

大孔径稳腔连续注入式 TEACO₂ 激光器

叶东来 李殿军 林太基

(中国科学院长春光机所)

Large aperture CW injected TEA CO₂ laser with a stable cavity

Ye Donglai, Li Dianjun, Lin Taiji

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Changchun)

提要: 本文描述了一台谱线可调大孔径稳腔连续注入 TEACO₂ 激光器, 对激光器的运转特性进行了实验研究和理论分析, 并定性分析了实现单频输出的可行性。

关键词: 注入式 TEACO₂ 激光器

一、引言

很多 TEACO₂ 激光器的实际应用, 如激光雷达、激光分离同位素等, 要求 TEACO₂ 激光器为单频输出。目前有很多实现 TEACO₂ 激光器单频输出的方法^[1], 对于非注入式单频稳腔 TEACO₂ 激光器, 通常先要选择适当大小的光阑放置腔内, 以限制高阶横模的产生, 然后再采用控制(或选择)相邻纵模增益的技术来获得单纵模(单频)输出^[2]。光阑虽然限制了高阶横模, 但同时也使产生高阶横模区、占总激活介质能量很大部分的激活介质能量不能被抽运出来, 使激光器输出能量大大减少, 往往需要采用多级放大来提高系统的输出能量^[3], 这种系统通常很复杂且价格昂贵。为了提高输出能量, 很多人采用非稳腔结构的 TEACO₂ 激光器进行注入实验, 以获得大能量、高峰值功率单频激光输出^[3~5], 因为非稳腔能自动地选择基模, 无需

采用光阑限制高阶横模, 模式体积几乎可占据整个激活介质空间。但这时基模的空间光强分布不再是高斯函数, 而且大多数采用正支稳腔结构, 输出为环形光斑, 在有些应用中不太方便。

本文对大孔径稳腔连续注入 TEACO₂ 激光器的运转特性进行了实验研究和理论分析, 并定性解释了大孔径稳腔连续注入 TEACO₂ 激光器实现单频输出的可行性。

二、实验装置

实验装置如图 1, TEACO₂ 激光器腔体采用紫外光预电离结构, 阴极为网状, 阳极为儒可夫斯基型电极。激活气体体积为 $4 \times 7 \times 50 \text{ cm}^3$, 工作气体比例 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:4$, 气压为 600 Torr。激活区两端用 NaCl 布儒斯特窗口密封, 通光孔径为 17.0 mm (兼作光阑)。激励电源为二级 Marx 发生器, 总

收稿日期: 1987年9月25日。

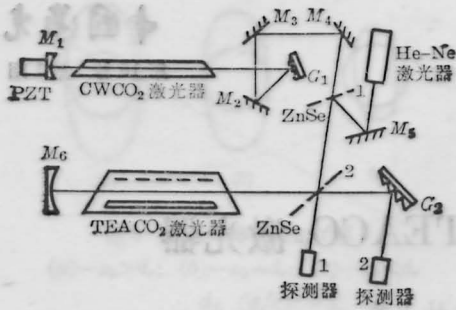


图1 连续注入 TEA CO₂ 激光装置

储能电容 $0.1 \mu\text{F}$, 工作电压 48 kV 。 M_6 为 $R10 \text{ m}$ 的镀金凹面全反射镜, G_2 为采用利特罗结构、一级反射零级衍射输出的光栅 (100 线/mm), 一级反射率为 50% ($10.6 \mu\text{m}$ 波长)。反射镜和光栅装在两根殷钢棒上, 腔长为 170 cm , 对应的纵模间距为 88 MHz 。注入光通过放置在腔内的 ZnSe 平板引入, 它与光轴约成 40° 夹角。

注入源为外腔式光栅调谐 CW CO₂ 激光器, 工作气体比例 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$, 气压 11 Torr , 放电电流 10 mA 。 M_1 为 $R2.85 \text{ m}$ 的镀金凹面全反射镜, 闪耀光栅 G_1 一级反射率为 85% (100 线/mm)。光栅 G_1 和反射镜 M_2 装在一转动装置上, 它们的法平面交线与转轴重合, 且与光栅刻划线平行, 这种结构起恒定偏向作用, 转动光栅改变输出谱线时, 输出光方向不变。腔长为 100 cm , 所有元件固定在两根普通钢棒上, 激光器输出功率在 $0 \sim 2.0 \text{ W}$ 之间变化。 M_2, M_3, M_4 和 M_5 为全反射平面镜, He-Ne 激光器指示系统用于调光。

探测器 1 用来监视注入光强的大小, TEA CO₂ 激光器输出能量用 LPE-10 型能量计探测, 输出脉冲波形用光子牵引探测器和存贮示波器拍摄, 用 CO₂ 谱线分析仪把注入源和主 TEA CO₂ 激光器调到同一谱线。

