

文章编号 : 0253-2239(2001)10-1228-06

脉冲内腔光学参变振荡器的研究*

柳 强** 王月珠 姚宝权 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘要: 对于腔内含有 KTP 光学参变振荡器的调 Q Nd:YAG 激光振荡器, 利用简单的内腔光学参变振荡器动力学模型, 用瞬态耦合波方程求解了抽运激光介质反转粒子数、抽运功率和信号光功率的时间演变特性, 结果显示对于不同的抽运水平和光学参变振荡谐振腔结构, 内腔光学参变振荡器可以产生一个或者多个信号光脉冲。实验中, 通过改变谐振腔输出镜的反射率, 得到了单个和多个信号光脉冲, 实验结果与理论分析相吻合, 最后还分析了内腔光学参变振荡器输出的能量和调谐特性。

关键词: 光学参变振荡器; KTP; 动力学特性

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

1 引 言

内腔光学参变振荡器(OPO)主要的思想是利用腔内较高的平均功率抽运光学参变振荡器, 从而获得较高的光学参变振荡转换效率^[1,2]。与外腔光学参变振荡器相比, 外腔光学参变振荡器的输出镜存在最佳耦合输出的问题, 而内腔光学参变振荡的激光器输出镜的反射率可以很高, 达到光学参变振荡的阈值所需要的抽运激光介质的能量相对于外腔光学参变振荡却要低。另外, 对于外腔光学参变振荡器, 腔镜对抽运光是高透的, 抽运光的光子寿命等于其通过光学参变振荡腔的时间, 是小于光学参变振荡谐振腔中信号光光子寿命的, 在信号光建立的时间内, 通过的抽运场是很重要的。而在内腔光学参变振荡器中抽运场光子具有较长的寿命, 在抽运场中所有的能量储存都是可利用的。因此, 内腔光学参变振荡具有比外腔光学参变振荡更高的转换效率。

早在 70 年代初 Ammann^[3]、Falk^[4] 就分别对连续抽运和脉冲抽运的内腔光学参变振荡进行了理论和实验报道, 并分析了内腔光学参变振荡器的动力学过程, 但其理论模型较为复杂, 求解较为困难。

本文将利用比较简单的内腔光学参变振荡模型, 讨论内腔光学参变振荡的动力学过程。实验方

面, 在已利用内腔光学参变振荡的方法获得参变输出的基础之上^[5,6], 利用氙灯抽运的调 Q(脉宽为 13 ns)的 Nd:YAG 激光腔内, 大能量抽运线型结构 KTP 光参变振荡器, 并观测到单脉冲与多脉冲信号光的产生, 分析了多脉冲形成的原因, 测量了在不同光学参变振荡输出镜的情况下的转换效率。

2 脉冲内腔光学参变振荡器的动力学过程

内腔光学参变振荡模型可以简单地由图 1 加以描述。

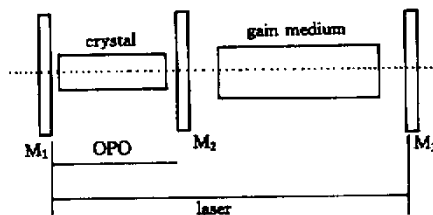


Fig. 1 Synoptic scheme of IOPO

构成主腔的 M_1 和 M_3 对振荡激光具有较高的反射率。内腔光学参变振荡器由放入激光腔内的非线性晶体和 M_1 、 M_2 组成, 我们研究单谐振光学参变振荡情况, M_1 为光学参变振荡输出镜, M_2 对信号光高反、对抽运光高透。

首先利用文献 [7] 给出简化的由腔内信号光和抽运光功率以及反转粒子数密度组成的随时间变化的耦合波方程:

* 国家自然科学基金(69778006)资助课题。

** 现通讯地址 清华大学精密仪器系, 北京 100084。

收稿日期 2000-09-20; 收到修改稿日期 2000-10-25

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP_s}{dt} &= P_s(P_p - 1) + P_p \times \Delta P_s, \\ \beta_p \frac{dP_s}{dt} &= P_p(N - 1) + \Delta P_p \times N - FP_s P_p, \\ \beta_a \frac{dN}{dt} &= \sigma - N(1 + xP_p), \end{aligned} \right\} (1)$$

