

Variable Pulse Width CO₂ Laser with a Range from Nanosecond to Microsecond

Jianchuan Zhao¹, Dianjun Li^{2,3*}, Jin Guo^{2,3}

¹Aviation Commissary of Navy in Changchun, Changchun Jilin

²State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, CAS, Changchun Jilin

³Innovation Laboratory of Electro-Optical Countermeasures Technology, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, CAS, Changchun Jilin

Email: zaojc@ciomp.ac.cn, lidj0906@163.com

Received: Jul. 10th, 2016; accepted: Jul. 25th, 2016; published: Jul. 28th, 2016

Copyright © 2016 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

A repetitive pulsed CO₂ laser with variable pulse widths and tunable wavelengths was developed and the photon number change behavior inside the resonant cavity which has an inserted Ge crystal acousto-optical modulation was researched on both theory and experiment. The experimental results show that acousto-optical modulation theory is not suit to explain output characteristic of the laser pulses, the felicitous description should make use of the Q switched rate equation instead of, due to the reason that the action of switched gain effect produced from laser level population inversion transition is much larger than that of the transit-time along the acousto-optical crystal. When the Ge crystal is added with controlled radio frequency modulation signals, the laser can realize laser pulses with a range from nanosecond to microsecond under the conditions of 3 - 8 W average power and 1 Hz - 100 kHz repetition rate, corresponding the maximum pulse power 10 kW. Over 30 laser spectral lines between 9.2 - 10.8 μm can be achieved if the metal grating is used for substituting the cavity output coupler.

Keywords

Pulse Laser, Tunable Wavelength, Acousto-Optical Modulation

*通讯作者。

纳秒至微秒可调脉宽输出CO₂激光器

赵建川¹, 李殿军^{2,3*}, 郭 劲^{2,3}

¹海军驻长春地区航空军事代表室, 吉林 长春

²中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 吉林 长春

³中国科学院长春光学精密机械与物理研究所光电对抗技术创新研究室, 吉林 长春

Email: zaojc@ciomp.ac.cn, *lidj0906@163.com

收稿日期: 2016年7月10日; 录用日期: 2016年7月25日; 发布日期: 2016年7月28日

摘要

研制了一台激光脉宽可变、输出波长可调谐的重复频率脉冲CO₂激光器, 并重点从理论和试验两个方面研究了Ge晶体声光调制时腔内光子数的时间变化过程。实验结果显示, 在激光谐振腔内应用时, 声光调制器理论并不适合解释激光器输出脉冲的时间行为, 而必须由腔内Q开关速率方程所描述, 分析其原因在于谐振腔内激光能级粒子数反转跃迁产生的开关增益效应远远大于声光晶体渡越时间的影响。对于Ge声光调制器施加射频控制信号时, 激光器可以实现从ns至μs范围的脉冲激光输出: 平均功率3~8 W左右, 重复频率为1 Hz~100 kHz范围, 脉冲功率最高达到10 kW量级。使用金属衍射光栅替代输出耦合镜时, 可以实现9.2~10.8 μm范围三十余条谱线的可调谐输出。

关键词

激光脉宽可变, 波长可调谐, 声光调制

1. 引言

激光与物质相互作用研究的实质问题是激光辐照效应[1], 是激光各种技术实际应用的基础, 是发展激光测距、测速、成像雷达、环境探测、空间通讯、工业加工、生物医学工程以及军事对抗等高新技术必须考虑和面对的重要问题[2]-[5]。CO₂激光中心波长在10.6 μm附近[6], 可以被大多数非金属材料吸收, 可以高质量地加工诸如木材、亚克力、玻璃、陶瓷、硅片、有机玻璃、布匹、纸张、塑料等非金属材料, 而光纤和固体等激光器输出波长大多集中在1 μm近红外范围, 不易被以玻璃为代表的非金属材料所吸收, 加工效率大为降低。在不考虑环境条件和被照射物质性质条件下, 激光辐照效应主要与照射波长、照射时间(连续或者脉冲)、照射强度和照射方式等有关, 因此, 深入研究激光辐照效应需要能够输出多种参数均可变化的多功能激光器, 例如, 偏振方向(水平或者垂直)可变和波长可调谐输出用于改变物质的吸收与反射特性, 或者是可以连续输出用于研究辐照的时间作用效应, 也可以脉冲(不同脉宽、重复频率)输出探讨各种不同条件下的激光作用的积累效应, 以便于开展各种辐照效应的比较研究。不同的脉冲宽度, 可与探测器以及辐照对象的热弛豫时间匹配, 可以得到最佳的辐照效果。本文研究了CO₂激光器输出的时间行为特性, 获得了脉冲宽度在纳秒至微秒范围分布的TEM₀₀模激光输出。但将声光调制技术应用于CO₂激光器会遇到一些困难, 因为在9~11 μm波段适合作为声光调制介质的可选晶体种类非常少, 只有半导体Ge晶体一种, 而且限于声光效应的因素, 要求Ge晶体的长度不能短, 造成插入的光学损耗非常大(Ge晶体的吸收系数较大, 约0.03 cm⁻¹)。Ge声光调制器在激光谐振腔外与谐振腔内使用完全不一样: 腔外使用

