

利用外腔谐振倍频获得高效倍频绿光*

张宽收 张 靖 谢常德 彭 堃

(山西大学光电研究所, 太原 030006)

摘 要 用全固化单频 Nd·YAG 激光器输出的红外激光泵浦由分离元件组成的 MgO·LiNbO₃ 倍频腔。通过优化倍频腔的结构, 在倍频腔的红外激光输入为 440 mW 时, 获得 330 mW 单纵模绿光输出, 倍频效率达 75%。

关键词 全固化, 外腔, 倍频。

1 引 言

用激光二极管泵浦 Nd·YAG 激光器的红外激光(1.064 μm)输出, 通过二次谐波产生得到 532 nm 绿光, 是获得可见光波段全固化激光光源的有效途径^[1]。虽然利用激光器谐振腔中高的内腔功率密度, 采用腔内倍频技术可以得到高的二次谐波转换效率, 但此方法在激光谐振腔中同时存在激光产生过程和非线性二次谐波产生过程, 导致倍频绿光输出有较大的振幅波动^[2]。使激光器处于单纵模运转, 可避免绿光波动, 但要使激光产生过程和倍频过程同时达最佳状态比较困难。

Askin 等^[3]首先提出利用外腔谐振倍频的方法来获得高效稳定的倍频输出。用这种方法可使激光谐振腔和外谐振倍频腔各自独立达到最佳状态, 在使激光器处于稳定单纵模运转和保证倍频腔的输出亦为单纵模时, 还可以得到高的倍频效率。特别是激光二极管泵浦的固体激光器具有高的频率稳定性和功率稳定性, 使外腔谐振倍频的效率以及输出稳定性均得到大幅度提高。Kozlovsky 等^[4]首先用激光二极管泵浦 Nd·YAG 单块非平面环形激光器的单纵模红外输出通过单块 MgO·LiNbO₃ 倍频腔谐振倍频得到 30 mW 的 532 nm 绿光, 倍频效率为 56%。接着, Gerstenberger 等^[5]利用此方法得到 200 mW 绿光输出, 倍频效率为 65%。最近, Paschotta 等^[6]利用单共振单块 MgO·LiNbO₃ 倍频腔得到 130 mW 的绿光输出, 倍频效率高达 82%。

虽然把 MgO·LiNbO₃ 倍频晶体特殊加工并将腔镜直接镀在晶体端面得到的单块倍频腔, 损耗减至最小, 可得到高的倍频效率, 且整体结构简单, 运转稳定。但单块倍频腔不易调整, 达到最佳状态比较困难, 而且锁定外腔时须在晶体上加直流电压, 会引起晶体光折变损伤^[7], 影响倍频绿光输出。特别是单块倍频腔, 加工和镀膜均比较困难, 国内尚无加工单位。本文

* 本工作得到国家自然科学基金, 山西省自然科学基金资助。

收稿日期: 1997-06-09; 收到修改稿日期: 1997-08-14

在利用分离元件得到稳定的全固化非平面单频 Nd·YAG 环形激光器^[8]的基础上, 通过由分离元件组成的单共振 MgO·LiNbO₃ 倍频腔谐振倍频, 得到 330 mW 的绿光输出, 倍频效率达 75%。

2 理 论



Fig. 1 External resonant SHG cavity

用于腔外谐振倍频的倍频腔结构如图 1 所示。M₁ 为输入耦合镜, 对基频光的反射率为 R₁, 透射率为 T₁(忽略镜面的散射损耗, R₁ + T₁ = 1), 对倍频光全反; M₂ 为对基频光全反、对倍频光透过的输出耦合镜; 倍频晶体 MgO·LiNbO₃ 的相位匹配方式为温度匹配。P₁ 为基频光泵浦功率, P_r 为由倍频腔通过 M₁ 反射的基频光功率, P_c 为基频光在倍频腔内的循环功率, P₂ 为由 M₂ 输出的由反向传播的倍频光经 M₁ 反射后与正向传播的倍频光的和。通过调整 M₁ 或倍频晶体的位置, 控制经 M₁ 反射后基频光和倍频光的相对位相, 可以使每个往返周期产生的倍频光干涉增强^[9]。产生的倍频光功率为:

$$P_2 = \gamma_{\text{SHG}} P_c^2 \quad (1)$$

γ_{SHG} 为内腔倍频转换效率。对于上述倍频腔型结构,

$$\gamma_{\text{SHG}} = \Gamma \ln(\sigma, B, \zeta) |1 + \exp[i(2\sigma\zeta - 2 \arctan \zeta + \Delta\varphi)]|^2 \quad (2)$$

