

高重复频率谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器实验特性研究

王劲昆, 胡淼*, 许蒙蒙, 姬莹莹, 厉泽荣, 李浩珍, 毕美华, 周雪芳

杭州电子科技大学通信工程学院, 浙江 杭州 310018

摘要 研究了高重复频率的谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器。理论证明了当增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近最简分数时, 激光器的纵模模式间距可以被修改为增益介质自由光谱范围的整数倍, 并对谐波锁模脉冲输出。开展了相关实验, 结果表明, 当泵浦功率为 6.57 W, 增益介质和谐振腔的光学长度分别为 11.0 mm 和 25.8 mm 时, 对应最简分数为 3/7, 获得了 3 倍增益介质自由光谱范围的模式间距纵模分布, 对应谐波锁模脉冲的重复频率为 40.92 GHz, 平均输出功率为 790.7 mW。实验还发现, 当固定增益介质的光学长度时, 获得的谐波锁模脉冲输出对应的谐振腔腔长存在锁定范围, 进一步验证了谐振腔腔长锁定范围与增益介质的光学长度成正比。

关键词 激光器; 激光技术; Nd:YVO₄ 晶体; 高重复频率; 谐波锁模

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL231112

1 引言

高重复频率的激光脉冲光源可用于高速光通信^[1]、光时钟^[2-3]、无线通信^[4-6]、大容量光网络^[7]、量子通信^[8-9]和激光测距^[10-11]等领域。为了实现高重复频率的激光脉冲光源, 研究者提出了许多方法, 包括自锁模激光器^[12-16]、被动锁模固体激光器^[17]、基于量子势垒法布里-珀罗激光器^[18-19]、谐波锁模掺铒光纤激光器^[20]和基于量子阱法布里-珀罗锁模激光器^[21]等。自锁模激光器由于结构紧凑、腔损耗低等优点, 是一种很有前途的获得高重复频率激光脉冲信号的方法。理论上要实现高重复频率的自锁模激光脉冲, 需要激光腔长非常短, 但短腔长的固体激光器却难以实现高功率输出^[22]。谐波自锁模是在腔内引入法布里-珀罗(F-P)效应, 使激光器的模式间距被修改为 F-P 腔自由光谱范围的整数倍, 实现对应 F-P 腔模式的谐波锁模脉冲输出^[23]。因此谐波自锁模激光器可以同时满足高重复频率和高功率输出两个条件。目前, 全世界多个研究团队已经在多种固态激光器中实现了谐波自锁模的操作。2013 年, Chen 等^[24]对 Yb:YAG 晶体进行镀膜以实现谐波锁模的 F-P 腔, 调整谐振腔的光学长度, 使 Yb:YAG 晶体与谐振腔的光学长度的比值接近 3/11, 最终在 Yb:YAG 自锁模激光器中实现了重复频率为 240 GHz 的锁模脉冲输出, 对应 Yb:YAG 晶体 F-P 腔自由光谱范围的三次谐波。2016 年, Sung 等^[25]从数值上验证了当谐振腔的光学长度与腔内 F-P 腔的光

学长度成某比率时, 谐振腔的模式间距可以被修改为 F-P 腔自由光谱范围的数倍。在实验中, 利用晶体后端面与输入凹镜构成 F-P 腔, 调整谐振腔的光学长度, 使其与 F-P 腔的光学长度比值接近 20/3。在 Nd: Sr₃Y₂(BO₃)₄ 晶体激光器中实现了重复频率为 110 GHz 的锁模脉冲输出, 对应 F-P 腔自由光谱范围的三次谐波。2018 年, Wang 等^[26]发现, 激光晶体的放大标准具效应引起的带有梳状滤波器的腔内脉冲整形机制, 可以改变激光腔模式间距, 并通过微调激光束和激光晶体光轴的夹角, 实现了重复频率为 22.4 GHz 的锁模脉冲输出, 对应激光晶体 F-P 腔自由光谱范围的三次谐波。

本文提出了一种基于 Nd:YVO₄ 晶体的高重复频率谐波自锁模激光器。在实验中, 对增益介质进行镀膜, 使增益介质内部形成 F-P 腔。精确调节谐振腔的光学长度, 使增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近最简分数 3/7, 成功实现了激光波长为 1064 nm 的锁模脉冲输出, 对应增益介质自由光谱范围的三次谐波。本文共分为五个部分, 第二部分描述了实验装置, 第三部分进行了理论分析和实验仿真, 第四部分讨论了实验结果, 最后一部分给出了实验结论。

2 实验装置

谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器的实验装置如图 1 所示, 其中图 1(a)是原理图, 图 1(b)是实物图。泵浦源选用输出功率为 40 W、中心波长为 808 nm 的光纤

收稿日期: 2023-08-14; 修回日期: 2023-09-20; 录用日期: 2023-10-11; 网络首发日期: 2023-11-13

基金项目: 国家自然科学基金(62105179)、浙江省基础研究与发展计划(2023C03014)、浙江省自然科学基金联合基金(LZY21F050001)、浙江省重点研究与发展项目(2022C03037)

通信作者: *miao_hu@foxmail.com

耦合激光二极管, 光纤芯径为 $105\ \mu\text{m}$, 数值孔径为 0.22。泵浦光束经过一个焦距(f)为 28 mm、耦合效率为 85% 的非球面透镜会聚到增益介质中。增益介质是 Nd^{3+} 离子掺杂浓度(原子数分数)为 1.0%、横截面尺寸为 $3\ \text{mm} \times 3\ \text{mm}$ 、折射率为 2.2 的 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体。晶体的后端表面镀有增透膜(AR@808 nm, 反射率 $R \leq 0.2\%$)和高反射膜(HR@1064 nm, $R \geq 99.8\%$), 前端表面镀有增透膜(AR@808 nm & 1064 nm, $R \leq 0.2\%$)。晶体被包裹在 0.1 mm 厚的铝箔中, 使其与热

沉充分接触。热沉外部连接热电冷却器进行温度控制, 采用水循环装置对热电冷却器进行散热, 温控精度为 $\pm 0.1\ ^\circ\text{C}$ 。输出镜(M)是平面镜, 镀有高反射膜(HR@1064 nm, $R = 95\%$; HR@808 nm, $R \geq 99.8\%$)。激光输出脉冲轨迹由光电二极管(能够检测的脉冲重复频率最高为 $18\ \text{GHz}@3\ \text{dB}$ 带宽)检测, 并显示在带宽为 12 GHz、采样率为 $40\ \text{GSa} \cdot \text{s}^{-1}$ 的数字示波器上。激光光谱由光谱分析仪检测, 分辨率为 0.01 nm。激光输出功率由光功率计测量, 分辨率为 0.1 mW。

