间理论, 建立了调 Q 四能级腔内倍频激光器的数值模型。计算得到了激光峰值功率、脉冲宽度和激光平均功率随脉冲重复频率的变化曲线。经与声光调 Q 532 nm 激光器的实测数据比较, 模型计算结果与实测数据在 1~100 kHz 的重复频率范围内符合较好。比较结果表明这是一个有效的数值模型。

关键词 激光器; 数值模型; 速率方程; 有效储能时间

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.s214001

Numerical Model and Operation of Acousto-Optically Q-Switched Intracavity Frequency Doubled 532 nm Laser

Feng Lichun Zhang Henan

Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China

Abstract A numerical model of Q-switched 4-level intracavity frequency doubled laser is proposed based on rate equation, Q-switching and effective energy storage time theory. The calculated peak power, pulse width and average power with repetition rate is derived and compared with experimental results of a Q-switched 532 nm laser. The calculated results fit well with the experimental results during the repetition rate range from 1kHz to 100kHz which shows that the numerical model is valid.

Key words lasers; numerical model; rate equation; effective energy storage time

OCIS codes 140.3580; 190.2620; 140.3540

1 引 言

激光二极管(LD)抽运的调 Q 脉冲固体激光器已被广泛应用于激光测距、激光雷达、激光加工和医疗等领域。Nd:YVO₄激光晶体也因为激光发射截面大且线偏振的特性而广泛使用^[1-3]。早期的调 Q 激光器的优化主要是通过最佳输出耦合透射率的选择, 来对一定抽运功率下的激光器的参数进行优化, 以得到最大峰值功率、最大脉冲能量和最小脉宽等结果^[4-5]。对脉冲激光器进行建模并计算一般都是基于速率方程^[6-8], 但对有效储能时间的研究则是近年才开始多见^[9-11]。

本文根据激光速率方程、调 Q 以及有效储能时间理论, 提出了一种数值模型, 并根据数值模型对激光峰值功率、脉冲宽度及平均功率与脉冲重复频率的关系进行了计算, 并把计算结果与实际声光调 Q 532 nm 激光器的结果进行比较。

2 基本理论

2.1 四能级系统中的有效储能时间

设四能级系统中 4 个能级中由低到高的集居数密度分别为 n_0 、 n_1 、 n_2 和 n_3 , 并假设抽运上能级到激光上

收稿日期: 2015-01-30; 收到修改稿日期: 2015-03-01

导师简介: 冯立春(1974—), 男, 博士, 副教授, 主要从事红外无损检测方面的研究。E-mail: tomfeng@gmail.com

能级及激光下能级到基态的非辐射跃迁为快驰豫过程,则四能级系统中激光上能级集居数的速率方程的形式为

$$\frac{dn_2}{dt} = -\sigma N_l \cdot \Delta n - \frac{n_2}{\tau_f} + n_0 W_{03}, \quad (1)$$

式中 σ 和 N_l 分别为工作物质中激光的受激发射截面和腔内激光的光子数密度, ν 为工作物质中的光速, τ_f 为上能级自发辐射寿命, W_{03} 为受激吸收跃迁几率, Δn 为反转集居数密度, 根据四能级系统的特点有 $\Delta n = n_2$ 。

引入参数 τ_p , 用来表征抽运速度: $\tau_p = \frac{1}{W_{03}} = \frac{1}{\sigma_p \nu_p N_p}$, 其中 σ_p 和 N_p 分别为工作物质对抽运光的受激吸收截面和腔内抽运光的光子数密度, ν_p 为工作物质中抽运光的光速。

假设在腔内 Q 开关未打开即腔内损耗较大时, 腔内没有激光产生, 系统处于储能状态, 则反转集居数的速率方程形式为

$$\frac{dn_2}{dt} = -\left(\frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_p}\right)n_2 + \frac{n}{\tau_p}. \quad (2)$$

定义有效储能时间:

$$\tau_{\text{eff}} = \left(\frac{1}{\tau_f} + \frac{1}{\tau_p}\right)^{-1}. \quad (3)$$

假设储能开始时刻, 激光上能级集居数近似为 0。则上能级集居数随抽运持续时间 t 变化的解析式为

$$n_2 = \frac{\tau_f}{\tau_p + \tau_f} \cdot n \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)\right]. \quad (4)$$

假设光脉冲输出能量接近增益介质中的总有效储能^[4], 则光脉冲能量的形式为

$$E = E_0 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}\right)\right]. \quad (5)$$

