

文章编号: 1001-3806(2007)01-0025-04

## 脉宽可控的腔倒空射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器

王建银<sup>1</sup>, 周鼎富<sup>2</sup>, 陈建国<sup>1\*</sup>, 孙 鹏<sup>2</sup>, 杨泽后<sup>2</sup>, 陈 涌<sup>2</sup>

(1. 四川大学 光电技术系, 成都 610064; 2. 西南技术物理研究所, 成都 610041)

**摘要:** 为了得到脉宽可控的腔倒空射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器, 采用了在陶瓷板上直接开波导槽的方法, 构成了多通道 Z 折叠主本振激光器结构, 并在主振波导进行 CdTe 电光晶体腔内调 Q。在理论上计算了加载在 CdTe 上的高压脉冲下降时间的长短对腔倒空激光脉冲宽度的影响, 并通过对高压脉冲电源等效负载参数的调整, 得到了脉冲宽度可控的高重频腔倒空激光脉冲。在 20kHz, 40kHz, 65kHz 及 70kHz 的重频工作下, 得到了半峰全宽约 30ns, 峰值功率在 2kW 以上的腔倒空激光脉冲。结果表明, 这种新型腔倒空射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器满足激光外差成像雷达系统参数要求。

**关键词:** 激光器; 射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器; 腔倒空; 脉冲宽度; CdTe 电光调制器

**中图分类号:** TN248.2<sup>+</sup>2 **文献标识码:** A

### RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser with controllable width of cavity-dumping pulse

WANG Jian-yin<sup>1</sup>, ZHOU Ding-fu<sup>2</sup>, CHEN Jian-guo<sup>1</sup>, SUN Peng<sup>2</sup>, YANG Ze-hou<sup>2</sup>, CHEN Yong<sup>2</sup>

(1. Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

**Abstract:** A new cavity-dumping RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser which may be used in a heterodyne imaging lidar system is presented. The relationship between the fall delay of high voltage (HV) pulse and the width of cavity-dumping laser pulse is calculated theoretically. In our experiment, the width of cavity-dumping laser pulse could be controlled by adjusting the equivalent load parameters of HV pulse power supply. The cavity-dumping laser pulses with full width at half maximum (FWHM) about 30ns, peak power above 2kW, are obtained at the repetition rate up to 70kHz, which meet the requirement of the pulse heterodyne imaging lidar system.

**Key words:** lasers; radio frequency excited CO<sub>2</sub> laser; cavity-dumped; pulse width; CdTe electro-optical modulator

## 引 言

小型化射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器具有效率高、结构紧凑、光束质量好、输出稳定及工作寿命长等优点, 已广泛应用于诸多领域<sup>[1~4]</sup>。在这些应用中, 采用脉冲外差体制的 CO<sub>2</sub> 激光外差相干成像雷达, 能对目标进行三维分辨, 并能获得目标的多普勒信息, 因而最具有应用前景。在这种雷达系统方式应用中, 为保证一定的距离分辨率, 要求激光脉冲宽度不能太大, 就一般的 CO<sub>2</sub> 激光器而言, 腔倒空激光脉冲的半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM) 约在十几纳秒到二十纳秒间, 在这样的脉冲宽度下, 雷达系统距离分辨率可达到 3m 左右; 但从有效的中频信号处理角度考虑, 即使

主本振的外差偏频能达到 120MHz, 在脉冲包络中的中频信号数也只有 2 个左右, 很难实现中频信号的有效检测。因此, 高分辨率脉冲外差激光雷达系统, 对作为信号光源的激光脉冲宽度、峰值功率, 以及主本振激光器的外差频率稳定性提出了一定要求<sup>[5~7]</sup>。

在以前所设计的腔倒空 CO<sub>2</sub> 激光器<sup>[8]</sup>基础上, 通过采用 Z 型陶瓷折叠多通道波导的方式对激光器结构进行了改进, 获得了半峰全宽约 20ns, 峰值功率超过 3kW 的高峰值功率的腔倒空脉冲输出; 另外还通过改变电光腔倒空高压驱动电源的工作参数, 获得了半峰全宽可控 (20ns~40ns) 的高峰值功率的腔倒空激光脉冲输出, 使激光器的整体性能指标得到较大的提高, 满足了外差成像雷达系统的特殊要求。目前, 该激光器已经用于外差成像雷达系统集成。