式中

$$N = \frac{\bar{\rho}_{aa}}{\rho_{aath}}, \quad F = \frac{1 - r_s}{1 - r_p},$$

$$x = \frac{J_{pth}}{J_{sat}}; \quad P_p = \frac{J_p}{J_{pth}},$$

$$P_s = \frac{J_s}{J_{pth}}, \quad \beta_p = \frac{\tau_p}{\tau_s};$$

$$\beta_a = \frac{2\tau_a}{\tau_s}$$

$$\tau_s = \frac{2n_s L_{OPO}}{c} \frac{1}{(1 - r_p)},$$

$$\tau_p = \frac{2n_p L_{laser}}{c} \frac{1}{(1 - r_s)},$$

$$J_{pth} = \frac{2n_p n_s n_i c^3 \epsilon_0 (1 - r_s) (1 + \alpha_i l_{OPO}/3)}{h\omega_p \omega_s \omega_i d_{eff}^2 l_{OPO}} \times \frac{\pi(\omega_s^2 + \omega_p^2)}{2},$$

$$J_{sat} = \frac{1}{2\sigma_e \tau_a} \frac{\pi\omega_p^2}{2}.$$

J_{pth} 为抽运阈值强度, r_s 为光学参变振荡器输出镜反射率, r_p 为 YAG 激光谐振腔输出镜的反射率, L_{OPO} 为光学参变振荡谐振腔腔长, L_{laser} 为激光谐振腔腔长, $\bar{\rho}_{aa}$ 为反转粒子数密度, l_{OPO} 为光学参变振荡晶体长度, τ_a 为激光上能级寿命, τ_p 为抽运光腰斑大小, ΔP_s 为参变荧光, ΔP_p 为激光荧光, τ_s 为输出信号光腰斑大小, P_s 为腔内信号光功率, J_p 为抽运强度, J_s 为腔内信号光强度, n_s 为信号光折射率, n_p 为抽运光折射率, $\bar{\rho}_{aath}$ 为达到阈值时(抽运脉冲产生时)上能级粒子数密度, σ 为抽运强度超阈值倍数。

在计算过程中,参数是根据具体实验情况而定的,光学参变振荡晶体为 x 轴切割的 KTP 晶体,长度为 25 mm,腔长为 30 mm,输出信号光波长为 1570 nm,抽运源为氙灯抽运 Nd:YAG 棒,长度为 100 mm,上能级寿命为 230 μs ,发射截面为 $8.7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$,激光器的腔长为 550 mm,抽运腰斑尺寸为 5 mm,并假设在 1.6 倍抽运阈值情况下运转。图 2、图 3、图 4 分别为求解方程组(1),得到反转粒子

数、腔内抽运功率、腔内信号光功率随时间的变化。

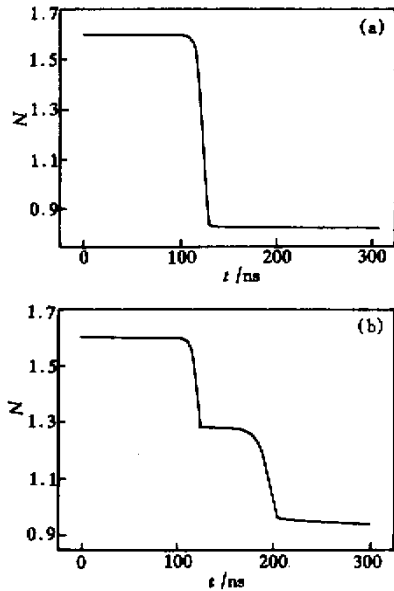


Fig. 2 Population inversion evolution versus time. (a) $r_s = 0.70$; (b) $r_s = 0.90$