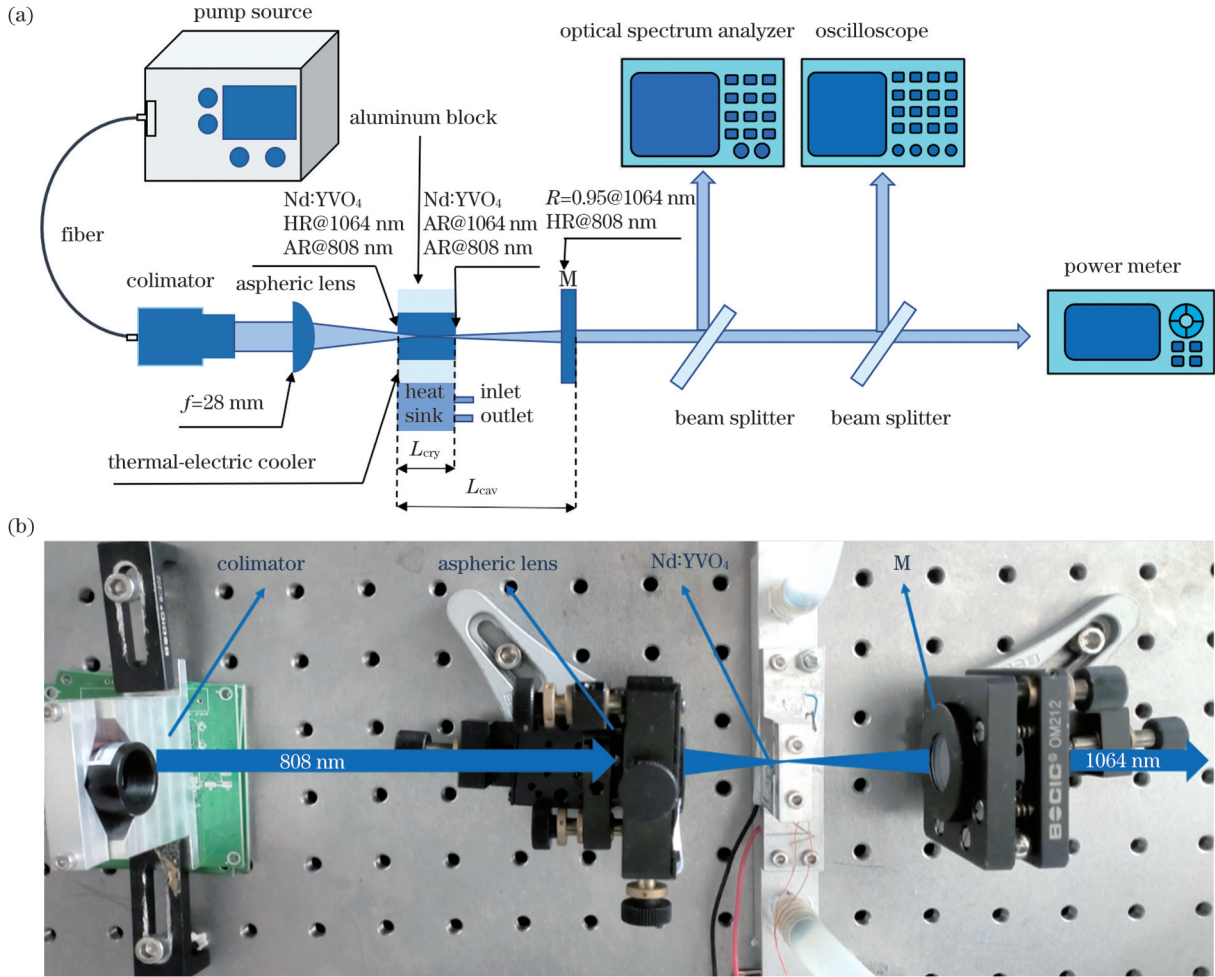


图1 谐波自锁模Nd:YVO₄激光器实验装置图。(a)原理图;(b)实物图

Fig. 1 Experimental setup for harmonic self-mode-locked Nd:YVO₄ laser. (a) Schematic; (b) photograph

由于 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体前后端面镀膜, $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体将形成 F-P 腔。在实验中, 通过移动输出镜 M, 改变激光器谐振腔的光学长度。当 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体与谐振腔的光学长度的比值呈简分数关系时, 激光输出为对应 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体 F-P 腔自由光谱范围的谐波锁模脉冲。

3 理论分析及仿真

如图 1 所示, 增益介质 $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ 晶体后端面和输出镜 M 构成谐振腔, 晶体自身则构成 F-P 腔。对于图 1 所示的激光器, 谐振腔的纵模模式间距

($\Delta\lambda_c$) 为

$$\Delta\lambda_c = \frac{\lambda_0^2}{2[L_{\text{cav}} + (n-1)L_{\text{cry}}]} = \frac{\lambda_0^2}{2L_{\text{cav}}^*}, \quad (1)$$

式中: λ_0 为中心波长; L_{cav} 为谐振腔的物理长度; n 为增益介质的折射率; L_{cry} 为增益介质的物理长度; L_{cav}^* 为谐振腔的光学长度。F-P 腔的纵模模式间距 ($\Delta\lambda_{\text{FP}}$) 为

$$\Delta\lambda_{\text{FP}} = \frac{\lambda_0^2}{2nL_{\text{cry}}} = \frac{\lambda_0^2}{2L_{\text{cry}}^*}, \quad (2)$$

式中: L_{cry}^* 为增益介质的光学长度。由式(1)、(2)可得

$$\frac{\Delta\lambda_c}{\Delta\lambda_{FP}} = \frac{L_{cry}^*}{L_{cav}^*} \quad (3)$$

由式(3)可知,谐振腔和F-P腔的纵模模式间距之比与两者的光学长度之比相关。图2展示了当 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 2/5, 3/7$ 时,利用标准具效应对激光纵模进行选模的过程。图2(a1)~(a3)是当 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 2/5, 3/7$ 时,F-P腔透射峰曲线和谐振腔的原始纵模光谱。其中:高曲线是线宽为 Γ_{FP} 的F-P腔透射率曲线,自由光谱范围固定为 $\Delta\lambda_{FP}$;矮曲线是线宽分别为 Γ_{1c}, Γ_{2c} 和 Γ_{3c} 的谐振腔的原始纵模光谱,分别以 $\Delta\lambda_{1c}, \Delta\lambda_{2c}$ 和 $\Delta\lambda_{3c}$ 的间距均匀分布。原始纵模在穿过周期性的F-P腔透射峰曲线后,在透射率高的地方被保留,在透射率低的地方被抑制,最终经过F-P腔选模后纵模不再以原始间距均匀分布。在相同的F-P

腔透射峰曲线下,当改变谐振腔的光学长度时,谐振腔的原始纵模模式间距会随之改变,选模后的纵模模式间距也会随之改变。当F-P腔自由光谱范围与谐振腔的原始纵模模式间距呈一定比例时,谐振腔纵模模式间距会被等比例修改。如图2(b1)~(b3)所示,当 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 2/5, 3/7$,即谐振腔的原始纵模模式间距与F-P腔自由光谱范围的比值分别为 $1/3, 2/5, 3/7$ 时,纵模模式间距被修改为谐振腔原始纵模模式间距的 $3, 5, 7$ 倍,同时也是F-P腔自由光谱范围的 $1, 2, 3$ 倍。根据仿真结果可知,当增益介质与谐振腔的光学长度的比值为简分数 q/p (q, p 都是正整数)时,激光器纵模模式间距被修改为原始纵模模式间距的 p 倍,同时也是增益介质自由光谱范围的 q 倍。

