

引用格式: SHEN Chengzhu, HU Miao, XU Mengmeng, et al. Passively Q-switched Dual-wavelength Laser Based on Nd:GdVO₄ Crystal[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(4):0414003

沈成竹, 胡淼, 许蒙蒙, 等. 基于 Nd:GdVO₄ 晶体的双波长被动调 Q 激光器[J]. 光子学报, 2023, 52(4):0414003

基于 Nd:GdVO₄ 晶体的双波长被动调 Q 激光器

沈成竹, 胡淼, 许蒙蒙, 李浩珍, 宋欢

(杭州电子科技大学 通信工程学院, 杭州 310018)

摘 要:提出了一种基于 Nd:GdVO₄ 晶体的双波长正交偏振被动调 Q 激光器。建立了对应的速率方程模型, 研究了激光器输出双波长脉冲和不同输出镜反射率条件下泵浦功率对激光输出时域特性的影响。理论研究结果表明, 通过调节输出镜反射率改变双波长阈值反转粒子数密度, 当 π 偏振阈值反转粒子数密度小于 σ 偏振阈值反转粒子数密度且差值较小时, 激光器可以输出双波长被动调 Q 脉冲激光, 通过增大泵浦功率可以依次产生 π 偏振单一波长脉冲、双波长多对一脉冲、双波长一对一脉冲、双波长一对多脉冲以及 σ 偏振单一波长脉冲。搭建实验装置, 设置 π 偏振输出镜反射率为 0.60, σ 偏振输出镜反射率为 0.95, 对泵浦功率和激光输出时域特性之间的关系进行验证。随着泵浦功率的增大, 激光器依次输出具有上述时域特性的脉冲激光, 与数值仿真结果一致。当泵浦功率为 5.51 W 时, 激光器输出正交偏振双波长一对一脉冲激光, 其中 π 偏振和 σ 偏振的波长分别为 1 063.23 nm 和 1 065.52 nm, 平均功率分别为 323 mW 和 462 mW, 脉冲峰值功率分别为 11.62 W 和 20.35 W, 脉冲宽度分别为 185 ns 和 168 ns, 脉冲重复频率为 141 KHz。

关键词: 双波长激光器; 固体激光器; 被动调 Q; Nd:GdVO₄; 1 063 nm/1 065 nm 输出

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20235204.0414003

0 引言

双波长脉冲激光在太赫兹波产生、多普勒雷达相干探测、光谱研究等方面有着广泛的应用, 因此如何获得双波长脉冲激光是当前激光领域的重要研究课题^[1-7]。双波长脉冲激光可以通过调 Q 实现, 与主动调 Q 相比, 被动调 Q 具有技术简单、激光器体积小等优点。2011 年, ZHAO Pu 等在 Y 型腔中对两个 Nd:YLF 晶体分别进行泵浦, 并使用同一个 Cr⁴⁺:YAG 晶体对双波长进行被动调 Q, 获得了 1 047 nm/1 053 nm 的同步正交偏振双波长脉冲激光, 频率间隔为 1.64 THz^[8-9]。2020 年, CHEN Mengting 等在 Y 型腔中对两个 Nd:YLF 晶体进行泵浦, 获得了平均功率为 8.7 W 的 1 047 nm/1 053 nm 正交偏振双波长脉冲激光。此外, 进一步使用 Nd:YAG 晶体代替其中一个 Nd:YLF 晶体, 获得了 1 047 nm/1 064 nm 和 1 047 nm/1 064 nm 两组正交偏振双波长脉冲激光, 平均功率为 6 W^[10]。2021 年, KE Yizhi 等以 Nd:YVO₄/Nd:GdVO₄ 组合晶体为增益介质, 通过脉宽调制泵浦和被动调 Q, 获得了 1 063 nm/1 064 nm 的同步双波长脉冲激光, 其中通过改变组合晶体的温度, 可以在一定范围内调谐双波长激光信号的频率间隔^[11]。此类激光器都是基于两个晶体实现双波长脉冲输出。与双晶体激光器相比, 单晶体激光器具有结构简单、操作方便、更易实现小型化等优点^[1]。但是单晶体激光器的双波长之间存在增益竞争, 难输出双波长同步脉冲激光。2007 年, BRENIER A 等通过单个 Yb³⁺:GdAl₃(BO₃)₄ 晶体和 Cr⁴⁺:YAG 晶体获得了 1 046 nm/1 040 nm 的正交偏振双波长脉冲, 当泵浦功率为 4.65 W 时脉冲重复频率为 3 kHz^[12]。2009 年, WANG Zhenping 等通过单个 Nd:YAG 陶瓷和 Cr⁴⁺:YAG 晶体获得了 1 052 nm/1 064 nm 正交偏振双波长脉冲激光, 通过改变泵浦功率或 Cr⁴⁺:YAG 的初始透过率可

基金项目: 国家自然科学基金(No. 61705055), 浙江省重点研发计划(No. 2020C01106)

第一作者: 沈成竹, 474202586@qq.com

通讯作者: 胡淼, miao_hu@foxmail.com

收稿日期: 2022-10-19; 录用日期: 2022-12-27

<http://www.photon.ac.cn>

以改变双波长功率之比^[13]。此类激光器通过使用受激发射截面相近的晶体,解决单晶体激光器中的双波长增益竞争,实现双波长脉冲输出。2016年,HONG K等在T型腔中使用Cr⁴⁺:YAG晶体对Nd:GdVO₄晶体产生的1.06 μm激光进行调Q,获得了由1.06 μm调Q脉冲和1.34 μm弛豫振荡尖峰脉冲组成的双波长脉冲激光^[14];2017年,HONG K等研究了光斑尺寸和泵浦功率对双波长脉冲时域特性的影响,通过改变泵浦功率,获得具有不同同时域特性的双波长脉冲激光^[7]。HONG K等提出的脉冲激光器使用单一的Nd:GdVO₄晶体和Cr⁴⁺:YAG晶体,但是Cr⁴⁺:YAG晶体只对其中一种波长的激光进行调Q。考虑到Nd:GdVO₄晶体可以产生1 063 nm/1 065 nm的正交偏振双波长激光^[2],但是由于Nd:GdVO₄晶体π偏振和σ偏振的受激发射截面相差很大,至今尚未见到采用单个可饱和吸收体对Nd:GdVO₄晶体产生的双波长激光同时调Q的报道。

本文报道了一种使用单个Nd:GdVO₄晶体和单个Cr⁴⁺:YAG晶体双波长脉冲激光器,其中双波长正交偏振,发射波长分别为1 063 nm(π)和1 065 nm(σ),Cr⁴⁺:YAG晶体对双波长激光同时进行Q调制,双波长脉冲激光的时域特性可以通过泵浦功率来控制。