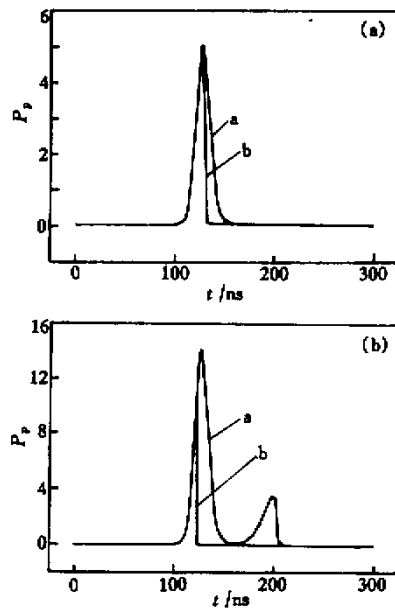


Fig. 3 Intracavity pump power evolution versus time. Curve a stands for the case of no OPO; curve b stands for the case of OPO. (a) $r_s = 0.70$; (b) $r_s = 0.90$

图 3 中的曲线 a 为光学参变振荡没有形成时的抽运脉冲,曲线 b 为光学参变振荡形成后衰减的抽运脉冲。从图 2 可以看出,对于 $r_s = 0.7$,光学参变振荡形成以后,反转粒子数几乎一次减少到底部,这就意味着储存在激光介质中的大部分能量都转化

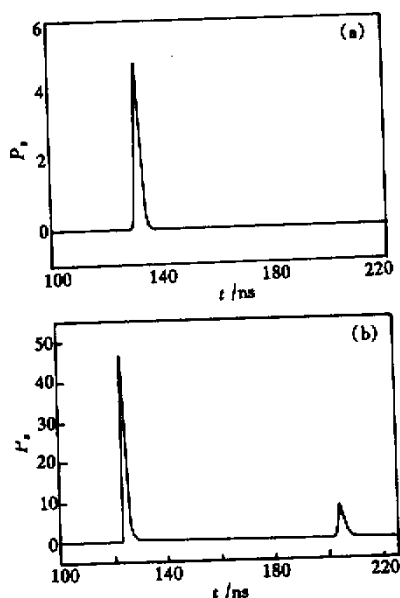


Fig. 4 Intracavity signal power evolution versus time

(a) $r_s = 0.70$; (b) $r_s = 0.90$

为抽运脉冲和用来产生信号光。此时抽运脉冲的损耗非常大,产生单个信号光脉冲。提高 r_s 达到 0.9, 此时就会出现多脉冲抽运产生多信号脉冲现象,从图中的计算结果我们可以简单地作如下解释:

当激光介质上能级反转粒子数降到 1.3 左右的时候,抽运脉冲由于产生信号光衰减很大,产生了一个信号光脉冲,但此时上能级仍然残留一定的粒子数,使得抽运脉冲又不断地增益放大,而产生的抽运功率再一次达到产生信号光的参振阈值,从而又

出现了一个信号光脉冲。

从图 4 还可以看出信号光的脉冲宽度小于抽运脉冲宽度,主要原因是由于激光器谐振腔的反射率高,光学参变振荡输出镜对信号光的反射率相对较低,这样激光腔内光子寿命大于光学参变振荡腔内光子的寿命,从而造成这一现象。多脉冲的产生主要取决于抽运水平和光学参变振荡器输出镜对信号光的反射率大小。避免出现多脉冲的有效方法是增加光学参变振荡的透射输出,从而增大光学参变振荡的阈值,延迟信号光的建立时间。

3 内腔光学参变振荡的实验研究

3.1 实验装置

图 5 为内腔光学参变振荡器的实验装置图。

M_1 、 M_2 构成 YAG 激光谐振腔, M_3 、 M_4 构成光学参变振荡谐振腔, M_1 在 $1.06 \mu\text{m}$ 处高反,在 $1.57 \mu\text{m}$ 处高透,这样 M_1 即为激光器的谐振腔片,又为光学参变振荡的滤光片。 M_2 对 $1.06 \mu\text{m}$ 的反射率为 60%, M_3 在 $1.57 \mu\text{m}$ 高反,对 $1.06 \mu\text{m}$ 高透, M_4 对 $1.57 \mu\text{m}$ 的反射率 70%,对 $1.06 \mu\text{m}$ 也是高透。光阑直径为 5 mm, YAG 激光器的腔长为 550 mm,光学参变振荡器的腔长为 30mm,这种腔型设计简单、结构紧凑,使 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $1.57 \mu\text{m}$ 激光从两个方向上输出,减少了光学参变振荡输出时分光的麻烦。输出能量和脉冲波形利用能量计和 InGaAs 光电二极管及示波器测量。

