

增益开关型双波长同步脉冲 Nd:GdVO₄ 激光器

宋欢, 胡淼*, 许蒙蒙, 李浩珍, 毕美华, 周雪芳, 沈成竹

杭州电子科技大学通信工程学院, 浙江 杭州 310018

摘要 设计了一种基于 Nd:GdVO₄ 晶体的增益开关型正交偏振双波长同步脉冲激光器。建立了对应的速率方程数学模型, 分析了增益开关型 Nd:GdVO₄ 双波长同步脉冲激光器中的几何损耗对双波长脉冲时域特性的影响。搭建了基于布儒斯特偏振片的 Y 型腔结构的双波长脉冲激光器进行实验验证, 通过调制抽运源电流实现了增益开关。实验结果表明, 通过调节输出镜的倾斜角度, 可实现双波长脉冲的同步输出。最后, 当泵浦功率为 6 W 时, 实验输出了脉冲重复频率为 30.7~100.0 kHz 可调、最高平均输出功率分别为 215 mW 和 176 mW 的正交偏振双波长 [1063 nm (π 偏振) 和 1065 nm (σ 偏振)] 同步脉冲。实验与理论结果吻合较好。

关键词 激光器; 激光技术; 增益开关; 双波长激光器; 时间特性

中图分类号 TN248.1 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL220733

1 引言

双波长同步脉冲激光源在精密计量^[1]、激光干涉^[2]、全息干涉测量^[3-4]、激光雷达^[5-7]和相干太赫兹 (THz) 生成^[8-10]等方面都有重要的应用。为了获得双波长同步脉冲激光, 一种方法是采用双晶体 Y 型腔结构。如 2011 年, Zhao 等^[11]使两个 Nd:YLF 晶体共享一个被动调 Q 开关 Cr⁴⁺:YAG 晶体, 控制两个晶体的抽运功率, 使两个增益介质产生的 1047 nm 和 1053 nm 脉冲之间的时间抖动减少到 40 ns。基于这样的设计, 双波长激光脉冲之间的时序抖动显著降低, 但激光器仅工作在阈值附近, 研究者没有给出详细的输出功率和脉冲重复频率信息。又如 2020 年, Chen 等^[12]在双谐振腔结构中使两个 Nd:YLF 晶体共享一个被动调 Q 开关 Cr⁴⁺:YAG 晶体, 实现了重复频率为 6 kHz 的 8.7 W 双波长 (1047 nm 和 1053 nm) 被动调 Q 激光脉冲同步输出, 但仅研究了 1047 nm 处的第二个脉冲和 1053 nm 处的第一个脉冲的脉冲同步情况。另一种方法是利用单激光晶体, 借助双折射元件、标准具或应力诱导双折射等手段来控制正交偏振光的增益和损耗平衡, 获得双波长激光^[13-17]。如 2016 年, Hong 等^[18]使用 Cr⁴⁺:YAG 作为可饱和吸收体, 在 Nd:GdVO₄ 激光器中实现了脉冲重复频率为 36.5 kHz 的最大输出功率分别为 540 mW 和 202 mW 的双波长 (1.34 μ m 和 1.06 μ m) 脉冲输出, 但并未实现双波长脉冲的时间同步。2018 年, Liang 等^[19]利用 Nd:YLF 晶体的各向异性热透镜效应, 借助 Cr⁴⁺:YAG 实现了脉冲重复率为

6.25 kHz 的 1.55 W 正交偏振双波长 (1047 nm 和 1053 nm) 调 Q 脉冲输出。由于单晶体双波长调 Q 脉冲受增益竞争和可饱和吸收体非线性吸收的影响, 双波长脉冲之间容易产生时间抖动^[20], 因此没有实现脉冲同步。除了采用调 Q 技术获得高峰值功率的短脉冲以外, 利用增益开关也能够获得脉冲。如 Wang 等^[21]通过调制驱动器驱动激光二极管, 获得了矩形泵浦脉冲, 实现了重复频率为 1 MHz、脉冲宽度为 0.8 ns 的单频脉冲增益开关激光器。与 Q 调制固体激光器相比, 增益开关型激光器在腔内省去了调制器件, 简化了激光器结构。通过调制泵浦脉冲, 可以灵活调整激光器的激光脉冲参数, 包括脉冲重复频率和脉宽。目前具有良好时间同步特性和脉冲重复频率超过 100 kHz 的双波长同步脉冲激光器未见报道^[22-24]。因此, 获得时间同步的重复频率在 100 kHz 以上的双波长同步脉冲输出是具有挑战性的课题。

本文设计了一种基于 Nd:GdVO₄ 晶体的增益开关型双波长脉冲激光器。通过调整输出耦合镜的倾斜角度, 改变了双波长的阈值反转粒子数, 获得了正交偏振双波长 (1063 nm 和 1065 nm) 同步脉冲输出。另外, 本文还研究了泵浦脉冲的重复频率对双波长脉冲重复频率和脉冲输出的影响。研究结果为进一步设计和改进双波长固体激光器提供了参考。

2 实验装置

双波长激光器的实验装置如图 1 所示。实验中抽运源是光纤耦合输出激光二极管, 通过刺刀螺母连接

收稿日期: 2022-04-07; 修回日期: 2022-05-05; 录用日期: 2022-06-08; 网络首发日期: 2022-06-18

基金项目: 国家自然科学基金 (61705055)、浙江省重点研发计划 (2020C01106)

通信作者: *miao.hu@foxmail.com

器(BNC)接口与信号发生器相连,对抽运源进行脉冲宽度调制(PWM)。抽运源的最高输出功率为 10 W,输出抽运光的中心波长为 808 nm,尾纤纤芯直径为 400 μm 。输出的抽运光经过准直器后被非球面透镜聚焦到 Nd:GdVO₄ 晶体中。Nd:GdVO₄ 晶体的尺寸为 3 mm×3 mm×3 mm。在 Nd:GdVO₄ 晶体的前表面涂覆 1064 nm 的高反射(HR)和 808 nm 的抗反射(AR)介质膜,在后表面分别涂覆 808 nm 的 HR 和 1064 nm 的 AR 介质膜。两束垂直偏振的激光束被腔内的布儒斯特偏振器(BP)分离并由两个输出耦合镜输出。Nd:GdVO₄ 晶体的 1063 nm 激光束为 π 偏振, Nd:GdVO₄ 晶体的 1065 nm 激光束为 σ 偏振。激光腔长在 1063 nm 处设计为 60 mm,在 1065 nm 处为 30 mm。在 BP 的前表面上涂覆 1064 nm 的 AR 介质膜。当 BP 相对于输入光成布儒斯特角(55.4°)放

