

# 腔内倍频调 Q 激光器中脉冲光场的时间不稳定性研究

徐 昕 王石语 蔡德芳 李兵斌 过 振 文建国

(西安电子科技大学技术物理学院, 陕西 西安 710071)

**摘要** 以腔内倍频调 Q 激光器工作原理为基础,研究了多种形式抽运光分布的情况下倍频光的脉冲形状以及脉冲持续过程中光场分布的时间不稳定性,分析了倍频光光束质量随时间的变化规律。发现腔内倍频调 Q 激光器输出的倍频光光场分布在脉冲的持续过程中并不稳定,呈持续变化。对高斯型抽运的情况研究发现,减小腔长会使脉冲光场分布的不稳定性减小;而增加抽运光半径与振荡光半径之比则会使脉冲光场分布的不稳定性增加,且脉冲的平均光束质量因子会变大。

**关键词** 激光器; 腔内倍频; 调 Q; 光束质量; 光场分布

**中图分类号** TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0814003

## Study on Time Instability of Pulsed Light Field from Q-Switched Intracavity Frequency-Doubled Laser

Xu Xin Wang Shiyu Cai Defang Li Bingbin Guo Zhen Wen Jianguo

(Applied Physics Department, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

**Abstract** Based on the principle of Q-switched intracavity frequency doubled laser, the shape of the second harmonic pulse and the second harmonic unstable light field distribution under the various forms of pump light distribution are studied, and the variation of the second harmonic beam quality is also analyzed. It is found that the light field of Q-switched intracavity frequency-doubled laser is changing in the duration of pulse. In the case of Gaussian type of pump light, it is found that the instability will decrease when the cavity length decreases. And the instability increases by increasing the ratio of the pump light radius and that of the oscillating light, but the average beam quality factor  $M^2$  will be greater.

**Key words** lasers; intracavity frequency doubling; Q-switching; beam quality; optical-field distribution

**OCIS codes** 140.3580; 140.3295; 140.3480; 140.3541

## 1 引 言

近年来,腔内倍频固体调 Q 激光器发展迅速,已经应用于工业加工、激光显示和惯性约束聚变(ICF)<sup>[1,2]</sup>等方面,此外一个很重要的应用方向就是水下目标的探测<sup>[3,4]</sup>。激光水下目标的探测分为相干探测和非相干探测,相干探测由于精度高,探测距离远而成为重要的研究方向。在相干探测中,不仅要求激光器有大的输出功率,对于激光脉冲的光束质量,空间域中光束的场分布及其时间稳定性,能量

集中度等都有比较高的要求<sup>[5,6]</sup>。到目前为止,对于小于激光脉冲宽度的时间内,光场的不稳定性,很少有文献进行过研究。本文从抑制这种不稳定性的目的出发,着重研究单脉冲持续过程中,倍频光场分布随时间的变化情况,并且在抽运光高斯分布下,讨论谐振腔参数对倍频光光场稳定性的影响。

## 2 理论分析

目前,腔内倍频固体激光器主要有直腔<sup>[7,8]</sup>、折叠

收稿日期: 2011-03-01; 收到修改稿日期: 2011-04-12

基金项目: 国家重点实验室基金(51438010205DZ0101)资助课题。

作者简介: 徐 昕(1986—),女,硕士研究生,主要从事新型光电子器件方面的研究。E-mail: xuxin\_1007@163.com

导师简介: 王石语(1966—),男,博士,教授,主要从事新型光电子器件方面的研究。E-mail: yshi@mail.xidian.edu.cn

腔<sup>[9~12]</sup>等,本文讨论直腔下的倍频情况,直腔结构如图1所示。作为一种近似处理,采用模式理论讨论倍频过程。激光器采用光纤耦合LD端面抽运方式,以

