

文章编号: 0253-2239(2003)03-0335-06

用单块激光器和环形外腔获得稳定的 532 nm 激光*

臧二军 曹建平 钟明琛 李成阳 沈乃澄

(中国计量科学研究院中国计量测试高技术联合实验室, 北京 100013)

洪冬梅 崔连荣 朱 震 刘安汉

(华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要: 采用单块半非平面 Nd:YAG 单频环形激光器和环形外腔倍频技术, 获得了单频功率 249.5 mW 的 532 nm 波长的绿光输出, 倍频效率 43.2%, 实现了倍频腔与激光器之间的跟踪锁定, 倍频光功率稳定性优于 1%, 理论计算与实验结果一致。

关键词: 单块激光器, 环形激光器, 外腔倍频, 外腔锁定

中图分类号: TN248.1⁺3 文献标识码: A

1 引 言

近年来, 532 nm 固体激光波长与碘分子吸收光谱的符合引起了人们的极大兴趣^[1,2], 特别令人鼓舞的是, 在所符合的光谱范围内, 有丰富的由基态起始跃迁的纯净谱线。由此产生的研究结果, 促进了碘稳定固体激光频率标准的稳定性和复现性迅速提高^[3~8]。

在实现 532 nm 波长激光频率稳定的极大多数方案中, 采用了单块环型腔单频固体激光器作为光源, 再利用腔外谐振倍频产生 532 nm 的绿光输出。实验证明, 这更有利于分别对激光和倍频参量进行优化, 更有利于降低激光噪声, 提高激光器的频率和功率稳定度, 获得大范围单模连续激光频率调谐。

单块环形腔单频激光器和环形增强外腔的结合, 除可用于激光频率稳定外, 还适用于对激光频谱质量, 频率控制和调谐范围有较高要求的各种干涉测量、重力测量、原子和分子结构参量测量、基本物理常量的精密测量, 以及量子光学及许多现代物理现象研究的科研领域; 在引力波探测、激光雷达、水下通讯、大气污染和环境监测中它可作为种子或主振激光器。其优良的综合输出光束质量, 使它成为具有广阔应用前景的高档次激光光源。

单块固体环形腔单频激光器的原创性思想和贡

献是 20 世纪 80 年代中期在美国斯坦福(Stanford)大学由 Kane, Byer 和周炳琨^[9,10] 首先提出并实现的。它集单向环形腔优良的单纵模特性与单块腔极好的稳定性于一身。

单块激光器要通过腔外倍频方法产生二次谐波的输出, 即 532 nm 波长的绿光。腔外倍频可分为外腔增强倍频和单次通过倍频。在外腔增强倍频中常用的倍频腔有两镜腔(驻波腔)和环形腔(行波腔)。环形腔又可分为单块环形腔和分立元件环形腔。近年来, 利用准相位匹配途径获得高效倍频光的技术引起了人们越来越多的关注。

外腔增强倍频中, 两镜腔调整容易, 并且两镜腔和单块环形腔可以获得比较高的转换效率^[11~13]。但是两镜腔具有固有的镜面反射引起的光学反馈, 必须加入光学隔离器以减小其影响。单块环形倍频腔加工困难, 并且不易于大范围频率的连续调谐。相比之下, 分立元件环形腔, 尽管效率低于两镜腔和单块环形腔, 但是它从根本上避免了直接光反馈, 避免了加工困难, 又可容易地同时实现激光频率的锁定和大范围调谐。对于激光频率稳定的通常情况而言, 10 mW 的 532 nm 绿光已经够用, 因而分立元件环形腔, 是在激光频率稳定中广泛使用的一种方案。法国的 Hadjar, Ducos 和 Acef^[14] 采用 α 分布反馈半导体激光器和 KTP 倍频晶体, 利用分立元件环形腔获得了 120 mW 的绿光功率, 倍频效率达到 34%。美国 JILA 实验室, 采用 MgO:LiNbO₃ 倍频晶体和分立元件环形腔, 得到了 80 mW 的绿光输出功率和 27% 的转换效率^[5]。这些利用分立元件环形