1 理论与仿真

根据CHEN Y F^[15]和TUAN P H^[16]的理论修改得到调Q模型,用速率方程描述激光器的调Q过程,忽略热透镜效应、腔模尺寸的变化、高阶横模等因素。在掺钕激光系统中,1 063 nm(π)和1 065 nm(σ)的波长共享同一上能级,因此其速率方程可以由腔内光子数密度 φ_j (其中 $j=1,2$,分别表示π偏振和σ偏振)、增益介质反转粒子数密度 N 、可饱和吸收体基态粒子数密度 N_{gs} 表示,即

$$\frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{\varphi_1}{t_{r,1}} \left[2\sigma_1 N l_g - 2\sigma_{gs} N_{gs} l_s - \left(\ln\left(\frac{1}{R_1}\right) + \delta_1 \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{\varphi_2}{t_{r,2}} \left[2\sigma_2 N l_g - 2\sigma_{gs} N_{gs} l_s - \left(\ln\left(\frac{1}{R_2}\right) + \delta_2 \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{dN}{dt} = R_p \left(1 - \frac{N}{N_1} \right) - \frac{N}{\tau_a} - \gamma c \sigma_1 N \varphi_1 - \gamma c \sigma_2 N \varphi_2 \quad (3)$$

$$\frac{dN_{gs}}{dt} = \tau_{gs} (N_{0s} - N_{gs}) - \frac{A}{A_s} c \sigma_{gs} N_{gs} (\varphi_1 + \varphi_2) \quad (4)$$

式中, $t_{r,j}$ 为光在谐振腔内往返时间, $t_{r,j} = \frac{2(l_j + (n_j - 1)l_g)}{c}$, l_j 为谐振腔长度, n_j 为增益介质折射率, l_g 为增益介质的长度, c 为真空中的光速; σ_j 为增益介质受激发射截面; σ_{gs} 为可饱和吸收体基态吸收截面; l_s 为可饱和吸收体的长度; R_j 为输出镜反射率; δ_j 为激光腔耗散性损耗; R_p 为泵浦源泵浦速率; N_1 为增益介质总粒子数密度; τ_a 为增益介质上能级寿命; γ 为反转因子,对于四能级系统为1,对于三能级系统为2; τ_{gs} 为可饱和吸收体恢复时间; N_{0s} 为可饱和吸收体总粒子数密度; A/A_s 为激光在增益介质中的有效面积与在可饱和吸收体中的有效面积之比。在Matlab环境下,使用龙格库塔方法求解速率方程组,得到双波长被动调Q脉冲产生的过程,仿真参数如表1所示。激光腔耗散性损耗主要来自于增益介质的热致衍射损耗和增益介质自身的损耗,热致衍射损耗大小与增益介质处激光半径呈正相关,根据晶体参数和腔模仿真进行计算^[17-18],π偏振激光腔耗散性损耗 δ_1 约为0.002 1,σ偏振激光腔耗散性损耗 δ_2 约为0.001 8。考虑增益介质与可饱和吸收体紧贴放置,所以设 $A/A_s=1$ 。

在仿真中发现,增大双波长的激光腔单程损耗差时,双波长对应的阈值反转粒子数密度差值会增大,导致只有单波长激光输出。为了保证能输出双波长激光,首先研究了双波长的阈值反转粒子数密度。由式(1)和式(2)推导可得,双波长的阈值反转粒子数密度 $N_{i,j}$ (其中 $j=1,2$,分别表示π偏振和σ偏振)表示为

$$N_{i,j} = \frac{\ln\left(\frac{1}{T_0^2}\right) + \ln\left(\frac{1}{R_j}\right) + \delta_j}{2\sigma_j l_g} \quad (5)$$

式中, T_0 为可饱和吸收体初始透过率, $T_0 = \sigma_{gs} N_{0s} l_s$ 。由式(5)可知,双波长对应的阈值反转粒子数密度差值可

表1 仿真参数
Table 1 Value of simulation parameters

Parameter	Value
l_1/m	0.060
l_2/m	0.030
R_1	0.60
R_2	0.95
δ_1	0.002 1
δ_2	0.001 8
l_g/m	0.003
n_1	1.972 ^[19]
n_2	2.192 ^[19]
σ_1/m^2	$10.3 \times 10^{-24[2]}$
σ_2/m^2	$2.1 \times 10^{-24[2]}$
N_i/m^{-3}	1.68×10^{26}
τ_a/s	$9 \times 10^{-5[19]}$
l_s/m	0.001
σ_{gs}/m^2	$40.0 \times 10^{-24[20]}$
N_{0s}/m^{-3}	1.28×10^{23}
τ_{gs}/s	$3 \times 10^{-6[21]}$
$R_p/(\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1})$	2.06×10^{30}
A/A_s	1
γ	1
$c/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$2.997\ 963 \times 10^8$

以通过改变输出镜反射率进行调整。在仿真中首先设置 $R_2=0.95$, 通过改变 π 偏振输出镜反射率 R_1 来改变 π 偏振激光腔单程损耗, 从而改变 π 偏振阈值反转粒子数密度。图1为不同输出镜反射率下阈值反转粒子数密度, 可以看出当 R_1 增大时, π 偏振阈值反转粒子数密度减小。当 $R_1 < 0.52$ 时, π 偏振阈值反转粒子数密度大于 σ 偏振阈值反转粒子数密度; 当 $R_1 > 0.52$ 时, π 偏振阈值反转粒子数密度小于 σ 偏振阈值反转粒子数密度。

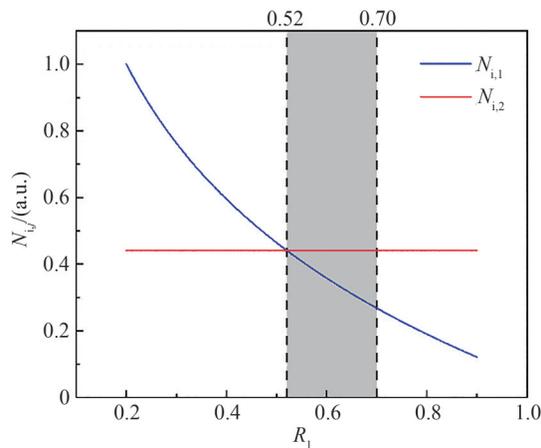


图1 阈值反转粒子数密度随输出镜反射率的变化

Fig. 1 The threshold invert population versus output reflectivity

通过对不同 R_1 条件下的速率方程进行仿真, 发现输出双波长脉冲需要满足 $0.52 < R_1 < 0.71$ 。当 $R_1 = 0.71$ 时, 阈值反转粒子数密度 $N_{i,1}$ 和 $N_{i,2}$ 的差值为 $4.09 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 而 R_1 大于 0.71 时, $N_{i,1}$ 和 $N_{i,2}$ 的差值大于 $4.09 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 阈值反转粒子数密度较小的 π 偏振激光会优先起振, 消耗反转粒子数, 使得增益曲线下降, 又