及关于光轴旋转对称的谐振腔结构。根据对称性原理,这种情况下可以认为光束的形状也是旋转对称分布。因此,只考虑横模 $EM_{p1}$ 中 $p=0$ 的模式。

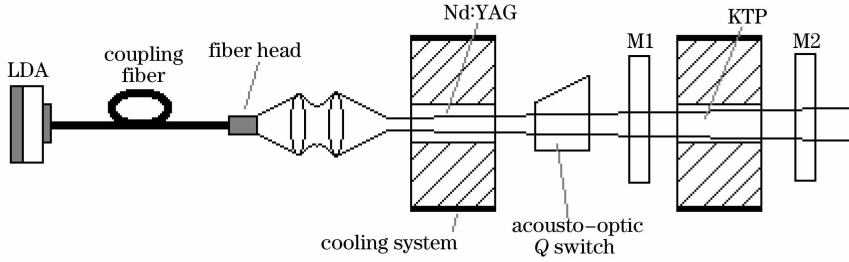


图1 直腔结构图

Fig.1 Diagram of straight-cavity structure

谐振腔中初始振荡的基频光光子是自发射产生的,各个横模的初始振荡光子数和模体积的大小有关,这里简化处理,近似认为初始的基频光中各个横模的光子数相等。为了计算方便,又不失代表性,在研究中选取三个横模进行分析,分别是 $TEM_{00}$ 、 $TEM_{01}$ 、 $TEM_{02}$ 模。计算中将倍频看作是对基频光的一种损耗,当基频光通过倍频晶体时,因为倍频效率与基频光的功率密度有关,晶体横截面的不同位置倍频效率不同,因此倍频后基频光的模式组成将发生变化。并且在这一过程中,认为不能分解到基本模式( $TEM_{00}$ 、 $TEM_{01}$ 、 $TEM_{02}$ 模)的基频光被损耗掉。倍频的过程由耦合波方程求解<sup>[13]</sup>:

$$\frac{dE_w}{dz} = i \frac{\omega^2}{k_w c^2} d_{\text{eff}} E_{2w} E_w^* \exp(-i\Delta k z), \quad (1)$$

$$\frac{dE_{2w}}{dz} = i \frac{(2\omega)^2}{k_{2w} c^2} d_{\text{eff}} E_w E_w \exp(i\Delta k z), \quad (2)$$

式中 $\omega$ 为基频光角频率, $E_w$ 为基频光场强, $E_{2w}$ 为倍频光场强, $k_w$ 为基频光波矢的大小, $k_{2w}$ 为倍频光波矢的大小, $c$ 为光速, $d_{\text{eff}}$ 为KTP晶体的有效非线性系数, $\Delta k = 2k_w - k_{2w}$ 。

### 3 数值模拟计算机分析

根据调Q过程中能量存储和释放的计算模型<sup>[14]</sup>,在相位完全匹配的条件( $\Delta k = 0$ )下,通过反复迭代,模拟抽运光不同空间分布的情况下,调Q激光场模式组成及输出功率的变化,模拟过程中所用到的参数如表1所示。

#### 3.1 抽运光均匀分布的情况

抽运光均匀分布时,得到倍频光输出曲线如图2所示。图3是输出的倍频光光束质量因子 $M^2$ 在脉冲产生和持续过程中的变化曲线。对照图2和图3可以看出,Q开关打开后,脉冲孕育阶段,倍频

光的光束质量因子由大减小,在脉冲上升沿,达到最小值。之后的值增大,直到脉冲结束。

表1 腔内倍频调Q固体激光器模拟所用参数

Table 1 Q-switched intracavity frequency-doubled laser parameters required for the simulation

Parameter	Value
Pump wavelength /nm	808
Fundamental wavelength /nm	1064
Q-switched frequency /Hz	10000
Pump power $P$ /W	20
Coupling efficiency of pump	0.8
Pumping radius $\omega_p$ /mm	0.4
Ratio of the pumping radius to oscillating radius $\omega_p : \omega_s$	1:1
Length of KTP /mm	10
Effective nonlinear coefficient of KTP, $d_{\text{eff}} / (10^{-12} \text{ m/V})$	7.34
Length of cavity /mm	100

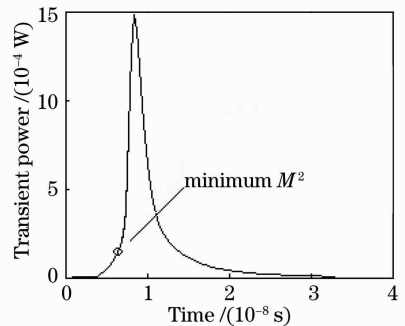
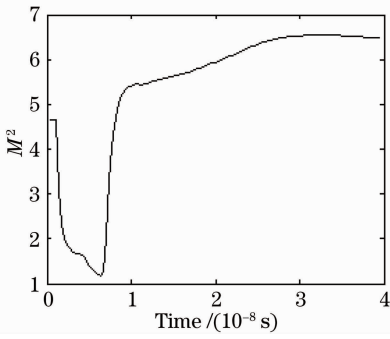


