

对采用 BBO 晶体锁模 Nd:YAG 激光器的实验研究

杨镜新 孟绍贤

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

报道了在 Nd:YAG 激光器中使用 BBO 倍频晶体进行锁模运转的研究结果。获得的二次谐波单脉冲宽度为 28 ps, 锁模序列脉冲能量为 1 mJ。

关键词 BBO 倍频晶体, 锁模, 非线性镜。

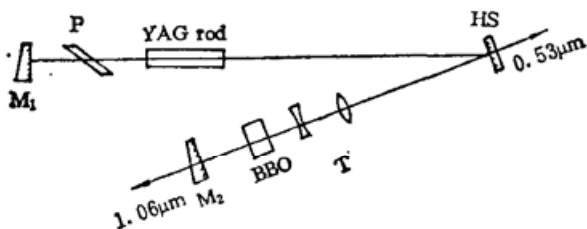
1 引 言

现有的被动锁模振荡器, 一般是在谐振腔内放入染料盒, 作为可饱和吸收体, 从而实现振荡器的锁模运转。这一技术存在的问题主要是染料的光化学稳定性较差, 尤其是在红外和紫外区域。因此振荡器的被动锁模输出往往是不稳定的。近几年来, Stankov 等人^[1], 采用反射率随光强而改变的平面镜装置以实现锁模运转的被动锁模技术, 从而研制成功非线性反射镜 Nd:YAG 被动锁模激光器^[2], 获得了单脉冲宽度为 100 ps 的二次谐波输出; 以后, 他们又采用 KTP 为倍频晶体, 并且适当改变谐振腔结构参数, 获得了输出能量为 0.8 mJ、单脉冲宽度为 45 ps 的二次谐波输出^[3]。

本文报道采用 I 类倍频晶体 BBO 作为锁模功能材料, 在 Nd:YAG 激光器上获得了单脉冲宽度为 28 ps, 锁模脉冲序列输出能量 ≥ 1 mJ 的二次谐波。

2 实验装置与工作原理

实验装置如图 1 所示。与文献[3]中的实验装置相类似。谐振腔长度为 1.5 m, 工作物质采用 $\phi 6 \times 90$ mm 的 Nd:YAG 棒, 双灯泵浦, 聚光腔采用的是聚四氟乙烯漫反射泵浦腔。



M_1 —total reflector mirror at 1.06 μm ; P —polarizer; T —telescope; HS —harmonic splitter; M_2 —total reflector at 0.53 μm , BBO—frequency-doubling crystal

Fig. 1 Schematic of the laser used in the experiments

谐振腔内放置望远镜系统,放大倍数为 3 倍. 为了能有效地输出波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的二次谐波,同时也为了避免二次谐波返回工作物质以引起激光输出的不稳定,在腔内插入了一块波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的分光镜,表面镀上对波长 $1.06 \mu\text{m}$ 的全反膜和对波长 $0.53 \mu\text{m}$ 的增透膜,使得波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的二次谐波绝大部分能够得以输出,谐振腔的前后二块镜片为楔形. 其中全反射镜片镀有对波长 $1.06 \mu\text{m}$ 的全反膜,波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 激光输出镜片镀有对波长 $0.53 \mu\text{m}$ 的反射膜. 在波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 全反射镜旁放一偏振片. 和文献[3]不同的是,本文的望远镜系统放在靠近倍频晶体附近. 这样做的目的是可以使倍频晶体获得较高的入射光功率密度. 而且当二次谐波从倍频晶体出射后,经过望远镜系统就能获得方向性较好的激光输出. 倍频晶体采用的 BBO 晶体尺寸为 $5 \times 5 \times 5 \text{mm}^3$.

在动态情况下,当工作物质被光泵以后,由于腔内的纵模相干作用,产生波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的调制基波. 基波通过望远镜系统后,光束口径被缩小,再入射至 BBO 倍频晶体上. 通过倍频晶体后,就会有两种波长分别为 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光从倍频晶体中射出,再入射到镀有对波长 $0.53 \mu\text{m}$ 为全反膜的镜片上. 其结果是波长 $0.53 \mu\text{m}$ 的二次谐波几乎全部被反射,而波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的基波则只有少部分被反射. 当这二种波长的激光返回到倍频晶体时,在一定条件下^[1],波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的基波被放大,而波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的二次谐波被减弱. 波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的基波返回工作物质后被再次放大,而 $0.53 \mu\text{m}$ 的激光则从二次谐波分光镜中出射. 所谓在一定条件下,根据文献[4]的理论,就是由于倍频晶体与 $1.06 \mu\text{m}$ 全反射镜之间存在一定的距离,由于空气的色散作用,当基波和二次谐波的激光同时返回到倍频晶体时,就必然产生一定的相位差. 当此相位差为 $-\pi/2$ 或 $-\left[(\pi/2) + 2m\pi\right]$ 时(其中 m 为整数),基波得到放大,而二次谐波减弱. 其原因主要是由于 $1.06 \mu\text{m}$ 的基波是靠消耗二次谐波的能量得到放大的. 这样,倍频晶体与二次谐波全反射的组合所起的作用就相当于一块非线性反射镜. 其非线性反射率由下式给出^[2]