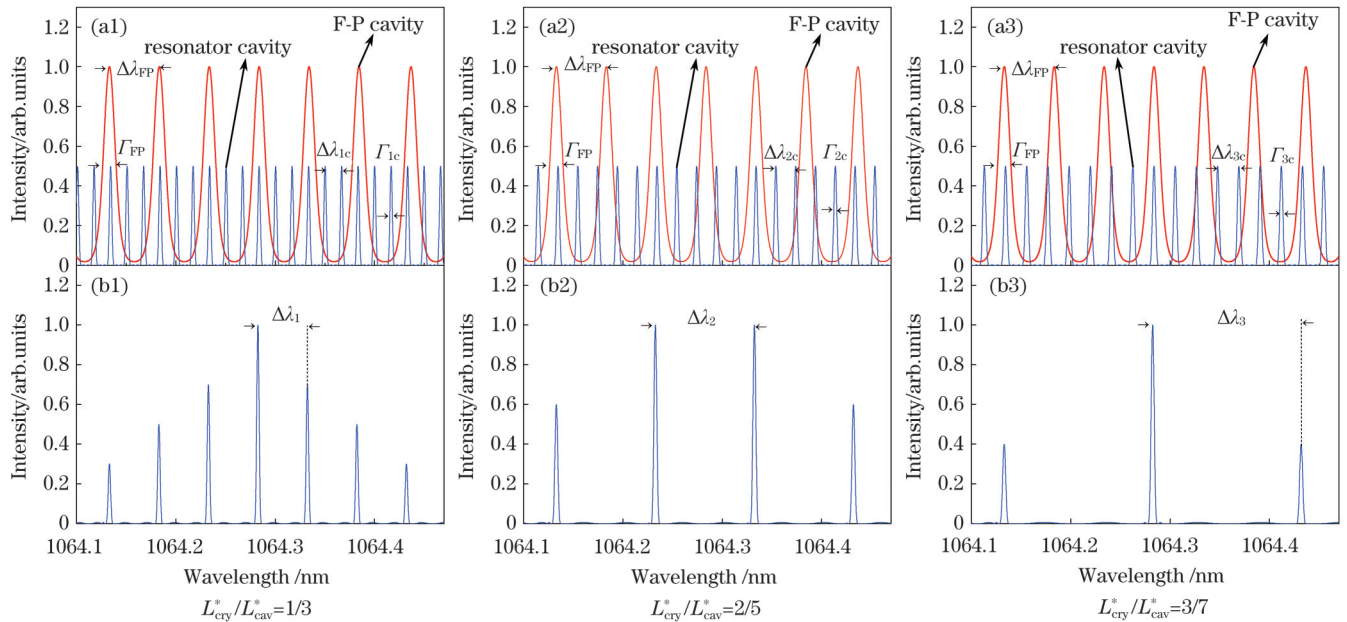


图2 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 2/5, 3/7$ 时F-P腔的选模示意图。(a1)~(a3)F-P腔透射峰曲线和谐振腔原始纵模光谱;(b1)~(b3)选模后的纵模光谱

Fig. 2 When $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 2/5, 3/7$, schematic diagram of F-P cavity mode selection. (a1)~(a3) Transmittance peak curves of F-P cavity and original longitudinal-mode spectra of resonator cavity; (b1)~(b3) longitudinal mode spectra after mode selection

假设激光纵模在谐振腔内锁相,则激光的频率分布 $I(\lambda)$ 可以由阻尼谐波振荡器模型描述,即

$$I(\lambda) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-M}^M \frac{a_m \Gamma_c (\lambda - \lambda_0) \gamma_c}{[(\lambda - \lambda_0) - m \Delta\lambda_c]^2 + [(\lambda - \lambda_0) \gamma_c]^2}, \quad (4)$$

式中: λ 为激光波长; λ_0 为中心波长; M 为谐振腔内的激光纵模模式数; m 为第 m 个激光纵模; a_m 为第 m 个激光纵模的加权系数; Γ_c 为谐振腔的线宽; γ_c 为谐振腔的阻尼常数。由于增益介质形成F-P腔,故引入标准具效应对激光纵模进行调制。假设F-P腔的激光纵模的分布是高斯型的,则激光的频率分布通过有效传输函数进行调制。

$$I(\lambda) = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-M}^M \frac{a_m \Gamma_c (\lambda - \lambda_0) \gamma_c}{[(\lambda - \lambda_0) - m \Delta\lambda_c]^2 + [(\lambda - \lambda_0) \gamma_c]^2} \cdot \sum_{n=-N}^N \frac{b_n \Gamma_{FP} (\lambda - \lambda_0) \gamma_{FP}}{[(\lambda - \lambda_0) - n \Delta\lambda_{FP}]^2 + [(\lambda - \lambda_0) \gamma_{FP}]^2}, \quad (5)$$

式中: N 为F-P腔内的激光纵模模式数; n 为第 n 个激光纵模; b_n 为第 n 个激光纵模的加权系数; Γ_{FP} 为F-P腔的线宽; γ_{FP} 为F-P腔的阻尼常数。图3(a)~(c)是当 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3, 1.03/3, 1.1/3$ 时,对式(3)进行傅里叶变换获得的时序仿真图。当 $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3$ 时,激光输出为良好的谐波锁模脉冲。当 L_{cry}^*/L_{cav}^* 变为 $1.03/3$ 时,激光输出的谐波锁模脉冲会出现幅度抖动现象。再次改变 L_{cry}^*/L_{cav}^* 为 $1.1/3$ 时,激光输出呈现多脉冲锁

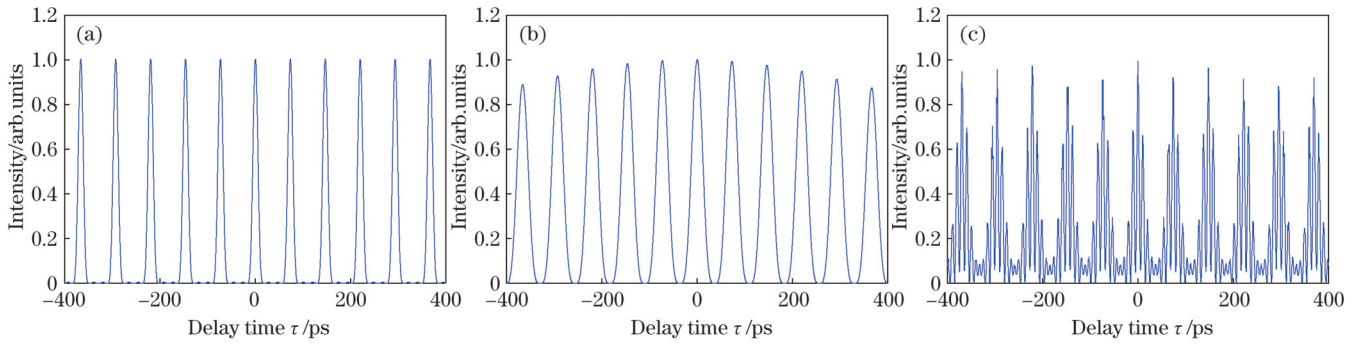


图 3 时域仿真图。(a) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1/3$; (b) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1.03/3$; (c) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1.10/3$

Fig. 3 Time domain simulation diagrams. (a) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1/3$; (b) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1.03/3$; (c) $L_{\text{cry}}^*/L_{\text{cav}}^*=1.10/3$

模特征。根据仿真结果可知,只有当增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近简分数 q/p 时,才能获得良好的谐波锁模脉冲。

4 实验结果与讨论

在实验中,改变谐振腔的光学长度,使 Nd:YVO₄ 晶体与谐振腔的光学长度形成最简分数的比例关系,以实现谐波锁模脉冲输出。为了验证谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器的普适性,选取了四个不同长度的 Nd:YVO₄ 晶体作为谐波自锁模激光器的增益介质。在实验中,固定谐振腔的物理长度为 100 mm,对这四组不同长度晶体的谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器进行了详细测量,以评估其输出性能。四组晶体的物理长度分别为 5、10、16、20 mm,对应的光学长度 L_{cry}^* 分别