图2 倍频光输出功率变化曲线

Fig.2 Curve of second harmonic output power

出现这种现象的原因是,Q开关刚打开时,谐振腔中的基模获得的增益最大,增长最快,因此光束质量持续变好。与此相对应,基模模空间内的上能级粒子也消耗最快,导致基模振荡光所获增益在迅速减小,当基模光的净增益小于其他模式的净增益时,

图 3 倍频光  $M^2$  的变化曲线Fig. 3 Curve of second harmonic  $M^2$ 

基频光中的高阶模比例由不断减小变为不断增加, 导致光束质量下降, 光束质量因子增加。

### 3.2 抽运光超高斯分布的情况

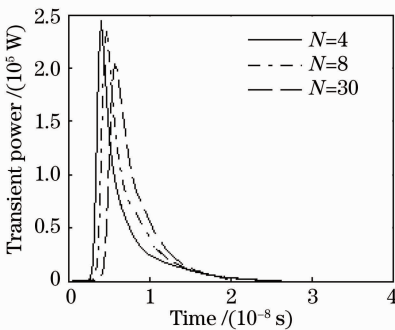
抽运光呈超高斯分布, 表示为<sup>[15]</sup>

$$I(r, z) = I_0 \exp\left[-2\left(\frac{r}{\omega_p}\right)^N\right] \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

式中系数  $I_0$  表示为

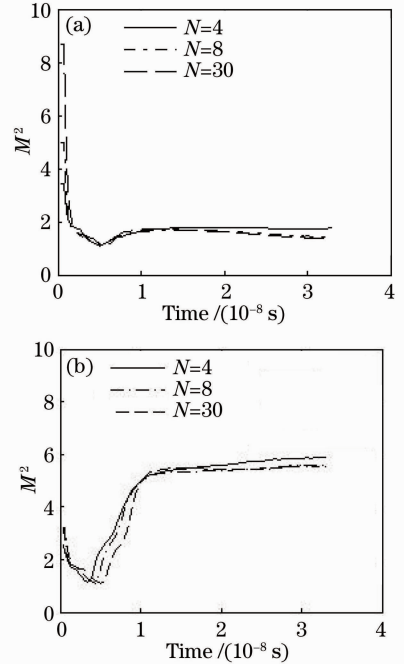
$$I_0 = \frac{\alpha}{2\pi[1 - \exp(-\alpha l)] \int_0^\infty r \cdot \exp[-2(r/\omega_p)^N] dr}, \quad (4)$$

式中  $N$  表示平顶度,  $\omega_p$  为抽运光半径,  $\alpha$  为该抽运光的吸收系数,  $l$  为增益介质长度。改变平顶度  $N$ , 在抽运功率 20 W, 抽运光半径与振荡光半径  $\omega_s$  之比为 1:1, 腔长 100 mm 的条件下, 计算得到激光器输出倍频光脉冲的波形如图 4 所示。图 5(a), (b) 分别是抽运光半径与振荡光半径之  $\omega_s$  比为 1:1 和 2:1 时, 光束质量因子  $M^2$  的值的曲线。

图 4 抽运光超高斯分布下倍频功率曲线图  $\omega_p:\omega_s=1:1$ Fig. 4 Curve of second harmonic output power under super-Gaussian type of pump light as  $\omega_p:\omega_s=1:1$ 

由图 4 可以看出, 抽运光超高斯分布时, 在抽运功率相同的情况下, 随平顶度  $N$  增大, 倍频光输出脉冲峰值功率减小, 脉冲宽度增大。图 5 显示平顶度  $N$  对  $M^2$  的值影响不明显, 仅在脉冲衰减接近 0

的阶段,  $M^2$  的值会随  $N$  的增大而减小。但是抽运光半径与振荡光半径之比对  $M^2$  的大小影响仍然较为明显, 比较图 5(a), (b), 抽运光半径与振荡光半径之比不同时,  $M^2$  的变化规律相差很大。这是由于  $\omega_p$  较小, 增益主要分布于基模基频振荡光体积之内, 即在相同抽运功率下,  $\omega_p:\omega_s=1:1$  时, 基频光中高阶模式获得的增益较  $\omega_p:\omega_s=2:1$  时小很多, 因此在脉冲演变过程中, 其高阶模增长较慢, 最终达到的幅度也不大, 倍频后光束质量相对后者较好。

