

100 kHz 腔倒空薄片激光器理论与实验研究

董静¹, 陈涵天¹, 王海林^{1*}, 朱广志¹, Kozlov Aleksei², 朱晓¹¹华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074;²M. F. Stelmakh 股份有限公司极地研究所, 俄罗斯 莫斯科 117342

摘要 对 100 kHz 运转的腔倒空薄片激光器的输出特性进行了理论和实验研究。首先建立起腔倒空薄片激光器的速率方程理论模型, 模型中考虑了单位时间谐振腔中新增的自发辐射光子数, 对其占总自发辐射光子数的比例进行了分析, 并结合一些参数进行了仿真。进一步搭建了重复频率为 100 kHz 的腔倒空薄片激光器实验装置, 获得了平均功率为 253 W 的纳秒激光脉冲输出, 光光效率约为 35.2%, 脉冲宽度为 10.4 ns, 单脉冲能量为 2.53 mJ, 脉冲的峰值功率超过了 200 kW, x 和 y 方向的光束质量 M^2 分别为 9.77 和 9.27。针对腔倒空 Q 的动力学稳定性问题, 研究了普克尔盒开关时间对输出平均功率和输出脉冲稳定性的影响, 实验中观察到了倍周期分岔和确定性混沌现象, 从理论上对这个现象进行了仿真分析, 仿真结果可与实验结果相符。

关键词 激光器; 调 Q 激光器; 半导体抽运激光器; 薄片激光器; 高重复频率; 脉冲动力学

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.0914002

Theoretical and Experimental Research on 100 kHz
Cavity-Dumped Thin-Disk LaserDong Jing¹, Chen Hantian¹, Wang Hailin^{1*}, Zhu Guangzhi¹, Kozlov Aleksei², Zhu Xiao¹¹School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology,

Wuhan 430074, Hubei, China;

²POLYUS Research Institute of M. F. Stelmakh Joint Stock Company, Moscow 117342, Russia

Abstract In this article, we carried out theoretical and experimental studies on the output characteristics of a cavity-dumped thin-disk laser operating at 100 kHz. Firstly, a theoretical model of the rate equation of the cavity-dumped thin-disk laser was established. The model considered the number of spontaneous emission photons newly added in the resonant cavity per unit time, and the ratio of the number of spontaneous emission photons to the total number of spontaneous emission photons was analyzed. And then we performed simulations based on some parameters. Next, we built a cavity-dumped thin-disk laser with a repetition rate of 100 kHz, and the average power of nanosecond laser pulse output was 253 W. The optical-optical efficiency was about 35.2%, the pulse width was 10.4 ns, and the single pulse energy was 2.53 mJ. The peak power exceeded 200 kW, and the optical quality M^2 in the x and y directions was 9.77 and 9.27, respectively. For the dynamic stability of the cavity-dumped Q -switching, the influence of Pockels cell gate time on the output power and stability of the output pulse was further studied. In the experiment, the phenomenon of period doubling bifurcation and deterministic chaos were observed. The simulation results are consistent with the experimental results.

Key words lasers; Q -switched laser; diode pumped laser; thin disk laser; high repetition rate; pulse dynamics

收稿日期: 2021-10-08; 修回日期: 2021-11-08; 录用日期: 2021-11-25

基金项目: 国家重点研发计划战略性国际科技创新合作重点专项(2016YFE0202500)

通信作者: *wanghl@hust.edu.cn

1 引言

高功率大脉冲能量的纳秒激光器在激光清洗、标刻、钻孔和焊接等工业加工领域应用广泛^[1-3]。受限于较强的热透镜效应,传统的棒状和块状激光器难以实现高的平均功率输出。光纤激光器虽然可以实现万瓦级的连续激光输出,但是过小的纤芯尺寸限制了纳秒光纤激光器可获得的最大脉冲能量,使得纳秒光纤激光器在实现大脉冲能量激光和高光束质量激光两者之间不可协调,这也限制了纳秒光纤激光器的应用范围。而薄片激光器具有较大的激光光斑(数十厘米)和较弱的热透镜效应^[4],可保证输出激光具有较好的光束质量和高平均功率,也可同时获得大脉冲能量的脉冲,因此脉冲薄片激光器在一些应用领域更有优势。

薄片激光器通常采用调 Q 技术来获得纳秒脉冲激光输出。普通的声光调 Q 薄片激光器输出脉冲的宽度一般在数百纳秒到微秒之间,腔倒空 Q 薄片激光器则可以获得脉宽在数十纳秒量级的脉冲^[5-6]。国际上对腔倒空 Q 薄片激光器的研究较早,2014 年,德国通快公司在实验室实现了平均功率为 4.2 kW、脉冲宽度约为 20 ns、光束质量因子 M^2 约为 14 的腔倒空 Q 薄片激光输出,其最大输出脉冲能量可达 180 mJ^[7]。脉冲宽度为 25 ns、光束质量因子 M^2 小于 1.3、重复频率为 100 Hz、单脉冲能量为 280 mJ 的腔倒空薄片激光器也见报道^[5]。近几年来,国内对腔倒空薄片激光器的研究也开始起步,2017 年,哈尔滨工业大学闫仁鹏等^[8]采用 RTP 普克尔盒,搭建了电光腔倒空薄片激光器,获得了平均功率为 43 W、脉冲宽度为 20.3 ns 的激光输出,重复频率为 70 kHz,并在 10 kHz 时获得了峰值功率为 109.8 kW 的脉冲激光输出。最近,中国科学院大连化学物理研究所戴隆辉等^[9]采用 BBO 普克尔盒的腔倒空薄片激光器实现了平均功率为 65.4 W 的激光输出,脉冲宽度为 7.43 ns,重复频率为 100 kHz,光光效率为 36.33%, x 、 y 方向的光束质量因子分别为 2.37 和 2.20。从结果来看,目前大多数研究都主要侧重于报道激光器的输出指标,而对腔倒空薄片激光器中的动力学稳定性问题少有提及。