为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm。图 4(a)~(b)是四组激光器的输出功率和光束质量图。如图 4(a)所示,当 $L_{\text{cry}}^*=11$ mm,泵浦功率为 6.57 W 时,激光器的输出功率为 790.7 mW,对应的斜效率和光学转换效率分别为 11.91% 和 12.02%。随着 L_{cry}^* 增加到 22.0、35.2、44.0 mm 时,输出功率增加至 880.5、982.9、1047.6 mW,斜效率增加至 13.33%、13.38%、14.93%,光学转换效率增加至 14.94%、15.95%、15.97%。如图 4(b)所示,当 $L_{\text{cry}}^*=11$ mm 时,光束质量 (M^2) 为 1.35,表现出最佳的光束质量。随着 L_{cry}^* 增加到 22.0、35.2、44.0 mm,光束质量 M^2 增加到 1.46、1.62、1.75。实验结果表明,随着 Nd:YVO₄ 晶体光学长度的增加,谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器的输出功率增加,斜效率和光学转换效率也增加,但光束质量变差。

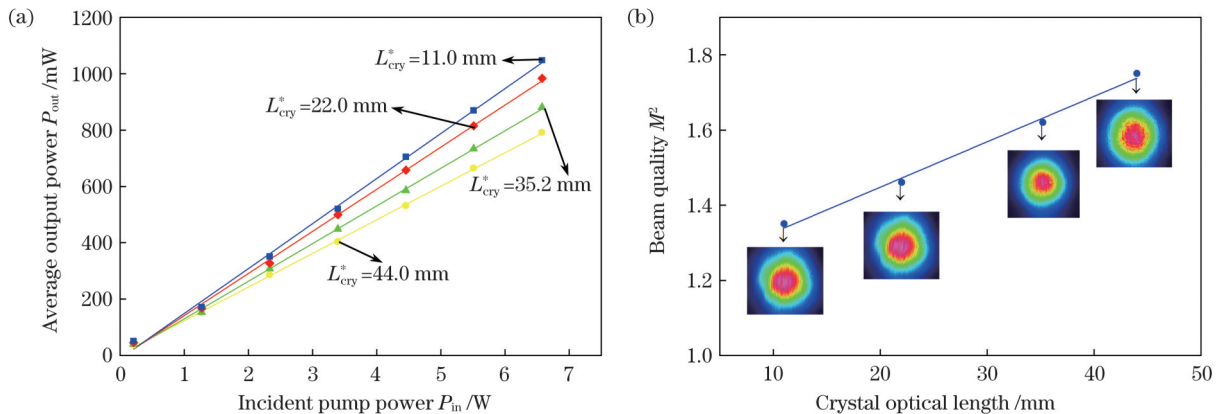


图 4 四组激光器的输出功率和光束质量图。(a) 平均输出功率与抽运功率的关系(点为数据,线为拟合线);(b) 输出的光束质量
Fig. 4 Output power and beam quality values of four groups of lasers. (a) Average output power versus incident pump power (dot is data and line is fitted curve); (b) output beam quality

在实验中,固定四组激光器的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm。通过对谐振腔的光学长度进行全面扫描,发现当增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近最简分数 q/p 时,激光器的纵模模式间距被修改为增益介质自由光谱范围的 q 倍。由于光谱分析仪的测量精度有限,激光纵模模式间距的第三位小数是估计值。图 5(a1)~(d1)是增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近 1/3 时四组激光器的激光光谱图,对应的增益介质的光学长度分别为

11.0、22.0、35.2、44.0 mm,对应的谐振腔的光学长度分别为 33.2、66.5、106.3、132.6 mm,此时四组激光器对应的纵模模式间距分别为 0.050、0.025、0.016、0.013 nm。图 5(a2)~(d2)是增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近 2/5 时四组激光器的激光光谱图,对应的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm,对应的谐振腔的光学长度为 27.8、55.2、88.2、110.4 mm,此时四组激光器对应的纵模模式间距分别为 0.100、0.050、0.032、0.026 nm。图 5(a3)~

(d3)是增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近 $3/7$ 时四组激光器的激光光谱图,对应的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm,对应的谐振腔的光学长度分别为 25.8、55.2、88.2、110.4 mm,此时四组激光器对应的纵模模式间距分别为 0.150、0.075、0.048、0.039 nm。实验中,四组激光器的增益介质自身构成了 F-P 腔,引入标准具效应对激光进行调制。根据 F-P 腔的纵模模式间距计算公式 $\Delta\lambda_{FP} = \lambda_c^2 / (2L_{cav}^*)$,推出四组激光器 F-P 腔的纵模模式间距分别为 0.051、0.025、0.016、0.013 nm。观察图 5(a1)~

(d1)、(a2)~(d2)、(a3)~(d3)发现:图 5(a1)~(d1)对应的纵模模式间距分别是四组激光器 F-P 腔的纵模模式间距的 1 倍;图 5(a2)~(d2)对应的纵模模式间距分别是四组激光器 F-P 腔的纵模模式间距的 2 倍;图 5(a3)~(d3)对应的纵模模式间距分别是四组激光器 F-P 腔的纵模模式间距的 3 倍。实验结果表明,当调整谐振腔的光学长度,使增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近简分数 q/p 时,激光器纵模模式间距被修改为增益介质自由光谱范围的 q 倍,与上述的理论分析和仿真结果一致。