置时, π 偏振光在 1064 nm 处的透射率为 $T_p=98\%$, σ 偏振光在 1064 nm 处的反射率为 $R_s>99.9\%$ 。BP 的尺寸是 25.4 mm×25.4 mm×3.0 mm,材料折射率为 1.45。1063 nm 处的输出耦合镜(OC1)和 1065 nm 处的输出耦合镜(OC2)的反射率分别为 $R=60\%$ @1064 nm 和 $R=95\%$ @1064 nm。用铝箔包裹 Nd:GdVO₄ 晶体并将其安装在铜散热器中,利用一个半导体制冷器(TEC)精确控制热沉温度(T_c),同时将 TEC 的受热面放置在水冷铝底座附近以散热,结合温度控制系统,使 Nd:GdVO₄ 晶体的温度保持稳定。利用功率计、高分辨率(0.01 nm)光谱分析仪(OSA)、光束质量分析仪和示波器对输出的双波长信号的功率、光谱、光束质量和波形进行测量。采用这种 Y 型腔结构连续泵浦时,可以在两个方向上同时获得稳定的 1063 nm(π 偏振)和 1065 nm(σ 偏振)的双波长激光发射。

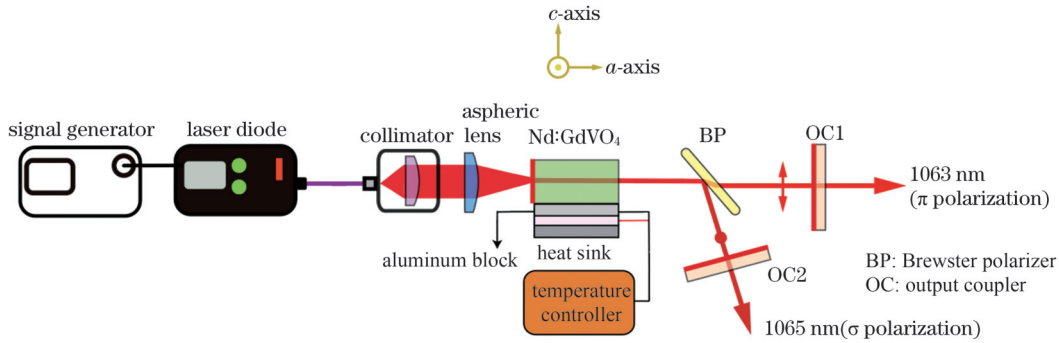


图 1 双波长同步脉冲 Nd:GdVO₄ 激光器实验装置图

Fig. 1 Experimental setup of dual-wavelength synchronized pulse Nd:GdVO₄ laser

3 理论分析及仿真

在增益开关操作过程中,激光二极管产生矩形泵浦脉冲。如果泵浦脉冲的速率足够快,且泵浦脉宽比固体激光器弛豫振荡第一个峰的宽度更窄,则发射的激光将只会出现第一尖峰,反转粒子数在发射第一个尖峰之后迅速降到阈值以下,由于没有抽运源对反转粒子数进行补充,系统无法发射第二个尖峰^[25]。因此,对于给定的泵浦功率,存在一个最佳的泵浦脉宽,使激光峰值功率达到最大值,同时消除二次尖峰^[19]。Nd:GdVO₄ 为四方晶体,808 nm 附近的吸收峰的半峰全宽约为 Nd:YAG 的 2 倍,吸收截面是 Nd:YAG 的 7 倍多,在 1.06 μm 处的发射截面是 Nd:YAG 的 3 倍多。因此, Nd:GdVO₄ 更容易产生脉宽较窄的脉冲。另外, Nd:GdVO₄ 上能级的荧光寿命较长,大约为 100 μs ,有利于储存能量;泵浦阈值低,容易形成激光振荡。以上种种优点表明,在增益开关的控制下, Nd:GdVO₄ 晶体是脉冲激光器的理想工作物质。

对于 Nd:GdVO₄ 增益开关激光系统,在 1063 nm 和 1065 nm 处发射的双波长涉及 $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ 跃迁竞争(即共享同一上能级),需要通过控制偏振增益和腔内损耗来平衡两个波长之间的竞争^[11]。考虑腔型结

构、腔长、抽运速率、损耗相关特性,得到的双波长 Nd:GdVO₄ 增益开关激光系统的速率方程为

$$\frac{d\phi_1(t)}{dt} = \phi_1(t) \left[\sigma_1 c N_g(t) - \frac{1}{\tau_1} \right], \quad (1)$$

$$\frac{d\phi_2(t)}{dt} = \phi_2(t) \left[\sigma_2 c N_g(t) - \frac{1}{\tau_2} \right], \quad (2)$$

$$\frac{dN_g(t)}{dt} = R_p F(t) \left[1 - \frac{N_g(t)}{N_T} \right] - \frac{N_g(t)}{\tau_a} - \gamma \sigma_1 c \phi_1(t) N_g(t) - \gamma \sigma_2 c \phi_2(t) N_g(t), \quad (3)$$

式中:下标 i 表示不同波长的相关参量, $i=1$ 代表 1063 nm, $i=2$ 代表 1065 nm; $\phi_i(t)$ 代表腔内光子数密度; c 为光速; $N_g(t)$ 为腔内反转粒子数密度; R_p 为抽运速率; $F(t)$ 为方波信号; N_T 代表腔内总粒子数密度; τ_a 是晶体的上能级寿命; σ_i 为晶体的受激发射截面; τ_i 为腔内光子寿命且 $\tau_i = l_i / (c \delta_i)$, 其中 $l_i = nl + l_{qi} - l$ 为等效光学长度, n 为晶体的折射率, l_{qi} 为 T 型腔腔长, l 为增益介质的长度, 腔内平均单程损耗 $\delta_i = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_i} \right) + \delta_{oi}$, δ_{oi} 为几何损耗, $\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{R_i} \right)$ 为腔内激光输出造成的损耗, R_i 为输出镜的反射率; γ 是反转因子, 对于四能级系统其值为 1。式(1)、(2)分别为腔内