三、实验结果与讨论

图 2 为大孔径稳腔连续注入 TEA CO₂

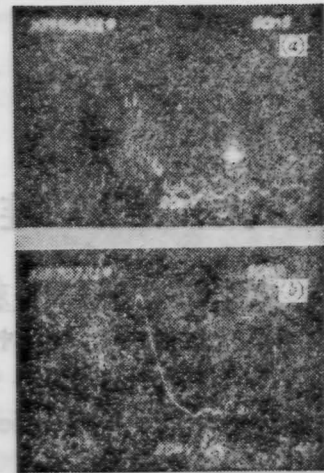


图 2 激光器输出波形

(a) 自由运转情况 (b) 注入有效情况

激光器的输出波形, 其中 (a) 表示不存在注入光或注入光不产生作用 (此时注入光频率与最邻近 TEA 腔共振频率失谐量较大) 时的典型输出波形, 此时激光器为多频输出; (b) 表示注入有效 (频率失谐量较小) 时所得到的脉冲波形, 主脉冲为光滑单频输出, 后部小脉冲有多频出现, 这主要是由于 N_2 分子和 CO_2 分子之间的共振转移能量被噪声场所利用, 进行放大的结果。

控制注入光强在 12.8 mW/cm^2 以上变化, 注入光充满整个光阑 (孔径 17.0 mm), 注入有效出现的几率为 50% 。这说明注入式稳腔单频 TEA CO₂ 激光器的光阑孔径可做得比非注入式单频稳腔 TEA CO₂ 激光器的光阑孔径 (约为 8 mm) 大得多, 这是由于注入式和非注入式单频稳腔 TEA CO₂ 激光器存在着差异。非注入式激光器增益曲线中心位置附近各种腔模的初始信号强度几乎完全相等, 且相邻横模之间的频率间隔比相邻纵模频率间隔小得多 (参见 (2) 式), 往往需要光阑来限制高阶横模的产生, 然后通过控制不同纵模的增益来实现单纵模 (单频) 输出; 而对于注入式激光器, 由于注入信号强度远大于其它腔模的初始光强 (自发辐射场强), 因

此只要频率匹配,注入光能充满整个光阑,注入光腔场就能较其它频率的腔场更快地达到饱和,提前抽空激活介质能量,实现单频输出。

由于球面镜稳定腔对应一共焦腔,本实验 TEA 腔体的有效菲涅尔数 $N_e \geq 1.6$,因此自再现场 TEM_{mn} 模在空间的分布函数可近似用拉盖尔-高斯函数表示^[6]:

$$u_{mn}(r, \varphi) = C_{mn} \left(\sqrt{2} \frac{r}{w_{0s}} \right)^m L_n^m \left(2 \frac{r^2}{w_{0s}^2} \right) \times e^{-\frac{r^2}{w_{0s}^2}} e^{-im\varphi} \quad (1)$$

式中, (r, φ) 为镜面上极坐标; C_{mn} 为归一化常数; w_{0s} 为基模光场束腰半径; L_n^m 为缔合拉盖尔多项式表示符。腔模的谐振频率为:

$$\begin{cases} \nu_{mnq} = \frac{c}{2\eta L} \left[q + \frac{1}{\pi} (m + 2n + 1) \right. \\ \quad \left. \times \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right] \\ g_1 = 1 - L/R_1 \quad g_2 = 1 - L/R_2 \end{cases} \quad (2)$$

从(2)式可以看出,腔模对于频率是高度简并(或近似高度简并)的。如果注入光频率可与 TEA 腔体 TEM₀₀ 模的某个纵模频率匹配,因为注入光场可按(1)式分解成不同纵模值(即 q 值不同)的不同高阶横模,注入光场也与这些高阶横模腔场实现了频率匹配,把它们所占体积内的激活介质能量抽空,实现单频、多横模多纵模输出。

因没有进行空间模式匹配,注入光场与 TEA 腔体 TEM₀₀ 模的匹配系数为 0.2。进行空间模式匹配后注入光作用会更加有效,较之没有进行空间模式匹配的情况相当于提高了注入光强。由于注入光强只要达到 10^{-5} W/cm^2 就能实现有效注入^[7],而我们的注入光强可控制在 10 mW/cm^2 以上变化,强度足够;另外,不进行模式匹配可使注入光斑很大,有利于 TEACO₂ 激光器实现大孔径、高能量单频脉冲输出。

以上实验是在 10P(20) 线进行的,激光器输出能量为 600 mJ,如在腔内放入直径为 8 mm 的光阑以限制高阶横模,输出能量仅为 80 mJ。把运转谱线从 10P(14) 调到 10P