本文基于实验室自研的薄片模块和薄片晶体,实现了平均功率为 253 W 的稳定的纳秒脉冲激光输出,光光效率约为 35.2%,脉冲重复频率为 100 kHz,脉冲宽度为 10.4 ns,单脉冲能量为

2.53 mJ,脉冲的峰值功率超过了 200 kW,进一步测量得到了 x 和 y 方向的 M^2 因子,分别为 9.77 和 9.27。普克尔盒的开关时间是电光腔倒空 Q 激光器中一个特别重要的控制参数,实验研究了在不同泵浦功率下,开关时间对输出功率和脉冲稳定性的影响,在较高泵浦功率下观察到了与开关时间有关的倍周期分岔和确定性混沌现象,从理论上对这个现象进行了仿真分析,所得仿真结果与实验结果相符。

2 腔倒空 Yb:YAG 调 Q 薄片激光器动力学模型与仿真

2.1 速率方程模型

重复运转的腔倒空 Q 激光器的一个周期可以分为低 Q 值期和高 Q 值期,在低 Q 值期,谐振腔内损耗大于增益,激光不能达到起振的阈值,因此激光介质积累增益;在高 Q 值期,谐振腔内增益大于损耗,腔内激光振荡。腔内激光的“倒空”发生在高 Q 值期结束、低 Q 值期开始时刻,此时谐振腔的透过率迅速从 0% 变为 100%,因此输出激光的脉冲宽度近似为谐振腔往返时间。对于高 Q 值期和低 Q 值期腔内上能级粒子数以及光子数随时间的变化,需用不同的速率方程描述。为了使模型简单,仅考虑一维的速率方程模型,并假设每个时刻谐振腔内的激光处处相同。在高 Q 值期,对于增益介质的上能级粒子数密度 N_2 ,需要考虑泵浦过程、自发辐射衰减过程和受激辐射过程。对于腔内光子数密度,需要考虑受激辐射过程和腔内光子的耗散过程,因此可用如下方程描述^[10]:

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = R_p - 4\sigma_1[(f_1^{\text{up}} + f_1^{\text{low}})N_2 - f_1^{\text{low}}N_{\text{tot}}]\phi c - \frac{N_2}{\tau} \\ \frac{d\phi}{dt} = \frac{4\sigma_1 L[(f_1^{\text{up}} + f_1^{\text{low}})N_2 - f_1^{\text{low}}N_{\text{tot}}]\phi - \alpha\phi}{T_{\text{rt}}} + \phi_{\text{sp}} \end{cases} \quad (1)$$

式中: R_p 为泵浦速率; τ 为有效上能级寿命; c 为光速; ϕ 为腔内光子数密度; N_2 为上能级粒子数密度; L 为薄片晶体的厚度; σ_1 为激光的受激发射截面; f_1^{up} 为激光上能级占上态簇的比例; f_1^{low} 为激光下能级占下态簇的比例; N_{tot} 为总的粒子数密度; T_{rt} 为腔内往返时间; α 为谐振腔内光子的一次往返损耗; ϕ_{sp} 为单位时间内可以进入谐振腔内振荡的自发辐射光子的数密度。由于薄片晶体中存在放大自发辐射(ASE)效应,有效上能级寿命 τ 和晶体的泵浦光斑以及泵浦功率密度都有关^[11-12]。泵浦速率 R_p 可表示为

$$R_p = \frac{I_p \eta_{\text{abs}}}{h\nu_p L}, \quad (2)$$

式中: I_p 为泵浦光强; η_{abs} 为吸收效率; ν_p 为泵浦光频率; h 为普朗克常数; L 为薄片晶体的厚度。

在低 Q 值期, 当腔内光子数完全“倒空”后, 增益介质将积累反转粒子数, 此时仅需要考虑泵浦过程和自发辐射过程, 则式(1)可以简化为

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - \frac{N_2}{\tau}. \quad (3)$$

基于上面的速率方程模型, 腔倒空 Q 激光器中每个周期内“倒空”过程输出激光的单脉冲能量密度 E 可根据高 Q 值期末时刻的腔内光子数密度 ϕ_{end} 表示为

$$E = \phi_{\text{end}} h\nu_l c T_{\text{rt}}, \quad (4)$$

式中: ν_l 为输出激光的频率。

腔倒空 Q 激光器输出的脉冲宽度会受到腔内往返时间和开关的下降时间的共同影响。假设电光普克尔盒退压过程中电压的变化可表示为

$$V = V_{\lambda/4} \frac{1 - \tanh\left[\frac{1.47}{T_f}(t - 2T_f)\right]}{2}, \quad (5)$$