## 1 实验装置与理论分析

研制的电光腔倒空射频波导 CO<sub>2</sub> 激光器如图 1 所示。采用在 1 块 400mm × 52mm 的 95° 陶瓷板上开 4

作者简介: 王建银 (1981-), 男, 硕士研究生, 主要从事激光技术方面的研究工作。

\* 通讯联系人。E-mail: optics\_lab@163.com

收稿日期: 2005-12-30; 收到修改稿日期: 2006-04-26

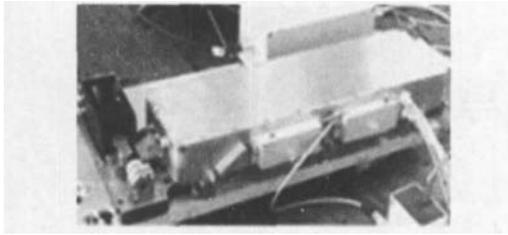


Fig 1 The picture of laser head

根  $2.5\text{mm} \times 2.5\text{mm}$  波导,来构成本振及主振的全陶瓷波导通道。其中本振波导占 1 根通道,长为  $400\text{mm}$ ;而主振波导为“Z”型结构,占 3 根通道,总增益长度达到  $1200\text{mm}$ 。这种波导结构整体性很好,在安装调试时十分方便。整个宽波导在长度方向上采用两段射频激励,以便注入更大的射频功率。主、本振激光器全反端采用同一块  $150\text{line/mm}$ ,一级衍射效率达  $95\%$  的原刻闪耀光栅,并按 I 级 Littrow 方式工作,使得两激光器能稳定工作在  $10\text{P}20$  支线上。在输出端主本振经过 ZnSe 薄膜偏振片 (thin film polaroid, TFP) 后,由各自的镀金全反转折镜将光束方向转  $90^\circ$ ,输出反射镜安装位置近似满足波导激光器的 III 类耦合要求,并构成两个准折叠腔结构。通过分别在主振光路中插入 CdTe 电光晶体及  $\lambda/4$  波片,以及将本振输出镜片直接安装在压电陶瓷上的方式,使得采用该准折叠结构的激光器,不仅可以实现主振的电光腔倒空及本振的偏频调谐功能,而且充分利用了有效的空间尺寸,使器件结构更加紧凑。

电光腔倒空原理过程如图 2 所示,在晶体未加电压时,通过晶体的偏振光方向不变,但由于  $\lambda/4$  波片

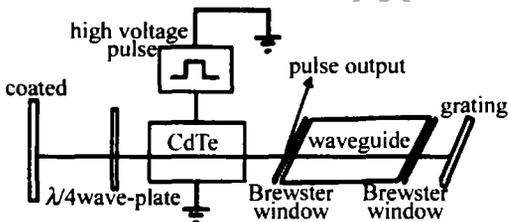


Fig 2 The schematic of cavity-dumping process

和布儒斯特窗的作用,使得自发辐射出的光不能返回谐振腔内形成振荡,上能级粒子不断累积;晶体加  $\lambda/4$  波电压后,在腔内迅速建立激光振荡,当腔内激光振荡强度达到峰值时,腔内光子流通量达到极大,此时迅速将加在 CdTe 晶体上的电压由  $V_{\lambda/4}$  降到 0,腔内形成的光子将两次通过  $\lambda/4$  波片和 CdTe 晶体,偏振面旋转  $90^\circ$ ,变成 s 方向的偏振光,由布儒斯特窗 (TFP) 侧面斜向反射至腔外。正常情况下的腔倒空脉冲由于半宽过窄,不能满足成像雷达系统的设计要求的。下面来计算加在 CdTe 晶体上的高压电脉冲下降沿长短对腔倒空激光脉冲宽度的影响,以求通过改变电脉冲的特征参数,来达到改变及调节腔倒空激光脉冲宽度的目