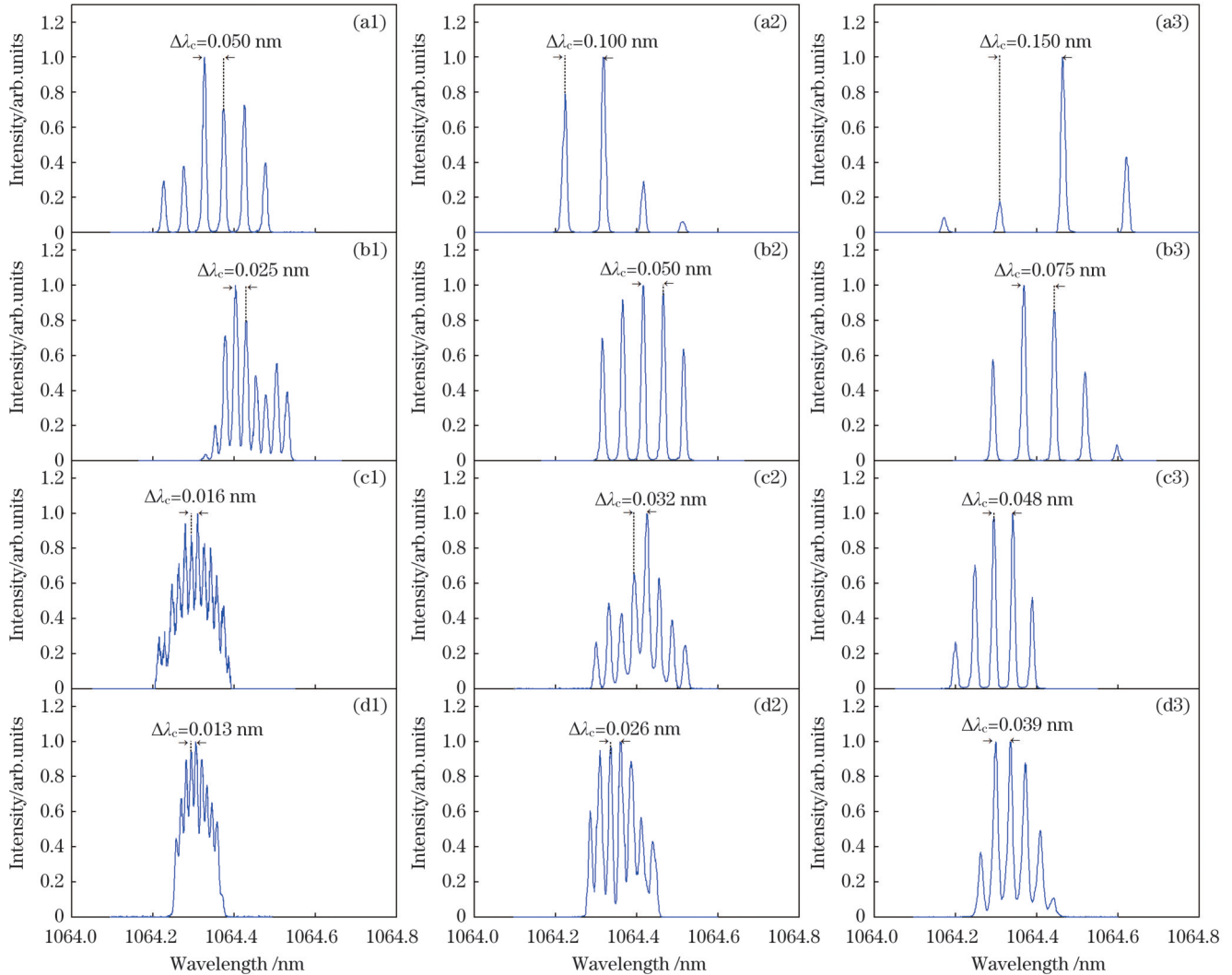


图 5 四组激光器的激光光谱图。(a1)~(d1) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3$; (a2)~(d2) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=2/5$; (a3)~(d3) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=3/7$
Fig. 5 Laser spectra of four groups of lasers. (a1)~(d1) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3$; (a2)~(d2) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=2/5$; (a3)~(d3) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=3/7$

在实验中,还发现当增益介质与谐振腔的光学长度的比值接近最简分数 q/p 时,激光输出为良好的锁模脉冲,对应增益介质自由光谱范围的 q 次谐波。由于数字示波器带宽限制为 12 GHz,故无法测量所有情况下的脉冲轨迹。为了得到所有情况下的脉冲轨迹,对图 5(a1)~(a3)、(b2)~(b3)、(c3)的激光光谱数据进行仿真,得到了相应的仿真脉冲波形图,分别如图 6(a1)~(a3)、(b2)~(b3)、(c3)所示。其余实验

脉冲轨迹图是通过光电二极管(能够检测的脉冲重复频率最高为 18 GHz@3 dB 带宽)测量得到的。图 6(a1)、(b1)、(c1)、(d1)是增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近 $1/3$ 时四组激光器的激光脉冲轨迹图,对应的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm,对应的谐振腔的光学长度分别为 33.2、66.5、106.3、132.6 mm。此时四组激光器对应的脉冲时间间隔(T_r)分别为 73.30、146.19、234.41、292.94 ps。

根据脉冲重复频率与脉冲时间间隔的倒数关系, 推出此时四组激光器对应的脉冲重复频率分别为 13.64、6.82、4.26、3.41 GHz。图 6(a2)、(b2)、(c2)、(d2) 是增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近 2/5 时四组激光器的激光脉冲轨迹图, 对应的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm, 对应的谐振腔的光学长度分别为 27.8、55.2、88.2、110.4 mm, 此时四组激光器对应的脉冲时间间隔分别为 36.70、73.30、117.36、146.83 ps, 同理推出此时四组激光器对应的脉冲重复频率分别为 27.28、13.64、8.52、6.82 GHz。图 6(a3)、(b3)、(c3)、(d3) 是增益介质与谐振腔的光学长度的比值非常接近 3/7 时四组激光器的激光脉冲轨迹图, 对应的增益介质的光学长度分别为 11.0、22.0、35.2、44.0 mm, 对应的谐振腔的光学长度为 27.8、55.2、88.2、110.4 mm。此时四组激光器对应的脉冲时间间隔分别为 24.40、48.90、78.20、

97.64 ps, 同理推出此时四组激光器对应的脉冲重复频率分别为 0.92、20.46、12.78、10.23 GHz。实验中, 四组激光器的增益介质自身构成了 F-P 腔。根据 F-P 腔脉冲重复频率计算公式 $\Delta f_{FP} = c/(2L_{cav}^*)$, 推出四组激光器 F-P 腔的脉冲重复频率分别为 13.64、6.82、4.26、3.41 GHz。观察图 6(a1)~(d1)、(a2)~(d2)、(a3)~(d3) 发现: 图 6(a1)~(d1) 对应的脉冲重复频率分别是四组激光器 F-P 腔的脉冲重复频率的 1 倍; 图 6(a2)~(d2) 对应的脉冲重复频率分别是四组激光器 F-P 腔的脉冲重复频率的 2 倍; 图 6(a3)~(d3) 对应的脉冲重复频率分别是四组激光器 F-P 腔的脉冲重复频率的 3 倍。实验结果表明, 当增益介质光学长度与谐振腔光学长度的比值接近简分数 q/p 时, 激光输出为对应增益介质自由光谱范围的 q 次谐波锁模脉冲。实验结果与上述理论分析和仿真结果一致。