* 国家自然科学基金(60178009)资助课题。

E-mail: cjzang@nim.ac.cn

收稿日期: 2002-04-18; 收到修改稿日期: 2002-07-05

腔开展的腔外倍频研究结果,已成功用于对碘分子线性和饱和吸收谱线的探测以及激光频率的稳定。

在本文中,设计并采用一种半非平面单块 Nd:YAG 环形腔单频激光器和环形外腔倍频技术获得了稳定倍频光的研究结果。倍频效率高。在倍频腔锁定之后,实现了优于 1% 的功率稳定性。

2 理 论

2.1 单块环形腔单频固体激光器

半非平面单块环形腔单频固体激光器的结构如图 1 所示。采用 Nd:YAG 作为激光晶体。在这种激光器中,激光晶体被加工成具有三个光学全反射面及一个输出和输入耦合面的晶体块。在施加一定磁场后,该晶体不仅作为激光增益介质,同时也兼作为法拉第旋光器;三个全反射面既是谐振腔反射镜,也是相位延迟波片;前表面既为输入输出耦合面,同时兼做检偏振器。由于晶体的磁致旋光性,内全反射的相位延迟性和耦合膜系的部分偏振性使它构成为特别稳定的光学单向器型的激光谐振腔。

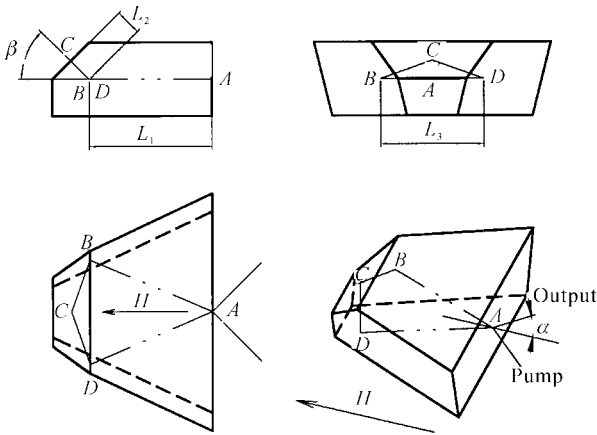


Fig.1 Scheme of a monolithic ring laser. H is the magnetic field

设 α 表示晶体外部光线在晶体上的入射角或出射角,光线在晶体内部沿着路径 A、B、C、D 传输。ABCD 组成两个三角形 ABD 和 BCD。两三角形具有共同的底边 BD,其长度为 L_3 ,其高分别为 L_1 和 L_2 。设 β 表示包含三角形 ABD 和 BCD 的两平面之间的夹角,称为离面角(Out-of-plane angle)。单位矢量 b_1 、 b_2 、 b_3 和 b_4 分别表示光线 AB、BC、CD 和 DA 的方向。

Nilsson 等^[15] 对非平面单块激光器的本征偏振态理论有过详尽的讨论。设单块晶体的韦尔代常量为 V ,施加磁场强度为 H 。采用空间光束计算的方

法可以得到光线在晶体内传播的几何参量,在此基础上,利用琼斯矩阵理论可以得到在晶体内光束沿逆时针和顺时针方向,在晶体内部传输一周的琼斯矩阵 M_a 和 M_c 。其中 M_a 的本征值 μ_a 和本征矢 U_a 满足方程

$$M_a U_a = \mu_a U_a \quad (1)$$

M_c 满足的方程具有相同的形式。从每个方程可分别得到两个本征值,其平方与 1 的差值,相当于偏振本征模式的损耗,它主要是由单块的输入输出耦合面(图 1 所示 A 面)的偏振反射引起的。与两个本征值对应的两个本征矢量相当于每一环绕方向上的两个自洽的本征偏振模式。由于两个本征值相差较大,一般可达到百分之几,较小的本征值意味着具有较大的损耗,由于模竞争不能形成稳定的激光振荡。仅考虑上述每一个本征方程中相对较大的本征值及其对应的本征矢量。设该本征值分别为 μ_{a1} 和 μ_{c1} ,由此可得到两个环绕方向上的损耗差 D (Differential loss)为