的。

CdTe 晶体为一个电容为  $30\text{pF}$  的容性负载,高压电源的上升下降沿时间约  $30\text{ns}$ 。由于腔倒空激光脉冲是在高压脉冲下降过程中产生的,因此为改变加载在晶体上的高压脉冲下降时间,考虑在 CdTe 晶体上串联一个电阻,使得高压电源负载形成了 1 个 RC 电路。高压电脉冲经 RC 电路后,加载在 CdTe 晶体上的高压脉冲波形将变成如图 3 所示,其下降沿将产生延

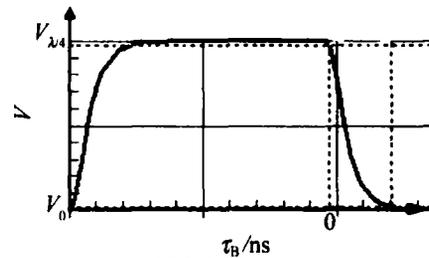


Fig 3 Simulated pulse waveform

展。假定在  $t=0$  时刻,高电压开始从  $V_{\lambda/4}$  以 RC 放电形式下降到 0,那么光束由于偏振态的改变,在布儒斯特窗的反射率随之改变,可将之转换为布儒斯特窗的输出率  $R(t)$  变化<sup>[9]</sup>:

$$R(t) = \begin{cases} \sin^2 2\pi \exp(-\frac{t}{RC}), & (0 \leq t \leq \tau_h) \\ 1, & (t \geq \tau_h) \end{cases} \quad (1)$$

式中,  $\tau_h$  表示高压从  $V_{\lambda/4}$  下降到 0 所需的时间。在高压下降的过程中,设光子在腔内除输出外其它损耗为 0,则输出激光功率  $P$  的时间特性可表示为:

$$P(t) = \begin{cases} P_0 \cdot \sin^2 \left[ 2\pi \exp(-\frac{t}{RC}) \right], & (0 \leq t \leq \tau_L) \\ P_0 \cdot \prod_{i=1}^n \left[ 1 - \sum_{j=1}^n P_j \right] \cdot \sin^2 \left[ 2\pi \exp(-\frac{t}{RC}) \right], & (n\tau_L \leq t \leq (n+1)\tau_L, (n = 1, 2, \dots, m-1)) \\ P_0 \cdot \prod_{i=1}^n \left[ 1 - \sum_{j=1}^n P_j \right], & (n\tau_L \leq t \leq (\tau_L + \tau_h), n = m) \end{cases} \quad (2)$$

式中,  $P_n$  表示第  $n$  次输出的功率值;  $\tau_L$  表示光子在腔内走一个回程需要的时间;  $\tau_h$  表示高压脉冲下降沿宽度;而  $m = \text{int}(\tau_h / \tau_L)$  代表在高压脉冲下降过程中,光子在腔内来回传输的次数。前  $m$  式每式表示从布儒斯特窗透过的激光两次经过 CdTe 晶体及波片后,能从布儒斯特窗倒出的激光功率。而  $m+1$  式则表示布儒斯特窗的输出率已经接近 1,最后一次进入腔内循环一周的光子全部从布儒斯特窗反射的激光功率。(2)式表示了激光振荡所产生的所有光子从布儒斯特窗倒出到腔外的过程。

根据 (2) 式,可计算出在不同的高压脉冲下降沿

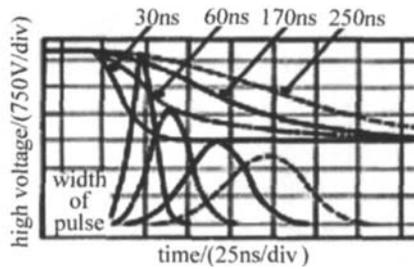


Fig 4 Schematics of cavity dumped waveforms at different fall time of high voltage pulse on CdTe