式中: T_f 为普克尔盒的下降时间; $V_{\lambda/4}$ 为电光晶体的 $1/4$ 波电压。式(5)中使用 \tanh 函数的原因是它可以产生一个光滑的下降沿函数, 且可以与普克尔盒的退压曲线实现较好的拟合, 这里按从最高值的 90% 到最高值的 10% 定义 T_f 。利用琼斯矩阵方法计算得到的谐振腔透过率随时间的变化可以表示为

$$T_{\text{oc}} = \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{4} \left\{ 1 - \tanh \left[\frac{1.47}{T_f} (t - 2T_f) \right] \right\} \right\}, \quad (6)$$

式中: t 为时间; T_{oc} 为输出透过率。

当忽略激光“倒空”过程中腔内增益和其他损耗的影响时(由于薄片激光器的单程增益较低, 该假设是合理的), 则可以将整个激光“倒空”过程看成腔内一个脉宽为 T_{rt} 的方波信号通过一个透过率随时间变化的输出镜, 从而可以通过理论得到输出的脉冲激光的波形, 并通过计算得到脉冲宽度^[13]。

2.2 单位时间可进入谐振腔内振荡的自发辐射光子数分析

激光器的初始光子数来源于增益介质的自发辐射光子, 自发辐射光子中仅有很少的一部分可以进入谐振腔中振荡, 本节对其进行分析。如图 1 所示, 在 Yb:YAG 中, 荧光的发射在所有的空间方向

是均匀的。大多数自发辐射光不能直接沿薄片晶体前表面透射出晶体, 而是在薄片晶体中发生全反射、被薄片晶体非增益区重吸收或从侧面透射出薄片晶体。仅有很少一部分光能耦合进谐振腔。假设薄片上表面外振荡激光的远场发散角为 θ , 薄片表面振荡激光的半径为 ω_0 , YAG 晶体的折射率为 n_{YAG} , 则可得振荡激光在薄片内部的发散角为 θ/n_{YAG} 。由圆锥的立体角公式可知, 该发散角对应的立体角为

$$\Omega = 2\pi \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{n_{\text{YAG}}}\right) \right]. \quad (7)$$

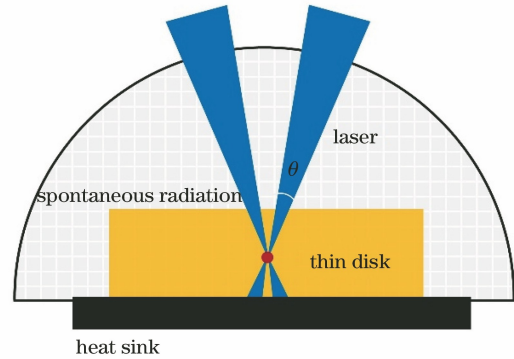


图 1 薄片晶体自发辐射光模型

Fig. 1 Spontaneous emission light model of thin disk

对于 V 型腔, 在一个往返周期内腔内光子会经过薄片晶体 4 次, 薄片晶体内部一个点产生的自发辐射光可以从 4 个立体角方向进入谐振腔内, 因此可以进入谐振腔中振荡的自发辐射光立体角总占比为

$$C_\theta = \frac{\Omega}{\pi} = 2 \left[1 - \cos\left(\frac{\theta}{n_{\text{YAG}}}\right) \right] = 4 \sin^2\left(\frac{\theta}{2n_{\text{YAG}}}\right). \quad (8)$$

当已知腔内振荡激光的光束质量因子 M^2 时, C_θ 可以用薄片上振荡激光的半径 ω_0 和振荡激光的波长 λ_L 表示为

$$C_\theta = 4 \sin^2\left(\frac{M^2 \lambda_L}{2\pi \omega_0 n_{\text{YAG}}}\right). \quad (9)$$

除了空间立体角分布外, 晶体自发辐射光的光谱范围覆盖比较大, 所以还需要考虑自发辐射光中振荡激光的波段占整个发射范围的比例 C_λ , C_λ 可以用自发辐射谱 $\beta(\lambda)$ 以及腔内振荡激光的谱线 $g_L(\lambda)$ 表示为

$$C_\lambda = \int \beta(\lambda) g_L(\lambda) d\lambda. \quad (10)$$

Yb:YAG 的能级结构如图 2 所示, 共存在 12 条发射谱线, 主要的吸收峰为 Z1 能级到 A1 能级 (968 nm) 的辐射以及 Z1 能级到 A2 能级 (941 nm)

的辐射,发射峰为 A1 到 Z3(1029 nm)的辐射以及 A1 到 Z4(1048 nm)辐射^[14]。假设自发辐射光与振荡激光的谱线按频率分布均为洛伦兹线型,则自发辐射谱 $\beta(\nu)$ 可以表示为

$$\beta(\nu) = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^4 \beta_{Z_j}^{A_i} L(\nu, \nu_{ij}, \Delta\nu_{ij}), \quad (11)$$

式中: $\beta_{Z_j}^{A_i}$ 为荧光分支比; $L(\nu, \nu_{ij}, \Delta\nu_{ij})$ 为洛伦兹线型函数,可表示为

$$L(\nu, \nu_{ij}, \Delta\nu_{ij}) = \frac{\frac{\Delta\nu_{ij}}{2\pi}}{(\nu - \nu_{ij})^2 + (\Delta\nu_{ij}/2)^2}, \quad (12)$$