$$D = |\mu_{a1} - \mu_{c1}| \quad (2)$$

在图 2 中给出了不同入射角下,损耗差 D 由于角度 β 的变化引起变化的情况。若 $\mu_{a1} > \mu_{c1}$,则由于模竞争,仅有本征值 μ_{a1} 对应的本征模能够形成稳定振荡,该本征模对应的部分偏振膜的总有效反射率 R_a ,等于该本征模对应的本征值,即

$$R_a = \mu_{a1} \quad (3)$$

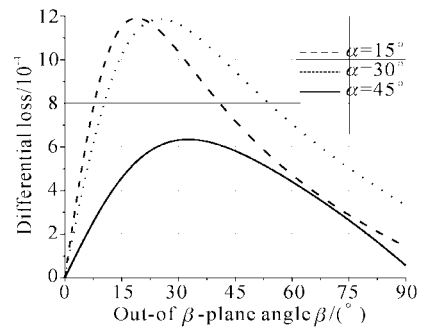


Fig.2 Differential loss as a function of β for some α values at magnetic field 0.2 T and $L_1 = 10$ mm

在图 3 中给出了在 $\alpha = \beta = 45^\circ$, 0.2 T 磁感应强度和几种 p 偏振分量反射率 R_p 下,总有效反射率 R_a 对于 s 分量反射率 R_s 变化的依赖情况。

采用空间光束追迹的方法,可以得到单块环形激光谐振腔的可释放公差与离面角,晶体尺寸和入射角的关系。在此基础上,可以找到一个更好的离面角的取值范围。在这一范围内,单块谐振腔既能保持光学加工中有较宽的释放公差,其理论释放公差远高于准平面情形($\beta \approx 0$),又能获得较大的损耗差 D ,从而可

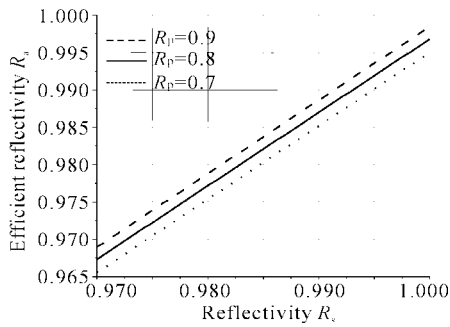


Fig. 3 Total reflectivity as a function of R_s for some R_p values at magnetic field 0.2 T and $\alpha=\beta=45^\circ$

实现在较低磁场下单向运转,所需要的磁场在理论上比完全非平面情形($\beta=90^\circ$)低得多。

2.2 环形外腔倍频

采用如图 4 所示的环形倍频腔。单块环形激光器输出 1064 nm 波长的基频椭圆偏振光,经 1/4 波片和 1/2 波片将其转换为线偏振光,实现与倍频晶体偏振态的匹配。耦合透镜将基频光耦合进入环形倍频腔,实现空间模式的匹配。环形腔由平面反射镜 M_1 、 M_2 和凹面反射镜 M_3 、 M_4 组成。其中 M_1 用于实现基频波腔外和腔内光束的功率耦合,其透过率经过特殊选择,以实现所谓的“阻抗匹配”。反射镜 M_2 、 M_3 、 M_4 对基频光具有高反射率,其中 M_4 同时对倍频光具有高透过率,以实现二次谐波功率的有效提取。晶体两端面均镀有对基频光和二次谐波的增透膜,倍频晶体晶轴采用 90° 角温度相位匹配放置。