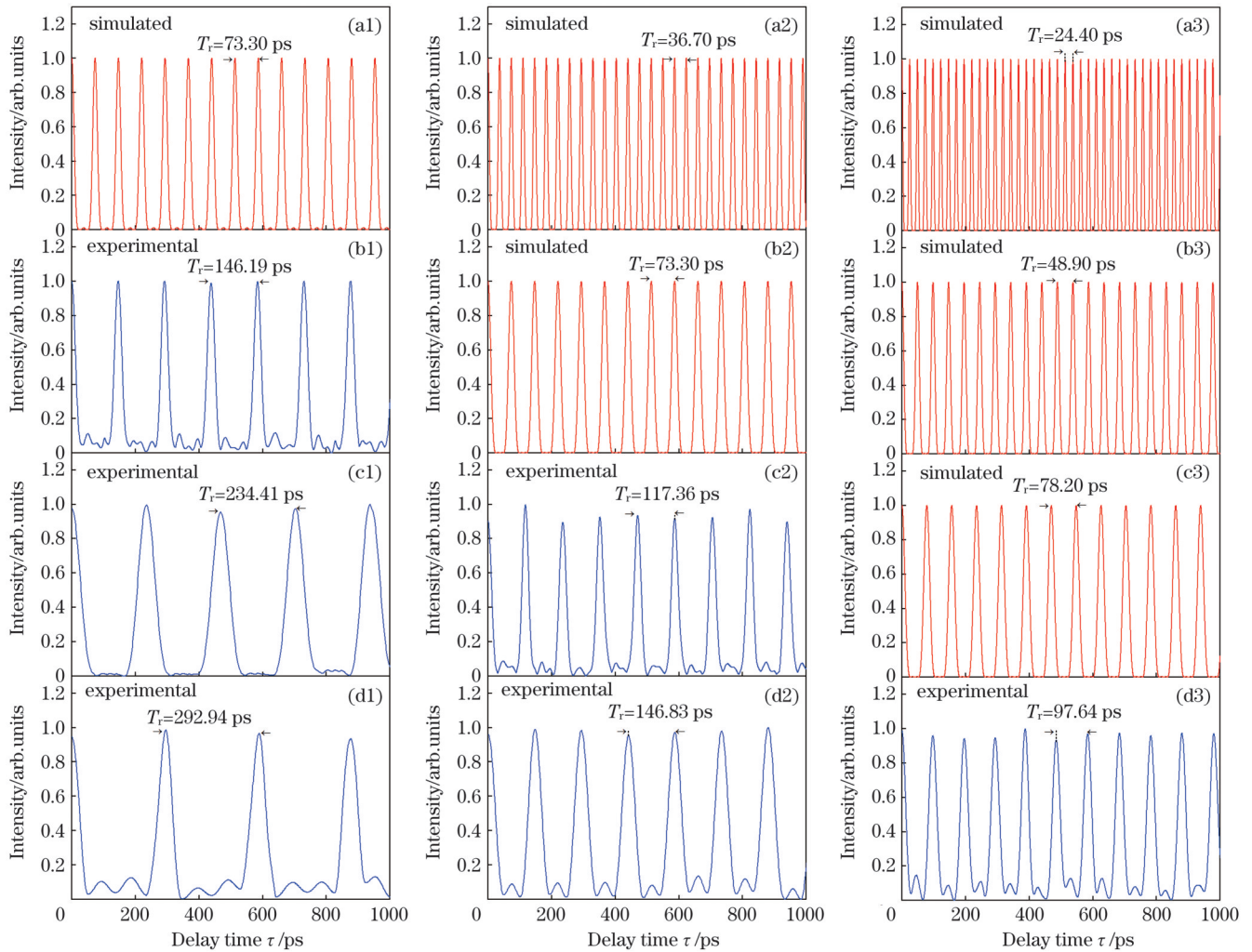


图 6 四组激光器的激光脉冲轨迹图。(a1)~(d1) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3$; (a2)~(d2) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=2/5$; (a3)~(d3) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=3/7$

Fig. 6 Laser pulse trajectories of four groups of lasers. (a1)~(d1) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=1/3$; (a2)~(d2) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=2/5$; (a3)~(d3) $L_{cry}^*/L_{cav}^*=3/7$

在实验中, 还观察到当固定增益介质的光学长度时, 谐振腔的光学长度存在一定的锁定范围。当谐振腔的光学长度超出这个锁定范围时, 激光器的输出

通常会呈现多脉冲锁模的特征, 这与图 3 的仿真结果一致。通过对四组不同增益介质长度的谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器进行实验研究, 发现谐振腔的光学长

度的锁定范围与增益介质的光学长度密切相关。图 7 是激光输出分别为对应增益介质自由光谱范围的一次谐波、二次谐波和三次谐波锁模脉冲时,谐振腔的光学长度的锁定范围与增益介质的光学长度的关系。当激光输出为对应增益介质自由光谱范围的一次谐波时,四组激光器谐振腔光学长度的锁定范围的评判标准分别是 1.8、3.5、5.7、7.1 mm;当激光输出为对应增益介质自由光谱范围的二次谐波时,四组激光器谐振腔光学长度的锁定范围的评判标准分别是 0.9、1.8、2.8、3.5 mm;当激光输出为对应增益介质自由光谱范围的三次谐波时,四组激光器谐振腔的光学长度的锁定范围的评判标准分别是 0.7、1.2、1.8、2.3 mm。观察实验结果发现:当增益介质的光学长度增大时,谐振腔的光学长度的锁定范围也会增大。实验结果表明,谐振腔的光学长度的锁定范围与增益介质的光学长度呈正相关。这一观察结果为设计和优化谐波自锁模激光器提供了重要的参考,可确保获得稳定的锁模脉冲输出。

为了验证激光输出的稳定性,选取了增益介质物理长度为 20 mm 的 Nd:YVO₄ 谐波自锁模激光器进行长时间观测,实时监测了激光输出的光谱漂移和脉冲幅度波动。图 8 展示了当激光输出分别为对应增益介质自由光谱范围的一次、二次和三次谐波时,激光光谱在半小时内的漂移情况以及激光脉冲在 100 ns 内的幅度波动情况。如图 8(a1)~(c1)所示,当激光输出分别为对应增益介质自由光谱

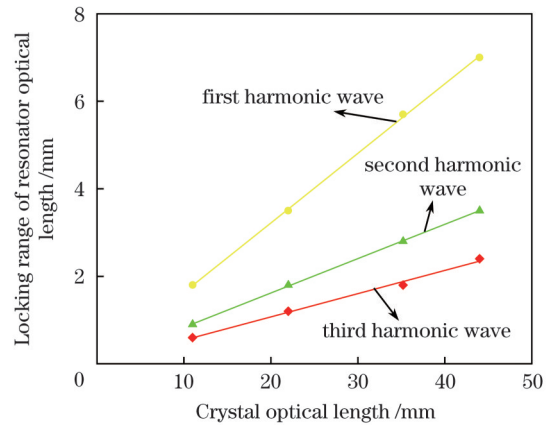


图 7 谐振腔光学长度的锁定范围与增益介质光学长度的关系 (点为数据,线为拟合线)
Fig. 7 Relationship between locking range of resonator optical length and optical length of gain medium (dot is data and line is fitted curve)

范围的一次、二次和三次谐波时,激光光谱在 30 min 内的漂移量($\Delta\lambda$)分别为 0.011、0.018、0.010 nm。如图 8(a2)~(c2)所示,当激光输出分别为对应增益介质自由光谱范围的一次、二次和三次谐波时,激光脉冲在 100 ns 内的幅度波动分别为 3.26%、4.85% 和 3.61%。实验结果表明,在长时间观测中,激光光谱基本保持稳定,漂移量极小,同时激光输出脉冲也基本保持稳定,脉冲幅度波动微小。这些结果表明,谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器具有出色的激光输出稳定性。