1063 nm 和 1065 nm 处的光子数密度随时间变化的速率方程,增益介质的参数分别是 $l=3\text{ mm}$, $\sigma_1=10.3\times 10^{-19}\text{ cm}^{-2}$, $\sigma_2=2.1\times 10^{-19}\text{ cm}^{-2}$, $n=1.972$, $N_T=1.68\times 10^{22}$, $\tau_a=90\times 10^{-6}$ 。式(3)为增益介质中的反转粒子数密度随时间变化的速率方程。

在增益开关打开时,由于共用一个上能级和抽运源,双波长的反转粒子数的增长速率几乎相同。此后,阈值小的波长先产生受激辐射场,消耗部分的反转粒子数,反转粒子数下降;阈值高的波长由于增益竞争而难以产生受激辐射场。双波长脉冲难以实现时间同步。为了实现双波长同步脉冲输出,需要使双波长脉冲的阈值相近,令式(1)、(2)中 $\frac{d\phi_1(t)}{dt}=0, \frac{d\phi_2(t)}{dt}=0$,

得到各自阈值反转粒子数密度为 $n_{t1}=\frac{1}{\sigma_1 c \tau_1}, n_{t2}=\frac{1}{\sigma_2 c \tau_2}$ 。

考虑在受激发射截面、光速确定的情况下,阈值反转粒子数由腔内光子寿命 $\tau_i=\frac{2l_i}{2c\delta_{oi}-c\ln(R_i)}$ 决定,因此可以通过改变腔内几何损耗 δ_{oi} 来改变双波长的腔内光子寿命,进而改变双波长阈值反转粒子数密度,最终实现双波长同步脉冲输出。

令发射截面较大的 1063 nm 腔的腔长 $l_{q1}=60\text{ mm}$, 输出镜反射率 $R_1=0.6$ 。设置发射截面较小的 1065 nm 腔的腔长 $l_{q2}=30\text{ mm}$, 输出镜反射率 $R_2=0.95$ 。保持 $\delta_{o1}=0$ 不变,从小到大逐渐增大 1065 nm 腔体几何损耗 δ_{o2} ,在单个脉冲泵浦周期内,双波长脉冲的光子数密度峰值与几何损耗 δ_{o2} 的关系如图 2 所示。将双波长脉冲的光子数密度最大值关系归类成四个区域。在区域 I ($\delta_{o2}<0.00183$) 中,1065 nm 脉冲的光子数密度峰值远大于 1063 nm 脉冲的光子数密度峰值。在区域 II、III ($0.00183<\delta_{o2}<0.00189$) 中,双波长脉冲的光子数密度峰值相近。在区域 IV ($\delta_{o2}>$

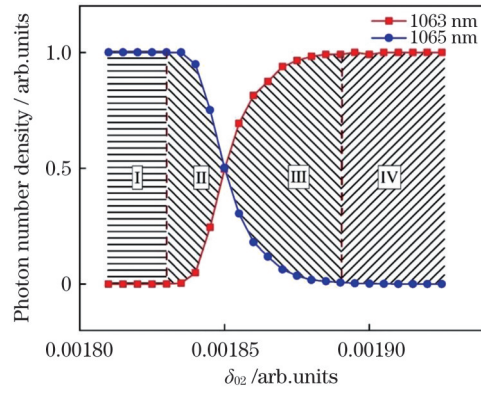


图 2 δ_{o2} 对双波长光子数密度的影响
Fig. 2 Influence of δ_{o2} on dual-wavelength photon number density

0.00189) 中,1063 nm 脉冲的光子数密度峰值远大于 1065 nm 脉冲的光子数密度峰值。随着 δ_{o2} 的逐渐变大,1065 nm 腔体的光子寿命缩短,阈值反转粒子数密度变大,增益竞争导致 1065 nm 脉冲的光子数密度峰值减小。相应地,1063 nm 脉冲的光子数密度峰值随着 δ_{o2} 的增大而逐渐变大。

当 $\delta_{o1}=0, \delta_{o2}<0.00183$ 时,激光器输出的双波长脉冲的时间特性如图 3(a) 所示,此时 δ_{o2} 在图 2 区域 I 中。由图 3(a) 可知,激光器稳定输出 1065 nm 脉冲,脉冲周期与模拟脉宽的调制周期相同。1065 nm 与 1063 nm 脉冲的阈值反转粒子数密度的关系为 $n_{t2}<n_{t1}$,在增益开关控制的泵浦脉冲激励下,1065 nm 脉冲先满足激光器自激振荡的阈值条件 n_{t2} ,1065 nm 脉冲开始起振。由于双波长阈值反转粒子数的差值较大,在 1063 nm 脉冲达到阈值条件后的很短时间内,1065 nm 脉冲的光子数密度开始急剧增大,1065 nm 脉冲受激辐射,反转粒子数迅速减小,导致反转粒子数迅速下降到阈值 n_{t2} 以下。因此,当 δ_{o2} 在区域 I 中时,激光器只能输出 1065 nm 脉冲。在不改变泵浦脉冲参数