时激光通常是一次性通过该器件，光学吸收产生的影响不是特别严重；而在腔内使用，例如作为声光调 Q 开关时，不仅振荡光束需要多次往返通过 Ge 晶体，同时要求调该晶体能够迅速和彻底关断已经振荡的光束并在适当的时刻瞬间改变腔内 Q 值，因此，Ge 晶体的光学性能特别是光吸收系数等参数将直接影响到激光束的输出性能。由于没有其它合适器件选用，本项研究也只好以牺牲激光增益为代价选用 Ge 晶体调制器，即以牺牲输出功率为代价实现了可变脉宽的激光输出。本文介绍了采用 Ge 声光调制器作为腔内声光调 Q 开关的能够输出多种可变参数的 CO₂ 激光器的理论与实验研究结果。

2. 实验装置

2.1. 理论分析

按照声光调制器理论，施加到 Ge 调制晶体的射频信号在通过换能器产生的超声场从消失到能够调制激光脉冲时需要一定的关断时间，这个关断时间主要由超声波通过光束的渡越时间决定，因此，采用声光调 Q 技术压缩脉宽通常受到声波传播速度的限制，例如，超声波在 Ge 晶体中的传播速度为 5900 m/s，若要求小于 100 ns 的关断时间，则要求激光束的直径不大于 0.5 mm。为达到这一目的，理论上需要在激光谐振腔内插入一对 ZnSe 透镜将腔内直径较大的振荡光束聚焦到小于 0.5 mm 尺度内。为充分地利用声能和光能，通常需要声束和光束的发散角匹配，满足这个匹配条件的透镜焦距 f 由下式计算[7]：

$$f = \frac{2.55\pi VdD}{4\lambda f_{ao}} \quad (1)$$

式中 V 为声波在声光晶体中的传播速度， d 为被聚焦的最佳匹配光束直径， D 为光束在透镜上的直径， λ 为激光波长， f_{ao} 为施加到声光 Q 开关晶体的射频信号频率。按照该公式，设计了一对 ZnSe 透镜插入激光谐振腔内用于聚焦振荡光束。声光调 Q 形成 CO₂ 激光脉冲的建立时间是光腔损耗的函数[8]，损耗越大则建立脉冲的时间越长，高损耗腔调 Q 激光脉冲建立的时间可以达到几个 μs 左右。而在这个时间段内，一个平均输出功率 30W 的连续激光器(假定输出窗片透过率 50%)能够存储的输出能量大约在 mJ 量级。由此可以估算，如激光器输出百纳秒脉冲，其脉冲功率可以到数千瓦。为更精确地分析激光器的输出性能，根据 Q 开关 CO₂ 激光器的速率方程计算了在该激光器参数下调 Q 脉冲的输出行为[9]-[11]，典型的计算结果是激光脉冲延迟时间为 2.5 μs，脉冲宽度为 200 ns，脉冲峰值功率接近 10 kW；腔内光子数随时间变化以及腔内透过率对于激光脉冲建立时间的影响如本文图 1 和图 2 所示。因此，激光器在调 Q 运转时，具有百纳秒激光脉宽的输出能力。