(5)式中的 τ_{eff} 为有效储能时间, 其小于上能级寿命。由(3)式可知, 有效储能时间小于上能级寿命是由抽运带来的影响, 而非抽运漂白或上转换等影响^[12-13]。

由前述推导和 τ_p 的定义式还可得出: 抽运强度越大, 则有效储能时间越小。 τ_p 是用来表征抽运速率的参数, 与工作介质对抽运光的受激吸收能力和抽运光的功率密度都有关, 对同一工作物质而言, 抽运强度越大, 则 τ_p 越小, 从而有效储能时间也就越小^[12]。

2.2 四能级腔内倍频调 Q 激光器的速率方程

四能级腔内倍频激光器中反转集居数的速率方程可以表示为

$$\frac{dn}{dt} = -v \sigma n \varphi - \frac{n}{\tau_f}. \quad (6)$$

腔内基频光子数的速率方程可以表示为

$$\frac{d\varphi}{dt} = v \sigma n \frac{l_m}{l_c} \varphi - \frac{\varphi}{\tau_r} - K \varphi^2, \quad (7)$$

式中 v 为工作物质中的光速, σ 为受激发射截面, τ_f 为激光上能级寿命, l_m 和 l_c 分别为工作物质和激光腔的光学长度。 τ_r 为腔内光子寿命, 表示为

$$\tau_r = \frac{l_c}{c\delta}, \quad (8)$$

式中 δ 为腔内损耗。 K 为非线性损耗耦合系数, 由于腔内倍频转换过程对基频光而言相当于一个损耗过程, 所以由腔内倍频理论可以推出^[14]:

$$K = 2\eta_1^2 \omega^2 \epsilon_0^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 \frac{v_1^2}{v_2} \cdot h\nu \cdot \text{sinc}^2 \frac{\Delta k L}{2}, \quad (9)$$

式中 η , d_{eff} 和 L 分别波阻抗、倍频晶体的有效非线性系数和倍频晶体的长度, Δk 为波矢失配。

根据(6)和(7)式就可以对腔内倍频的过程进行理论分析, 由于此方程组为超越方程, 且(7)式为非线性方程, 所以只能对方程组进行数值计算。进行数值计算时, 反转集居数的初始值直接引用(4)式即可。

3 数值模型的计算结果及与实验的比较

3.1 实验装置

声光调 Q 532 nm 激光器的实验装置如图 1 所示。谐振腔采用平-凹结构,腔长约为 5 cm,腔镜 M1 直接镀在 Nd:YVO₄ 晶体的抽运端通光面, M1 对 808 nm 光高透(HT),对 1064 nm 光和 532 nm 光高反(HR);Nd:YVO₄ 晶体的另一通光面、磷酸氧钛钾晶体(KTP)晶体和声光 Q 开关两端面镀对 1064 nm 和 532 nm 光的增透(AR)膜。输出反射镜 M2 为对 1064 nm 高反和对 532 nm 高透的介质膜。抽运源为功率 1 W 的 LD,其输出光经过焦距为 3 mm 的非球面透镜聚焦到 Nd:YVO₄ 晶体。激光晶体与倍频晶体固化为一个整体,对其使用半导体制冷器(TEC)进行整体控温。声光 Q 开关元件的制作材料为石英玻璃,声光作用长度为 2 cm,换能器工作频率为 70 MHz,射频最大输出功率可达 7.5 W,重复频率 1 Hz 到 105 kHz 可调。