式中: ν 为频率; ν_{ij} 为 A_i 能级跃迁到 Z_j 能级的辐射光子的中心频率; $\Delta\nu_{ij}$ 为 A_i 能级跃迁到 Z_j 能级的辐射光子的频谱宽度。

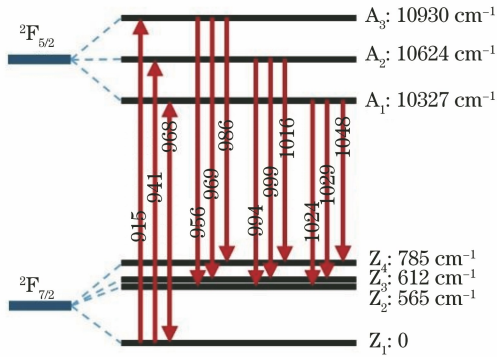


图 2 Yb:YAG 能级图及对应谱线

Fig. 2 Yb:YAG energy level diagram and corresponding spectral lines

对于常见的激光辐射波长 1029 nm, 可以将式 (10) 表示为

$$C_\lambda = \int \beta_{Z_3}^{A_1} L(\nu, \nu_{13}, \Delta\nu_{sp}) \frac{L(\nu, \nu_{13}, \Delta\nu_{laser})}{L(\nu_{13}, \nu_{13}, \Delta\nu_{laser})} d\nu, \quad (13)$$

式中: $\Delta\nu_{sp}$ 、 $\Delta\nu_{laser}$ 分别为荧光和激光在 1029 nm 附近的频谱宽度; ν 为频率; ν_{13} 为 A1 能级跃迁到 Z3 能级辐射光子的中心频率, 对应于激光的频率。根据文献^[15], 荧光分支比 $\beta_{Z_3}^{A_1}$ 为 0.342, $\Delta\lambda_{sp}$ 约为 6 nm, $\Delta\lambda_{laser}$ 约为 2 nm, 由此可得 C_λ 约为 0.085。

腔倒空 Q 激光器谐振腔内还需要偏振选择器件, 所以还需要考虑自发辐射光的偏振占比因子。对于一般的线偏光, 偏振占比因子 C_p 为 1/2。综上所述, 可以计算得到激光器中单位时间进入谐振腔中振荡的自发辐射光子数密度 ϕ_{sp} 为

$$\phi_{sp} = \frac{N}{\tau} C_\theta C_\lambda C_p \frac{L}{T_{rt} c}, \quad (14)$$

将式(14)代入式(1)中, 即可得到最终的高 Q 值期

速率方程, 结合低 Q 值期的速率方程[式(3)], 通过求解速率方程可以得到腔内光子数以及上能级粒子数随时间的变化规律。下面将给出给定参数下仿真计算的过程与结果。

2.3 仿真计算

腔倒空激光器的主要运行参数有泵浦功率密度 I_p 、谐振腔往返时间 T_{rt} 、谐振腔损耗 α 、重复频率 f 和普克尔盒开关时间 T_H , 主要参数如表 1 所示。计算过程如图 3 所示, 首先给定初始条件, 并给定初始的上能级粒子数 N_2 为 0, 求解低 Q 值期方程[式(3)], 将计算得到的低 Q 值期末的 N_2 代入高 Q 值期[式(1)]进行求解, 将计算出的高 Q 值期末的 N_2 代入式(3)中进行求解, 并循环该过程, 直到迭代次数超过 500 次(足够多次迭代后的计算结果将与设定的初始值无关), 再计算 12 个周期高 Q 值期末的腔内光子数密度 ϕ_{end} (稳定性分析需要比较连续多个不同周期的计算结果, 这里取 12 个周期)。显然, 若 500 次迭代后系统达到稳定, 则这 12 个周期的腔内光子数密度 ϕ_{end} 相等, 系统处于脉冲周期稳定输出的状态, 若 500 次迭代后记录的 12 个周期的腔内光子数密度不同, 说明计算不能达到稳定, 认为该系统处于不稳定的状态。

表 1 模型计算使用的参数

Table 1 Parameters used in model calculation

Parameter	Symbol	Value
Disk thickness / μm	L	180
Doping concentration / %	—	6.5
Pump spot diameter / mm	D	4.6
Emission cross section / cm^2	σ_1	1.92×10^{-20}
Absorption efficiency / %	η_{abs}	87
Round trip time / ns	T_{rt}	8.2
Cavity loss	α	0.042
Repetition rate / kHz	f	100
Switch fall time / ns	T_f	10

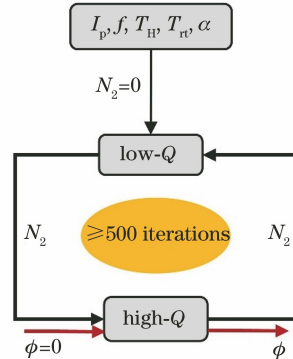


图 3 迭代求解速率方程示意图

Fig. 3 Schematic of iterative solution of rate equation

将泵浦功率设定为 500 W, 普克尔盒开关时间设定为 $2 \mu\text{s}$ 时, 计算得到的输出脉冲的波形如图 4(a) 所示。从计算结果来看, 此条件下可以得到稳定的脉冲输出。图 4(b) 为计算得到的脉冲形态, 脉冲宽