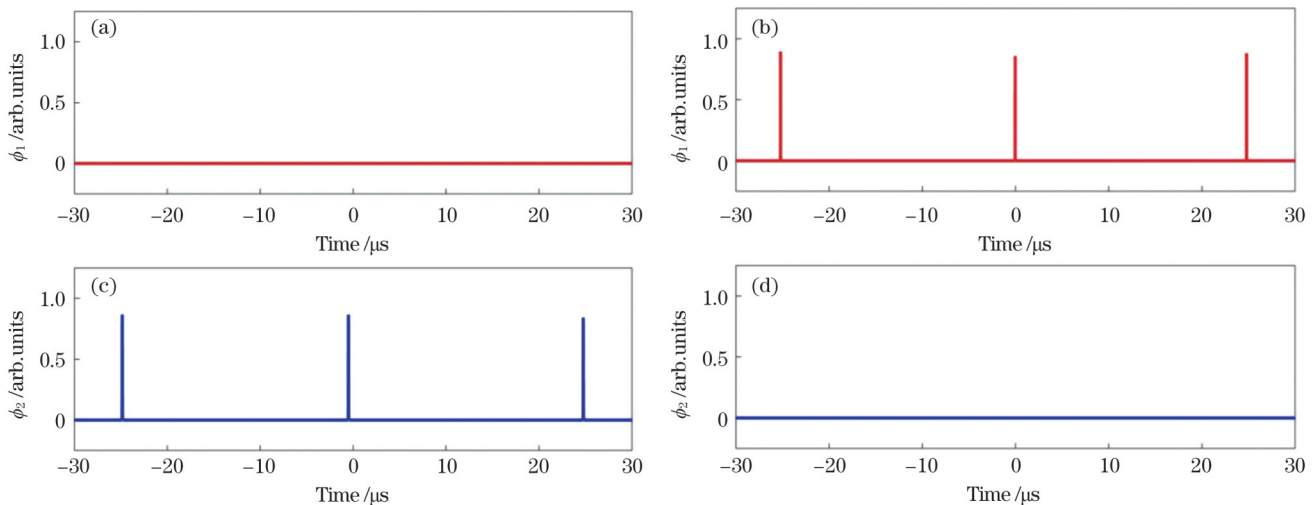


图 3 不同几何损耗下激光器的输出时间特性。(a)(c) $\delta_{o1}=0, \delta_{o2}<0.00183$; (b)(d) $\delta_{o1}=0, \delta_{o2}>0.00189$
Fig. 3 Output time characteristics of laser under different geometric losses. (a)(c) $\delta_{o1}=0, \delta_{o2}<0.00183$; (b)(d) $\delta_{o1}=0, \delta_{o2}>0.00189$

的情况下,增加几何损耗 δ_{02} ,使其在图 2 区域 IV 中,即当 $\delta_{02} > 0.00189$ 时,激光器的脉冲输出如图 3(b) 所示。激光器只能输出 1063 nm 脉冲,此时 $n_{12} > n_{11}$,1063 nm 与 1065 nm 脉冲之间强烈的增益竞争导致脉冲泵浦的激光器只能输出 1063 nm 脉冲。

当几何损耗 σ_2 在区域 II、III 中 ($0.00183 \leq \delta_{02} \leq 0.00189$) 时,激光器输出的双波长脉冲的时间特性如图 4 所示。当 $\delta_{02} = 0.00183$ 时,双波长输出的脉冲对比如图 4(a) 所示。当 $\delta_{02} = 0.00189$ 时,双波长输出的脉冲对比如图 4(b) 所示。由仿真可知,在区域 II、III 中,1065 nm 与 1063 nm 脉冲的阈值反转粒子数密度关系为 $n_{12} < n_{11}$,光子寿命 $\tau_1 < \tau_2$ 。此时,双波长脉冲的阈值反转粒子数的差值较小,1065 nm 脉

冲先满足激光器自激振荡的阈值条件 n_{12} ,当 1065 nm 脉冲受激辐射消耗反转粒子数的速率小于泵浦激励增大反转粒子数的速率时,1063 nm 脉冲也满足了阈值条件。之后,双波长脉冲共同受激辐射,使反转粒子数达到峰值并迅速下降到阈值 n_{12} 以下,双波长脉冲的光子数密度几乎在同一时刻达到峰值。在这个过程中,发射截面大的 1063 nm 脉冲的光子数密度的增加速度快,反转粒子数的消耗速度也快。根据前面的计算,腔内损耗大导致 1063 nm 脉冲的光子寿命更短,光子数密度的下降速度快,因此 1063 nm 脉冲更窄。但由于双波长脉冲的阈值反转粒子数差值仍然不够理想,因此双波长脉冲的峰值比值较大。

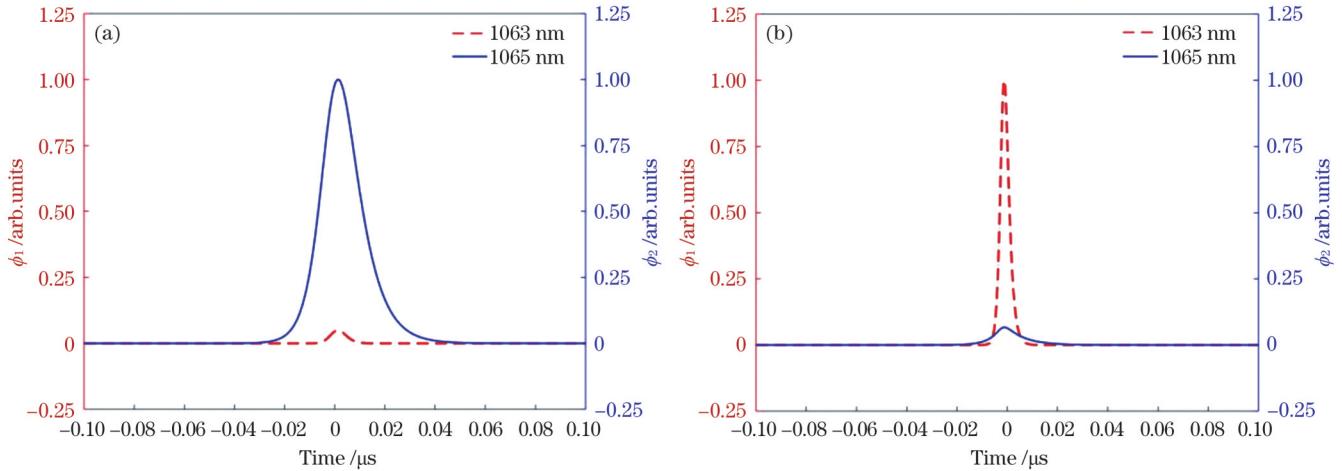


图 4 不同几何损耗下激光器的输出时间特性。(a) $\delta_{01}=0, \delta_{02}=0.00183$; (b) $\delta_{01}=0, \delta_{02}=0.00189$

Fig. 4 Output time characteristics of laser under different geometric losses. (a) $\delta_{01}=0, \delta_{02}=0.00183$; (b) $\delta_{01}=0, \delta_{02}=0.00189$

在区域 II、III 的节点 $\delta_{02} = 0.00185$ 处激光器输出的双波长脉冲如图 5 所示,此时激光器输出的双波长脉冲时间同步且峰值相近。仿真发现,区域 II、III 中存在一个节点 $\delta_{02} = 0.00185$,此处激光器输出峰值均衡的时间同步双波长脉冲。