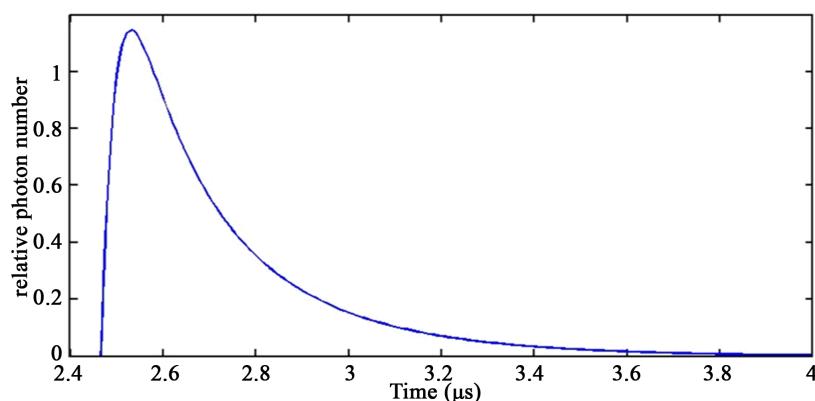


Figure 1. Photon number in the laser cavity vs time

图 1. 腔内光子数随时间的变化

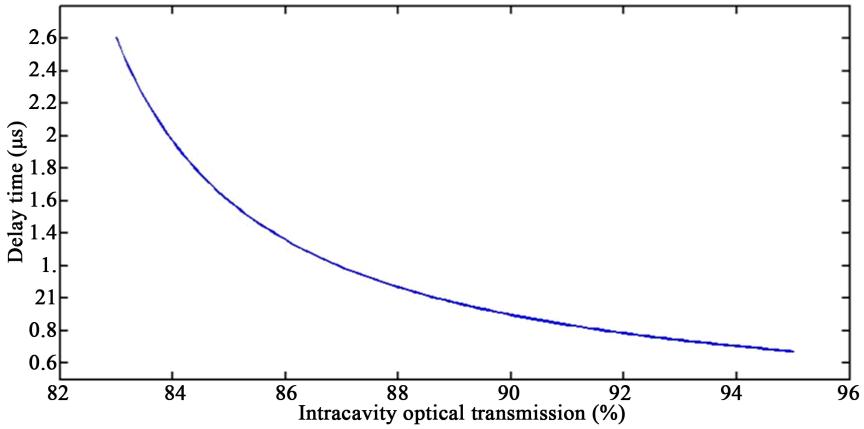


Figure 2. Transmission of intracavity optical elements versus establishing time of laser pulse
图 2. 腔内透过率对于激光脉冲建立时间的影响

为进一步压缩激光的脉冲宽度，在对于激光谐振腔加入腔长恒定措施后，声光调制还可以实现实现锁模激光脉冲输出，获得更短的激光脉冲宽度。根据锁模理论，锁模激光脉冲的最小脉宽受到增益介质最大带宽的限制[12]。脉冲峰值与该脉冲谷底的时间间隔为

$$t = \frac{2\pi}{(2N+1)\omega_q} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (2)$$

式中 $\Delta\nu$ 表示激光腔内 $(2N+1)$ 个纵模振荡时频率为 ω_q 的锁模激光的带宽， t 可以近似地认为是激光的脉冲宽度。公式(2)说明，纵模数量越多，所能获得的激光脉宽就越窄，但是(2)式隐含着激光器增益带宽 $\Delta\nu$ 的限制，那些频率位于增益曲线之外的纵模将无法在光学谐振腔获得增益实现振荡，锁模激光的带宽不可能超过工作物质的增益带宽，因此，理论上锁模激光的最短脉宽应为气体工作介质增益带宽的倒数。 CO_2 分子的 $00^01\sim10^00$ ($10.6 \mu\text{m}$) 跃迁谱线的增益带宽，分别由自然加宽 $\Delta\nu_n$ 、多普勒加宽 $\Delta\nu_d$ [激光原理 p44] 和气体压力产生的碰撞加宽 $\Delta\nu_c$ 加宽组成：

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3)$$

$$\Delta\nu_d = 2\nu \left(\frac{2KT}{mc^2} \ln 2 \right)^{1/2} \quad (4)$$

$$\Delta\nu_c = 5.97 \left(\Psi_{\text{CO}_2} + 0.73\Psi_{\text{N}_2} + 0.64\Psi_{\text{He}} \right) P \text{ (GHz)} \quad (5)$$

式中 τ 为 CO_2 分子上能级寿命，数值约为数百微秒，故 $\Delta\nu_n$ 约为 $10^3\sim10^4 \text{ Hz}$ ； ν 为激光频率， K 为波尔兹曼常数， T 为绝对温度， m 为 CO_2 分子的质量， c 为光速，计算得出 $\Delta\nu_d$ 约为 50 MHz ； Ψ 是每种气体混合的分量， P 是以巴为单位的气体密度，对于本激光器增益介质混合气体比例 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 3:5:22$ ，激光管充气压给出 $\Delta\nu_c = 130 \text{ MHz}$ 。由此可见，激光器呈现以压力加宽为主的 180MHz 综合加宽。严格的理论分析表明[13]，对于高斯脉冲，脉宽 τ 和线宽 $\Delta\nu$ 的关系为

$$\tau = \frac{2 \ln 2}{\pi \Delta\nu} \left(1 + \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (6)$$

式中 α 确定高斯脉冲包络， β 意味着脉冲的线性频率漂移。在极限情况下，频率调制 ($\beta = \alpha$) 给出脉宽与线宽的乘积值为 0.626；幅度调制 ($\beta = 0$) 为 0.440。本实验采用幅度调制，按照(6)式计算，锁模输出的最小脉宽值应为 3 ns 左右。但在实际上，锁模激光输出的脉宽还和很多的其它因素都有关系，如介质增益系

数、开关时间、谐振腔长度、反转粒子数径向分布等,受到这些因素的影响,试验获得的激光脉宽一般均大于该值。

2.2. 激光器设计

按照参数要求,需要设计一个具有连续 30W 输出能力的单模 CO₂ 激光器。由于该 CO₂ 激光输出可以在瓦级至最大值之间可以改变,因此,其介质腔内初始反转粒子数与阈值反转粒子数之肯定大于 3;在这种情况下,增益区存储的能量约有 90% 可以转变为调 Q 输出。设计选取的平凹稳定腔激光参数如下:放电管直径 d 、腔长 L 和球面镜曲率半径 R 分别为 $d = 9 \text{ mm}$ 、 $L = 1 \text{ m}$ 和 $R = 4 \text{ m}$ 。对于这组数据,激光器腔模理论给出了放电管直径的有效菲涅尔数 1.9,而平面输出耦合镜和球面镜的有效菲涅尔数分别为 1.1 和 0.82,因此,该设计保证了激光器可以输出 TEM₀₀ 模高斯光束。