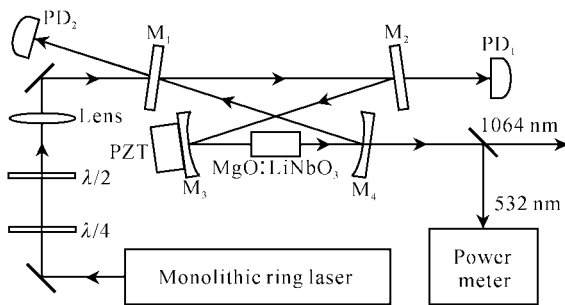


Fig. 4 Scheme of external SHG cavity

光电二极管 PD_1 和 PD_2 用于监视单块输出激光的波长与经过调制后倍频腔的共振波长之间的失调。失调产生的误差信号经反馈系统处理后,馈入压电陶瓷的驱动器上,推动压电陶瓷的伸缩从而调节倍频腔长度,以实现倍频腔与激光器之间的跟踪与锁定。在激光频率与倍频腔共振频率梳中的某一频率一致时,腔内光功率由于谐振作用而获得增强,其增强比可达到几十倍,而小信号的倍频效率近似与晶体功率密度的平方成正比,从而可产生远高

于单次通过时的倍频光功率。

目前用于激光频率倍频的晶体种类很多,例如:KTP、 $MgO:LiNbO_3$ 、LBO 等等。近年来又出现基于准相位匹配晶体,如 PPKTP、PPLN、PPKN 等。相位匹配方式有第一类和第二类相位匹配。为了防止环形腔中斜入射时 s 与 p 方向上可能出现的附加位相差,减少腔内元件,采用第一类相位匹配方式。同时,为了在较低的匹配温度下得到较高的倍频效率,以及考虑到国内具备的条件,采用 $MgO:LiNbO_3$ 作为倍频晶体。

设凹面反射镜 M_3 、 M_4 具有相同的曲率半径 r , 光束在反射镜上的入射角为 α_0 , 平面反射镜 M_1 与 M_2 之间的距离为 s_1 , 凹面反射镜 M_3 与 M_4 之间的距离为 s_2 , 倍频晶体长度为 L_0 。由此可以计算得出两个凹面镜之间的子午和弧矢光束上的光腰 w_{01t} 和 w_{01s} , 以及平面镜间光腰 w_{02t} 和 w_{02s} , 通过对两个凹面镜之间距离的合适选择,可以得到 $w_{01t} = w_{01s}$, 而 w_{02t} 与 w_{02s} 不一定相等。图 5 和图 6 给出了 w_{01t} 和 w_{01s} 、 w_{02t} 和 w_{02s} 随倍频腔参量变化的函数关系。

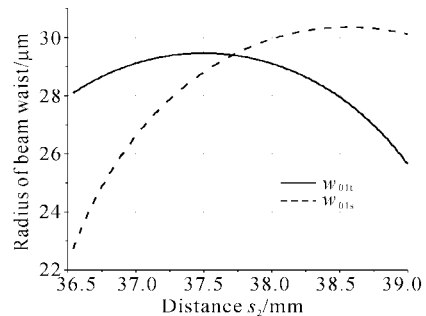


Fig. 5 Radius of beam waist in $MgO:LiNbO_3$ crystal as a function of distance s_2

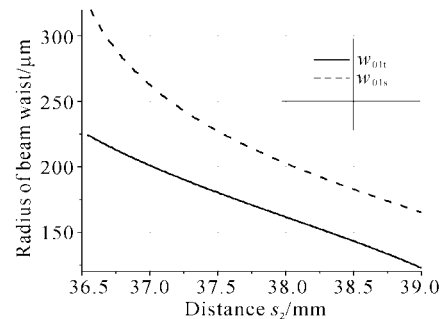


Fig. 6 Radius of beam waist between flat mirrors as a function of distance s_2

对于确定的单块输出光束光腰大小和位置以及匹配透镜焦距,可以计算出达到模式匹配时,单块激光器距离匹配透镜和匹配透镜距倍频腔的距离。

Boyd 和 Kleinman^[16]对聚焦高斯光束在非线性质介质内与介质的相互作用,给出了理论分析。倍频晶体内的聚焦参量为 $\zeta = L_0/[2(z_s, z_s)^{1/2}]$ 。其中 $z_s = k_1 \pi \omega_{01}^2/2$ 和 $z_s = k_1 \pi \omega_{01s}^2/2$ 分别为子午和弧矢方向上高斯光束的瑞利距离, $k = 2\pi/\lambda_1$ 为真空中基