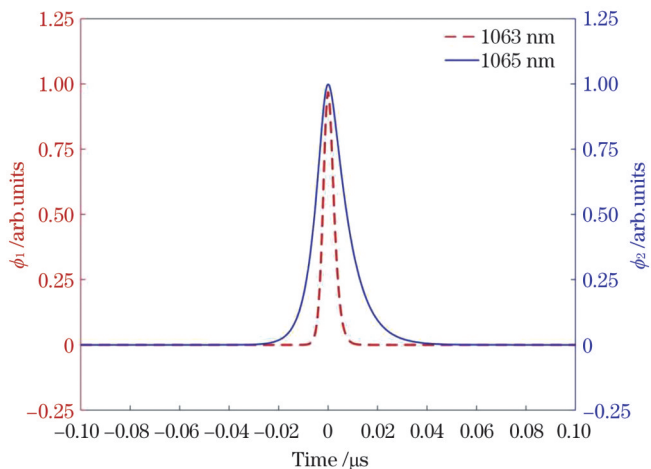


图 5 当 $\delta_{01}=0, \delta_{02}=0.00185$ 时,在增益开关控制下激光器输出的双波长单脉冲

Fig. 5 Dual-wavelength single pulse output from laser under control of gain switch when $\delta_{01}=0$ and $\delta_{02}=0.00185$

4 实验结果及分析

在连续泵浦条件下,当泵浦功率达到 6.0 W 时,激光器稳定输出双波长激光,此时输出功率之比为 177 mW:76 mW。通过信号发生器对泵浦源进行模拟脉宽调制,控制泵浦功率使激光器输出稳定的脉冲,泵浦脉宽为 7.5 μs ,重复频率为 40 kHz,得到图 6(a) 所示的脉冲输出。定义阻断一路激光并使另一路激光输出功率最大时输出镜的倾斜角度为 0° ,此时激光器的损耗主要来自腔镜的不完全反射以及不同腔长对菲涅耳数的影响导致的衍射损耗^[25]。1063 nm 腔体的输出耦合镜反射率小,阈值反转粒子数高。当增益开关打开时,泵浦脉冲对晶体进行激励,反转粒子数不断增加,阈值反转粒子数小的 1065 nm 脉冲先发生受激辐射,消耗了大量反转粒子数,双波长脉冲之间的增益竞争导致激光器只输出了 1065 nm 单脉冲,激光脉冲的重复频率为 40 kHz,与模拟脉宽调制信号一致,此时几何损耗 δ_{02} 在图 2 所示的 I 区。将 1065 nm 腔体的输出耦合镜的倾斜角度增加到 0.06° 左右,1065 nm 脉冲的阈值反转粒子数增加,输出脉冲如图 6(b) 所示,激光器只输出了 1063 nm 单脉冲序列,此时几何损耗 δ_{02} 在图 2 所示的 IV

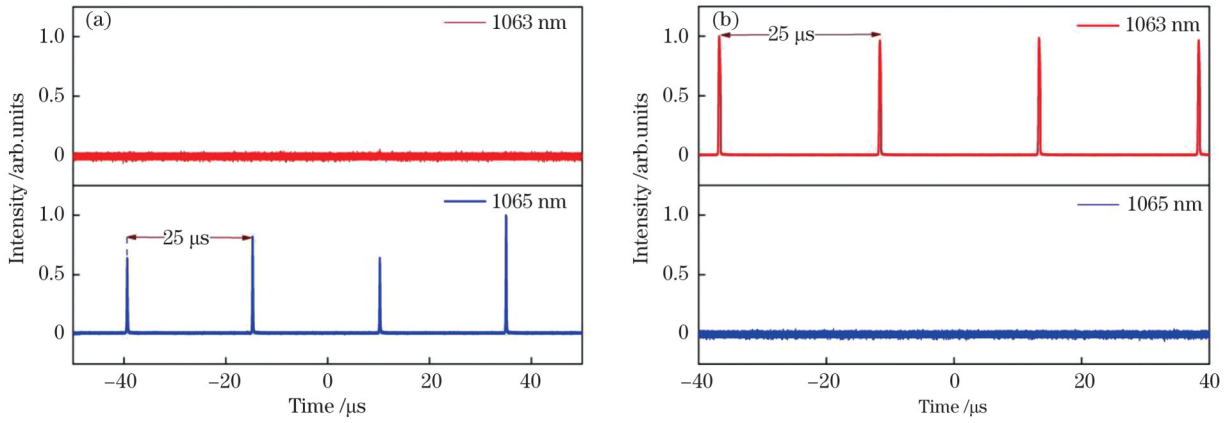


图 6 不同 OC2 倾斜角度下激光器的脉冲输出。(a) 0°; (b) 0.06°

Fig. 6 Output pulses of laser under different OC2 tilted angles. (a) 0°; (b) 0.06°

区,实验结果与图 3 的仿真分析吻合。

由仿真分析可得,需要将几何损耗 δ_{02} 减小至区域 II、III,才能输出双波长脉冲。实验中保持泵浦脉冲参数不变,将 1065 nm 腔体的输出耦合镜的倾斜角度减小至 0.02° 左右时,激光器输出脉冲如图 7(a) 所示。在一个增益开关周期内,1065 nm 脉冲先满足激光器自激振荡的阈值条件 n_{12} ,1065 nm 腔内的辐射场由起始微弱的自发辐射场增长为足够强的受激辐射场。由于双波长脉冲的阈值反转粒子数差值较小,在 1065 nm 脉冲的反转粒子数还未下降到阈值 n_{12} 以下时,1063 nm 脉冲也满足了阈值条件,且由于 Nd:GdVO₄ 激光器 π 偏振 1063 nm 脉冲的增益几乎是 σ 偏振 1065 nm 脉冲

增益的 5 倍,1063 nm 脉冲的光子数密度的增长速度更快,因此,在增益开关关闭之前,1063 nm 脉冲有足够的时间发生受激辐射,从而形成脉冲输出。之后,增益开关关闭,反转粒子数下降到阈值 n_{12} 以下。因此,激光器输出的双波长脉冲时间同步,重复频率为 40 kHz。双波长脉冲之间的增益竞争导致各脉冲强度的波动较大,但双波长脉冲的总强度波动较小,针对双波长输出存在波动的情况,可以采用精密温控以实现更加稳定的同步。对于 1063 nm 和 1065 nm 脉冲,脉冲宽度分别为 120 ns 和 150 ns,输出功率分别为 143 mW 和 96 mW,重复频率的波动为 2%。图 7(b) 为双波长的单脉冲波形图,实验结果与图 5 的时间同步特性