因为双波长激光共享同一上能级,所以 σ 偏振激光获得的增益减小,无法起振。在仿真中发现,当反转粒子数密度同时大于 π 偏振和 σ 偏振的阈值反转粒子数密度时,优先产生增益介质受激发射截面小的 σ 偏振脉冲,所以当 R_1 小于0.52时,阈值反转粒子数密度 $N_{i,1}$ 大于 $N_{i,2}$,只有阈值反转粒子数密度较小的 σ 偏振激光起振。

在实现双波长脉冲输出的前提下($R_1=0.60, R_2=0.95$),进一步研究了泵浦速率对双波长被动调Q脉冲时域特性的影响。

当泵浦速率为 $1.20 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,泵浦速率低,反转粒子数积累速度慢,不满足双波长脉冲激光的反转粒子数消耗速度,只能实现单一波长脉冲激光输出。 π 偏振阈值反转粒子数密度小于 σ 偏振阈值反转粒子数密度,因此只能形成 π 偏振单一波长调Q脉冲,脉冲波形如图2(a)所示,将这种 π 偏振单一波长脉冲定义为type-I。

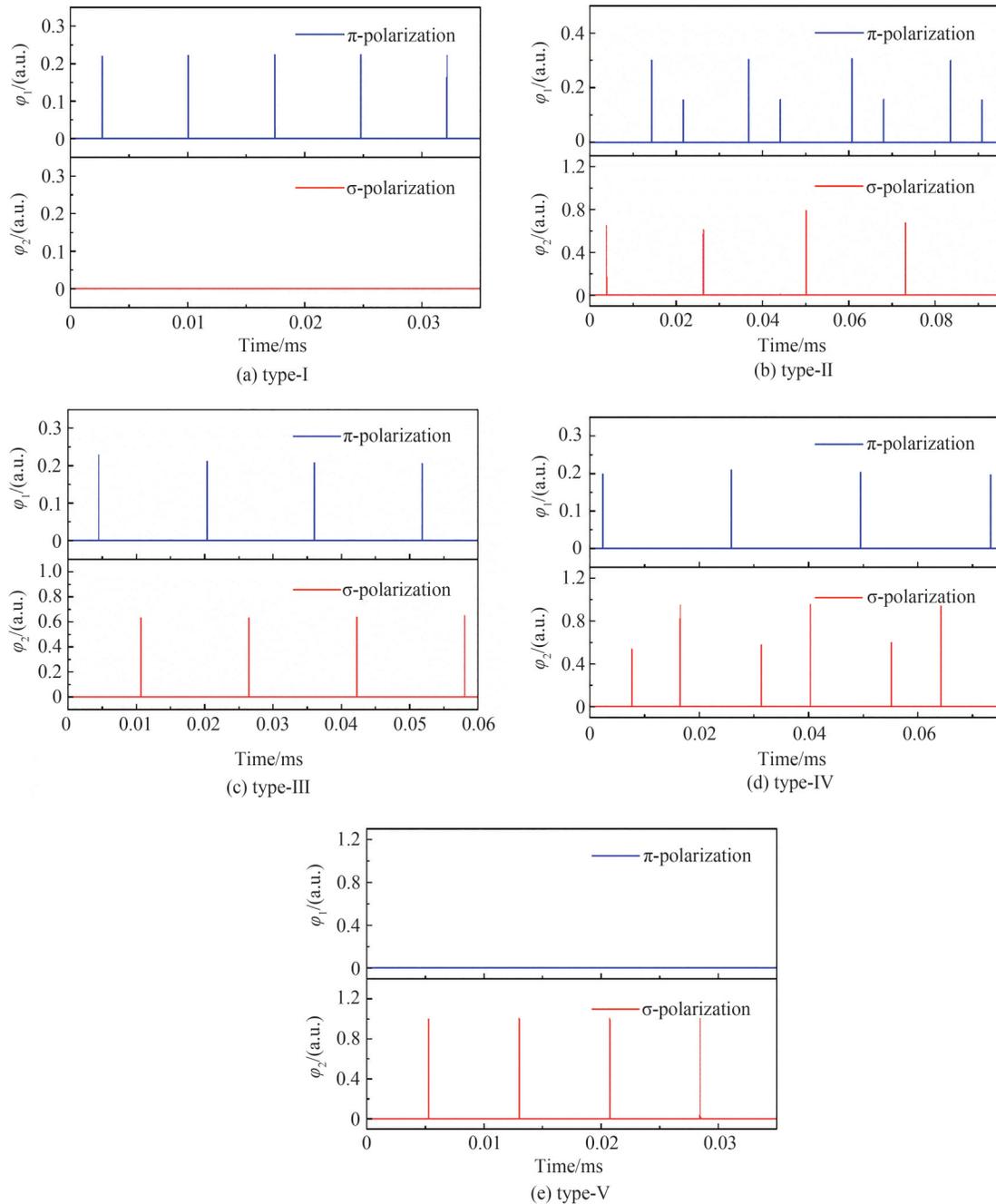


图2 $R_1=0.60, R_2=0.95$ 时,不同泵浦速率下双波长脉冲时域特性

Fig. 2 Under the condition of $R_1=0.60, R_2=0.95$, the dual-wavelength pulses time characteristics with different pump rates

逐渐增加泵浦速率,反转粒子数积累速度加快,当泵浦速率为 $1.87 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,反转粒子数密度同时大于 π 偏振和 σ 偏振的阈值反转粒子数密度,激光器开始输出双波长脉冲激光。通过观察一个重复周期内第一次增益介质反转粒子数密度 N 下降时的两种偏振腔内光子数密度 $N_{\text{gs},1}$ 和 $N_{\text{gs},2}$ 变化曲线,发现输出双波长脉冲激光时,优先产生 σ 偏振脉冲激光。产生 σ 偏振调Q脉冲并没有消耗所有的反转粒子数,所以在产生 σ 偏振调Q脉冲之后,又产生了多个脉冲能量递减的 π 偏振调Q脉冲。脉冲波形如图2(b)所示,将这种双波长多对一脉冲定义为 type-II。