宽度下,腔倒空脉冲宽度的变化情况如图 4 所示。从图中可见,随着高压下降沿宽度的增加,激光脉冲宽度相应增加,而激光峰值功率下降。这是由于在腔倒空脉冲倒出的过程中,腔内光子随着偏振态的变化,一部分经过布儒斯特窗倒出,另一部分回到了腔内。如果延长高压脉冲下降沿宽度,回到腔内的光子数能在腔内传输一个回程后才能从布儒斯特窗倒出,也就意味着激光脉冲宽度的增加,但由于总光子数没有增加,因此,相应的激光脉冲峰值功率会下降。

## 2 实验结果及讨论

实验中,激光器充入比例为  $V(\text{CO}_2) : V(\text{N}_2) : V(\text{He}) : V(\text{Xe}) = 1 : 1 : 5 : 0.35$  的工作气体,总气压约为 10kPa,射频注入功率约为 400W。当主振半外腔镜采用反射率为 90%,曲率半径为 458mm 的镜片时,空腔(无 CdTe 晶体)连续输出约 20W 的激光。将 ZnSe 镜片换成全反镜或 98% 的凹面镜,并插入 CdTe 调 Q 装置,调整高压脉冲电压到 2650V,然后调节触发脉冲信号的重频及占空比到适当值,从薄膜偏振片的斜向将有激光脉冲输出。输出光经衰减后,用液氮冷却 HgCdTe 探测器检测,可在 TDS220 示波器观察到激光脉冲波形。

实验中,采用重频及宽度可调的触发源来驱动高压电源,调节电压到  $V_{\lambda/4}$  (2650V)。在高压脉宽大于 1 $\mu$ s 时,可以观察到有两个激光脉冲输出(见图 5,其中上方波形为 TIL 触发脉冲监测信号,与高压脉冲反

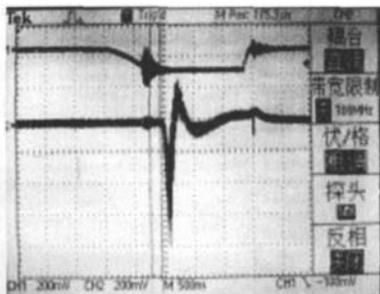


Fig 5 Trigger pulse & laser output pulse waveform, the Q-switching and cavity dumping laser pulses are simultaneously

相,该波形中的前后两个干扰分别为高压脉冲的上升及下降沿位置)。其中第 1 个脉冲宽度较大,出现在

高压脉冲上升延后约 500ns,与弛豫振荡时间相符,因而应该是调 Q 脉冲<sup>[10]</sup>。而在后面高压脉冲下降沿处出现了一个很窄的激光脉冲,其半峰全宽在 20ns 左右,根据前述讨论分析,该脉冲为腔倒空激光脉冲。通过改变高压脉冲宽度,在 1 $\mu$ s~10 $\mu$ s 范围内都可观察到有腔倒空脉冲和调 Q 脉冲同时存在。调 Q 脉冲的产生,是由于布儒斯特窗对 p 方向偏振光仍有 2% 的反射率,起到了输出窗口的作用,这相当于一个调 Q 的过程。调 Q 脉冲的输出,消耗了激光振荡形成的光子数,使得在高压下降沿处倒出的光子数减少,从而影响了腔倒空脉冲的输出功率。

通过对以上实验结果分析可知,可通过改变高压脉冲宽度的方法来实现单一且功率较大的腔倒空脉冲。减小高压脉冲宽度,当其与调 Q 脉冲产生的时间(约 500ns)相当时,可得到图 6 所示的“纯粹”腔倒

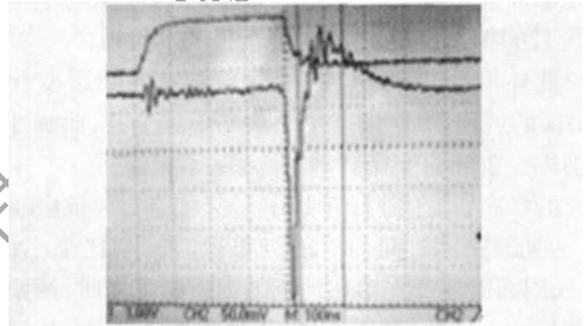


Fig 6 The cavity dumping laser pulse with width about 20ns @ high voltage fall delay about 410ns