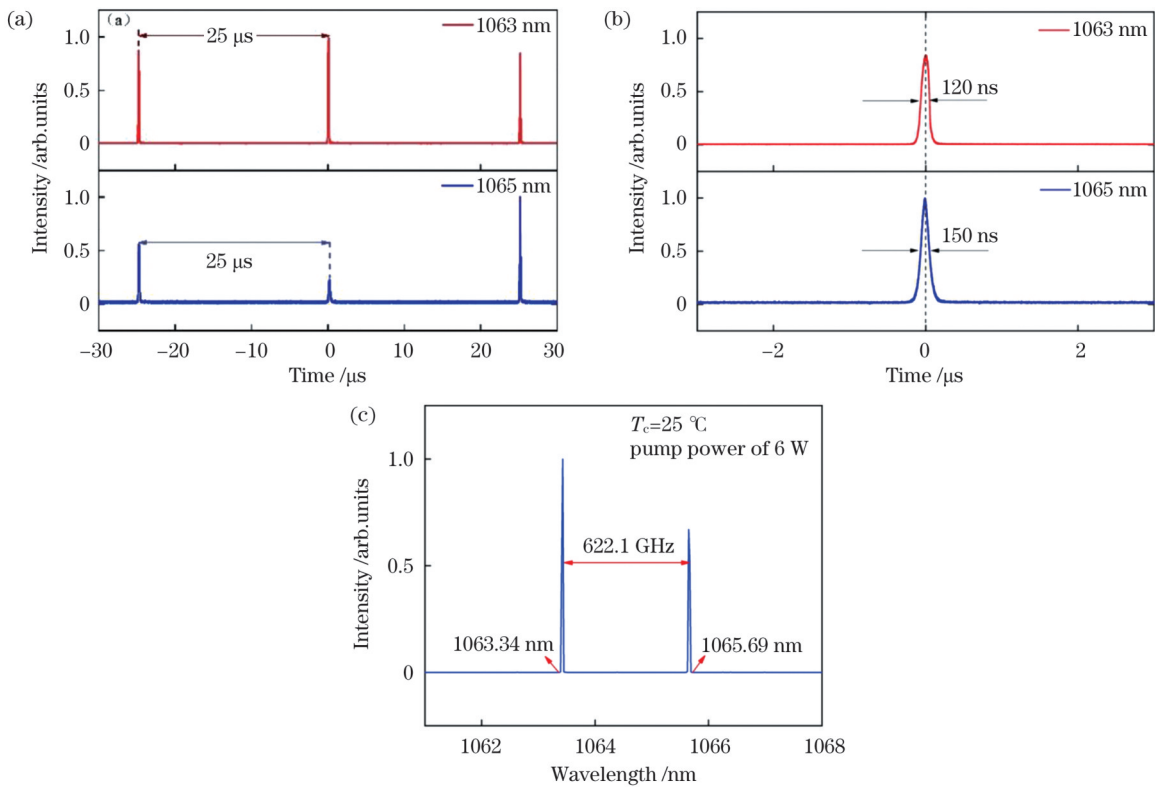


图 7 OC2 倾斜时激光器的脉冲输出。(a) OC2 倾斜角度为 0.02° ; (b) 双波长单脉冲波形图; (c) 双波长光谱图

Fig.7 Output pulse of laser when OC2 is tilted . (a) OC2 tilted angle is 0.02° ; (b) dual-wavelength single pulse waveform; (c) dual-wavelength spectrum

吻合。

改变泵浦脉冲的重复频率,双波长脉冲的重复频率也随之同步改变,图 8 所示是脉冲重复频率为 30.7~100 kHz 可调时的双波长同步脉冲。激光器的平均输出功率如图 8(a) 所示,双波长脉冲的峰值功率如图 8(b) 所示。当泵浦脉冲的重复频率为 30.7~45.0 kHz 时,双波长脉冲的反转粒子数变化短于一个增益开关周期,反转粒子数的谷、峰值基本不变,双波长脉冲的平均功率随着重复频率的增加而线性增加,双波长脉冲的峰值功率与泵浦脉冲的重复频率无关即保持不变。1063 nm 脉冲的平均输出功率的增加速率近似为 5.4 mW/kHz,峰值功率保持在 29.85 W 左右;1065 nm 脉冲的平均输出功率的增加速率近似为 3.15 mW/kHz,峰值功率保持在 15.10 W 左右;总平均输出功率的增加速率近似为 8.55 mW/kHz,峰值

功率保持在 44.95 W 左右。

当重复频率为 45~100 kHz 时,增益开关的周期时间变短,双波长脉冲的反转粒子数的变化时间大于增益开关的周期时间,即每个周期内的反转粒子数还未下降到稳定值,增益开关已经再次打开,导致产生脉冲的反转粒子数初始值不同。因此,1063 nm 脉冲的平均输出功率的增加速率下降到 0.8 mW/kHz,峰值功率不再保持准常数,而是以 0.25 W/kHz 的速率下降。1065 nm 脉冲的平均输出功率的增加速率下降到 1.27 mW/kHz,峰值功率以 0.07 W/kHz 的速率下降。总平均输出功率的增加速率下降到 2.07 mW/kHz,峰值功率以 0.32 W/kHz 的速率下降。当泵浦脉冲的重复频率为 100 kHz 时,1063 nm 和 1065 nm 脉冲的平均输出功率达到最高值,分别为 215 mW 和 176 mW,总平均输出功率为 391 mW。

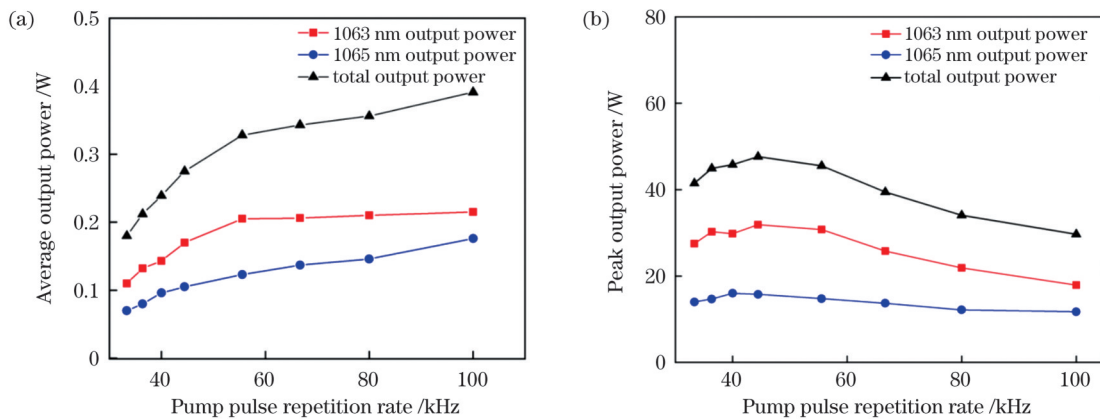


图 8 泵浦脉冲的重复频率对双波长脉冲的影响。(a)平均输出功率与重复频率的关系;(b)峰值功率与重复频率的关系

Fig. 8 Effect of pump pulse repetition rate on dual-wavelength pulse. (a) Relationship between average output power and repetition rate; (b) relationship between peak power and repetition rate