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{NL}} &= B \{1 - \text{th}^2[\sqrt{B} \text{th}^{-1} \sqrt{\eta} - \text{th}^{-1} \sqrt{\eta/B}]\}, \\ B &= \eta + (1 - \eta)R, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 η 为二次谐波的转换效率, R 为对波长为 $0.53 \mu\text{m}$ 的全反镜对波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 基波的反射率.

3 实验结果

3.1 振荡器的调试

使用倍频晶体替代染料盒进行被动锁模的关键之一是必须把倍频晶体调整到最佳相位匹配角,以获得最大的倍频转换效率. 另外要调整 BBO 晶体与全反镜之间的距离,使基波和二次谐波返回到倍频晶体时的相位差 $\varphi = 2\theta_1 - \theta_2$. (θ_1 与 θ_2 分别为返回到倍频晶体时的基波与二次谐波的位相). 在本文的实验条件下,当振荡器出现稳定锁模时,倍频晶体与 $0.53 \mu\text{m}$ 全反镜之间的距离为 11.5cm . 此时二次谐波的输出会变得很强. 当晶体偏离最佳距离 $\pm 2 \text{mm}$ 时,锁模输出的几率显著减小. 偏离 $\pm 5 \text{mm}$ 时,则没有锁模输出.

为了观察非线性平面镜锁模的全过程,实验加大了光泵能量,使得泵浦能量超过锁模阈值较多. 然后用快速示波器观察基波的输出波形,可以看出,在初始阶段,输出的激光是处

在调制阶段,幅度较低.当调制幅度逐渐上升时,振荡器进入锁模状态.锁模时的输出振幅比不锁模时要高出5倍以上.由此可认为,非线性平面镜激光锁模装置的锁模序列是在激光调制脉冲的基础上得以实现的.

3.2 振荡器的脉宽与能量的测量

根据文献[3]所指出的,采用 oe-e 型的倍频晶体,不能在具有较宽的光谱宽度的激光器中产生超短脉冲.而使用 oo-e 型晶体就可以避免这一问题.所以为了能够获得更短的脉冲,使用 BBO 晶体*代替 KTP 晶体以实现锁模运转.在其他条件基本不变的情况下,用条纹相机测量了锁模输出的 $1.06\ \mu\text{m}$ 和 $0.53\ \mu\text{m}$ 的单脉冲宽度.实验测得 $0.53\ \mu\text{m}$ 的单脉冲宽度为 28 ps,如图 2 所示,而 $1.06\ \mu\text{m}$ 的单脉冲宽度约为 100 ps.二次谐波的序列脉冲的波形如图 3 所示.示波器时间扫描为 $10\ \text{ns}/\text{div}$ (图 3 a).脉冲序列的宽度为 100 ns 左右.单脉冲之间距为 10 ns,对应的谐振腔的光学长度为 1.5 m.

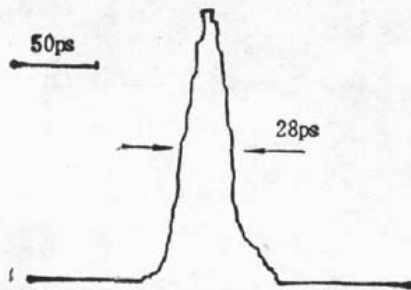


Fig. 2 Streak-camera record of a single ultrashort pulse at the second harmonic wavelength

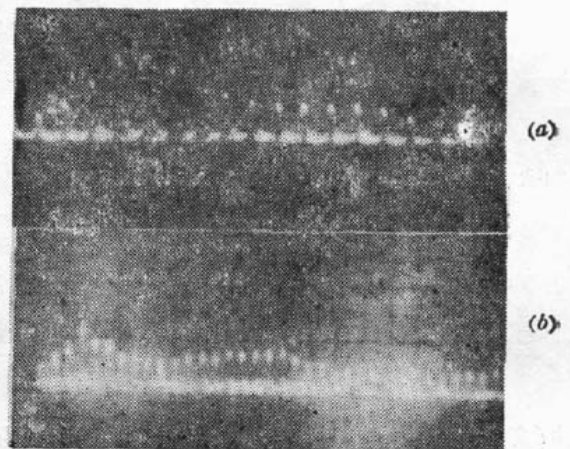


Fig. 3 (a), (b) mode-locked pulse train at the second harmonic wave length

实验测量了振荡器的输出能量.在正常工作情况下,基波的输出能量为 40 mJ.二次谐波的输出能量为 1 mJ 左右(序列脉冲能量).