度和普克尔盒的下降时间基本一致, 这说明在腔倒空激光器中, 当普克尔盒的下降时间长于腔内往返时间时, 输出脉冲的宽度主要由普克尔盒的下降时间决定。图 4(c) 为输出脉冲波形。

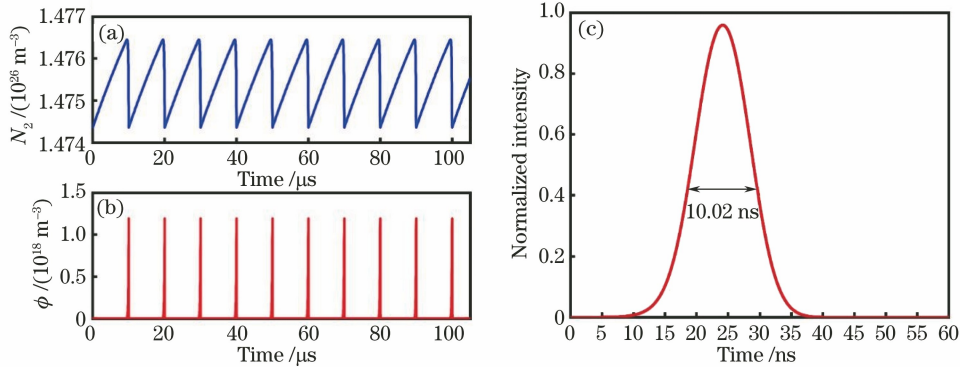


图 4 理论计算结果。(a) 上能级粒子数随时间的变化曲线; (b) 光子数随时间的变化曲线; (c) 输出脉冲波形

Fig. 4 Theoretical calculation results. (a) Variation of population in upper energy level with time; (b) variation of number of photons with time; (c) output pulse waveform

3 实验装置

腔倒空薄片激光器的实验装置如图 5 所示, 其中薄片激光晶体的直径为 15 mm, 掺杂浓度(物质的量浓度)为 6.5%, 厚度为 $180 \mu\text{m}$, 薄片前表面镀有 940 nm 和 1030 nm 的增透膜, 后表面镀有 940 nm 和 1030 nm 的高反膜。多通泵浦系统采用共轭双抛物面结构^[16-17], 泵浦次数为 44 次。泵浦源采用最高抽运功率为 1000 W、光纤输出口径为 $330 \mu\text{m}$ 、波长为 940 nm 的半导体激光器(凯普林 BDL-CW1000-940)。泵浦光斑的直径约为 4.6 mm。谐振腔由一片平面全反镜和一片曲率半径为 1.5 m 的凹面全反镜构成。除此以外, 为了使激光器运转在腔倒空 Q 状态, 谐振腔中还包括薄膜偏振片(TFP)、 $\lambda/4$ 波片($\lambda/4$)和电光普克尔盒, 普克尔盒由两块 $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm} \times 23 \text{ mm}$ 的 BBO 晶

体构成(福晶科技 BPC-8BD-L), 其 $1/4$ 电压为 3.97 kV, 晶体采用了水冷结构封装, 以工作在较高的平均功率。普克尔盒的高压通过立陶宛 Ekspla 公司的驱动电源(PCD-UHR1-350-4.0-C)提供。控制 $1/4$ 波片的快轴相对水平面旋转 45° , 当在普克尔盒上加加载高压时, 激光器处于高 Q 值、低损耗的状态, 当普克尔盒不加载高压时, 激光器处于低 Q 值、高损耗的状态。谐振腔工作在多横模工作状态时, 可以实现较高的热稳定性以及高平均功率输出。基于腔长可以计算得到谐振腔的往返时间约为 8.2 ns。

4 实验结果与讨论

设定激光器的重复频率为 100 kHz, 不同泵浦功率以及普克尔盒开关时间下, 腔倒空 Q 薄片激光器输出的平均功率如图 6 所示。在泵浦功率为 718 W 时, 获得了 253 W 的稳定激光脉冲输出, 光光效率约为 35.2%, 此时开关时间为 $2.3 \mu\text{s}$ 。由于实验中测得此时薄片晶体表面温度已经较高(约 95°C), 为了防止薄片晶体出现损伤, 没有进一步增加泵浦功率。此时输出脉冲的形状如图 7(a) 所示, 脉冲宽度为 10.4 ns, 这与前面理论预测的结果基本相符。多个周期输出脉冲的形状如图 7(b) 所示, 可以看出输出脉冲具有较好的稳定性。通过光谱仪(Ocean Optics LIBS2500 plus)测量的输出激光的光谱如图 7(c) 所示, 中心波长约为 1030.6 nm, 谱线宽度约为 2.4 nm。