空脉冲。从波形图中可以看出,腔倒空激光脉冲出现在高压下降沿位置,且拖尾很小,而高压脉冲上升处的振荡波形为干扰信号。在高压脉冲重频为 40kHz,脉宽为 460ns 时,测得高压脉冲下降沿宽度约为 30ns,此时的激光腔倒空脉冲的半峰全宽为 20ns,与理论脉宽基本相符。主振输出激光脉冲峰值功率约为 3kW。图 7 为 40kHz 的腔倒空的重复频率脉冲波形图。

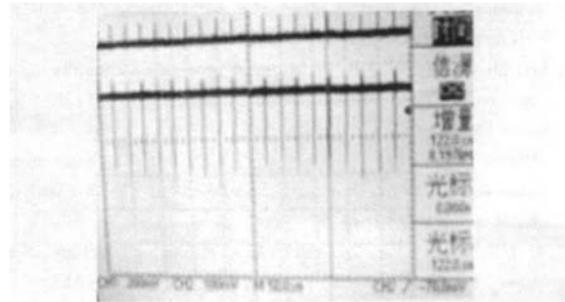


Fig 7 The repetition rate of cavity-dumping pulse at 40kHz

根据前面的理论分析,将一个阻值为 2k $\Omega$  的功率电阻与 CdTe 晶体串连,形成一 RC 回路。计算表明,此时的高压脉冲下降沿时间将加宽到 60ns 左右。从示波器上测量到此时的腔倒空激光脉冲的半峰全宽约为 30ns,如图 8 所示,与理论计算完全相符。经测试,

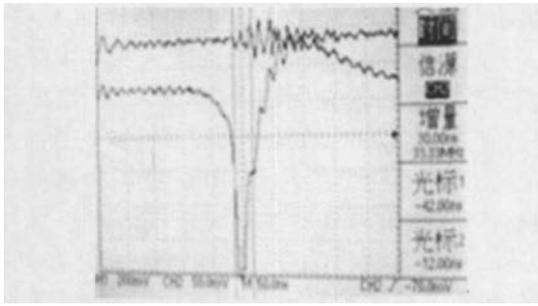


Fig 8 The waveform of cavity-dumping pulse width about 30ns

在 40kHz, 65kHz 及 70kHz 重频工作时, 主振荡腔倒空脉冲的半峰全宽均可以达到 30ns, 而脉冲峰值功率都可达到 2kW 以上。从一定程度上解决了激光器腔倒空脉冲脉宽增加时, 功率下降很大的问题<sup>[8]</sup>。

另外, 当串联电阻阻值变为 5kΩ 时, 高压电脉冲下降沿宽度将增加到约 165ns, 此时测量到的腔倒空激光脉冲的半峰全宽为 40ns, 激光脉冲峰值功率下降到约 1200W, 与前面的理论分析也基本相吻合。

此外, 在实验中还发现, 在重频从 40kHz 变化到 70kHz 的过程中, 腔倒空平均功率随之上升, 而脉冲峰值功率受重频的变化影响较小, 基本上保持了一个较恒定的状态, 都达到 2kW 以上。这可能与腔倒空工作时, 激光器振荡时间与上能级集聚时间相比很小 ( $\leq 1/3$ ), 因而能使激光器在该范围内重频工作时, 激励介质都还能有足够的时间将粒子激发到上能级, 从而保持脉冲峰值功率基本不变。这个实验结果对于采用变频扫描方式的雷达系统应用来说, 也是很有益处的。

### 3 结论

通过理论及实验可知, 调整高压脉冲电源等效负

载参数, 可控制腔倒空激光脉冲的宽度变化。当高压脉冲重频分别为 20kHz, 40kHz, 65kHz 及 70kHz 时, 都能得到半峰全宽约为 30ns, 峰值功率 2kW 以上的腔倒空脉冲, 满足了外差成像雷达系统的要求。