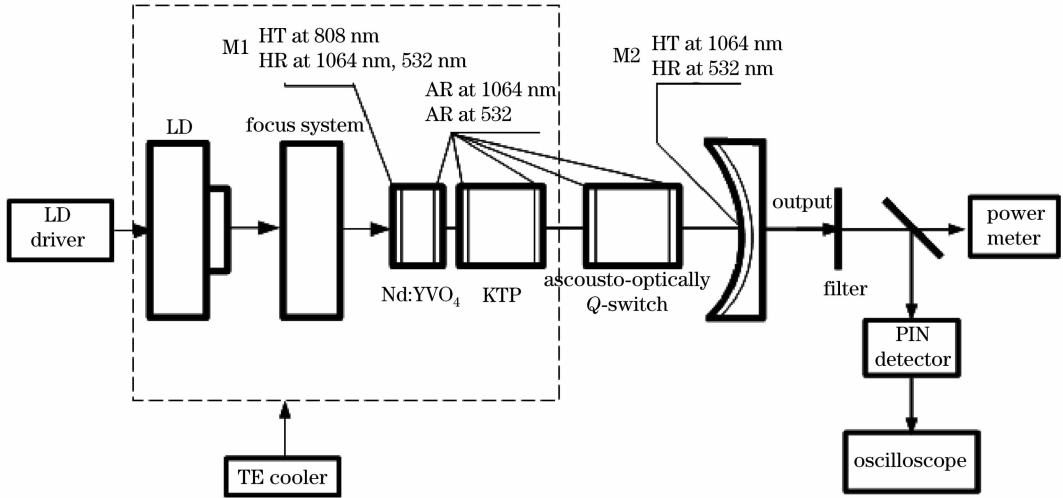


图 1 声光调 Q 532 nm 激光器实验装置示意图

Fig. 1 Experimental setup of acousto-optically Q-switched 532 nm laser

使用 PIN 光电二极管接收 532 nm 激光脉冲,用 Agilent 54611A 型示波器测量激光脉冲的宽度和重复频率,使用物料光电公司 LP-3A 型功率计测量平均输出功率。

3.2 数值模型参数的设置

以上述调 Q 532 nm 激光器为原型,把各个参数的值代入(6)式和(7)式的方程组。其中,掺杂原子分数为 1% 的 Nd:YVO₄ 的掺杂浓度为 $1.37 \times 10^{20} / \text{cm}^3$, 1064 nm 辐射受激发射截面为 $250 \times 10^{-20} \text{cm}^2$, 上能级寿命为 98 μs , 晶体长度为 1 mm。倍频晶体为 II 类匹配的 KTP 晶体,对应的有效非线性系数 d_{eff} 为 $3 \times 10^{-12} \text{m/V}$, 折射率为 1.75。激光器的光学腔长约为 50 mm。假设基频光的腔内损耗为 1%。

3.3 数值模型的结果与一般讨论

把各参数代入数值模型,计算得到在不同重复频率下倍频光脉冲波形,频率值取实验所采用的重复频率值,分别为 100、90、80、70、60、50、40、30、20、10、5 kHz,结果如图 2 所示。图 2 零时刻代表 Q 开关打开的时间,纵坐标为倍频(SHG)光光子密度。图 2 中最右侧的脉冲对应重复频率为 100 kHz,最左侧为 5 kHz 的结果,其与 10 kHz 结果很近,几乎重叠。

由计算结果可得到以下结论:1)脉冲重复频率越高,则从 Q 开关打开到脉冲出现的脉冲建立时间就越长;2)重复频率越高,则脉冲前沿越缓;3)脉冲的后沿随重复频率变化不大。

对这些结果的解释为:脉冲重复频率增加,则脉冲间隔时间减小,储能减小带来增益降低,从而激光脉冲的形成需要更多的腔内往返次数,因而脉冲建立时间变长。当重复频率较低时,有更多的反转集居数、增益更高,因而在脉冲开始时腔内光子数增加速度更快,增加的光子数又会更快低消耗反转集居数,最终的结果是:反转集居数从开始消耗到耗尽需要的时间更短,即脉冲前沿更陡。脉冲的后沿变化不大,主要原因是:在光脉冲达到峰值以后,反转集居数基本被耗尽,因而由(7)式即可知,腔内基频光子数减少来自两个方面的原因:来自腔内光子寿命的影响和来自非线性损耗的影响,其中 τ_r 的影响比较大。即脉冲后沿基本一个时间常

数为 τ_r 指数衰减的过程。

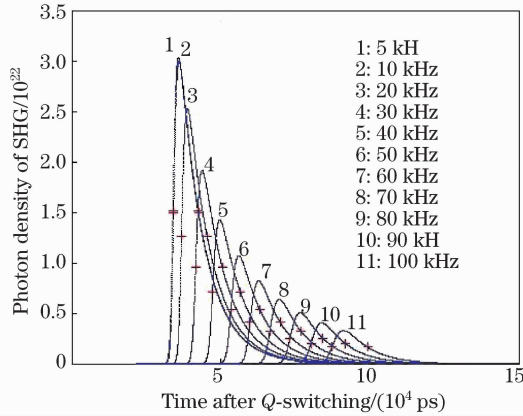


图 2 数值模型得到的不同重复频率下倍频光脉冲的时间波形

Fig. 2 Temporal shape of laser pulses at different repetition rates derived from numerical model