其中 $\Gamma = 2\omega^3 d_{\text{eff}}^2 / \pi n^2 c^4 \epsilon_0$, d_{eff} 为有效非线性系数, l 为晶体长度, $h(\sigma, B, \zeta)$ 为 Boyd-Kleinman (简称 B-K) 聚焦因子^[10], $\sigma = z_R(2k_1 - k_2)$ 为与温度有关的位相失配, z_R 为基频光的基模瑞利长度, $\zeta = l/\omega^2 k_1 = l/2z_R$ 为聚焦参量, $\Delta\varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2$ 为经 M₁ 反射后基频光和倍频光的相对位相, B 为双折射参量。对于温度匹配倍频晶体, 基频光无离散效应, $B = 0$ 。(2) 式最后一项就是由于每个往返周期产生的倍频光发生干涉引起的^[9], 通过调节晶体位置及匹配温度来控制 $\Delta\varphi$ 及 σ , 可使 γ_{SHG} 达最大值,

$$\gamma_{\text{SHG}} = 4\Gamma \ln(\sigma, B, \zeta) \quad (3)$$

是 M₁、M₂ 均对倍频光透过腔型 ($\gamma_{\text{SHG}} = 2\Gamma \ln(\sigma, B, \zeta)$) 的 2 倍。

当泵浦激光与倍频腔模式完全匹配且倍频腔中基波共振时, 由倍频腔反射的基频光功率可由腔反射参量 R_m 来确定^[3],

$$\frac{P_r}{P_1} = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_m})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \quad (4)$$

腔反射参量 $R_m = 1 - (\alpha + \gamma_{\text{SHG}} P_c)$ 由内腔损耗 α 和二次谐波转换损耗 $\gamma_{\text{SHG}} P_c$ 来确定。内腔损耗 α 包括倍频晶体的吸收、散射、晶体端面镀减反膜的剩余反射率、镜面散射、及腔镜镀高反膜达不到完全反射等引起的对基频光的损耗, 它可以通过测倍频腔的精细度来推算。通过选择输入耦合镜的透射率, 使 $R_1 = R_m$, 可以得到 $P_r = 0$, 从而使基频泵浦光全部耦合进倍频腔, 即倍频腔实现“阻抗匹配”, 此时输入耦合镜的最佳透射率为:

$$T_{\text{opt}} = \alpha + \gamma_{\text{SHG}} P_c \quad (5)$$

倍频腔中基波共振时, 腔内基频光循环功率为:

$$\frac{P_c}{P_1} = \frac{T_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_m})^2} \quad (6)$$

因此 T_{opt} 与 γ_{SHG} 及 P_1 有关, 倍频腔的“阻抗匹配”条件依赖于基频光泵浦功率和内腔倍频转换效率。

输出倍频光相对于泵浦基频光的倍频效率为:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} \quad (7)$$

当倍频腔实现最佳“阻抗匹配”及模式匹配, 谐振倍频的最佳倍频效率为:

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{4\gamma_{\text{SHG}}P_1}{(\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4\gamma_{\text{SHG}}P_1})^2} \quad (8)$$

如图 1 所示的倍频腔结构, 通过调节腔长 $L = 15 \text{ mm}$, 选择聚焦参量 ζ 可使 $h(\sigma, B, \zeta) = 1^{[10]}$, 并将 $n = 2.23$, $d_{\text{eff}} = 4.9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, $l = 10 \text{ mm}$ 代入(3)式, 可计算出理想情况下的最佳内腔倍频转换效率 $\gamma_{\text{SHG}} = 9.5 \text{ kW}^{-1}$ 。

图 2 中(a)、(b)、(c)为 $\alpha = 0.2\%$ (内腔损耗减至最小 $\text{MgO} \cdot \text{LiNbO}_3$ 对基频光的损耗为 0.002 cm^{-1})、 $\alpha = 1\%$ 和 $\alpha = 3\%$ 且在每一基频泵浦功率都实现最佳“阻抗匹配”情况下, 最佳倍频效率随基频泵浦功率的变化曲线。可以看出, 在一定泵浦功率下, 最佳倍频效率随内腔损耗减小而增大, 最大可达 97%。当输入耦合镜透射率 (T_1) 一定时, 只有在某一泵浦功率下, 倍频腔才能达到最佳“阻抗匹配”作为比较, 图 2(d) 是当 $\alpha = 1\%$, $T_1 = 4.5\%$ 时倍频效率随基频泵浦功率的变化曲线。