为保证输出谱线的可调谐性能,需要计算所用光栅的色散能力。将光栅用于激光器选线时,一般用一块光栅和一块光学镜构成色散腔,并选择工作在 Littrow 自准直条件下,即令光栅的一级振荡方向与光轴重合,此时由于入射角 α 与衍射角 β 相等,光栅方程为

$$2d \sin \alpha = m\lambda \quad (7)$$

方程(7)式表明,在 Littrow 自准直条件下,只有满足该方程的谱线才能在腔内建立振荡,而其它波长的光则因从光栅以不同的角度返回光腔受到了较大的损耗形成不了振荡。根据光栅方程(7)式,对于以 α 角度入射的波长为 λ 的激光束,衍射光束以不同的衍射级次 m 以衍射角 β 反射出去, β 仅由光栅的刻槽间距 d 决定,而每一级次的相对光强分布,即衍射效率则取决于光栅刻槽的形状、光栅的入射面特性、入射光的偏振特性等因素。为提高衍射效率,就要减少衍射级数。通过限制刻槽间距,就能使正一级衍射级次外其它的衍射级次所对应的衍射角超出光栅的反射面,因而实际上都不存在。要满足这样的条件,在所选择的激光波长 λ 对应的光栅刻槽数应该满足以下方程

$$0.5\lambda < d < 1.5\lambda \quad (8)$$

为满足 CO₂ 激光波段可调谐范围,则 λ 取值范围在 9~11 μm ,于是 d 的取值只能是 5.5 $\mu\text{m} < d < 13.5 \mu\text{m}$,相应的 d 值的取值范围大约在 74~181 线/mm。本设计采用了 120 线/mm 的金属原刻光栅,可以满足谱线选择所需的色散要求。光栅的闪耀波长定为 9.3 μm (这样可以使四个谱带均得到较为平衡的能量输出),其一级衍射效率大于 95%。激光器的运转原理如图 3 所示。其运作过程如下:当增益介质受到连续泵浦和声光 Q 开关不施加射频调制信号时,激光器连续振荡形成输出;而当施加射频调制信号时,通过声光 Q 开关的振荡光束将因调制信号的作用造成偏转,阻止了激光的正常振荡。因此,通过 TTL 信号控制施加到声光 Q 开关射频调制信号的通断时间,则可以形成调制的脉冲激光输出。图 3 中光栅的作用是通过角度调节的色散作用实现不同激光波长的输出。作为气体介质密封窗口的布儒斯特窗口形成了水平偏振激光输出,同时也提高了声光调 Q 的工作效率。

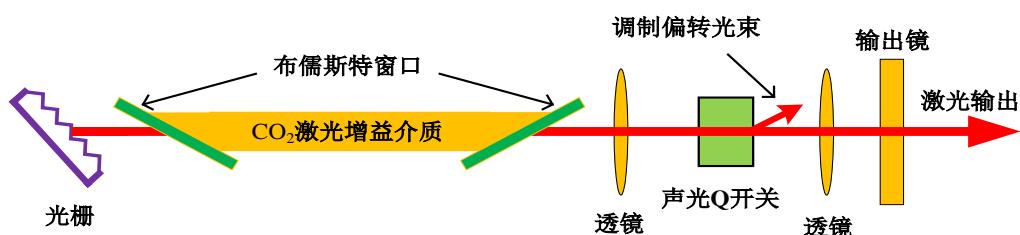


Figure 3. Acousto-optical modulation schematic diagram of laser experiment
图 3. 激光器声光调制实验原理示意图