从图 6 中也可发现, 在实验条件下, 输出功率会

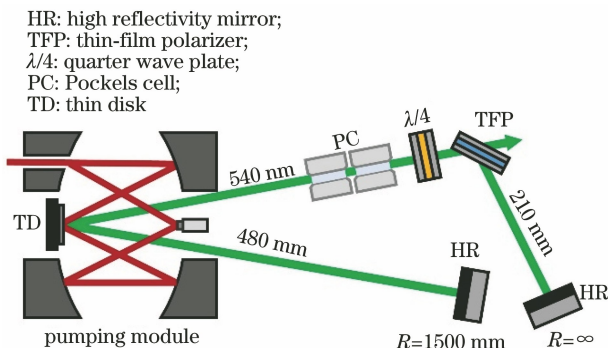


图 5 腔倒空薄片激光器装置图

Fig. 5 Experimental setup of cavity-dumped thin disk laser

先随着开关时间的增加而提高,最终逐渐趋于稳定。而在一定的开关时间下,输出功率会随着泵浦功率的增加线性增加。在泵浦功率为 414 W 及更高时,过长的开关时间会导致输出脉冲不稳定。为此,实验记录了在不同泵浦功率下脉冲刚出现不稳定现象时的开关时间的值,如图 6 中的点划线所示。当开关时间小于该值时,输出脉冲的峰值基本是稳定的;而当开关时间大于该值时,不同周期输出脉冲的峰值出现明显的差异。当开关时间略大于该值时,输出脉冲的周期会变成原来的两倍,如图 8 所示,相邻两个周期的输出脉冲的形状会呈现出高低交错的特点,这类类似于再生放大系统中的倍周期分岔现象^[18-19]。

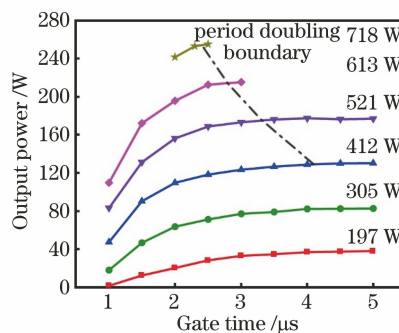


图 6 不同泵浦功率以及不同开关时间下的输出功率特性(图中曲线上的数字为泵浦功率)

Fig. 6 Output power characteristics for different pump powers and different gate time (numbers in figure are pump powers)

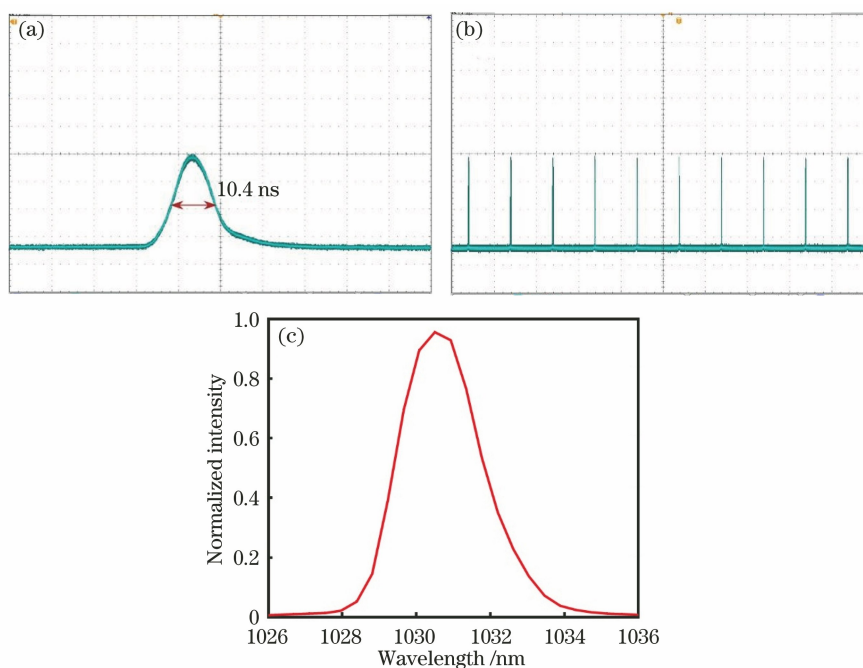


图 7 253 W 输出功率下的输出波形。(a)单脉冲波形;(b)多个周期的输出脉冲波形;(c)输出激光谱线图

Fig. 7 Output waveforms under 253 W output power. (a) Single pulse waveform; (b) output pulse waveform of multiple cycles; (c) spectrum of output laser

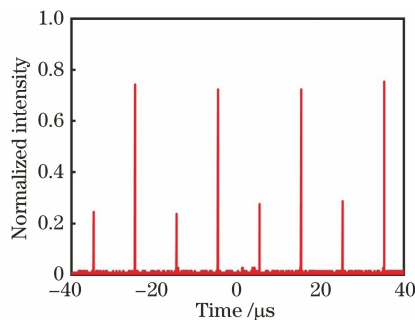


图 8 较长普克尔盒开关时间下的倍周期输出波形

Fig. 8 Period doubling output waveform under longer Pockels cell gate time

将泵浦功率设定为 521 W,采用不同开关时间,将理论计算得到的连续 12 个周期的输出脉冲能量以点的方式画在同一张图中,如图 9(a)所示,图中第一个分岔点的开关时间约为 3.3 μs ,当开关时间小于 3.3 μs (图中的 P1 区)时,计算得到的连续 12 个周期输出的脉冲能量是相同的,此时脉冲的周期为 10 μs (记作 T)。第二个分岔点的开关时间约为 4.2 μs ,当开关时间介于第一个分岔点和第二分岔点之间(图中的 P2 区)时,相邻两个周期输出的脉冲能量不同,但是每间隔一个周期的两个脉冲的能量是相同的(图 10),此时脉冲的周期变成了 $2T$ 。

在第二个和第三个分岔点(约 $4.5 \mu\text{s}$)之间(图中的 P4 区),每间隔三个周期的两个脉冲的能量是相同的,此时脉冲的周期变成了 $4T$ 。若开关时间进一步增加,超过第三个分岔点后,输出脉冲会变得越来越不稳定,最终进入杂乱无章的状态(混沌区),