5 结 论

提出了一种增益开关型双波长同步脉冲激光器。基于四能级速率方程的仿真分析,采用高发射截面的 Nd:GdVO₄晶体,结合 Y 型腔设计,调节输出耦合镜的倾角,改变双波长信号的激光阈值,使激光器输出的双波长脉冲时间同步。通过改变双波长激光器泵浦脉冲的重复频率,实现了最高重复频率为 100 kHz、脉冲宽度分别为 120 ns 和 150 ns、最高峰值功率分别为 29.85 W 和 15.1 W 的 1063 nm (π 偏振)和 1065 nm (σ 偏振)双波长同步脉冲。相比于被动调 Q 机制,增益开关型双波长同步脉冲激光器的结构简单,时间同步特性好,脉冲重复频率高,可用于产生太赫兹波信号。

参 考 文 献

- [1] Dai S B, Tu Z H, Zhu S Q, et al. Frequency expansion of orthogonally polarized dual-wavelength laser by cascaded stimulated Raman scattering[J]. Optics Letters, 2019, 44(15): 3705-3708.
- [2] Fei L G, Zhang S L. The discovery of nanometer fringes in laser self-mixing interference[J]. Optics Communications, 2007, 273(1): 226-230.
- [3] Abdelsalam D G, Magnusson R, Kim D. Single-shot, dual-wavelength digital holography based on polarizing separation[J]. Applied Optics, 2011, 50(19): 3360-3368.
- [4] Tahara T, Mori R, Kikunaga S, et al. Dual-wavelength phase-shifting digital holography selectively extracting wavelength information from wavelength-multiplexed holograms[J]. Optics Letters, 2015, 40(12): 2810-2813.
- [5] 李道京, 高敬涵, 崔岸婧, 等. 2 m 衍射口径星载双波长陆海激光雷达系统研究[J]. 中国激光, 2022, 49(3): 0310001. Li D J, Gao J H, Cui A J, et al. Research on space-borne dual-wavelength land-sea LiDAR system with 2 m diffractive aperture [J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(3): 0310001.
- [6] 李凯鹏, 贺岩, 侯春鹤, 等. 双波长海洋激光雷达探测近岸到大洋水体的叶绿素剖面[J]. 中国激光, 2021, 48(20): 2010002. Li K P, He Y, Hou C H, et al. Detection of chlorophyll profiles from coastal to oceanic water by dual-wavelength ocean lidar[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(20): 2010002.
- [7] Cao N W, Yang S P, Cao S J, et al. Accuracy calculation for lidar ratio and aerosol size distribution by dual-wavelength lidar[J]. Applied Physics A, 2019, 125(9): 590.
- [8] Zhao P, Ragam S, Ding Y J, et al. Power scalability and frequency agility of compact terahertz source based on frequency mixing from solid-state lasers[J]. Applied Physics Letters, 2011,

- 98(13): 131106.
- [9] Pawar A Y, Sonawane D D, Erande K B, et al. Terahertz technology and its applications[J]. *Drug Invention Today*, 2013, 5(2): 157-163.
- [10] 张振伟, 赵跃进, 缪寅宵, 等. 基于线性调频机制的太赫兹无损检测成像技术[J]. *光学学报*, 2022, 42(4): 0411002.
Zhang Z W, Zhao Y J, Miao Y X, et al. Terahertz nondestructive testing imaging technology based on linear frequency modulation mechanism[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(4): 0411002.
- [11] Zhao P, Ragam S, Ding Y J, et al. Investigation of terahertz generation from passively Q-switched dual-frequency laser pulses [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(24): 4818-4820.
- [12] Chen M T, Dai S B, Tu Z H, et al. Frequency expansion of efficient passively Q-switched orthogonally-polarized dual-wavelength laser[J]. *Optics & Laser Technology*, 2020, 122: 105846.
- [13] Wu B, Jiang P P, Yang D Z, et al. Compact dual-wavelength Nd:GdVO₄ laser working at 1063 nm and 1065 nm[J]. *Optics Express*, 2009, 17(8): 6004-6009.
- [14] Huang Y P, Cho C Y, Huang Y J, et al. Orthogonally polarized dual-wavelength Nd:LuVO₄ laser at 1086 nm and 1089 nm[J]. *Optics Express*, 2012, 20(5): 5644-5651.
- [15] Xu C W, Tang D Y, Zhu H Y, et al. Mode locking of Yb:GdYAG ceramic lasers with an isotropic cavity[J]. *Laser Physics Letters*, 2013, 10(9): 095702.
- [16] Link S M, Klenner A, Mangold M, et al. Dual-comb modelocked laser[J]. *Optics Express*, 2015, 23(5): 5521-5531.
- [17] 吴春婷, 常奥磊, 温雅, 等. 单掺Nd³⁺双波长全固态激光器研究进展[J]. *发光学报*, 2020, 41(4): 414-428.
Wu C T, Chang A L, Wen Y, et al. Research progress of Nd³⁺-doped dual-wavelength all-solid-state laser[J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2020, 41(4): 414-428.
- [18] Hong K G, Wei M D. Simultaneous dual-wavelength pulses achieved by mixing spiking and passive Q-switching in a pulsed Nd:GdVO₄ laser with a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(10): 2153-2156.
- [19] Liang H C, Li D, Lin E H, et al. Investigation of the antiphase dynamics of the orthogonally polarized passively Q-switched Nd:YLF laser[J]. *Optics Express*, 2018, 26(20): 26590-26597.
- [20] Dong J, Ueda K I, Yagi H, et al. Laser-diode pumped self-Q-switched microchip lasers[J]. *Optical Review*, 2008, 15(2): 57-74.
- [21] Wang Y, Huang L, Gong M, et al. 1 MHz repetition rate single-frequency gain-switched Nd:YAG microchip laser[J]. *Laser Physics Letters*, 2007, 4(8): 580-583.
- [22] 盛芳, 李东明, 陈军. 增益开关型Nd³⁺:YVO₄微片激光器的研究[J]. *中国激光*, 2004, 31(z1): 61-63.
Sheng F, Li D M, Chen J, et al. Study on gain-switched Nd³⁺:YVO₄ microplate laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2004, 31(z1): 61-63.
- [23] 胡森, 陈军, 葛剑虹, 等. 增益开关型微片激光器的时间特性[J]. *中国激光*, 2007, 34(4): 475-480.
Hu M, Chen J, Ge J H, et al. Temporal characteristics of the gain-switched microchip laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(4): 475-480.
- [24] 夏梦莹, 胡森, 周慧敏, 等. Nd:YVO₄/Nd:GdVO₄双波长激光器的功率均衡实验研究[J]. *光子学报*, 2020, 49(4): 0414003.
Xia M Y, Hu M, Zhou H M, et al. Experimental research on power-balanced Nd:YVO₄/Nd:GdVO₄ dual-wavelength laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(4): 0414003.
- [25] W.克希耐尔. 固体激光工程[M]. 孙文, 江泽文, 程国祥, 译. 5版. 北京: 科学出版社, 2002: 98-182.
Koechner W. Solid-state laser engineering[M]. Sun W, Jiang Z W, Cheng G X, Transl. 5th ed. Beijing: Science Press, 2002: 98-182.