3. 实验结果与讨论

3.1. 渡越时间研究与增益开关效应

设计的 CO_2 激光器自由运转时本身具有输出连续功率 30 W 单横模激光的能力, 当在谐振腔内插入 ZnSe 布儒斯特窗口形成水平偏振输出时, 功率降低为 27 W; 若再插入一个 Ge 声光调制晶体时, 连续激光下降至 15 W 左右。根据调制理论, 声光调 Q 压缩激光脉宽通常受到声波传播速度的限制。论文首先研究了超声波与渡越时间的影响问题。按照设计, 实验室首先在激光谐振腔内加入了聚焦激光束的一组透镜, 将激光束压缩至 0.5 mm 以内。然而, 在进行该组透镜对于调 Q 输出激光脉宽影响的试验研究时却发现: 当腔内加入这组透镜时, 测得的激光器调 Q 激光输出脉冲宽度大于 100 ns; 当这组聚焦透镜移出激光谐振腔后, 则意味着腔内振荡光束(直径约为 5 mm)直接通过调 Q 晶体, 理论上预示着声光渡越时间将导致输出的激光脉宽在微秒(0.85 μs)量级, 但实验测得的激光脉冲宽度远比这个数据小得多, 几乎与加入聚焦透镜时获得的试验结果一样, 最小脉宽也在 100 ns 左右, 也就是说, 腔内不插入透镜组与插入一样, 几乎不影响调 Q 激光脉宽。这个实验现象出乎意料, 为什么会产生这种结果呢? 分析如下, 在采用速率方程计算激光输出调 Q 行为时, 已经假定 Q 开关的作用简化为一个阶跃函数, 但实际使用的 Q 开关更接近一个线性函数, 因为调制产生的关断不是突然的, 需要一个时间过程。假定激光振荡阈值临界点为 $t = 0$, 则当 $t = t_s$ 时可理解为腔损耗从最大减到最小所需的时间(相当于 Q 开关的开启时间)。于是, 实际的开关线性函数与理想的阶跃函数之间的差异在于 t_s 的不同, 当 $t_s = 0$ 时, 即为理想的阶跃函数的情况。从调 Q 激光器发生的物理过程分析, 当 t_s 值足够小时($t_s \rightarrow 0$), 速率方程的计算不会对结果产生实质上的影响, 因此, 必定存在着这样的一个特征时间 t_d 点, 当 $t_s \leq t_d$ 时, 速率方程的解仍然可以预计激光脉冲的输出行为。线性函数调 Q 过程清晰的物理图像如下: 当 $t_s \geq 0$ 时, 调 Q 脉冲开始建立, 但是由于开关线性函数的限制, 腔内的损耗(或者 Q 值)是逐渐变化的, 在这个过程阶段, 增益小于损耗, 谐振腔内不会产生激光振荡, 直至达到临界的振荡点(即 $t_s = t_d$)时, 腔内 Q 值变化导致增益大于损耗, 调 Q 脉冲才有可能真正开始建立并且按照速率方程所预计的方式形成输出。由此可见, 在 Q 开关的开启时间 t_s 小于特征时间 t_d 条件下, 线性函数与阶跃函数对于激光输出的脉冲宽度均无影响, 两者的差别只是在线性函数增加了脉冲的建立时间。当图 1 和图 2 所示的脉冲建立时间在加上 $t_s = 0.85\mu\text{s}$ 的修正值(对应于腔内振荡光束 5 mm), 可以定性地说明在本实验研究条件下, 当将声光调制器应用于谐振腔内时, 调 Q 脉冲 CO_2 激光器的设计不必考虑渡越时间对于激光输出脉冲宽度的影响问题, 因此腔内不用加入光束直径压缩系统。或者可以换一种说法: 在满足 $t_s = 0.85\text{ s} \leq t_d$ 条件时, 对于腔内调 Q 输出脉冲的脉宽而言, 激光能级上反转粒子数变化产生的开关增益效应远大于声光晶体渡越时间的影响。这个结论有如下重要的现实意义: 减少腔内光学元件的数量, 有效地减小了腔内插入损耗, 极大地提高了激光器输出光束的性能。

3.2. 调 Q 脉冲与锁模脉冲

按照图 3 所示的实验安排, 通过调节激光腔内的增益行为, 例如改变激光放电区的注入功率、改变输出耦合镜的透过率、改变激光输出波长(不同的波长激光增益不同)、插入可变口径的光阑以及光学插入损耗等技术手段, 都可以改变激光调 Q 输出的激光脉宽。为保证激光器在一定的峰值功率条件下得到最大的粒子数反转利用率, 相邻两个脉冲的时间间隔($1/f$)大致要与激光工作物质的上能级寿命相等, CO_2 分子的上能级寿命约为 1 ms, 由 $1/f = 1\text{ ms}$ 可知调 Q 输出的最短激光重复频率 f 最大不能超过 1000 Hz, 超过 1000 Hz 则调 Q 效率会降低。因此, 虽然激光器重复频率可以在 1 Hz~100 kHz 范围选择, 但在超过 1000 Hz 时, 是以降低调 Q 效率为前提的。实验研究证实了这个结果, 在 1 kHz 重复频率条件下, 获得了最短约 100 ns 的 TEM_{00} 模激光脉宽, 如图 4 所示。改变激光增益行为时, 调 Q 激光输出的脉冲宽度可以从 100 ns 至 μs 量级范围变化, 参见图 5。这个现象也进一步说明, 只要调制器渡越时间造成关断延迟