3.4 数值模型结果与实验结果的比较

把各参数代入数值模型,计算不同重复频率下激光器的脉冲峰值功率、脉冲宽度及平均功率等参数,并把计算结果与实验结果进行分析比较。峰值功率的归一化比较如图 3 所示,脉冲宽度的归一化比较如图 4 所示,单脉冲能量的归一化比较如图 5 所示,平均功率的归一化比较如图 6 所示。在图 6 的计算中,有效储能时间为 $23 \mu\text{s}$ 。

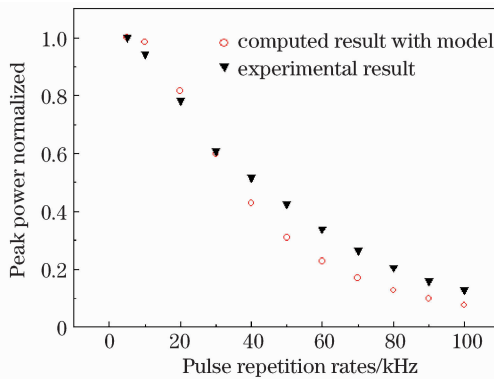


图 3 归一化的脉冲峰值功率计算值与实验值的比较

Fig. 3 Comparison of normalized calculated peak power and experimental result

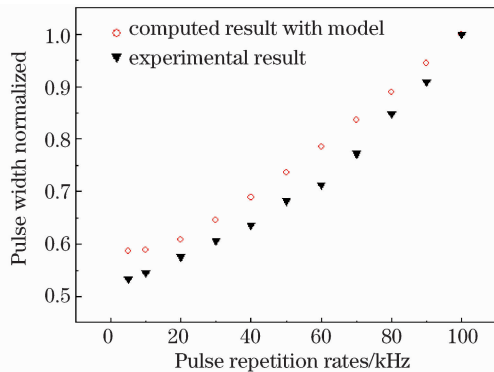


图 4 归一化的脉冲宽度计算值与实验值的比较

Fig. 4 Comparison of normalized calculated pulse width and experimental result

3.5 结果分析

把使用模型计算得到的结果做归一化并与归一化的实验结果相比较后,可以看到,此模型的结果在整个

实验所取的大部分频率范围内与实验结果符合的相当好。由图 6 可以看到,在高重复频率时,平均功率计算值的下降速度要快于实验值,其原因在于:在重复频率比较高的时候,由于初始反转集居数较小,因而脉冲结束后,残留的反转集居数也相对较多。所以实际的情况是储能开始时刻反转集居数是一个非零的正值而非模型中所假设的零,即在高重复频率时实际储能要大于理论值,从而平均功率也要大于理论值。

这里需要指出此模型所遵循的假设和条件:1)在此模型中,假设 Q 开关为快开关,即 Q 开关打开后,腔内声光开关带来的损耗很快消失;2)假设在 Q 开关未打开即腔内高损耗时,没有激光产生;3)在 Q 开关打开以后,即激光脉冲开始形成到结束的过程中,忽略抽运的影响。

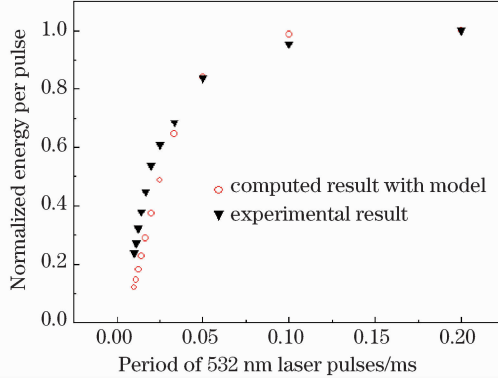


图 5 归一化的单脉冲能量计算值与实验值的比较

Fig. 5 Comparison of normalized calculated single pulse energy and experimental result

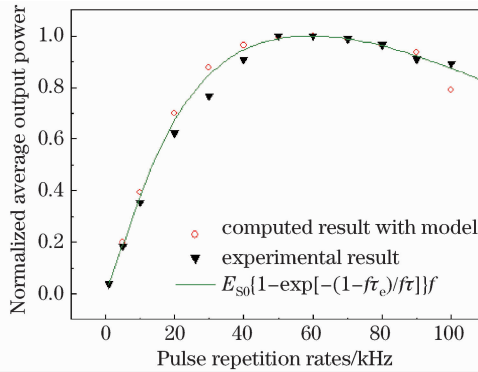


图 6 归一化的平均功率计算值与实验值的比较

Fig. 6 Comparison of normalized calculated average power and experimental result

4 结 论

基于腔内倍频速率方程及有效储能时间理论,提出了一种适用于四能级调 Q 倍频激光器的数值模型,并与实际 532 nm 声光调 Q 激光器的实验结果进行了比较。结果显示,在 1~100 kHz 的重复频率范围内,数值模型计算得到的峰值功率、脉冲宽度以及平均功率随重复频率的变化曲线与实验结果吻合较好。比较结果显示,此基于有效储能时间理论的数值模型有效性较好。