随着泵浦速率增加,单个 σ 偏振调Q脉冲能量增大,单个 σ 偏振调Q脉冲消耗的反转粒子数增加,产生 σ 偏振调Q脉冲之后剩余的反转粒子数减少,一个周期内产生的 π 偏振调Q脉冲数量减少。当泵浦速率为 $2.06 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,产生 σ 偏振调Q脉冲之后只有一个 π 偏振调Q脉冲产生,实现了重复频率相同的双波长脉冲输出,脉冲重复频率为 63.29 kHz。脉冲波形如图2(c)所示,将这种双波长一对一脉冲定义为 type-III。

泵浦速率不断增加,用于产生 π 偏振调Q脉冲的反转粒子数所占的比重持续减少,当泵浦速率为 $2.18 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时,出现了一个 π 偏振调Q脉冲对应多个 σ 偏振调Q脉冲的脉冲波形,如图2(d)所示,将这种双波长一对多脉冲定义为 type-IV。

当泵浦速率为 $2.50 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, π 偏振调Q脉冲消失,只有 σ 偏振调Q脉冲产生,脉冲波形如图2(e)所示,将这种 σ 偏振单一波长脉冲定义为 type-V。

进一步对 type-III 的双波长脉冲进行研究。设置 $R_2=0.95$ 以及一系列不同的 π 偏振输出镜反射率 R_1 进行对照实验。当改变 R_1 时,通过调整泵浦源泵浦速率 R_p ,使激光器输出双波长脉冲为 type-III。双波长脉冲为 type-III 时的泵浦源泵浦速率 R_p 与 R_1 的关系如图3(a)所示。可以看出,在 $R_1=0.53$ 的条件下,泵浦速率 R_p 为 $0.39 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 时激光器输出 type-III 双波长脉冲。当 R_1 增加时, R_p 的值也随之增加,这是因为 R_1 增加会使 π 偏振的谐振腔损耗减小,使 π 偏振在上能级反转粒子数竞争中有更大的优势,从而双波长脉冲为 type-III 时需要更高的泵浦源泵浦速率 R_p 。在 $R_1=0.70$ 的条件下,激光器输出 type-III 双波长脉冲时的泵浦速率 R_p 增加至 $4.55 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 。通过曲线拟合可以发现双波长脉冲为 type-III 时的泵浦源泵浦速率 R_p 随 R_1 呈线性变化,拟合直线的斜率为 $23.43 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$,说明在实现 type-III 双波长脉冲输出的前提下,当 R_1 增加单位大小时,泵浦速率 R_p 需要增加 $23.43 \times 10^{30} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 才能使激光器的输出保持为 type-III 双波长脉冲。

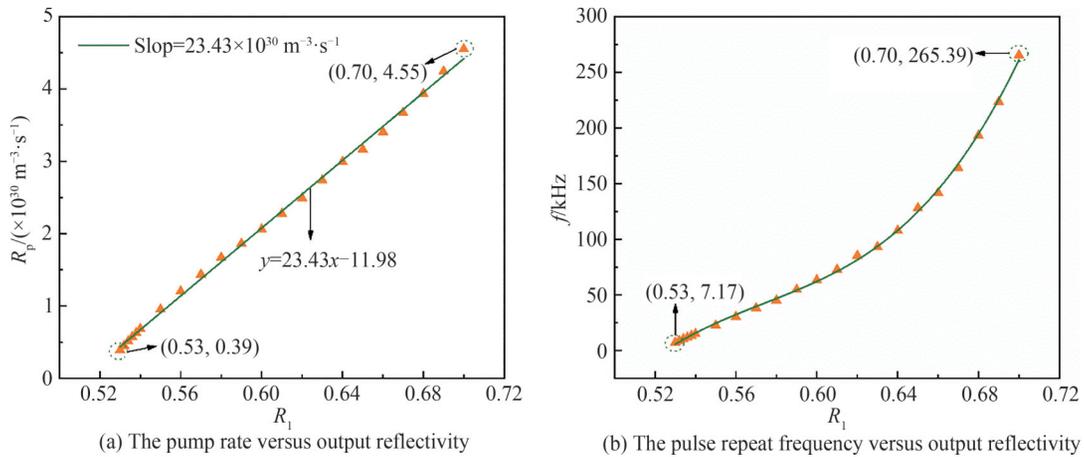


图3 双波长脉冲为 type-III 时,泵浦源泵浦速率、脉冲重复频率随输出镜反射率的变化

Fig. 3 Under the condition of type-III, the pump rate and pulse repeat frequency versus output reflectivity

设置 $R_2=0.95$ 以及一系列不同的 π 偏振输出镜反射率 R_1 进行重复仿真,通过脉冲波形计算脉冲重复频率。双波长脉冲为 type-III 时的脉冲重复频率 f 和 R_1 的关系如图3(b)所示。由图3(a)可以看出,在 $R_1=0.53$ 的条件下,激光器输出 type-III 双波长脉冲时的脉冲重复频率 f 为 7.17 kHz。当 R_1 增加时, f 的值也随之增加,这是因为 R_1 增加使 R_p 增加,进而加快上能级粒子数积累速度,从而使脉冲重复频率 f 增加。在 $R_1=0.70$ 的条件下,激光器输出 type-III 双波长脉冲时的脉冲重复频率 f 增加至 265.39 kHz。

2 实验研究

2.1 实验装置

为了验证泵浦功率对双波长脉冲时域特性的影响,设计了Y型腔结构双波长激光器,这种结构可以独立地控制每个波长的阈值反转粒子数密度,实现双波长输出。实验装置如图4所示,使用中心波长为808 nm、尾纤芯径为400 μm 的激光二极管(Laser Diode, LD)作为泵浦源。泵浦光束通过准直器和非球面透镜聚焦到a-cut切割、掺杂浓度为1.0 at.%、尺寸为3 mm \times 3 mm \times 3 mm的Nd:GdVO₄晶体上,泵浦光斑半径约为300 μm 。Nd:GdVO₄晶体前端面镀高反射(High Reflective, HR)膜(HR@1 064 nm)和增透(Anti-Reflective, AR)膜(AR@808 nm),后端面镀高反射膜(HR@808 nm)和增透膜(AR@1 064 nm)。在谐振腔输出端,为了获得相近的双波长阈值反转粒子数密度,在设计输出镜时,选定平面激光反射镜OC1 ($R=60\% @1 064 \text{ nm}$)和OC2 ($R=95\% @1 064 \text{ nm}$)分别作为 π 偏振和 σ 偏振激光的输出镜。OC1、OC2和Nd:GdVO₄晶体前端面组成双波长激光器的谐振腔。根据腔模仿真, π 偏振激光在Nd:GdVO₄晶体上的光斑半径约为220 μm , σ 偏振激光约为180 μm 。