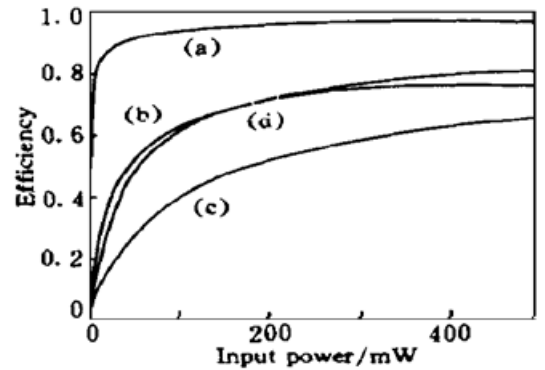


Fig. 2 Conversion efficiency as a function of the IR input power

3 实验装置及结果

实验装置如图 3 所示。泵浦激光器是全固化非平面单频 $\text{Nd} \cdot \text{YAG}$ 环形激光器^[8], 输出功率为 500 mW, 频率稳定性优于 100 kHz。

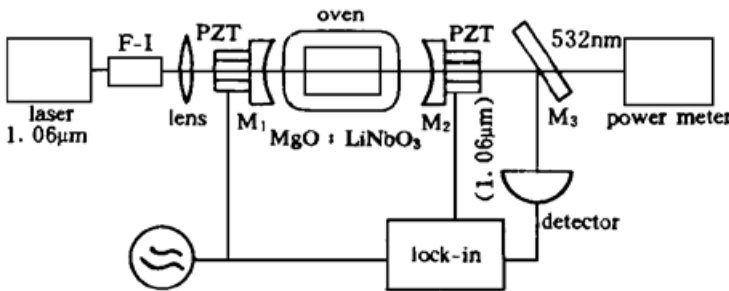


Fig. 3 Experimental setup

法拉第隔离器用于隔离由倍频腔反射的基频泵浦光, 以防止反射的基频光反馈至激光器, 影响激光器单纵模运转。焦距为 100 mm 的匹配透镜用于激光器和倍频腔之间的模式匹配, 通过调节透镜的位置使模式匹配率达 96%。倍频腔的结构如图 1 所示, 输入耦合镜 M_1 的曲率半径 $r_1 = 100$

mm, 对基频光的透射率为 4.5%, 对倍频光的反射率大于 99.5%; 输出耦合镜 M_2 的曲率半径 $r_2 = 30 \text{ mm}$, 对基频光的反射率大于 99.5%, 对倍频光透射率大于 98%, 通过测量倍频腔的精细度推算出内腔损耗 $\alpha = 0.8\%$ 。调节腔长 $L = 15 \text{ mm}$, 使 B-K 聚焦因子 $h(\sigma, B, \zeta) = 1$ 。 $\text{MgO} \cdot \text{LiNbO}_3$ 倍频晶体的长度 $l = 10 \text{ mm}$, 置于自制的控温炉中, 用自制的控温仪精确控制晶体的匹配温度, 控温仪的精度为 0.01°C 。通过调节加在腔镜 M_1 上的压电陶瓷上的直流电压来控制经 M_1 反射后基频光和倍频光的相对位相以及控制晶体的匹配温度, 使内腔倍频效率达最大值。由腔镜 M_2 输出的倍频光经双色镜 M_3 ($1.06 \mu\text{m}$ 高反, 532 nm 增透) 反射掉由

M_2 漏出的基频光后用 LP-2B 型激光功率计直接探测。用由锁相放大回路构成的锁腔系统(其原理参考文献[11])将倍频腔锁定在激光器的中心频率上,从而使倍频腔达基波谐振(倍频光一次通过)。

基频光泵浦功率为 440 mW 时,倍频绿光的输出功率为 330 mW,倍频效率为 75%。图 4

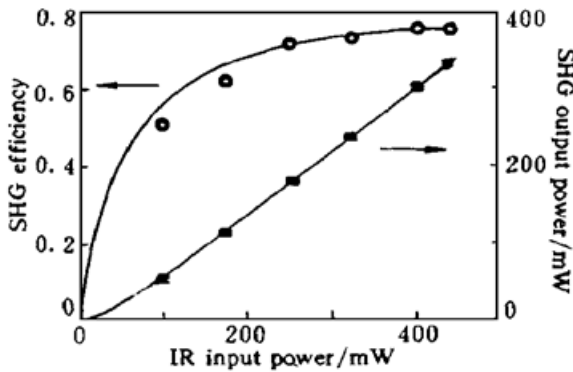


Fig. 4 SHG output power and conversion efficiency as a function of the IR input power. Circles, and squares: data; lines: theory

是倍频光输出功率和倍频效率随基频光泵浦功率的变化曲线。实线是理论计算曲线,与实验值基本一致。理论计算时内腔倍频效率 $\gamma_{\text{SHG}} = 7.5 \text{ kW}^{-1}$,而非最大值,这是由于倍频腔和匹配温度未达最佳状态所致。由于倍频晶体吸收泵浦光引起的自热效应,当泵浦功率从 100 mW 增至 440 mW,倍频晶体的外部控制温度由 95.10°C 线性地降至 94.25°C。