参 考 文 献

- Duan Yanmin, Zhu Haiyong, Feng Zhengrong, *et al.*. Laser diode end-pumped Nd:YVO₄ self-Raman laser at 559 nm with sum-frequency mixing[J]. Chinese J Lasers, 2013,40(5):0502002.
段延敏,朱海永,凤正荣,等. 半导体激光端面抽运 Nd:YVO₄ 自拉曼和频 559 nm 激光[J]. 中国激光,2013,40(5):0502002.
- Ma Yunfeng, Yu Jin, Niu Gang, *et al.*. Research on 21 W and 56 MHz Nd:YVO₄ picosecond pulse laser[J]. Chinese J Lasers, 2013,40(3):0302010.
麻云凤,余锦,牛岗,等. 21W,56MHz Nd:YVO₄ 皮秒脉冲激光放大器[J]. 中国激光,2013,40(3):0302010.
- Chen Meng, Chang Liang, Yang Chao, *et al.*. 100 kHz Nd:YVO₄ picosecond regenerative amplifier end-pumped by 914 nm laser diode[J]. Chinese J Lasers, 2013,40(6):0602010.
陈檬,常亮,杨超,等. 914 nm LD 端面抽运 Nd:YVO₄ 100kHz 皮秒再生放大器[J]. 中国激光,2013,40(6):0602010.

- 4 J Degnan. Theory of the optimally coupled Q-switched laser[J]. IEEE J Quantum Electron, 1989, 25(2):214–220.
- 5 J J Zayhowski, P L Kelley. Optimization of Q-switched lasers[J]. IEEE J Quantum Electron, 1991, 27(9):2220–2225.
- 6 Jingang Liuk, Deyuan Shen, Siuchung Tam, *et al.*. Modeling pulse shape of Q-switched laser[J]. IEEE J Quantum Electron, 2001, 37(7):888–896.
- 7 Yong Wang, Changqing Xu. Modeling and optimization of Q-switched double-clad fiber lasers[J]. Appl Opt, 2006, 45(9):2058–2071.
- 8 Xingyu Zhang, Shengzhi Zhao, Qingpu Wang, *et al.*. Modeling of diode-pumped actively Q-switched lasers[J]. IEEE J Quantum Electron, 1999, 35(12):1912–1918.
- 9 Dong Xiaolong, Fu Xihong, Gao Lanlan, *et al.*. Narrow pulse width laser diode pumped acousto-optically Q-Switched 1064 nm laser[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(9):091402.
董小龙, 付喜宏, 高兰兰, 等. LD 抽运声光调 Q 1064 nm 窄脉宽激光器[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(9):091402.
- 10 Feng Lichun, Huo Yujing, He Shufang, *et al.*. LD-pumped acousto-optically Q-switched 532 nm laser with high repetition rate[J]. Chinese J Lasers, 2005, 32(4):461–465.
冯立春, 霍玉晶, 何淑芳, 等. 激光二极管抽运声光调 Q 高重复频率 532 nm 激光器[J]. 中国激光, 2004, 32(4):461–465.
- 11 Feng Lichun, Huo Yujing, He Shu-fang. LD-pumped acousto-optically Q-switched 473 nm laser with high repetition rate[J]. Chinese J Lasers, 2005, 32(8):1027–1030.
冯立春, 霍玉晶, 何淑芳. 激光二极管抽运声光调 Q 高重复频率 473 nm 激光器[J]. 中国激光, 2005, 32(8):1027–1030.
- 12 T S Kubo, T J Kane. Diode-pumped laser at five eye-safe wavelengths[J]. IEEE J Quantum Electron, 1992, 28(4):1033–1040.
- 13 C D Nabors. Q-switched operation of quasi-three-level lasers[J]. IEEE J Quantum Electron, 1994, 30(12):2896–2901.
- 14 R G Smith. Theory of intracavity optical second-harmonic generation[J]. IEEE J Quantum Electron, 1970, QE-6(4):215–223.

栏目编辑: 宋梅梅