图 5 抽运光超高斯分布下  $M^2$  的曲线图。(a)  $\omega_p:\omega_s=1:1$ ; (b)  $\omega_p:\omega_s=2:1$ Fig. 5 Curve of second harmonic  $M^2$  under super-Gaussian type of pump light. (a)  $\omega_p:\omega_s=1:1$ ; (b)  $\omega_p:\omega_s=2:1$ 

### 3.3 抽运光高斯分布的情况

当抽运光是高斯分布时, 倍频光输出曲线如图 6 所示。图 7 是输出的倍频光光束质量因子  $M^2$  在整

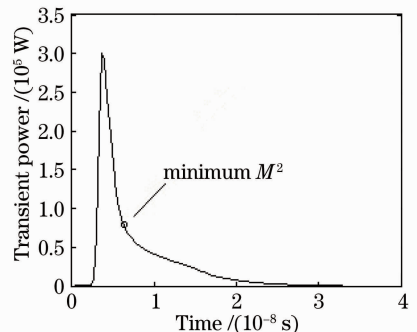


图 6 倍频光输出功率变化曲线

Fig. 6 Curve of second harmonic output power

个脉冲产生、持续过程中的变化曲线。对图 6 和图 7, 同样可以得到倍频光的光束质量因子  $M^2$  的值先由大变小, 在某处达到最小, 且接近高斯分布的光束质量因子 1。这种变化的原因在于, 当抽运光呈高斯分布时, 增益分布主要集中在中心部分。脉冲开始增长时, 基频光中的基模成份所获得增益最大, 基模增长最快, 直到脉冲峰值附近, 腔内振荡的基频光主要是基模, 由此倍频得到的倍频光光束质量较好。随后, 由于激光介质中心上能级粒子数大量消耗, 基模成分净增益小于高阶模的净增益, 高阶模所占比例开始增大,  $M^2$  的值增大, 光束质量变差。

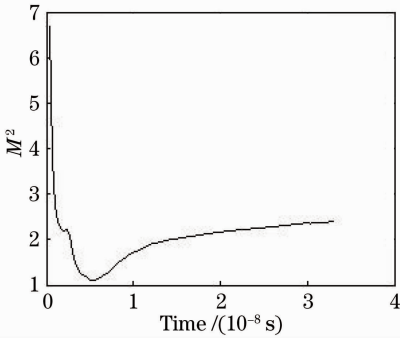


图 7 倍频光  $M^2$  的变化曲线

Fig. 7 Curve of second harmonic  $M^2$

图 8 是抽运光在高斯分布时, 抽运光半径与振荡光半径之比为 1:1, 腔长为 100 mm, 抽运功率变化时, 倍频光的光束质量因子  $M^2$  值随时间变化的曲线。抽运光功率越大,  $M^2$  的值变化越复杂, 且  $M^2$  所达到的最小值也越大。在脉冲衰减接近 0 的阶段,  $M^2$  的值也随抽运功率的增大而增大。

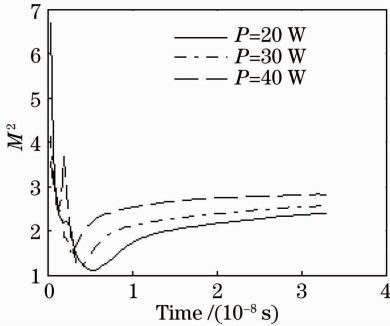


图 8 不同抽运光功率下  $M^2$  的变化曲线

Fig. 8 Curve of second harmonic  $M^2$  under pump power

图 9 是抽运功率为 20 W, 腔长为 100 mm, 在不同抽运光半径与振荡光半径之比下, 倍频光光束质量因子  $M^2$  在整个脉冲过程中的变化曲线, 三条曲线的变化规律相同, 在脉冲开始振荡后, 由于基模增益较大, 基频光中基模所占比例不断增大, 光束质量

因子变小。三条曲线的区别在于, 在脉冲结束阶段, 抽运光半径与振荡光半径之比为 2:1 和 3:1 的值越大,  $M^2$  增长越快, 最后所达到的稳定值也越大。其原因在于, 抽运光半径越大, 基频振荡光高阶模所获得的增益也相对较大, 最终所达到的相对比例也会较大。