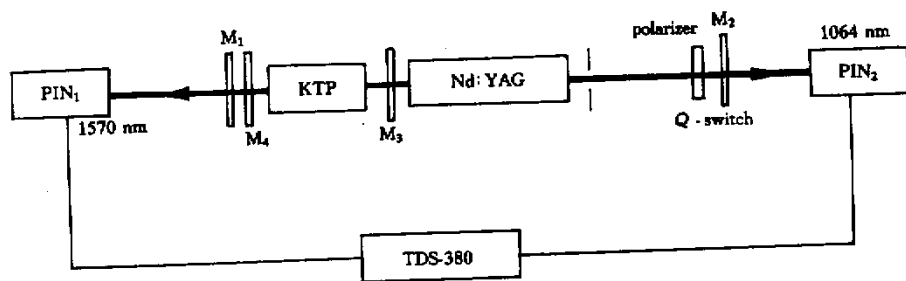


Fig. 5 Experimental setup of straight-line structure internal OPO

3.2 结果及讨论

3.2.1 多脉冲的形成

信号光脉冲特性实验过程中,在改变光学参变振荡器输出镜对信号光的反射率时,我们对抽运光及信号光的变化情况进行了跟踪,图 6(a)和图 7(a)对应于 $r_s = 0.7$,图 6(b)和图 7(b)对应于 $r_s = 0.9$ 。

正如理论计算结果那样,当 $r_s = 0.7$ 时,光学参变振荡的阈值相对较高,在光学参变振荡阈值前后

抽运脉冲都为单脉冲,输出的信号光也为单脉冲。从图 6(a)中光学参变振荡形成后衰减的抽运脉冲可以看出,光学参变振荡产生后抽运脉冲衰减较大,但上能级仍然残留一定的粒子数,抽运脉冲仍然存在着增益放大,由于上能级残留的粒子数较少,通过增益放大产生的新的抽运脉冲能量也较小,还没有达到光学参变振荡的阈值,因此输出的信号光脉冲为单脉冲。把光学参变振荡器输出镜的对信号光的

反射率增加到 90% ,此时衰减后的抽运脉冲已经明显变为双脉冲 [图 6(b)],在这种情况下 ,由于光学参变振荡的阈值较低 ,信号光建立的时间较短 ,并很快形成稳定的输出 ,此时上能级残留的粒子数较多 ,这使抽运脉冲具有重新建立了有一定强度的新脉冲的能力 ,产生的新脉冲重新抽运光学参变振荡 ,从而产生新的信号光脉冲。如果继续增加光学参变振荡器输出镜的反射率或者增大抽运水平 ,可以推断 ,衰减后的抽运脉冲可能转变为三个脉冲 ,甚至更多脉冲 ,产生的信号光脉冲也会是多脉冲。输出信号光

的脉冲波形如图 7 所示 相对于抽运脉冲而言 ,脉冲宽度较窄(多脉冲是指第一个脉冲宽度)。这与理论计算结果是相一致的。

根据内腔光学参变振荡的理论计算和实验研究 ,我们可以得出这样的结论 :对于内腔光学参变振荡 ,多脉冲在实际应用中是应该避免的。当抽运水平一定的情况下 ,通过控制光学参变振荡输出镜的反射率 ,完全可以得到单个信号光脉冲。输出信号光的脉冲个数依赖于抽运水平和光学参变振荡输出镜对信号光的反射率的大小。

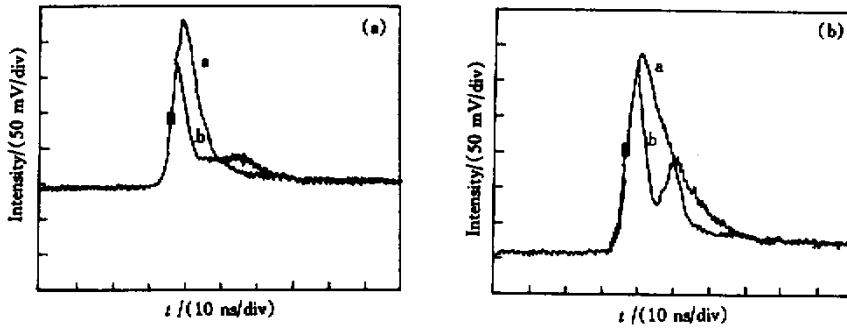


Fig. 6 Experimentally observed pump pulse shapes from internal optical parametric oscillator. Curve a stands for the case of no OPO ; curve b stands for the case of OPO