频光波矢。对于 90° 角温度匹配,即非临界相位匹配,离散角为 0° ,则双折射参量 $B=0$ 。由于采用环形腔,倍频腔内的本征模式可能出现光斑的椭圆化和像散。考虑到聚焦光束椭圆化和像散的影响,可以得出 Boyd-Kleinman 聚焦因子 $h(B, \zeta)$ 为

$$h(B, \zeta) = \frac{1}{4\zeta} \left| \int_{\zeta}^{\xi} \frac{\exp(i\sigma t) dt}{\{[1 + i\beta_0(t - t_s)][1 + i(t - t_1)/\beta_0]\}^{1/2}} \right|^2 \quad (4)$$

对于曲率半径对称的倍频腔,像散参量 $t_1 = t_s = 0$, $\sigma = \Delta n k_1 L_0/\zeta$ 为一表示寻常光与非寻常光之间相位匹配程度的参量, Δn 为相应的折射率差。图 7 给出当 σ 变化时,Boyd-Kleinman 聚焦因子的变化情况。 β_0 为一表征晶体内聚焦高斯光束的瑞利距离对称性的参量

$$\beta_0 = (z_s/z_1)^{1/2} \quad (5)$$

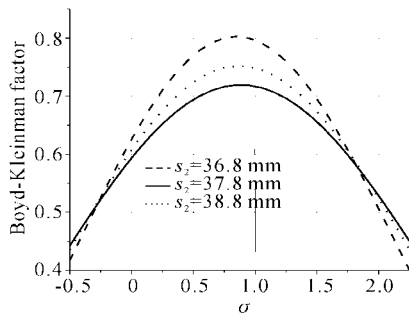


Fig. 7 Boyd-Kleinman factor as a function of σ

利用 Boyd-Kleinman 聚焦因子,可以得出非线性转换因子 $\gamma_{sh} = \gamma_0 L_0 h(B, \zeta)$, 其中

$$\gamma_0 = 2d_{\text{eff}}^2 k_1^3 / (\pi n_a^2 \epsilon_0 c)$$

k_1 为基频波的波矢, n_a 为达到相位匹配时晶体的折射率, ϵ_0 为真空介电常量, c 为真空光速。若入射基频光功率为 p_{in} , 反射镜 M_2 、 M_3 、 M_4 对基频波的反射率均为 R , 倍频晶体端面每面基频波的透过率为 T , 晶体材料对基频波的吸收系数为 δ , 则在 M_1 的反射率为最佳耦合反射率时, 腔内基频波功率 p_c 为^[17],

$$p_c = \frac{1 - t_c}{2t_c \gamma_{sh}} \left\{ \left[1 + \frac{4t_c \gamma_{sh} p_{in}}{(1 - t_c)^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (6)$$

其中 $t_c = R^3 T^2 \exp(-\delta L_0)$ 。利用上式,可进一步得到二次谐波功率为 $P_{sh} = \gamma_{sh} p_c^2$ 。由于倍频非线性作用产生的损耗等效为透过率 $t_{sh} = 1 - \gamma_{sh} p_c$, 由“阻抗匹配”条件可得 M_1 反射镜的最佳反射率为 $R_m = t_c t_{sh}$ 。由此可进一步得出倍频腔内基频波功率的增强比为 $\rho = p_c/p_{in}$, 倍频效率为 $\eta = p_{sh}/p_{in}$ 。