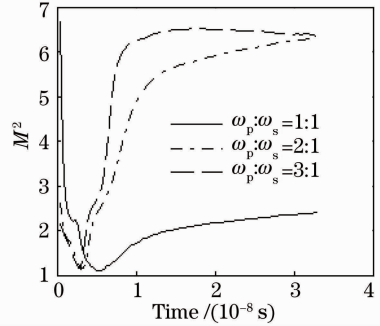


图 9 不同抽运光半径与振荡光半径之比下  $M^2$  的变化曲线

Fig. 9 Curve of second harmonic  $M^2$  under different  $\omega_p:\omega_s$

图 10 是抽运功率为 20 W, 抽运光半径与振荡光半径之比为 1:1, 改变腔长取值时,  $M^2$  在一个脉冲过程中的变化曲线。可以看出在脉冲初始阶段, 腔长的取值对  $M^2$  的值影响不明显; 在脉冲衰减接近于 0 时, 腔长越小,  $M^2$  的值也越小。

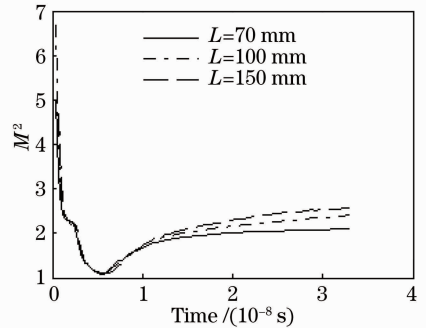


图 10 不同腔长下  $M^2$  的变化曲线

Fig. 10 Curve of second harmonic  $M^2$  under different cavity lengths

由于在脉冲的持续阶段, 瞬态的光束质量因子一直在变化, 因此定义光束质量因子  $M^2$  的平均值, 采用  $\bar{M}^2$  来衡量脉冲光的光束质量:

$$\bar{M}^2 = \frac{\int_0^T M^2(t) \cdot P(t) dt}{\int_0^T P(t) dt}, \quad (5)$$

式中  $M^2(t)$  是光束质量因子  $M^2$  随时间变化的表达式,  $P(t)$  是脉冲功率随时间变化的表达式,  $T$  是一个脉冲持续的时间。  $\bar{M}^2$  的值越大, 表示光场光束质量越差。

图 11 是各个因素对输出光场平均光束质量因子  $\bar{M}^2$  的影响,图 11(a)图是抽运光半径与振荡光半径之比为 1:1,腔长为 10 mm,抽运功率对  $\bar{M}^2$  的影响曲线;图 11(b)是抽运功率为 20 W,腔长为 10mm,抽运光半径与振荡光半径之比对  $\bar{M}^2$  的影响

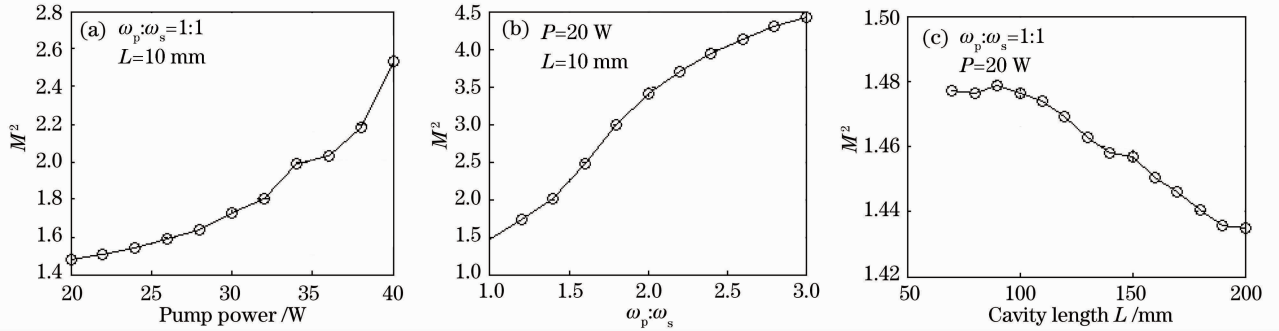


图 11 各因素对平均光束质量因子  $\bar{M}^2$  的影响。(a) 抽运功率;(b) 抽运光半径与振荡光半径之比;(c) 腔长

Fig. 11 Influence of various factors on  $\bar{M}^2$ . (a) Pump power; (b)  $\omega_p:\omega_s$ ; (c) cavity length