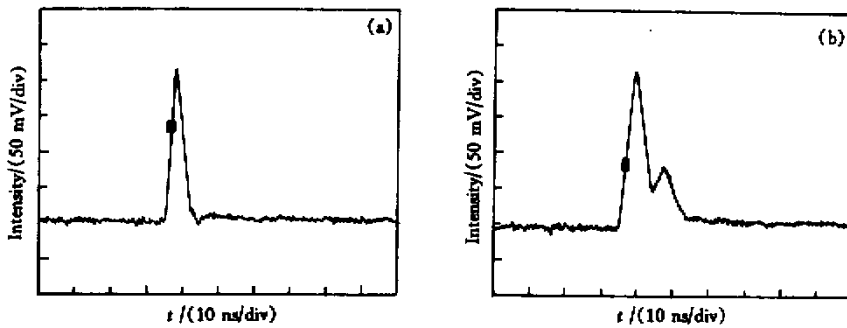


Fig. 7 Experimentally observed signal pulse shapes from IOPO

3.2.2 输出能量与转换效率

在保证光学参变振荡的腔长为 30 mm 不变的

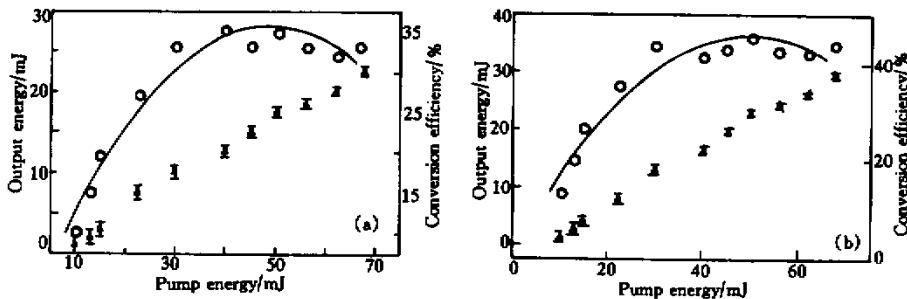


Fig. 8 Output energy and conversion efficiency versus pump energy. The reflectivity of OPO output mirror : (a) 70% ;(b) 90%

条件下,输出能量、转换效率与抽运能量的关系曲线如图 8 所示,图中的▲、○分别对应于输出能量和相应的转换效率的实验点;曲线为多项式拟合曲线。随着抽运能量的增加,输出信号光的能量逐渐增大,当抽运能量增加到一定值时,转换效率有趋于饱和的趋势,再增加抽运能量,转换效率开始下降。在相同的抽运水平上,光学参变振荡器输出镜的反射率越高,输出的能量越大,转换效率越高。在输出镜的反射率达到 90% 的时候,获得了输出能量近 40 mJ,转换效率高达 45%。

3.2.3 内腔非临界相位匹配光学参变振荡的调谐特性

在晶体的外转角变化为 $-18^\circ \sim 18^\circ$ 的范围内,我们均测到了光学参变振荡输出。说明了非临界相位匹配光学参变振荡的可接受角的范围较大。由晶体外转角与内转角的关系:

$$\sin\theta' = n \sin\theta, \quad (2)$$

式中 θ' 为外转角, θ 为内转角, m 为晶体对 $1.06 \mu\text{m}$ 激光的折射率, $n = 1.7418$ 。这样相对于晶体的内转角范围约为 $-10^\circ \sim 10^\circ$, 对应理论计算输出波长的调谐范围为 $1.57 \mu\text{m} \sim 1.60 \mu\text{m}$, 在调谐过程中的转换效率曲线如图 9 所示,在中心波长 $1.57 \mu\text{m}$ 位置转换效率最高,随着波长的增加,转换效率逐渐下降。