3 实 验

采用单块晶体的主要参量为 $L_1 = 10$ mm, $L_2 = 1.06$ mm, 入射角 $\alpha = 45^\circ$, 离面角 $\beta = 45^\circ$, 晶体厚度 3 mm, 晶体内光束的环路长度为 30 mm, 对应纵模间隔为 5.417 GHz。用中国科学院半导体研究所生产的 2 W 商品半导体激光器作为抽运光源。中心波长为 809 nm, 发射孔径为 $1 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ 。为了有效利用激光功率并简化抽运光学系统,在半导体激光器内部装上了镀有增透膜的微型柱面镜。经过该柱面镜后,功率损耗约为 5%,在平行与垂直于半导体激光器的发射结的方向上,光束发散角 $\theta_1 \times \theta_{//} = 8^\circ \times 8^\circ$ 。两个焦距为 20 mm 的透镜镀有 808 nm 波长增透膜,用于抽运光束的收集和聚焦,实现抽运光束与晶体之间能量的传递。

单块晶体放在由两块平行而反向放置的永久磁铁产生的磁场中,永久磁铁为钕铁硼(Nd:iron:boron)材料构成,表面磁场最强处为 0.54 T,可以通过改变单块晶体与永久磁铁之间的距离来改变晶体内的磁场强度。实验发现,由于采用了半非平面单块环形激光器结构,当晶体内的磁场小于 0.1 T 时,仍然可实现稳定的单向激光运转。单块激光器 1064 nm 激光振荡的阈值为 644 mW,当抽运功率为 1.403 W 时,可得到激光单向单频运转输出功率 597 mW,斜效率为 55%。输出激光的功率稳定度可达到 $\pm 0.1\%$ 。实验中对半导体激光器和单块晶体分别进行控温,通过改变单块晶体的温度可以调谐激光频率。用频率分辨率为 4 GHz 的扫描标准具测量激光频率的调谐速率和范围,其结果为,温度对频率的调谐速率约为 3 GHz/ $^\circ\text{C}$,单频调谐范围可达 6 GHz,频率调谐范围为 5 个单频调谐范围以上。单块激光器输出功率和入射抽运功率之间的关系如图 8 所示。

为了实现单块激光器与倍频腔之间的模式匹配,有必要知道单块激光器输出光束的光腰大小和位置。

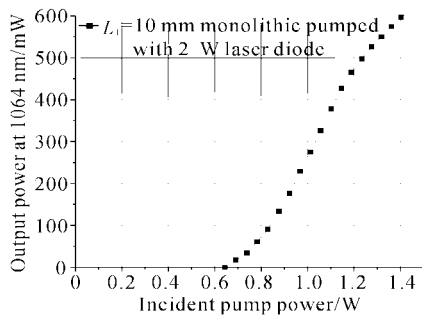


Fig. 8 Output power of the monolithic ring laser

在实验中采用小孔法测量光腰参量。如图 9 所示,为了提高单块激光器的输出光束中正交空间方向上的光腰对称性,首先在单块输出面附近加入一个校正棱镜,使之成为圆对称光束,然后测量光腰参量。

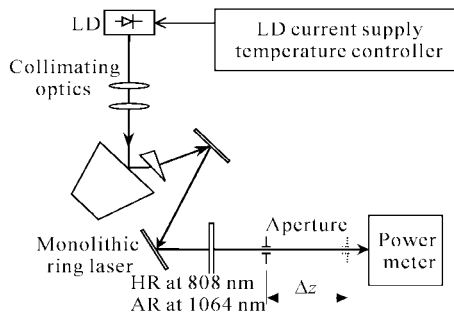


Fig. 9 Measurement of the beam waist of fundamental wave

设单块激光器输出光束经棱镜后成为圆对称高斯光束,具有光腰半径 w_0 ,小孔直径为 d ,光腰距小孔第一次测量(实线表示)时的距离为 z_0 ,测得的功率为 p_1 ,测量得到的光斑半径为 w_1 ,第二次小孔测量(虚线表示)与第一次测量时的小孔向后位移为 Δz ,测得的功率为 p_2 ,测量得到的光斑半径为 w_2 ,不加小孔时测量的功率为 p ,根据高斯光束性质,可以由此导出 w_0 和 z_0 。制作并测量了 0.3~2 mm 之间一系列小孔的直径,然后用其测量光斑半径,得到了自洽的结果。当单块激光器输出功率在 570 mW 时,测得单块激光器输出光束的光腰半径约为 0.2 mm,其位置几乎位于单块晶体的输出耦合面上。