西南技术物理研究所封鸿渊研究员、江东研究员、侯天晋研究员等在整个实验过程中做了很多工作并提出了宝贵意见, 在此表示感谢。

### 参考文献

- [1] PARK I W, LL DN C. Multifunctional CO<sub>2</sub> waveguide laser for application in systems [J]. SPIE, 1989, 1181: 145~151.
- [2] ZHANG J D, CHEN Y P, ZHANG J Y *et al* The effects of CO<sub>2</sub> laser treatment on the grains germination, growth and development of corn [J]. Laser Technology, 2004, 28 (5): 494~497 (in Chinese).
- [3] CAI X P, ZHAO Y, DA I Y J *et al* CO<sub>2</sub> coherent laser Doppler velocity system [J]. Physics Experimentation, 2005, 25 (3): 44~47 (in Chinese).
- [4] MARCUS S, CAUNT J W. Compact CO<sub>2</sub> laser for infrared heterodyne radar [J]. Rev. Scient. Instrum, 1978, 49 (10): 1410~1412.
- [5] AHLBERG H, LUNDQVIST S, LETALICK D *et al* Imaging Q-switched CO<sub>2</sub> laser radar with heterodyne detection: design and evaluation [J]. Appl Opt, 1986, 25 (17): 2891~2892.
- [6] PEARSON G N, RYE B J. Frequency fidelity of a compact CO<sub>2</sub> Doppler lidar transmitter [J]. Appl Opt, 1992, 31 (30): 6475~6484.
- [7] CHO I J W, JUAN Y B, STRZELE S *et al* Frequency stabilization of excited CO<sub>2</sub> laser [J]. SPIE, 2002, 3729: 786~787.
- [8] YANG Z H, ZHOU D F, CHEN J G *et al* Study on the characteristics of cavity-dumped RF waveguide CO<sub>2</sub> laser [J]. Laser Technology, 2004, 28 (5): 485~487 (in Chinese).
- [9] LU J H, XU J P. Laser device and technology [M]. Beijing: Beijing University of Technology Press, 1995. 164~167 (in Chinese).
- [10] TIAN Zh H, WANG Q, WANG Y S. Electrooptically cavity-dumped and Q-switched RF waveguide CO<sub>2</sub> laser [J]. Acta Optica Sinica, 2000, 20 (12): 1613~1616 (in Chinese).
- [11] dan DAHLBERG E, PROKSCH R. Magnetic microscopies: the new additions [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1999, 200 (8): 720~728.
- [12] LIU Zh Ch, WANG J R. Pretreatment processor for building up image based on FPGA [J]. Opto-electronic Engineering, 2001, 28 (3): 48~50 (in Chinese).
- [13] SHIH W C L, FITZPATRICK G L, COLES D E. The magneto-optical imager: a 2001 perspective [J]. Non-Destructive Testing and Condition Monitoring, 2001, 43 (12): 814~817.
- [14] AI Y B, JIN Y J. Faraday magneto/optical rotation effect and its application [J]. Physics & Engineering, 2002, 12 (5): 50~51.
- [15] RADTKE U, ZIELKE R, RADEMACHER H G. Application of magneto-optical method for real-time visualization of eddy currents with high spatial resolution for nondestructive testing [J]. Optics and Lasers in Engineering, 2001, 36 (3): 251~268.
- [16] NOVOTN Y P, MOROZOV M. On the application of magneto-optic films in NDE [J]. Nondestructive Testing & Evaluation International, 2002, 35 (4): 227~232.
- [17] BRAHM E T. Modeling of magneto-optic eddy current inspection of hidden flaws in aircraft skins [A]. 16th National Radio Science Conference [C]. Cairo: Ain Shams University, 1999. 23~25.
- [18] SHAO Z B. NDT technique [M]. Beijing: Chemical Industry Press, 2003. 5 (in Chinese).
- [19] REN J L, WU Y, WU G H. The application of magneto-optic imaging technique in testing aircraft components [J]. Instrument Technique and Sensor, 2001, 26 (12): 36~38 (in Chinese).
- [20] DA I R. Magneto-optic/eddy current imaging — a new NDT technique [J]. Nondestructive Testing, 1999, 21 (12): 546~548 (in Chinese).

(上接第 24 页)