混沌脉冲中最大单脉冲的能量是正常脉冲的 2 倍以上,容易造成器件损伤。图 9(b)为实验测量的结果,和理论计算的结果是完全相符的。图 10 为不同开关时间下通过示波器多次触发叠加得到的波形图。

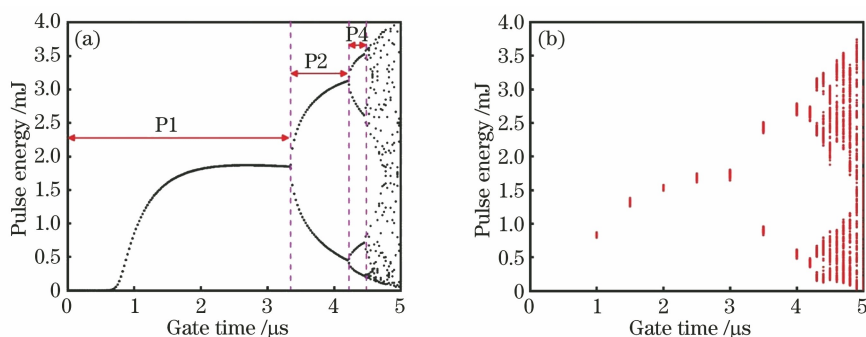


图 9 泵浦功率设定为 521 W 的输出脉冲能量分岔图。(a)理论仿真结果;(b)实验测量结果

Fig. 9 Output pulse energy bifurcation diagrams when pump power is set to 521 W. (a) Theoretical simulation result; (b) experimental measurement result

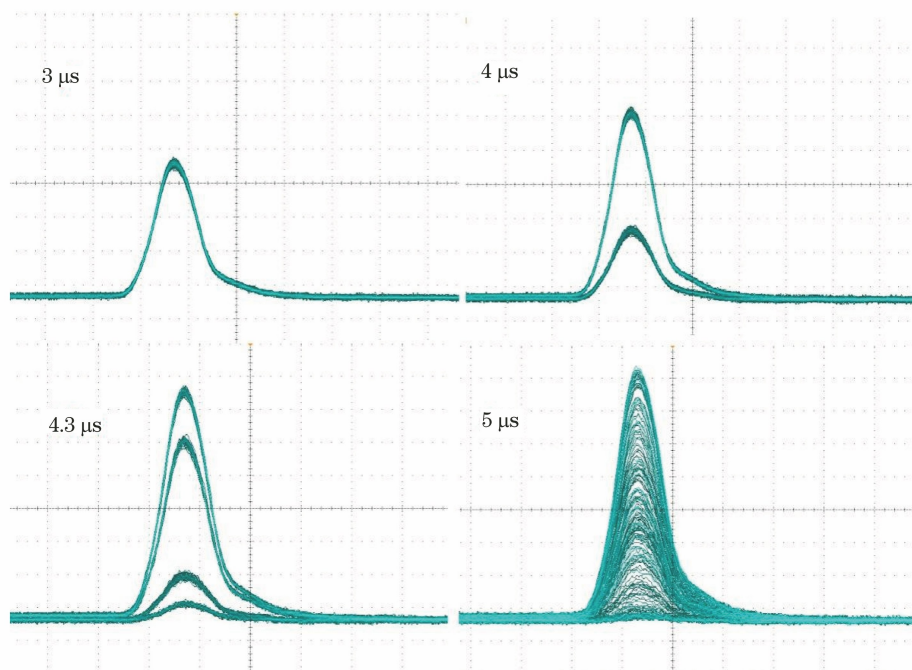


图 10 泵浦功率设定为 521 W 时不同开关时间下的多脉冲触发波形

Fig. 10 Multi-pulse trigger waveforms under different gate time when pump power is set to 521 W

最后测量了系统在输出功率为 253 W 时的 M^2 因子,如图 11 所示,其中 x 、 y 方向的 M^2 分别为 9.77 和 9.27,输出光斑的形态如图 11 右下角所示,光斑出现了一些畸变,这主要是由于薄片晶体的加工过程引入了较大的非球面畸变。通过进一步优化薄片增益介质制造的工艺和谐振腔设计,可以实现更高光束质量的激光输出^[20]。

5 结 论

腔倒空调 Q 薄片激光器可以同时获得高平均功率和大单脉冲能量的激光输出。这种光源不仅可以作为激光清洗与深度标刻等应用的光源,结合倍频及三倍频技术还可进一步获得高平均功率、大单脉冲能量的绿光及紫外激光输出^[7]。目前市场上基于腔倒空调 Q 技术和三倍频技术的薄片激光器已经实现了超过 400 W 的紫外激光输出,这远高