根据前面倍频腔的理论分析,可以得出倍频腔几何参量为:球面镜曲率半径 30.2 mm,球面镜之间的距离 37.8 mm,平面镜之间的距离 87 mm,镜面上的入射角 10° ,倍频晶体长度为 10 mm,由此可得晶体内的光腰为 $w_{01t} = 29.34 \mu\text{m}$, $w_{01s} = 29.60 \mu\text{m}$,两平面镜之间的光腰为 $w_{02t} = 168.98 \mu\text{m}$, $w_{02s} = 211.76 \mu\text{m}$,倍频腔的稳定性因子为 $g_s =$

0.119 和 $g_s = -0.324$,利用前面给出的匹配透镜计算公式,用焦距 $f = 200 \text{ mm}$ 的一对组合透镜,可得到单块晶体距匹配透镜的距离,两匹配透镜之间距离,以及匹配透镜距倍频腔的距离。

根据上述数据,可进一步得到倍频的物理参量为:聚焦参量 $\zeta = 0.886$,Boyd-Kleinman 聚焦因子 $h = 0.719$,相位失配系数 $\sigma = 0.85$,对应折射率失配 $\Delta n = 1.275 \times 10^{-5}$,对称性参量 $\beta_0 = 1.0089$,非线性转换因子 $\gamma_{\text{sh}} = 1.62 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ 。采用的反射镜和晶体的损耗为,平面镜 1064 nm 波长反射率 $R = 0.995$,凹面镜相应反射率 $R = 0.994$,倍频晶体表面基波光束透过率为 0.996,倍频晶体传输损耗 0.002 cm^{-1} 。在红外(IR)输入功率 $P_{\text{in}} = 577 \text{ mW}$,理论计算出腔内功率 $p_c = 12.45 \text{ W}$,腔内功率增强比 $\rho = 21.6$,倍频光功率 $p_{\text{sh}} = 251.2 \text{ mW}$,耦合镜最佳透过率 $T = 0.95$,倍频效率 $\eta = 43.5\%$,倍频腔的精细度 $F = 67$ 。在倍频实验中,实际采用的倍频腔耦合镜反射率为 0.94,在输入红外基波功率为 577 mW 时,得到的倍频波功率最大为 249.5 mW,对应倍频效率约为 43.2%,与理论计算值比较接近。倍频功率和效率如图 10 所示。在单端输出出倍频功率为 190 mW 附近时,在倍频腔锁定后,测量得到的倍频功率稳定度优于 1%,如图 11 所示。

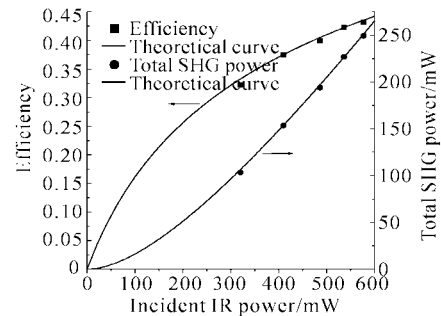


Fig. 10 Total SHG power and efficiency vs. incident IR power

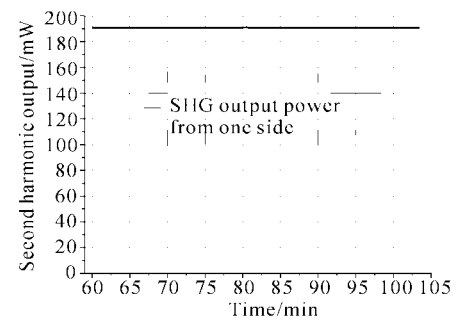


Fig. 11 Power stability of the second harmonic output

结论 采用半非平面单块环形激光器和环形外腔倍频技术,获得了功率 249.5 mW 的 532 nm 波长的绿光输出,倍频效率 43.2%,实现了倍频腔与激光器之间的跟踪锁定,倍频光功率稳定性优于 1%,并可以实现大范围单模运转激光频率的连续调谐。上述结果,为进一步开展激光频率稳定,打下了必要的基础。