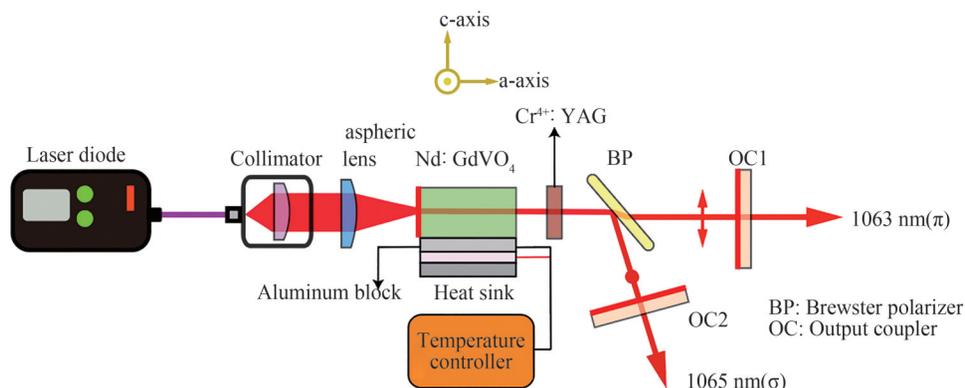


图4 基于Nd:GdVO₄晶体的双波长正交偏振被动调Q激光器实验装置

Fig.4 Experimental setup of dual-wavelength orthogonally polarized passively Q-switched laser based on Nd:GdVO₄ crystal

在谐振腔内,布儒斯特偏振片(Brewster Polarizer, BP)与入射光束呈布儒斯特角(56.5°)放置,将正交偏振的入射光束分束,使其分别进入OC1和OC2。布儒斯特偏振片前端面镀增透膜(AR@1 064 nm)。当布儒斯特偏振片与入射光束呈布儒斯特角(56.5°)放置时,其后端面对 π 偏振光束具有高透过率 $T_p=98\% @1 064 \text{ nm}$,对于 σ 偏振光束具有高反射率 $R_s>99.9\% @1064 \text{ nm}$ 。布儒斯特偏振片尺寸为25.4 mm \times 25.4 mm \times 3 mm,材质为Corning 7980。 Cr^{4+} :YAG晶体作为 π 偏振和 σ 偏振激光的被动调Q开关,放置于Nd:GdVO₄晶体和布儒斯特偏振片之间,与Nd:GdVO₄晶体紧贴,尺寸为10 mm \times 10 mm \times 1 mm,初始透过率 $T_0=0.95$ 。激光在 Cr^{4+} :YAG晶体上的光斑半径与在Nd:GdVO₄晶体上的光斑半径相近。

温度会改变Nd:GdVO₄晶体的受激发射截面积^[22],从而改变阈值反转粒子数密度,对实验结果产生影响,所以需要对Nd:GdVO₄晶体的温度进行控制。为了实现Nd:GdVO₄晶体更有效的热交换和更精准的热沉温度控制,使用铝箔包裹晶体,并将其安装于铜散热器中。半导体制冷片放置在铜散热器的底部,其中制冷面与铜散热器接触,散热面与水冷设备接触。半导体制冷片与温度控制器(Temperature Controller, TEC)连接,使用温度控制器控制铜散热器的温度,温度调节范围为0 $^{\circ}\text{C}$ 至100 $^{\circ}\text{C}$,调节精度为0.1 $^{\circ}\text{C}$ 。

激光器产生的 π 偏振和 σ 偏振激光分别进入示波器(MSOS404A, Keysight, 采样速率为20 GSa/s, 带宽为40 GHz)的两个通道中,利用示波器观测输出光的波形。通过功率计(PM100A, THORLABS.)测量输出光的功率。最后用光谱仪(Optical Spectrum Analyser, OSA, Q8384, Advantest)对输出光的光谱进行测量。

2.2 实验结果

由仿真结果图1可知,当 π 偏振输出镜反射率 $R_1=0.60$, σ 偏振输出镜反射率 $R_2=0.95$ 时,通过改变泵浦功率可以实现激光器双波长脉冲输出。由于实验条件限制无法获得与理论研究中相对应的高泵浦功率,所以理论研究与实验结果存在差异,实验将对理论研究中双波长脉冲时域特性随泵浦功率的变化趋势进行验

证。设定TEC的制冷温度为20℃,使实验中Nd:GdVO₄晶体受激发射截面保持不变,20℃时Nd:GdVO₄晶体受激发射截面谱如图5所示。利用上述装置验证泵浦功率对双波长脉冲时域特性的影响。使用两个相同的光电探测器将激光器的输出耦合到示波器的两个通道中,通过改变泵浦源,测量不同泵浦功率下Nd:GdVO₄激光器的脉冲波形。

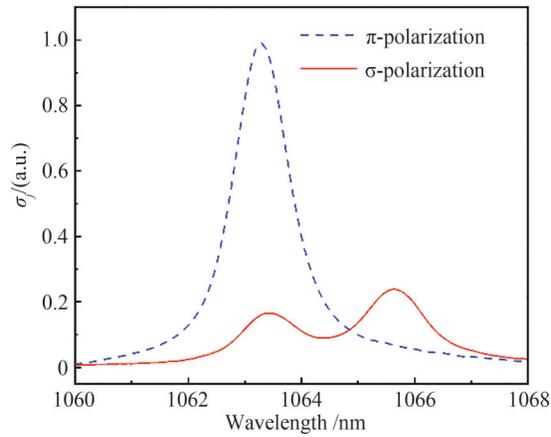
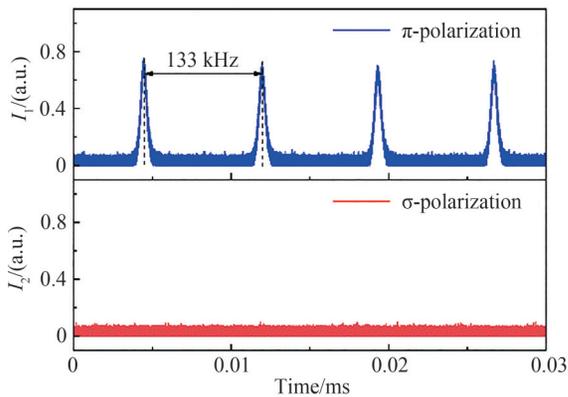
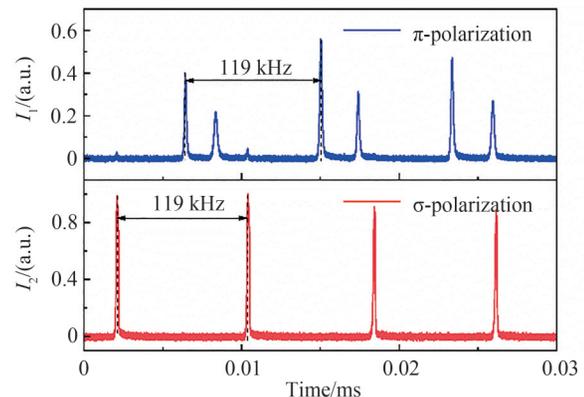