Gain-Switched Dual-Wavelength Synchronized Pulsed Nd:GdVO₄ Laser

Song Huan, Hu Miao*, Xu Mengmeng, Li Haozhen, Bi Meihua, Zhou Xuefang, Shen Chengzhu

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

Abstract

Objective Dual-wavelength synchronous pulsed lasers have important practical applications in fields including precision metrology, holographic interferometry, lidar, and coherent terahertz (THz) wave generation. One approach to obtain dual-wavelength synchronized pulsed lasers is based on a Y-type-cavity dual-crystal laser combined with a saturable absorber, which achieves power balance by adjusting the pumping power of the respective laser crystals. Another approach is based on a linear laser cavity combined with a saturable absorber and dual-gain-peak laser crystal, which achieves power balance by means of birefringent elements, etalons, or stress-induced birefringence. Passive Q-switched pulse mechanism often leads to time jitter between the dual-wavelength laser pulses, owing to the nonlinear characteristics of the saturable absorbers, and dual-wavelength pulse synchronization is difficult to achieve using conventional means. In this paper, a gain-switched dual-wavelength pulsed laser based on a Nd:GdVO₄ crystal is proposed. By adjusting the misalignment of the Y-type cavity to change the dual-wavelength laser thresholds, synchronized pulse outputs at 1063 nm and 1065 nm are obtained. The gain-switching mechanism simplifies the laser resonator structure and flexibly controls the laser pulse parameters, including the pulse repetition frequency and the peak power, by adjusting the pump parameters. Currently, there are no studies on gain-switched synchronous dual-wavelength pulsed lasers, and obtaining dual-wavelength synchronous pulsed output by employing a gain-switching mechanism is challenging.

Methods First, a simulation model of a gain-switched dual-wavelength pulsed laser is established based on the four-level rate equation. Through model simulation, it is found that the laser thresholds have an important influence on the time-domain characteristics of dual-wavelength pulses, and changing the loss of the output mirrors can control the dual-wavelength thresholds. Therefore, it is inferred that the reasonable output mirror loss can realize time synchronization of

dual-wavelength laser pulses. The effect of the pump parameters on the repetition rate of the dual-wavelength pulse and the characteristics of the single laser pulse are also studied, which provides a reference for further design and experiments on dual-wavelength lasers.

Results and Discussions The laser pulse characteristics are investigated using a pump pulse width of $7.5 \mu\text{s}$, repetition frequency of 40 kHz , and pump power of 6 W . When the 1065 nm output mirror tilt angle is approximately 0.02° and the 1063 nm output mirror tilt angle is 0° , the laser achieves dual-wavelength pulse synchronization with a repetition rate of 40 kHz . The pulse widths at 1063 nm and 1065 nm are 120 ns and 150 ns , and the output powers are 143 mW and 96 mW , respectively. The pulse repetition frequency fluctuations are both less than 2% . By tuning the pump pulse repetition frequency, dual-wavelength synchronized pulse signals with a pulse repetition frequency of $30.7\text{--}100.0 \text{ kHz}$ are realized. When the pump pulse repetition frequency lies between 30.7 kHz and 45.0 kHz , the average power of the dual-wavelength laser increases linearly with an increase in the pump repetition frequency, and the peak power of the dual-wavelength pulse remains unchanged. When the pump repetition rate lies between 45 kHz and 100 kHz , the average output power of the 1063 nm laser decreases with a rate of 0.8 mW/kHz , and the pulse peak power decreases with a rate of 0.25 W/kHz . The average output power of the 1065 nm laser decreases with a rate of 1.27 mW/kHz , and the pulse peak power decreases with a rate of 0.07 W/kHz . When the pump repetition rate is 100 kHz , the average output powers at 1063 nm and 1065 nm reach their highest values of 215 mW and 176 mW , respectively, and the total average output power is 391 mW .

Conclusions In summary, a gain-switched dual-wavelength synchronous pulsed laser is proposed. Based on the simulation analysis of the four-level rate equation, a $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ crystal with a high emission cross-section and a Y-shaped cavity design are employed, and the laser thresholds of the dual-wavelength signals are changed by adjusting the misalignment of the laser cavities. Finally, dual-wavelength pulse time synchronization is realized. By changing the repetition frequency of the pump pulses, dual-wavelength synchronous pulses of up to 100 kHz , pulse widths of 120 ns and 150 ns , and peak powers of 29.85 W and 15.10 W , respectively, are realized. Compared with the passive Q-switching mechanism, the gain-switched dual-wavelength synchronous pulse laser has a simple structure, good time synchronization characteristics, and a high pulse repetition frequency, which can be applied to the generation of terahertz wave signals.

Key words lasers; laser technique; gain switching; dual-wavelength lasers; time characteristics