3.3 振荡器的锁模几率

采用倍频晶体锁模与采用染料盒锁模相比,具有能同时输出二种不同波长的锁模序列的优点.但是在本实验中,也还存在一些问题需要进一步解决.主要是锁模几率不够高.即不能保证每次泵浦都能使振荡器进入锁模运转.实验发现,谐振腔的长度直接影响振荡器的锁模几率,当把谐振腔的长度调整到 90 cm 时,在重复率为每秒一次的情况下,振荡器的锁模几率约为 50%.而把腔长调整到 1.5 m 时,锁模几率为 80% 左右.

4 讨 论

1) 根据非线性反射率可看出,倍频晶体的二次谐波转换效率越高,对波长为 $0.53\ \mu\text{m}$ 的全反射镜对基频的反射率越低,则非线性反射率就越显著.因此,在确保振荡器能够起振荡的情况下,减少对基频的反射率,对获得窄脉宽是有利的.我们对波长为 $0.53\ \mu\text{m}$ 的全反射镜上不再镀上对波长为 $1.06\ \mu\text{m}$ 的部分反射膜,实验证明是可行的.

2) 对于基波和二次谐波的单脉冲宽度之间的差异.可能是由于二次谐波是由基波的

峰值部分转换而来。所以基波的脉宽大于二次谐波的脉宽。脉宽之间差异的大小主要是由倍频晶体转换效率的大小所决定。在 $1.06\ \mu\text{m}$ 的情况下, 采用 KTP 晶体时, 其转换效率为 80%。而采用 BBO 晶体时, 其转换效率为 50% 左右。

3) 在振荡光束从调制状态发展到锁模状态的全过程中, 可以把初始状态的调制脉冲看成是预激光。根据 Kuizenga 理论^[4], 预激光的存在对于锁模状态的稳定是极为有利的。

4) 在实验中, 如果光泵能量超过锁模阈值较多, 就会出现多脉冲序列的情形。为解决这一问题只需把泵浦能量减少即可。图 3(a) 是在正常工作情况下二次谐波输出的锁模脉冲序列。脉冲受到 100% 的调制, 值得注意的是, 脉冲序列的后半部分比较平坦, 不像一般的锁模激光输出的序列脉冲波形。有时还会出现三个台阶形的序列脉冲波形如图 4(b) 所示。对于这种波形的出现, 我们目前尚不能完全解释清楚。有可能是由于腔内振荡过程中形成的负反馈效应。

5) 关于锁模几率与谐振腔长的关系, 我们认为主要是由于该振荡器的锁模是在初始纵模相干引起的激光调制基础上形成的。谐振腔长, 则纵模多, 就容易引起振荡器进入锁模状态。

参 考 文 献

- [1] K. A. Stankov, A Mirror with an Intensity-Dependent Reflection Coefficient. *Appl. Phys. (B)*, 1988, **B45**(2), 191~195.
- [2] K. A. Stankov J. Jethwa, A New Mode-locking Technique Using A Nonlinear Mirror. *Opt. Commun.*, 1988, **66**(1), 41.
- [3] K. A. Stankov, Mode locking by a frequency-doubling crystal: generation of transform-limited ultrashort light pulses. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(7), 359~361
- [4] D. J. Kuizenga, Short-Pulse Oscillator Development for the Nd:Glass Laser-Fusion Systems. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1981, **QE-17** (9), 1694~1708

Experimental study on Nd:YAG laser mode-locked with a BBO crystal

YANG JINGXIN MENG SHAOXIAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 20 September 1991; revised 2 December 1991)

Abstract

We report in this paper the experimental result of a Nd:YAG laser mode-locked with a BBO crystal single pulse duration of 28 ps at the second harmonic generation has been obtained. The energy of the mode-locked pulse train at the second harmonic is 1 mj.

Key words BBO crystal, mode-locking, nonlinear mirror.