图5 20℃时Nd:GdVO₄晶体受激发射截面谱
Fig.5 The stimulated emission cross-section spectra of the Nd:GdVO₄ crystal with 20℃

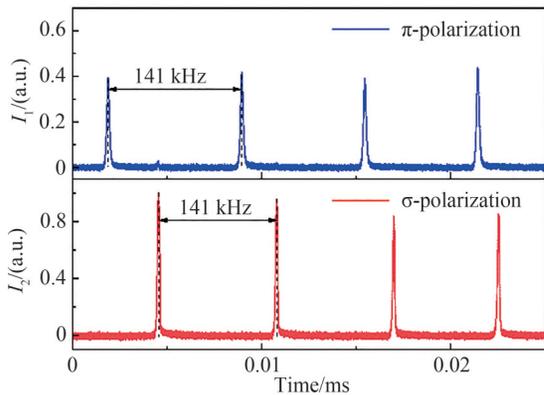
在输出镜反射率和Nd:GdVO₄晶体受激发射截面保持不变的实验条件下,当泵浦功率为3.21 W时,激光器输出 π 偏振单一波长脉冲,脉冲波形如图6(a)所示,脉冲类型为type-I,脉冲重复频率为133 kHz。由仿真分析可知, π 偏振的阈值低于 σ 偏振的阈值,此时泵浦功率并未达到 σ 偏振的阈值,所以无法产生 σ 偏振激光。当泵浦功率继续增加并且同时高于 π 偏振和 σ 偏振的阈值时,激光器会输出双波长脉冲。实验中,



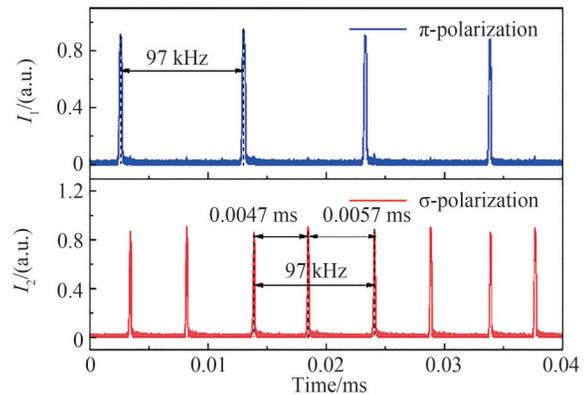
(a) The output time characteristic, $P_{\text{pump}}=3.21$ W, type-I



(b) The output time characteristic, $P_{\text{pump}}=4.38$ W, type-II



(c) The output time characteristic, $P_{\text{pump}}=5.51$ W, type-III



(d) The output time characteristic, $P_{\text{pump}}=6.89$ W, type-IV

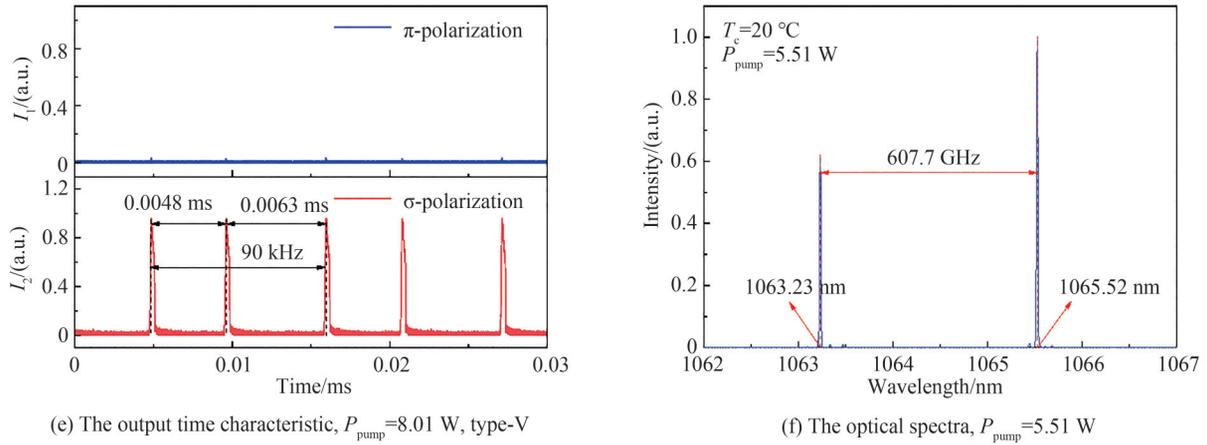


图6 不同泵浦功率下Nd:GdVO₄激光器输出时域特性和泵浦功率为5.51 W时Nd:GdVO₄激光器的光谱
Fig.6 The output time characteristic of Nd:GdVO₄ laser with different pump powers and the optical spectra for Nd:GdVO₄ laser at a pump power of 5.51 W

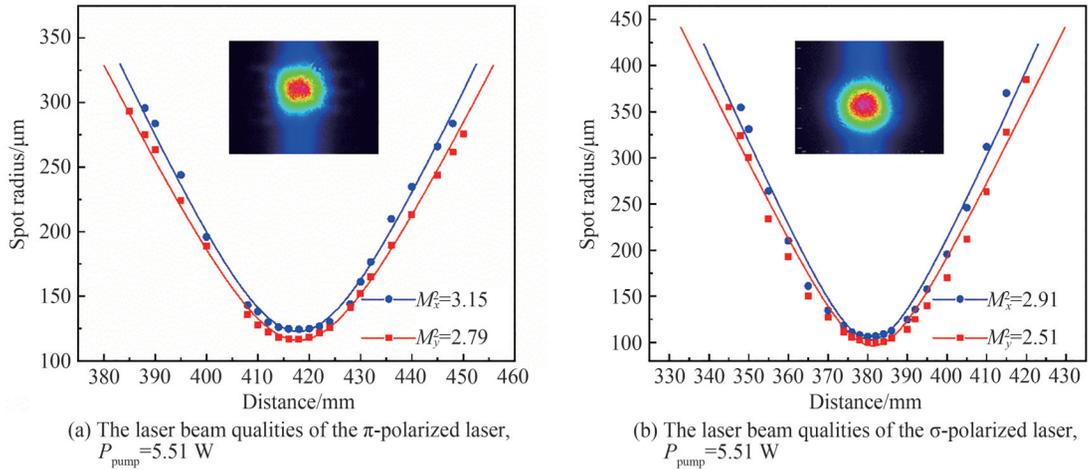
当泵浦功率增加至4.38 W时,激光器输出type-II类型双波长脉冲,脉冲重复频率为119 kHz,脉冲波形如图6(b)所示。此时 π 偏振在双波长增益竞争中还占据优势,所以在一个重复周期内输出多个 π 偏振脉冲,脉冲重复频率随着泵浦功率的增加而减少。