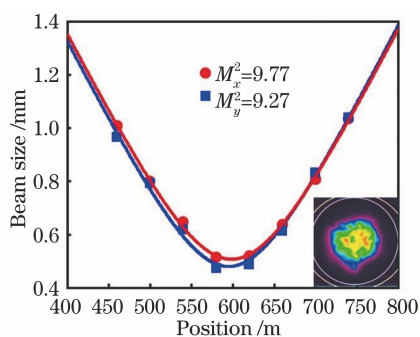


图 11 测量的激光光束质量

Fig. 11 Measured beam quality

于其他工业紫外激光器的技术指标,这类激光器已经大量用于柔性 OLED 屏幕生产过程中的剥离工艺,成为不可替代的利器。

通过对腔倒空薄片激光器的速率方程进行理论建模和实验研究,在重复频率为 100 kHz 的条件下观察到了倍周期分岔及确定性混沌现象,并研究了其中的动力学过程。从实验上获得了平均功率为 253 W 的稳定的纳秒脉冲激光输出,光光效率约为 35.2%,脉冲重复频率为 100 kHz,脉冲宽度为 10.4 ns,单脉冲能量为 2.53 mJ,脉冲的峰值功率超过了 200 kW, x 和 y 方向的 M^2 分别为 9.77 和 9.27。

参 考 文 献

- [1] Jia X S, Zhang Y D, Chen Y Q, et al. Laser cleaning of slots of chrome-plated die[J]. Optics & Laser Technology, 2019, 119: 105659.
- [2] Jia X S, Dong J, Wang H L, et al. High-speed drilling of alumina ceramic by sub-microsecond pulsed thin disk laser[J]. Optics Express, 2020, 28(22): 33044-33052.
- [3] 王世杰,蔡一鸣,张志伦,等. 自研 100 μm /400 μm 光纤实现 1000 W 纳秒脉冲激光输出[J]. 中国激光, 2021, 48(1): 0115001.
Wang S J, Cai Y M, Zhang Z L, et al. 1000 W nanosecond pulsed laser output based on homemade 100 μm /400 μm fiber[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(1): 0115001.
- [4] Wang W, Sun D, Du X, et al. High-power operation of double-pass pumped Nd:YVO₄ thin disk laser[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2020, 8(2): 5-13.
- [5] Stolzenburg C, Voss A, Graf T, et al. Advanced pulsed thin disk laser sources[J]. Proceedings of SPIE, 2008, 6871: 68710H.
- [6] 袁振,令维军,陈晨,等. LD 双端泵浦高功率声光调 Q Tm:YAP 激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(5): 0501018.
- [7] Yuan Z, Ling W J, Chen C, et al. A high-power LD double-end-pumped acousto-optic Q-switched Tm:YAP laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(5): 0501018.
- [8] Schad S S, Stolzenburg C, Michel K, et al. Latest advances in high brightness disk lasers[J]. Laser Technik Journal, 2014, 11(2): 49-53.
- [9] 闫仁鹏,于欣,李旭东,等. 高功率 Yb:YAG 薄片激光器连续和腔倒空实验研究[J]. 中国激光, 2017, 44(7): 0701004.
Yan R P, Yu X, Li X D, et al. High power continuous-wave and cavity-dumped Yb:YAG thin disk lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(7): 0701004.
- [10] 戴隆辉,刘锐,公发全,等. 高平均功率腔倒空纳秒薄片激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(13): 1301002.
Dai L H, Liu R, Gong F Q, et al. Cavity-dumped nanosecond thin-disk laser with high average power[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(13): 1301002.
- [11] 董静,陈涵天,王海林,等. 基于薄片增益介质的皮秒激光再生放大器研究[J]. 光学学报, 2021, 41(14): 1414003.
Dong J, Chen H T, Wang H L, et al. Research on picosecond laser regenerative amplifier based on thin-disk gain medium[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(14): 1414003.
- [12] Peterson P, Gavrielides A, Newell T C, et al. ASE in thin disk lasers: theory and experiment[J]. Optics Express, 2011, 19(25): 25672-25684.
- [13] Chen Y, Zhu G, Chen H, et al. Evaluation of amplified spontaneous emission in thin disk lasers using the spectral linewidth[J]. Optics Express, 2019, 27(9): 12110-12125.
- [14] 王建银,周鼎富,陈建国,等. 脉宽可控的腔倒空射频波导 CO₂ 激光器[J]. 激光技术, 2007, 31(1): 25-28.
Wang J Y, Zhou D F, Chen J G, et al. RF excited waveguide CO₂ laser with controllable width of cavity-dumping pulse[J]. Laser Technology, 2007, 31(1): 25-28.
- [15] Bruesselbach H W, Sumida D S. Low-heat high-power scaling using InGaAs-diode-pumped Yb:YAG lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, 3(1): 105-116.
- [16] Demirkhanyan G G. Intensities of inter-Stark transitions in YAG-Yb³⁺ crystals[J]. Laser Physics, 2006, 16(7): 1054-1057.
- [17] Huang Y, Zhu X, Zhu G Z, et al. A multi-pass

- scheme for thin disk lasers with good anti-disturbance ability[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 4605-4613.
- [17] Song E M, Zhu G Z, Wang H L, et al. Minimizing thermal load and stabilizing mode in Yb:YAG thin disk laser by 1030 nm multi-pass pumping[J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2020, 32(16): 1011-1014.
- [18] Döring J, Killi A, Morgner U, et al. Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers[J]. *Optics Express*, 2004, 12(8): 1759-1768.
- [19] Grishin M, Gulbinas V, Michailovas A. Dynamics of high repetition rate regenerative amplifiers [J]. *Optics Express*, 2007, 15(15): 9434-9443.
- [20] Wang W, Gao Y X, Sun D, et al. Adjustable-free and movable Nd:YVO₄ thin disk laser based on the telecentric cat's eye cavity [J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(11): 111403.