参 考 文 献

- 1 Arie A, Byer R L. Laser heterodyne spectroscopy of $^{127}\text{I}_2$ hyperfine structure near 532 nm. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(11):1990~1997
- 2 Hong Fenglei, Ishikawa J. Hyperfine structures of the R(122)35-0 and P(84)33-0 transitions of $^{127}\text{I}_2$ near 532 nm. *Opt. Commun.*, 2000, **183**(1~4):101~108
- 3 Arie A, Schiller S, Gustafson E K *et al.*. Absolute frequency stabilization of diode-laser-pumped Nd:YAG lasers to hyperfine transitions in molecular iodine. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(17):1204~1206
- 4 Arie A, Byer R L. Frequency stabilization of the 1064-nm Nd:YAG lasers to Doppler-broadened lines of iodine. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(36):7382~7386
- 5 Eickhoff M L, Hall J L. Optical frequency standard at 532 nm. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1995, **44**(2):155~158
- 6 Hong Fenglei, Ishikawa J. A compact I_2 -stabilized Nd:YAG laser. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1997, **36**(7A):196~198
- 7 Hong Fenglei, Ishikawa J, Yoda J *et al.*. Frequency comparison of $^{127}\text{I}_2$ -stabilized Nd:YAG lasers. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1999, **48**(2):532~536
- 8 Cordiale P, Galzerano G, Schnatz H. International comparison of two iodine-stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at $\lambda=532$ nm. *Metrologia*, 2000, **37**:177~182
- 9 Kane T J, Byer R L, Zhou B K. Monolithic single-mode Nd:YAG ring laser. CLEO '84, USA, Digest, WM3, 114~116 (1984)
- 10 Kane T J, Byer R L. Monolithic unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(2):65~67
- 11 Paschotta P, Kurz P, Henking R *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
- 12 Schneider K, Schiller S, Mlynec J. 1-W single-frequency 532-nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(24):1999~2001
- 13 Zhang Kuanshou, Zhang Jing, Xie Changde *et al.*. Efficient second harmonic generation of 1.06 μm using an external resonator. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 1998, **18**(8):1367~1369 (in Chinese)
- 14 Hadjar Y, Ducos F, Accf O. Stable 120-mW green output tunable over 2 THz by a second-harmonic generation process in a KTP crystal at room temperature. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18):1367~1369
- 15 Nilsson A C, Gustafson E K, Byer R L. Eigenpolarization theory of monolithic monolithic nonplanar ring oscillators. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **25**(4):767~790
- 16 Boyd G D, Kleinman D A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**(8):3597~3639
- 17 Byer R L. *Parametric Oscillators and Nonlinear Materials*. In: Harper P G, Wherrett B S Eds. *Nonlinear Optics*, San Francisco: Academic Press, 1997. 47~160,

Stable Second Harmonic Generation Using a Monolithic Ring Laser and an External Ring Cavity

Zang Erjun Cao Jianping Zhong Mingchen Li Chengyang Shen Naicheng
(Joint Laboratory of Advanced Technology in Measurements of China,
National Institute of Metrology, Beijing 100013)

Hong Dongmei Cui Lianrong Zhu Zhen Liu Anhan
(North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015)

(Received 18 April 2002; revised 5 July 2002)

Abstract: A monolithic ring laser and an external ring cavity for frequency doubling are used to generate 532 nm green radiation. With MgO:LiNbO₃ as a laser frequency doubling crystal, 249.5 mW second harmonic generation from 577 mW IR input power was obtained. The efficiency is 43.2% and power stability is better than 1%. Theoretical calculation is in good agreement with the experimental result.

Key words: monolithic ring laser; external ring laser; second harmonic generation