通过对泵浦功率不断调整,当泵浦功率为5.51 W时, π 偏振和 σ 偏振处于一个相对均衡的状态。此时激光器输出type-III类型双波长脉冲,脉冲波形如图6(c)所示, π 偏振和 σ 偏振脉冲重复频率均为141 kHz,平均功率分别为323 mW和462 mW,脉冲宽度分别为185 ns和168 ns,脉冲峰值功率分别为11.62 W和20.35 W。使用光谱仪对此时激光器输出的光谱进行测量,如图6(f)所示。可以看出,此时 π 偏振的中心波长为1 063.23 nm, σ 偏振的中心波长为1 065.52 nm,对应的带宽为607.7 GHz。

根据仿真结果,当泵浦功率不断增加时, σ 偏振会在双波长增益竞争中占据优势。所以在实验中,当泵浦功率为6.89 W时,在一个重复周期内,激光器输出多个 σ 偏振脉冲,脉冲重复频率为97 kHz,脉冲波形如图6(d)所示,脉冲类型为type-IV。可以发现,在一个重复周期内 σ 偏振脉冲之间的间隔时间存在差异,相邻两个 σ 偏振脉冲间隔时间呈现出0.004 7 ms和0.005 7 ms相互交替的规律。这是因为重复周期内 σ 偏振脉冲间隔时间的差异主要取决于一个重复周期内实际反转粒子数的消耗情况, σ 偏振脉冲是否靠近 π 偏振脉冲决定了当下 σ 偏振脉冲所用的反转粒子数水平。

当泵浦功率为8.01 W时, σ 偏振在双波长增益竞争中占据绝对优势,用于 π 偏振的能量已经不足以产生脉冲激光,所以此时激光器输出 σ 偏振单一波长脉冲,脉冲波形如图6(e)所示,脉冲类型为type-V。与type-IV类似,此时相邻两个 σ 偏振脉冲间隔时间呈现出0.004 8 ms和0.006 3 ms相互交替的规律,以两个相邻 σ 偏振脉冲为一个周期,此时重复频率为90 kHz,重复频率随着泵浦功率的增加而减少。

当泵浦功率为5.51 W时,使用光束分析仪(BC106N-VIS/M, THORLABS.)对双波长激光进行了光束质量测量,测得 π 偏振光 x 轴和 y 轴方向的光束质量参数 M^2 分别为3.15和2.79, σ 偏振光 x 轴和 y 轴方向的光束质量参数 M^2 分别为2.91和2.51。双波长激光的光束质量如图7所示。

图7 泵浦功率为5.51 W时 π 和 σ 偏振光的光束质量Fig.7 The laser beam qualities of the π -polarized and σ -polarized laser with the pump power of 5.51 W

3 结论

本文通过建立基于Nd:GdVO₄晶体的双波长正交偏振被动调Q激光器的速率方程模型,研究了激光器输出双波长脉冲的条件和不同输出镜反射率条件下泵浦功率对激光输出时域特性的影响。仿真结果表明,可以通过调节输出镜反射率改变双波长阈值反转粒子数密度,从而实现双波长脉冲输出。在实现双波长脉冲输出的前提下,可以通过改变泵浦速率实现输出脉冲波形的变化。在20 °C条件下进行实验验证,实验结果与仿真结果一致。

参考文献

- [1] WU Chunting, CHANG Aolei, WEN Ya, et al. Research progress of Nd³⁺-doped dual-wavelength all-solid-state laser[J]. Chinese Journal of Luminescence, 2020,41(4): 414-428.
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.
- [2] WU Bo, JIANG Peipei, YANG Dingzhong, et al. Compact dual-wavelength Nd: GdVO₄ laser working at 1 063 and 1 065 nm[J]. Optics Express, 2009, 17(8):6004-6009.
- [3] XIA Mengying, HU Miao, ZHOU Huimin, et al. Exprimental research on power-balanced Nd: YVO₄/Nd: GdVO₄ dual-wavelength laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2020,49(4): 0414003.
夏梦莹, 胡淼, 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.
- [4] ZUO Zhiyu, DAI Shibo, ZHU Siqi, et al. Power scaling of an actively Q-switched orthogonally polarized dual-wavelength Nd: YLF laser at 1 047 and 1 053 nm[J]. Optics Letters, 2018,43(19):4578-4581.
- [5] TU Zhihua, DAI Shibo, ZHU Siqi, et al. Efficient high-power orthogonally-polarized dual-wavelength Nd: YLF laser at 1 314 and 1 321 nm[J]. Optics Express, 2019, 27(23):32949-32957.
- [6] NADIMI M, MAJOR A. Continuous-wave dual-wavelength operation of a diode-pumped Nd: GdVO₄ laser at the 1063 & 1 071 nm, 1 063 & 1 083 nm and 1 083 & 1 086 nm wavelength pairs[J]. Laser Physics, 2018,28(9):1-6.
- [7] HONG K, LU Y, WEI M, et al. Dual-wavelength pulsed dynamics in Nd: GdVO₄ laser with Cr⁴⁺: YAG saturable absorber: roles of pump rate and spot size[J]. Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 2017, 34(8): 1740-1746.
- [8] ZHAO Pu, RAGAM S, DING Yujie, 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] ZHAO Pu, RAGAM S, DING Yujie, et al. Investigation of terahertz generation from passively Q-switched dual-frequency laser pulses[J]. Optics Letters, 2011, 36(24):4818-4820.
- [10] CHEN Mengting, DAI Shibo, TU Zhihua, et al. Frequency expansion of efficient passively Q-switched orthogonally-polarized dual-wavelength laser[J]. Optics and Laser Technology, 2020, 122: 105846.
- [11] KE Yizhi, HU Miao, XU Mengmeng, et al. A tunable synchronous pulsed dual-wavelength laser based on the Nd: YVO₄/Nd: GdVO₄ combined crystals pair [J]. IEEE Photonics Journal, 2021, 13(1):1501207.
- [12] BRENIER A, TU Chaoyang, ZHU Zhaojie, et al. Dual-polarization and dual-wavelength diode-pumped laser operation from a birefringent Yb³⁺-doped GdAl₃(BO₃)₄ nonlinear crystal[J]. Applied Physics B Lasers & Optics, 2007, 89(2-3):