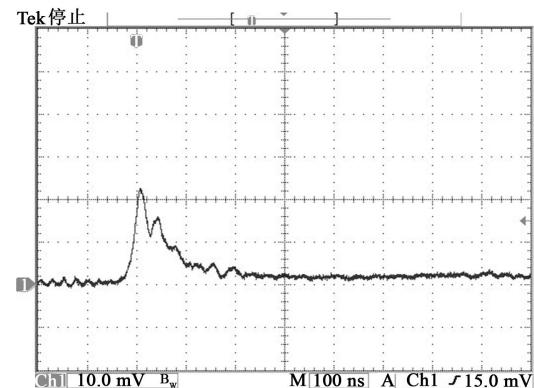
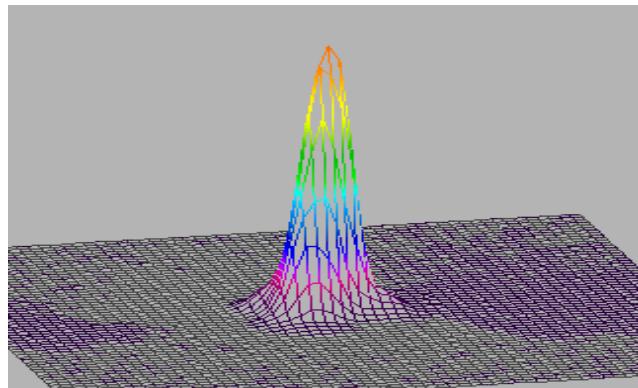


Figure 4. Output fundamental Gaussian mode and waveform of acousto-optical modulation laser
 图 4. 激光器声光调制输出的高斯基模及其脉冲波形

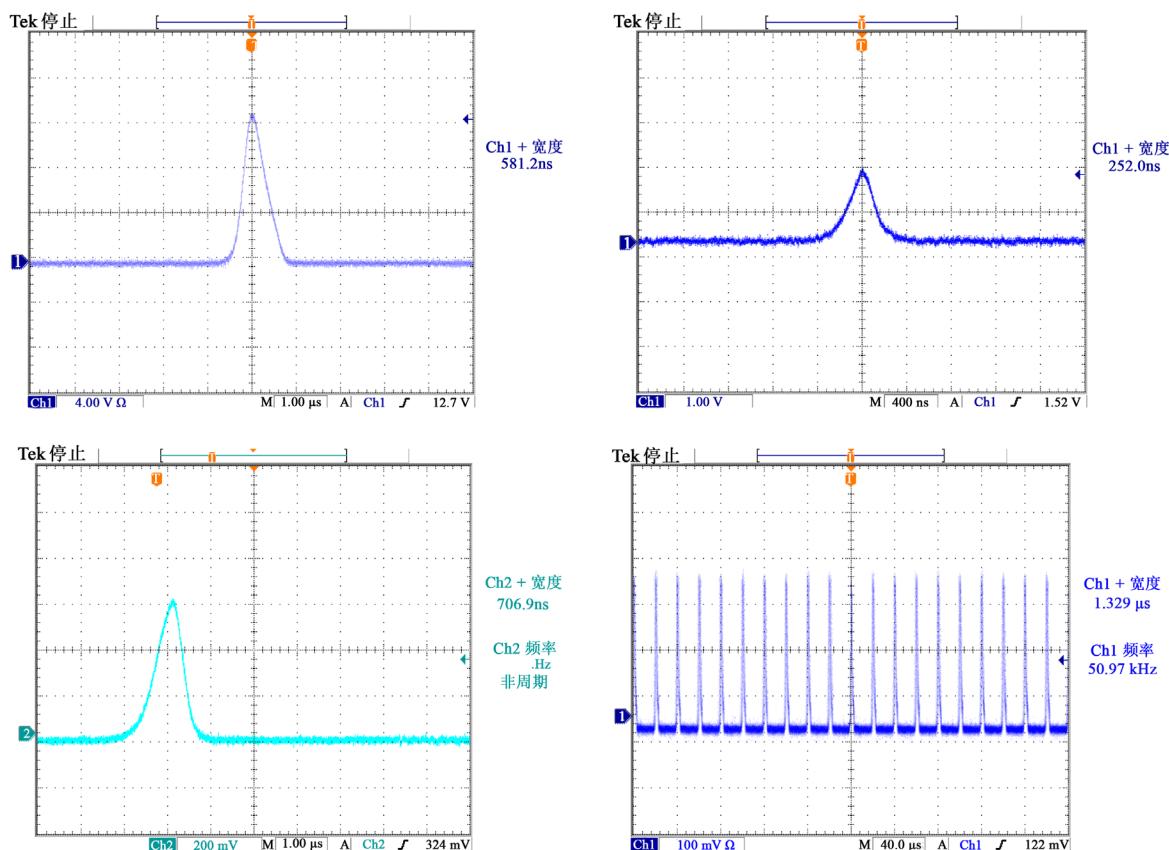


Figure 5. Waveforms with different pulse width and different pulsed repetition rate for the acousto-optical Q-switched laser
 图 5. 激光器调 Q 运转时不同脉冲宽度的波形和重复频率