由于对于非临界相位匹配 KTP 晶体的接收角较大,从图中也可以看出,在中心位置效率下降较慢,晶体的转角在 1° 范围内变化时,输出波长仍固定在 $1.57 \mu\text{m}$, 比较容易调整。而临界相位匹配 KTP 晶体的接收角一般在几到几十毫弧度,对角度非常敏感,调节难度较大,角度稍有些偏离,输出的波长就会发生变化。

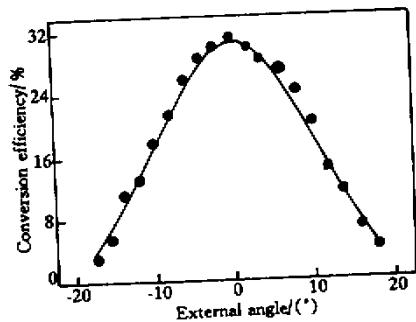


Fig.9 Conversion efficiency as a function of external angle

结论 内腔光学参变振荡由于将晶体放入激光谐振腔内,激光腔内的高功率密度为光学参变振荡的运转提供了非常有利的条件,且又起到循环抽运的作用,器件结构紧凑,易于小型化、全固化。它避免了外腔光学参变振荡器由于抽运光功率密度低,需通过长焦距透镜聚焦或进行缩束,从而光学系统较为复杂,且对光学镀膜和非线性晶体损伤的危险性较大的缺点。

本文利用简单的内腔光学参变振荡模型,研究了内腔光学参变振荡的动力学过程,分析了内腔光学参变振荡产生一个或多个脉冲的原因。通过对内腔光学参变振荡的实验研究,实现了内腔光学参变振荡的低阈值运转,较大能量、较高效率输出,观测到了当光学参变振荡谐振腔的输出镜对信号光的反射率提高的时候,输出的信号光逐渐由单脉冲转变为双脉冲甚至多脉冲情况。对于实际情况,当抽运水平一定的情况下,通过控制光学参变振荡器输出镜的反射率,完全可以得到单个信号光脉冲,输出信号光的脉冲个数依赖于抽运水平和光学参变振荡器输出镜对信号光的反射率的大小。

参 考 文 献

- [1] Lavi R, Engländer A, Lallouz R. Highly efficient low-threshold tunable all-solid-state intracavity optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(11):300~302
- [2] Phua P B, Lai K S, Wu R. Multiwatt High repetition-rate $2 \mu\text{m}$ output from an intracavity KTiOPO_4 optical parametric oscillator. *Appl. Opt.*, 2000, **20**(5):1435~1439
- [3] Ammann E O, Yarborough J M, Oshman M K *et al.*. Efficient internal optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**(8):309~312
- [4] Falk J, Yarborough J M, Ammann E O. Internal optical parametric oscillator. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971, **QE-7**(7):359~368
- [5] 柳 强, 鞠有伦, 王月珠 等. 受激布里渊散射相位共轭腔及腔内光学参变振荡器. *光学学报*, 1999, **19**(8):1089~1093
- [6] 柳 强, 鞠有伦, 姚宝权 等. 内腔单共振光学参变振荡器和光学参变放大器运转特性的研究. *中国激光*. 1999, **A26**(8):683~686
- [7] Debuisschert T, Raffy J, Pochelle J P *et al.*. Intracavity optical parametric oscillator: Study of the dynamics in pulsed regime. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1996, **13**(7):1569~1587

Intracavity Optical Parametric Oscillation in Pulsed Regime

Liu Qiang Wang Yuezhu Yao Baoquan Wang Qi

(*National Key Laboratory of Tunable laser Technology , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001*)

(Received 20 September 2000 ; revised 25 October 2000)

Abstract : For the case of a Q-switched Nd:YAG laser with a KTP parametric oscillator inside the laser cavity , the temporal evolutions of the population inversion and of the pump and signal intracavity power are discussed by using the simple model of coupled equations. The results show that the optical parametric oscillator can produce single or multi pulses , depending on the signal cavity finesse and the pumping level. The single and multi pulses were obtained by the different signal cavity reflectivity experimentally. The theoretical calculation was coincident with experiment results well. The characteristics of intracavity optical parametric oscillator are analyzed.

Key words : optical parametric oscillator ;KTP ; dynamical properties