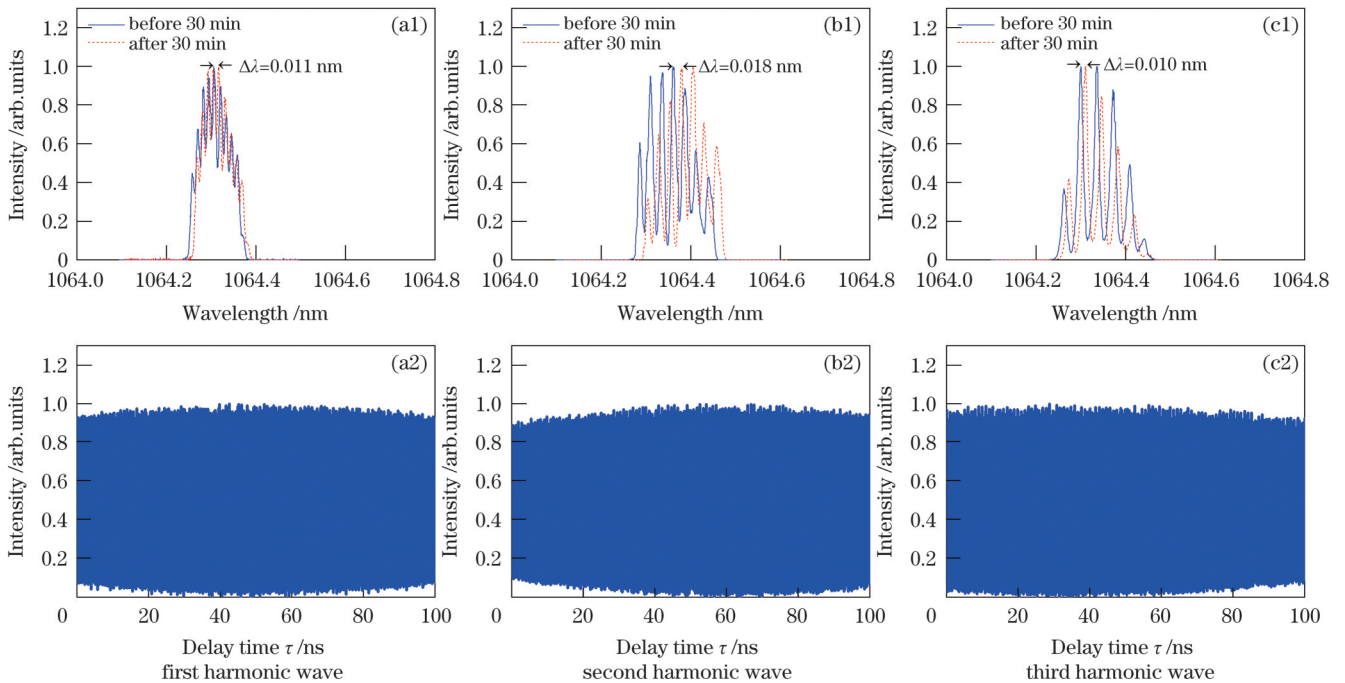


图 8 当激光输出分别为一次、二次和三次谐波时,激光光谱的漂移情况和激光脉冲幅度的波动情况。(a1)~(c1)激光光谱在 30 min 内的漂移情况;(a2)~(c2)激光脉冲在 100 ns 内幅度的波动情况
Fig. 8 Laser spectral drift and laser pulse amplitude fluctuations for first, second, and third harmonics. (a1)~(c1) Laser spectral drift within 30 min; (a2)~(c2) laser pulse amplitude fluctuation within 100 ns

5 结 论

成功实现了四组具有不同增益介质长度的 Nd:YVO₄ 激光器的谐波锁模脉冲输出。对比四组激光器发现,随着 Nd:YVO₄ 晶体光学长度的增加,谐波自锁模 Nd:YVO₄ 激光器的输出功率、斜效率和光学转换效率都增加,但光束质量变差。通过理论分析和实验研究发现,当增益介质的光学长度与谐振腔的光学长度的比值非常接近简分数 q/p 时,谐振腔的纵模模式间距被修改为增益介质的自由光谱范围的 q 倍,同时激光输出为对应增益介质自由光谱范围的 q 次谐波锁模脉冲。当增益介质和谐振腔的光学长度分别为 11.0 mm 和 25.8 mm 时,两者的比值非常接近 $3/7$,得到了重复频率为 40.92 GHz 和脉冲时间间隔为 24.4 ps 的三次谐波锁模脉冲。在 6.57 W 的泵浦功率下,平均输出功率可达 790.7 mW。此外,还发现了谐振腔的光学长度存在锁定范围,且锁定范围与增益介质的光学长度呈正相关。这一发现为谐波自锁模激光器的设计和优化提供了重要的参考,可确保获得稳定的锁模脉冲输出。下一步将使用具有不同掺杂浓度但具有相同几何长度的激光晶体进行实验研究,根据简分数的要求确定光学谐振腔的长度,以验证这些结论的可重复性和推广性,并更深入地探索、优化谐波自锁模激光器的性能。

参 考 文 献

- [1] Kaiser R, Huttel B. Monolithic 40-GHz mode-locked MQW DBR lasers for high-speed optical communication systems[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2007, 13(1): 125-135.
- [2] Chen J B. Active optical clock[J]. Chinese Science Bulletin, 2009, 54(3): 348-352.
- [3] 王顺艳, 江阳, 吴次南, 等. 全光纤锁模腔结构的全光时钟提取实验研究[J]. 中国激光, 2012, 39(5): 0505005.
Wang S Y, Jiang Y, Wu C N, et al. Experimental study on all-optical clock recovery of all-fiber mode-locking cavity configuration [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(5): 0505005.
- [4] 王文沛, 陈林, 董泽, 等. 40 GHz 光纤无线通信系统中关关键控与正交频复用信号传输性能的比较[J]. 中国激光, 2010, 37(2): 465-470.
Wang W P, Chen L, Dong Z, et al. Performance comparison between on-off keying and orthogonal frequency division multiplexing signals in 40 GHz radio-over-fiber systems[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(2): 465-470.
- [5] Tsai C T, Cheng C H, Kuo H C, et al. Toward high-speed visible laser lighting based optical wireless communications[J]. Progress in Quantum Electronics, 2019, 67: 100225.
- [6] 李忠洋, 颜铃泽, 张格格, 等. 在极化声子共振区基于级联差频产生高频太赫兹波[J]. 中国激光, 2022, 49(7): 0714002.
Li Z Y, Yan Q Z, Zhang G G, et al. High-frequency terahertz wave generation with cascaded difference frequency generation at polariton resonance[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(7): 0714002.
- [7] Huang W, Nizam M H M, Andonovic I, et al. Coherent optical CDMA (OCDMA) systems used for high-capacity optical fiber networks-system description, OTDMA comparison, and OCDMA/WDMA networking[J]. Journal of Lightwave Technology, 2000, 18(6): 765-778.
- [8] Tanzilli S, Tittel W, De Riedmatten H, et al. PPLN waveguide for quantum communication[J]. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular and Optical Physics, 2002, 18(2): 155-160.
- [9] 彭柏语, 袁晨智, 张瑞明, 等. 用于量子通信的增益开关半导体激光器研究进展[J]. 光学学报, 2022, 42(3): 0327007.
Peng B Y, Yuan C Z, Zhang R M, et al. Progress in gain-switched semiconductor lasers for quantum communication[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(3): 0327007.
- [10] 张海峰, 孟文东, 吴志波, 等. 单向激光测距及其测量试验[J]. 中国激光, 2013, 40(3): 0308005.
Zhang H F, Meng W D, Wu Z B, et al. One way laser ranging and its measuring experiment[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(3): 0308005.
- [11] 李祝莲, 翟东升, 汤儒峰, 等. 基于 532 nm 波长的空间碎片白天激光测距研究与试验[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(11): 1112003.
Li Z L, Zhai D S, Tang R F, et al. Research and experiment on space debris daytime laser ranging based on 532 nm wavelength[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(11): 1112003.
- [12] 潘洪刚, 于晋龙, 王文睿, 等. 基于半导体光放大器的自锁模激光器及重复频率分频现象[J]. 中国激光, 2013, 40(11): 1102006.
Pan H G, Yu J L, Wang W R, et al. Semiconductor optical amplifier based self-mode locking laser and phenomenon of dimidiate frequency[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(11): 1102006.
- [13] Jin Y W, Xu M M, Hu M, et al. High-repetition pulsed Nd:YVO₄ laser based on the multi-longitudinal-mode beat note[J]. Optical Engineering, 2021, 60(6): 066106.
- [14] Cheng S G, Hu M, Li H Z, et al. Manipulating the longitudinal mode distribution in the self-mode-locked Nd:YVO₄ laser with flexible reflectivity and tilted mirror[J]. Optical Engineering, 2022, 61(11): 116102.
- [15] Jin Y W, Hu M, Xu M M, et al. Exploiting the etalon effect to manipulate the pulse characteristics of a self-mode-locked Nd:YVO₄ laser with a flexible cavity length[J]. Optics Communications, 2022, 517: 128331.
- [16] 曾盈莹, 沈晓红, 毛琳, 等. 波长可调谐克尔锁模外腔面发射激光器[J]. 中国激光, 2022, 49(21): 2101004.
Zeng Y Y, Shen X H, Mao L, et al. Wavelength tunable Kerr mode-locked external cavity surface emitting laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(21): 2101004.
- [17] He J L, Fan Y X, Du J, et al. 4-ps passively mode-locked Nd:Gd_{0.5}Y_{0.5}VO₄ laser with a semiconductor saturable-absorber mirror [J]. Optics Letters, 2004, 29(23): 2803-2805.
- [18] Gosset C, Merghem K, Martinez A, et al. Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 μm [J]. Applied Physics Letters, 2006, 88(24): 241105.
- [19] 李耀斌, 李明, 邱平平, 等. 高功率低损耗 852 nm 法布里-珀罗激光器的研制[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(3): 0314001.
Li Y B, Li M, Qiu P P, et al. Design of high power low loss 852 nm Fabry-Perot laser[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(3): 0314001.
- [20] Zhang Z X, Zhan L, Yang X X, et al. Passive harmonically mode-locked erbium-doped fiber laser with scalable repetition rate up to 1.2 GHz[J]. Laser Physics Letters, 2007, 4(8): 592-596.
- [21] 马宏, 易新建, 陈四海. 1.3 μm 高增益偏振无关应变量子阱半导体光放大器[J]. 中国激光, 2004, 31(8): 971-974.
Ma H, Yi X J, Chen S H. 1.3 μm high-gain polarization-insensitive strained quantum-well semiconductor optical amplifier [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(8): 971-974.
- [22] Zhang X P, Wang Z H, Liu S, et al. Development of single-longitudinal-mode selection technology for solid-state lasers[J]. International Journal of Optics, 2021, 2021: 1-13.
- [23] Diddams S A, Vahala K, Udem T. Optical frequency combs: coherently uniting the electromagnetic spectrum[J]. Science, 2020,