只要小于激光建立时间,则调 Q 激光脉冲宽度主要地由激光增益的开关作用决定。激光器在调 Q 运转时,可以实现从 100 ns 至大于 1000 ns 范围的脉冲激光输出,平均功率在 3~8 W 左右,重复频率为 1 Hz~10 kHz 范围,最高的脉冲功率达到 10 kW 量级。

根据纵模时间间隔 $T = 2L/c$ 可知,如果谐振腔长度发生变化,则每个纵模的时间间隔也会发生变化,这个变化将会使腔内各个纵模的振荡发生混乱,导致锁模输出发生失谐,因此,严格地保证腔长是实现锁模输出的必要条件。为保证腔长不变获得锁模激光脉冲输出,将整个 CO₂ 激光谐振腔置于一个直径 20

cm、长度为 2 m 的钢钢结构的稳定支架上。在稳定腔长措施下, 获得了声光调制的锁模输出, 最短的脉宽为 14.50 ns, 如图 6 所示。考虑到其它因素的影响, 这个数值已经非常接近先前的理论分析预测值。图 6 还说明, 当改变激光参数时, 例如施加不同的调制信号时, 锁模脉冲的调制深度和脉冲宽度均有所变化。

3.3. 可调谐波长输出

实验测得的使用金属衍射光栅替代输出耦合镜时, 可以实现 9.2~10.8 μm 范围三十余条谱线的可调谐输出。当用光栅替代输出耦合镜时, 激光器输出的平均功率略有下降, 相应的脉冲宽度也有所增加, 这是由于采用光栅输出产生的衍射损耗比较大导致激光增益损耗增加的缘故(图 7)。

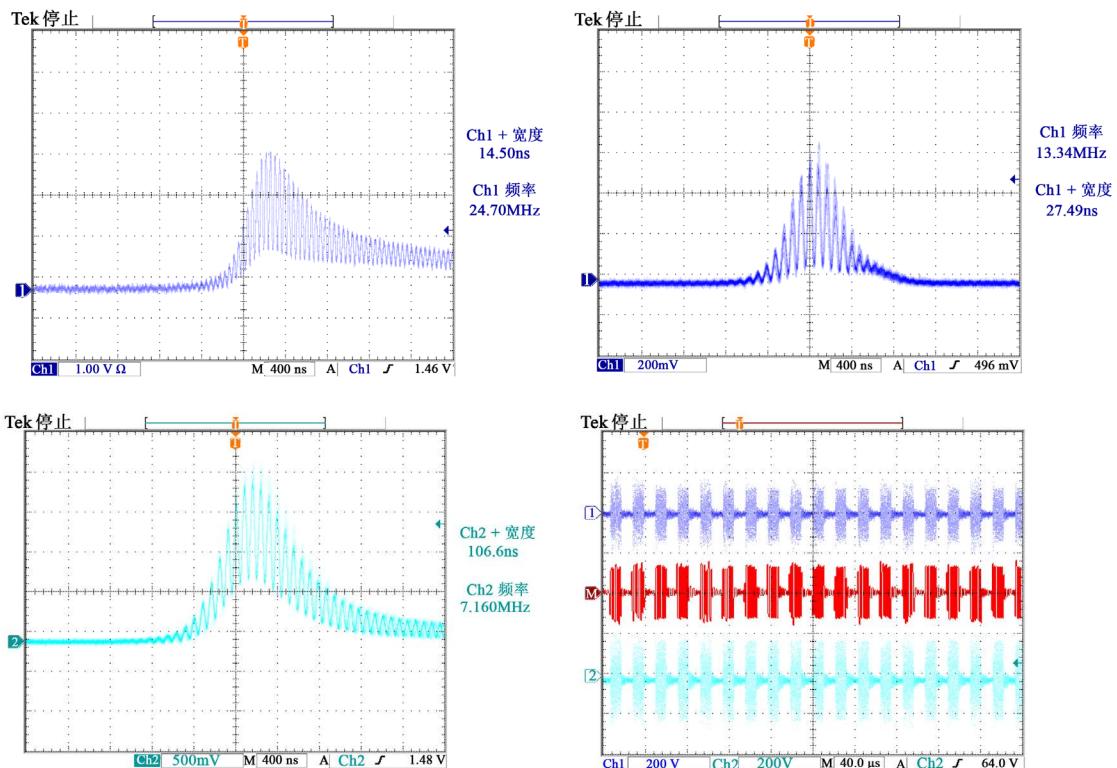


Figure 6. Waveforms with different pulse width and the acousto-optical modulation signals