- 323-328.
- [13] WANG Zhengping, LIU Hong, WANG Jiyang, et al. Passively Q-switched dual-wavelength laser output of LD-end-pumped ceramic Nd:YAG laser[J]. Optics Express, 2009, 17(14):12076-12081.
- [14] HONG K, WEI M. 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.
- [15] CHEN Y F, LAN Y P, CHANG H L. Analytical model for design criteria of passively Q-switched lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001, 37(3):462-468.
- [16] TUAN P H, CHANG C C, CHANG F L, et al. Modelling end-pumped passively Q-switched Nd-doped crystal lasers: manifestation by a Nd:YVO₄/Cr⁴⁺:YAG system with a concave-convex resonator[J]. Optics Express, 2017, 25(3):1710-1722.
- [17] ZHENG Jiaan, ZHAO Shengzhi, WANG Qingpu, et al. Influence of crystal thermal effect on optimal design of LD end-pumped solid-state laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2001, 30(6):724-729.
郑加安, 赵圣之, 王青圃, 等. 晶体热效应对 LD 端面泵浦固体激光器优化设计的影响[J]. 光子学报, 2001, 30(6):724-729.
- [18] LI Guiqiu, ZHAO Shengzhi, YANG Kejian, et al. Characteristics of LD pumped Nd:GdVO₄ crystal Cr⁴⁺:YAG passive Q-switched laser[J]. Acta Photonica Sinica, 2005, 34(6):810-813.
李桂秋, 赵圣之, 杨克建, 等. LD 泵浦 Nd:GdVO₄ 晶体 Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 激光特性研究[J]. 光子学报, 2005, 34(6):810-813.
- [19] KOECHNER W. Solid-state laser engineering[M]. Springer Science+Business Media, 2006.
- [20] WAN Xiaoke, LIN Lihuang, OUYANG Bin, et al. Excited state absorption saturation of Cr⁴⁺:YAG and its passive Q-switch performance[J]. Acta Optica Sinica, 1997, 17(11):1567-1570.
万小珂, 林礼煌, 欧阳斌, 等. Cr⁴⁺:YAG 被动调 Q 与激光发态吸收饱和[J]. 光学学报, 1997, 17(11):1567-1570.
- [21] 欧攀. 高等光学仿真(MATLAB 版):光波导·激光[M]. 北京:北京航空航天大学出版社, 2014:239.
- [22] ZHANG Yuting, HU Miao, XU Mengmeng, et al. A power balanced dual-wavelength Nd:GdVO₄ laser with 0.6 THz frequency separation[J]. IEEE Photonics Journal, 2022, 14(4):1547206.

Passively Q-switched Dual-wavelength Laser Based on Nd:GdVO₄ Crystal

SHEN Chengzhu, HU Miao, XU Mengmeng, LI Haozheng, SONG Huan
(College of Communication Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: Dual-wavelength pulse lasers have a wide range of applications in terahertz wave generation, Doppler radar coherence detection, spectral studies and so on, so how to generate dual-wavelength pulse lasers is of great significance. Dual-wavelength pulse lasers can be realized by Q-switched technology, which can be divided into active Q-switching and passive Q-switching. Compared with the active Q-switched lasers, the passive Q-switched lasers have the advantages of simple technology and small size. In order to obtain a stable dual-wavelength pulsed laser, one approach is pumping two crystals or combinatorial crystals into a cavity, another approach is pumping a single crystal into a cavity. Compared with the dual-crystal laser, the single-crystal laser has the advantages of simple structure, convenient operation, and easier miniaturization. But there is gain competition between two wavelengths of single crystal laser, so it is difficult to output two-wavelength pulse laser. In this paper, a 1 063 nm/1 065 nm dual-wavelength pulsed laser using a single Nd:GdVO₄ crystal and a single Cr⁴⁺:YAG crystal is proposed. The Q-switched process of laser can be described by rate equation. By establishing a simulation model based on rate equation, the influence of pump power on the time-domain characteristics of laser output under different reflectivity of output mirror is studied. The theoretical results show that when the reflectivity of the output mirror is changed, the threshold inversion particle number density of the two wavelengths will change accordingly. Therefore, the dual-wavelength pulsed laser can be realized by changing the reflectivity of the output mirror. When the π -polarized output mirror reflectivity is in the range of [0.52, 0.71] and σ -polarized output mirror reflectivity is 0.95, the laser can output dual-wavelength passively Q-switched pulse. By increasing the pump power, π -polarized single-wavelength pulse, dual-wavelength

multiple-on-one pulse, dual-wavelength one-on-one pulse, dual-wavelength one-on-multiple pulse and σ -polarized single-wavelength pulse can be generated in sequence. In order to verify the influence of pump power on time characteristics of dual-wavelength pulse, a Y-type-cavity dual-wavelength laser is designed. The reflectivity of π -polarized output mirror is set to 0.60, and that of σ -polarized output mirror is set to 0.95. The stimulated emission cross section of Nd:GdVO₄ crystal is kept constant by setting the cooling temperature of the temperature controller at 20 °C. The output of the Nd:GdVO₄ laser is coupled to two channels of the oscilloscope by two identical photodetectors. The pulse waveform of the Nd:GdVO₄ laser at different pump power is measured by changing the pump source. With the increase of the pump power, the pulse laser with the time mentioned above characteristics is output in turn, which is consistent with the numerical simulation results. When the pump power is 5.51 W, the output of the laser is a one-on-one pulse of two orthogonal polarized wavelengths, of which the π and σ polarized wavelengths are 1 063.23 nm and 1 065.52 nm respectively, the average power is 323 mW and 462 mW respectively, and the peak pulse power is 11.62 W and 20.35 W respectively, the pulse repetition rate is 141 kHz. In this paper, by setting up the rate equation model of two-wavelength quadrature polarization passively Q-switched laser based on Nd:GdVO₄ crystal, the condition of laser output dual-wavelength pulse and the influence of pump power on the time characteristics of laser output under different reflectivity of output mirror are studied. The simulation results show that the dual-wavelength pulse can be realized by adjusting the reflectivity of the output mirror to change the double-wavelength threshold inversion of the particle number density. On the premise of realizing dual-wavelength pulse output, the output pulse waveform can be changed by changing the pump rate. The experimental results are in good agreement with the simulation results under the condition of 20 °C.

Key words: Dual-wavelength laser; Solid laser; Passively Q-switched; Nd:GdVO₄; 1 063 nm/1 065 nm output

OCIS Codes: 140.3410; 140.3530; 140.3538; 140.3540