- 369(6501): eaay3676.
- [24] Chen Y F, Zhuang W Z, Liang H C, et al. High-power subpicosecond harmonically mode-locked Yb: YAG laser with pulse repetition rate up to 240 GHz[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10(1): 015803.
- [25] Sung C L, Lee C Y, Cho H H, et al. Theoretical and experimental studies for high-repetition-rate disordered crystal lasers with harmonic self-mode locking[J]. Optics Express, 2016, 24(4): 3832-3838.
- [26] Wang S, Wang Y B, Feng G Y, et al. Harmonically mode-locked Yb: CALGO laser pumped by a single-mode 1.2 W laser diode[J]. Optics Express, 2018, 26(2): 1521-1529.

Experimental Characteristics of High-Repetition-Frequency Harmonic Self-Mode-Locked Nd:YVO₄ Laser

Wang Shaokun, Hu Miao*, Xu Mengmeng, Ji Yingying, Li Zerong, Li Haozhen, Bi Meihua, Zhou Xuefang

School of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, Zhejiang, China

Abstract

Objective High-repetition-rate laser pulse sources have extensive applications in fields such as high-speed optical communications, optical clocks, wireless communications, high-capacity optical networks, quantum communications, and laser ranging. Researchers have proposed various methods to achieve high-repetition-rate laser pulses, including self-mode-locked lasers, passive mode-locked solid-state lasers, quantum-well Bragg-Perot lasers, harmonic mode-locked erbium-doped fiber lasers, and quantum-well Bragg-Perot mode-locked lasers. Owing to their compact structure and low cavity loss, self-mode-locked lasers are promising for obtaining high-repetition-rate laser pulse signals. However, achieving high-repetition-rate self-mode-locked laser pulses theoretically requires an extremely short laser cavity that makes it challenging for solid-state lasers to achieve a high-power output. This study presents a high-repetition-rate harmonic mode-locked laser based on an Nd:YVO₄ crystal that successfully achieves a harmonic mode-locked pulse output corresponding to the free spectral range of the gain medium by precisely adjusting the optical length of the resonant cavity.

Methods First, a realistic model for laser longitudinal mode selection simulation is established based on standard tool effects. Through simulation experiments, it is discovered that when the ratio of the optical length of the gain medium to that of the resonant cavity is a simple fraction q/p (where q and p are positive integers), the longitudinal mode spacing of the laser is modified to p times the original longitudinal mode spacing, which is also equal to q times the free spectral range of the gain medium. Subsequently, a simulation model for harmonic mode-locked lasers is established based on the damping harmonic oscillator model. Simulation experiments show that good harmonic mode-locked pulses can be obtained only when the ratio of the optical length of the gain medium to that of the resonant cavity is close to the simple fraction q/p . To validate these theoretical results, four sets of harmonic mode-locked Nd:YVO₄ lasers with different gain-medium lengths are designed and experimentally studied. The harmonic mode-locked pulse outputs of these four laser sets are investigated along with the relationship between the lockable range of the optical length of the resonant cavity and that of the gain medium.

Results and Discussions In the experiments, the optical length of the gain medium is fixed at 11.0, 22.0, 35.2, and 44.0 mm for the four laser sets. A comprehensive scan of the optical length of the resonant cavity is performed to study the effect of the ratio of the optical lengths of the gain medium to that of the resonant cavity on the laser pulse output. The experimental results show that when the ratio of the optical length of the gain medium to the optical length of the resonant cavity is close to $1/3$, $2/5$, and $3/7$, the longitudinal mode spacing of the four laser sets is modified to one, two, and three times the free spectral range of the gain medium, respectively, and the laser output is harmonic mode-locked pulses corresponding to 1, 2, and 3 times the free spectral range of the gain medium. When the optical length of the gain medium is fixed, a lockable range exists for the optical length of the resonant cavity. When the optical length of the resonant cavity exceeds this lockable range, the laser output often exhibits the characteristics of multi-pulse-mode locking. Furthermore, the lockable range of the optical length of the resonant cavity is positively correlated with the optical length of the gain medium. To assess the stability of the laser output, an Nd:YVO₄ harmonic-mode-locked laser with a physical gain medium length of 20 mm is selected for long-term observation. The experimental results show that when laser outputs are the first, second, and third harmonics corresponding to the free spectral range of the gain medium, the spectral drifts within half an hour are 0.011, 0.018, and 0.010 nm, respectively, and the amplitude fluctuation of the laser pulse within 100 ns is 3.26%, 4.85%, and 3.61%, respectively.

Conclusions This study successfully achieves harmonic mode-locked pulse outputs in four sets of Nd:YVO₄ lasers with different gain medium lengths. Theoretical analysis and experimental research reveal that when the ratio of the optical length of the gain medium to the optical length of the resonant cavity is very close to a simple fraction q/p , the longitudinal mode spacing of the resonant cavity is modified to q times the free spectral range of the gain medium, and the laser output consists of harmonic mode-

locked pulses corresponding to q times the free spectral range of the gain medium. At optical lengths of 11.0 mm and 25.8 mm for the gain medium and resonant cavity, respectively, a third harmonic mode-locked pulse with a repetition frequency of 40.92 GHz and a pulse duration of 24.4 ps is achieved. At a pump power of 6.57 W, the average output power is 790.7 mW. Furthermore, the optical length of the resonant cavity has a lockable range that is positively correlated with the optical length of the gain medium. These findings provide important references for the design and optimization of harmonic mode-locked lasers to ensure stable mode-locked pulse output. Future research will explore experiments using laser crystals with different doping concentrations but the same geometric length to verify the repeatability and generality of these conclusions and to further optimize the performance of harmonic mode-locked lasers.

Key words lasers; laser technology; Nd:YVO₄ crystal; high repetition frequency; harmonic mode locking