图 6. 激光器声光锁模运转时不同脉冲宽度的波形及其调制信号

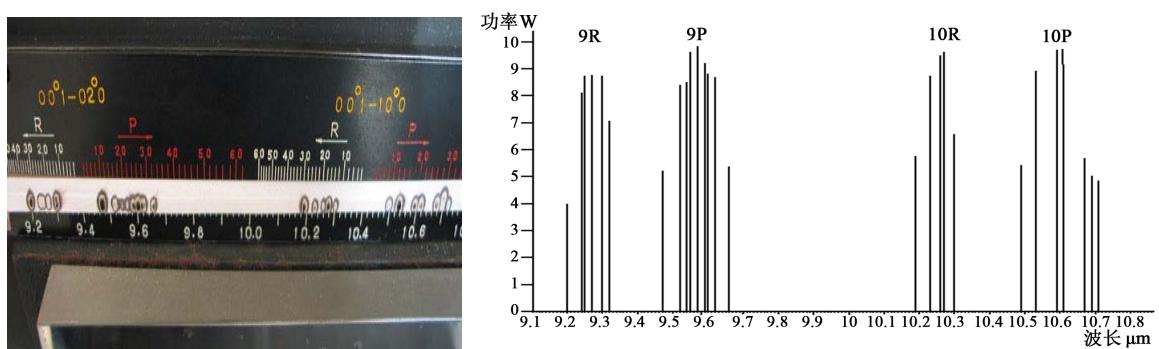


Figure 7. Wavelength measurement and different wavelength distribution

图 7. 激光波长测试以及输出波长分布

4. 结论

本实验研究获得了如下结论：在 CO₂ 激光谐振腔内插入光束直径压缩元件以减小超声波渡越声光晶体的时间，与不插入时获得的调 Q 激光脉冲宽度没有差别，说明对于腔内调 Q 而言，激光上能级反转粒子数变化产生的开关增益效应远大于超声波在声光晶体渡越时间的影响，这个结果纠正了先前技术资料有关声光渡越时间效应描述的结论。腔内增益与激光脉冲频率影响激光脉冲输出，其物理图像是，高损耗提高了激光振荡阈值，减小了腔内反转粒子数的跃迁辐射效应，有利于腔内激光增益的积累，而高增益则强化了粒子数反转的开关效应。气体介质 CO₂ 分子上能级寿命决定了激光脉冲输出的最佳重复频率，两者的关系为 $\tau = 1/f$ ，式中 τ 为上能级寿命， f 为最佳脉冲重复频率。锁模激光脉冲宽度与调制频率密切相关，最窄的脉冲宽度可以压缩至理论计算极限值的水平。

基金项目

吉林省重大科技攻关专项基金资助项目(No. 20140203010G X); 激光与物质相互作用国家重点实验室基金资助项目(No. SKLLM1413)。

参考文献 (References)

- [1] 孙承伟. 激光辐照效应[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.
- [2] Piltz, H.V. (1991) CO₂ Laser for Lidar Application and Producing Two Narrowly Spaced Independently Wavelength-Selectable Q-Switched Output Pulses. *Applied Optics*, **30**, 3956-3963. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.30.003952>
- [3] Qu, Y.C., Ren, D.M., Hu, X.Y., et al. (2003) A Monolithic Microprocessor Controlled Turning and Triggering System of TEA CO₂ Laser for Differential Absorption Lidar. *SPIE*, **4893**, 377-383.
- [4] 姜振华, 王挺峰, 郭劲. LPP-EUV 光源中的高功率 CO₂ 激光监测与控制系统[J]. 中国光学, 2013, 6(4): 544-550.
- [5] Xie, J.J., Li, D.J. and Zhang, C.S. 小型多功能 CO₂ 激光器[J]. 中国光学与应用光学, 2009, 3(2): 248-252.
- [6] 郭劲, 李殿军, 王挺峰. 高功率 CO₂ 激光器及其应用技术[M]. 北京: 科学出版社, 2013.
- [7] 蓝信锯. 激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2005.
- [8] 盘其坤, 谢冀江, 阮鹏, 等. 声光调 Q CO₂ 激光器的动力学模型[J]. 中国激光, 2011, 38(7): 0702002.
- [9] 谢冀江, 李殿军, 张传胜, 等. 声光调 Q CO₂ 激光器[J]. 光学精密工程, 2009, 17(5): 1008-1013.
- [10] Xie, J.J., Guo, R.H., Li, D.J., et al. (2010) Theoretical Calculation and Experimental Study of Acousto-Optically Q-Switched CO₂ Laser. *Optics Express*, **18**, 12371-12380. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.18.012371>
- [11] 徐艳, 谢冀江, 李殿军, 等. CO₂ 激光调 Q 技术[J]. 中国光学, 2014, 7(2): 196-207.
- [12] 周炳琨. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 1980.
- [13] Dirk, B., Kuizenga, J. and Siegman, A.E. (1970) FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser—Part I: Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **6**, 694-708. <http://dx.doi.org/10.1109/JQE.1970.1076343>

期刊投稿者将享受如下服务：

1. 投稿前咨询服务 (QQ、微信、邮箱皆可)
2. 为您匹配最合适的期刊
3. 24 小时以内解答您的所有疑问
4. 友好的在线投稿界面
5. 专业的同行评审
6. 知网检索
7. 全网络覆盖式推广您的研究

投稿请点击：<http://www.hanspub.org/Submission.aspx>