由于光束质量因子  $M^2$  在一个脉冲过程中是随时间变化的,即脉冲光场在时间上是不稳定的,为讨论各种因素对光场时间不稳定的影响,引入新的参量  $\delta$  来评价这种不稳定性的大小,称之为脉冲光场的不稳定度。 $\delta$  的表达式为

$$\delta = \int_0^T \left\{ \left[ \frac{M^2(t) - \bar{M}^2}{\bar{M}^2} \right]^2 P(t) / \left[ \int_0^T P(t) dt \right] \right\} dt, \quad (6)$$

$\delta$  值越大,表示脉冲光场分布在时间上越不稳定。

图 12 是抽运功率为 20 W,腔长为 10 mm 时,抽运光半径与振荡光半径之比对脉冲光场分布不稳定度  $\delta$  的影响。可以看出,抽运光半径与振荡光半径之比取值较小时, $\delta$  值也较小,即抽运光半径与振荡光半径比值小有利于脉冲光场在时间上的稳定性。图 13 是抽运功率为 20 W,  $\omega_p:\omega_s = 1:1$ ,腔长对脉冲光场分布不稳定度  $\delta$  的影响。基本可以归纳出,

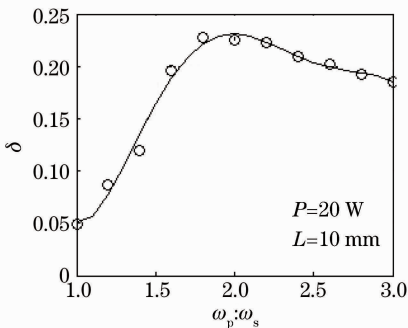


图 12 抽运光半径与振荡光半径之比对光场分布不稳定度  $\delta$  的影响

Fig. 12 Effect of  $\omega_p:\omega_s$  on  $\delta$

曲线;图 11(c)是抽运功率为 20 W,抽运光半径与振荡光半径之比为 1:1,腔长对  $\bar{M}^2$  的影响曲线。抽运功率越小,抽运光半径与振荡光半径之比越小,以及腔长越长,均有利于获得较小平均光束质量因子  $\bar{M}^2$ 。

腔长越长,脉冲光场在时间上越不稳定。比较图 12 和图 13 纵坐标  $\delta$  取值的变化情况,可见抽运光半径与振荡光半径比值的大小对脉冲光场时间的不稳定性影响较大。

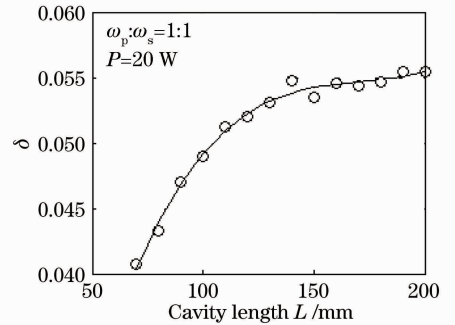


图 13 腔长对光场分布不稳定度  $\delta$  的影响

Fig. 13 Effect of cavity length on  $\delta$

## 4 结 论

腔内倍频调 Q 固体激光器输出的倍频光光场分布在脉冲的持续过程中不稳定,持续变化。在脉冲产生之初,倍频光的光束质量因子  $M^2$  由大减小,在达到极小值后开始增大,脉冲结束时, $M^2$  稳定为一个较大的值。针对这种变化的光场,定义  $M^2$  的平均值  $\bar{M}^2$ ,来衡量脉冲的光束质量。同时,引入了脉冲光场的不稳定度  $\delta$  来评价脉冲光场的不稳定性。对高斯抽运的情况进行研究发现,减小腔长会使脉冲光场分布的不稳定性减小,脉冲的平均光束质量因子会增加;而增加抽运光半径与振荡光半径之比则会使脉冲光场分布的不稳定性增加,且脉冲的平均光束质量因子会变大。