输出倍频光的功率波动用 FND-100 光电探测器探测,由 Tek2430A 型示波器记录,功率波动如图 5 所示,波动小于 2%。

输出倍频绿光的模式由扫描共焦参考腔监视,参考腔的自由光谱范围为 750 MHz,参考腔的透射

曲线如图 6 所示,倍频绿光亦为单纵模运转。

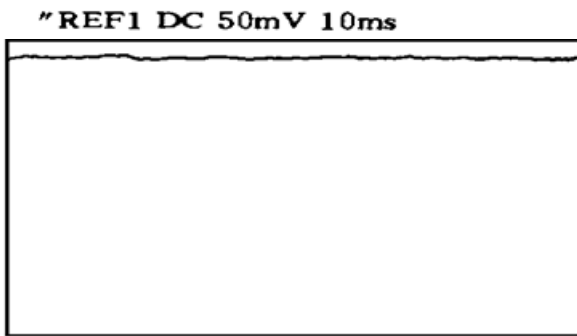


Fig. 5 The intensity of SHG output. The lowest line is the ground level

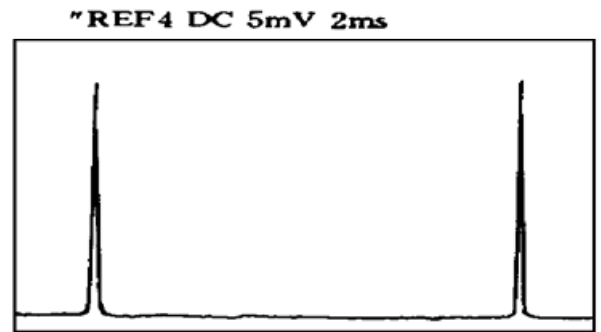


Fig. 6 The transmission of SHG output through the scanning confocal F-P cavity with a free spectral range of 750 MHz

结 论 用全固化非平面单频 Nd:YAG 环形激光器作为泵浦源,泵浦由分离元件组成的 $\text{MgO} \cdot \text{LiNbO}_3$ 倍频腔,通过优化倍频腔的结构,得到高效稳定的谐振倍频绿光输出。绿光输出为 330 mW,倍频效率达 75%。该器件结构简单、紧凑、小型化、有着广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] T. Y. Fan, R. L. Byer, Diode laser pumped solid-state lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(6): 895~ 912
- [2] T. Baer, Large amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(9): 1175~ 1180
- [3] A. Askin, G. D. Boyed, J. M. Dziedzic, Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1966, **QE-2**(6): 109~ 123
- [4] W. J. Kozlovsky, C. D. Nabors, R. L. Byer, Efficient second harmonic generation of a diode-laser-pumped CW Nd:YAG laser using monolithic $\text{MgO} \cdot \text{LiNbO}_3$ external resonant cavities. *IEEE J. Quant.*

- Electron.*, 1988, **QE-24**(6) : 913~ 916
- [5] D. C. Gerstenberger, G. E. Tye, R. W. Wallace, Efficient second-harmonic conversion of CW single-frequency Nd :YAG laser light by frequency locking to a monolithic ring frequency doubler. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(13) : 992~ 994
- [6] R. Paschotta, P. Kurz, R. Henking *et al.*, 82% efficient continuous-wave frequency doubling of 1.06 μm with a monolithic MgO ·LiNbO₃ resonator. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(17) : 1325~ 1327
- [7] J. Feinberg, Photorefractive nonlinear optics. *Phys. Today*, 1988, **41**(10) : 46~ 47
- [8] 张宽收, 张云, 谢常德等, 全固化非平面单频 Nd :YAG 环形光器. 光学学报, 1996, **16**(8) : 1041~ 1044
- [9] Lin-An Wu, J. Kimble, Interference effects in SHG with a optical cavity. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1985, **2**(5) : 697~ 708
- [10] G. D. Boyd, D. A. Klienman, Parametric interaction of focused Gaussian beams. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**(8) : 3597~ 3639
- [11] K. C. Peng, Ling-An Wu, H. J. Kimble, Frequency-stabilized Nd :YAG laser with high output power. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(7) : 938~ 940

Efficient Second Harmonic Generation of 1.06 μm Using an External Resonator

Zhang Kuanshou Zhang Jing Xie Changde Peng Kunchi
(*Institute of Opto-Electronic Researches, Shanxi University, Taiyuan 030006*)
(Received 9 June 1997; revised 14 August 1997)

Abstract An efficient green laser has been realized by external frequency doubling of a LD pumped single longitudinal mode Nd :YAG ring laser in MgO ·LiNbO₃ resonator. The maximum green power is 330 mW at IR input power of 440 mW, resulting in an external conversion efficiency of 75%.

Key words all-solid-state, external resonator, second-harmonic-generation.