## 参 考 文 献

- 1 Wang Guoqing, Shen Jun, Xie Zhiyong *et al.*. AF2400-SiO<sub>2</sub> composite water-repellent film for KDP protection[J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(3): 380~384  
汪国庆,沈 军,谢志勇等. 用于KDP晶体保护的AF2400-SiO<sub>2</sub>疏水光学薄膜[J]. 中国激光, 2006, **33**(3): 380~384
- 2 Su Jingqin, Du Jinglei, Yao Jun *et al.*. Binary optical element for separating harmonic waves in ICF driver[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 405~409  
粟敬钦,杜惊雷,姚 军等. 实现惯性约束聚变驱动器谐波分离的二元光学元件研究[J]. 光学学报, 2000, **20**(3): 405~409
- 3 Zhang Zhengyu, Zhou Shouhuan, Zhang Xiaolong *et al.*. Application and development of under-water target detection by laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(s1): 218~220  
章正宇,周寿桓,张小龙等. 激光水下目标探测技术的应用及其进展[J]. 中国激光, 2004, **31**(增刊): 218~220
- 4 Zhang Zhengyu, Zhou Shouhuan. Analysis of key technology and the applications of underwater target detection by laser[J]. *J. Xidian University*, 2001, **28**(6): 797~801  
章正宇,周寿桓. 水下目标探测中的激光技术[J]. 西安电子科技大学学报(自然科学版), 2001, **28**(6): 797~801
- 5 Li Fan, Wu Shuangyang, Zheng Yongchao *et al.*. Overview of the development of synthetic aperture lidar[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, **35**(1): 55~65  
李 番,邬双阳,郑永超等. 合成孔径激光雷达技术综述[J]. 红外与激光工程, 2006, **35**(1): 55~65
- 6 Xiao Shilin, Zeng Qingji. Applications of optical coherent detection [J]. *Optical Communication Technology*, 2003, **27**(11): 28~31  
肖石林,曾庆济. 光相干探测的应用技术研究[J]. 光通信技术, 2003, **27**(11): 28~31
- 7 Yao Yi, Qu Dapeng, Zheng Quan. Laser diode-pumped Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 534 nm all-solid-state laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1740~1743  
姚 矣,曲大鹏,郑 权. LD抽运Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO 543 nm全固态激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1740~1743
- 8 Lin Song, Zhao Jiangshan, Zhou Yi. Intra-cavity second harmonic generation based on periodically poled stoichiometric LiTaO<sub>3</sub>[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2808~2811  
林 嵩,赵江山,周 翊. 周期极化钽酸锂晶体腔内倍频实验研究[J]. 中国激光, 2009, **36**(11): 2808~2811
- 9 B. J. Le Garrec, G. J Raze, P. Y Thro *et al.*. High average power diode array pumped frequency doubled YAG laser[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(24): 1990~1992
- 10 P. K. Lam, I. Freitag, M. Bode *et al.*. High average power Q-switched second harmonic generation with diode-pumped Nd: YAG laser[J]. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(7): 666~668
- 11 Amarjeet Singh, Pranab Kumar Mukhopadhyay, Sunil Kumar Sharma *et al.*. 82 W continuous-wave green beam generation by intracavity frequency doubling of diode-side-pumped Nd: YAG laser[J]. *J. Quantum Electron.*, 2011, **47**(3): 398~405
- 12 Li Fengqin, Yu Lin, Shen Yumei *et al.*. All-solid-state CW 12.9 W TEM<sub>00</sub> mode green laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6): 1332~1336  
李凤琴,于 琳,申玉梅等. 输出功率12.9 W的全固态连续TEM<sub>00</sub>模绿光激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(6): 1332~1336
- 13 Shi Shunxiang, Chen Guofu, Zhao Wei *et al.*. Nonlinear Optics [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2007. 161~162  
石顺祥,陈国夫,赵 卫等. 非线性光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2007. 161~162
- 14 Yang Aifen, Guo Zhen, Wang Shiyu *et al.*. Acoustooptic Q-switching performance of composite-pumped DPL[J]. *J. Appl. Opt.*, 2007, **18**(5): 593~597  
杨爱粉,过 振,王石语等. 组合抽运DPL声光调Q特性研究[J]. 应用光学, 2007, **18**(5): 593~597
- 15 Yang Aifen, Guo Zhen, Wang Shiyu *et al.*. Influence of the thermal effect on the output power in a flat-topped beam end-pumped DPL[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(s1): 56~59  
杨爱粉,过 振,王石语等. 平顶光端面抽运DPL中热效应对输出功率的影响[J]. 光子学报, 2007, **36**(s1): 56~59