(32),得到了相似的实验结果。在我们实验室中,仲氢喇曼池的泵浦源采用混合式结构的单纵模 TEACO₂ 激光振荡器加多级放大系统^[2],振荡器输出能量为 200 mJ(工作电压 60~70 kV),如采用本文描述的注入式 TEACO₂ 激光器作为振荡器,可以省去 1~2 级放大。但由于大孔径稳腔注入式单频 TEACO₂ 激光器为多横模输出,其光束发散角比基模输出的 TEACO₂ 激光器光束的发散角大得多,不太适应于直接进行要求长距离传输的应用,如激光雷达等。

为了分析连续注入式 TEACO₂ 激光行为,我们采用 IBMPC/XT 型计算机对 Lachambre 等人提出的数学模型进行数值计算^[8],计算参数如下:

输出镜反射率: $R = 50\%$

空腔功率透过率: $T = 80\%$

腔长: $L = 170 \text{ cm}$

激活介质长度: $l = 50 \text{ cm}$

总气压: $P = 600 \text{ Torr}$

气体比例: $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 4$

增益: $\alpha_{\max} = 0.02 \text{ cm}^{-1}$

注入光强: $I_i = 0.01 \text{ W/cm}^2$

计算结果示于图 3。图 3(a) 表示当注入光频率与最邻近腔共振频率的失谐频率比较大 ($df = 36 \text{ MHz}$) 时,注入光的影响很小,可以忽略(图中没有标出注入光腔场的输出功率,因此此时注入光腔场强度只占自发辐射腔场强度的 $1/10^8$),激光器为多频输出,与自由运转情况相同,输出波形如图 2(a) 所示,图 3(b) 为相应反转粒子数的变化情况;当失谐频率较小 ($df = 30 \text{ MHz}$) 时,注入光腔场控制了整个激光器输出,计算结果示于图 3(c),输出波形如图 2(b),主脉冲为单频输出,激光频率为与注入光频率最邻近的腔共振频率^[8],图 3(d) 为相应反转粒子数变化情况。

比较图 3(a) 和 3(c)、3(b) 和 3(d),可以看出,在注入光有效的情况下,反转粒子数消耗得比较早,激光脉冲出现时间提前,同时系

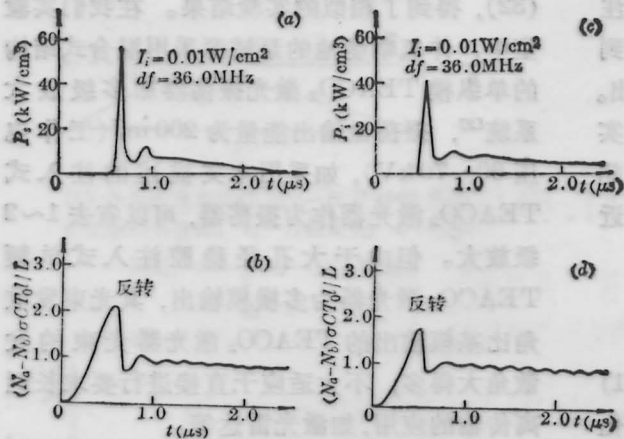


图3 自由运转和注入有效时的理论计算结果

统的增益开关作用减小,使得脉冲峰值功率下降,尾部升高、延长。图4给出的输出波形照片说明了这一点。图中前一个杂乱信号为火花隙触发信号,第二个尖峰信号为激光主脉冲。自由运转时(a),激光主脉冲尖峰与触发信号的延迟时间为 $0.8\mu\text{s}$,脉冲峰值电压指示为 128mV ;注入有效($I_i=15.2\text{mW}/\text{cm}^2$)时(b),延迟时间为 $0.58\mu\text{s}$,脉冲峰值电压指示为 74mV 。从照片还可看出,注入有效时激光脉冲尾部比自由运转时高,而且延长。

当失谐频率进一步减小后,主脉冲出现时间继续前移,主脉冲宽度增宽,峰值功率继续降低,尾部升高、延长。理论计算结果示于图5。由于实验条件所限,我们没能直接测量失谐频率的影响,但下面的一组实验数据清楚地说明了在注入有效、不同失谐频率情况下,激光脉冲宽度、延迟时间及峰值功率之间的关系,与计算结果定性相符。

注入光强 脉宽 延迟 峰值指示
 $6.8\text{mW}/\text{cm}^2$ 100 ns $0.75\mu\text{s}$ 130 mV
 $6.3\text{mW}/\text{cm}^2$ 90 ns $0.77\mu\text{s}$ 140 mV

图4与上组数据的实验条件不同,激光器分别在 $10P(20)$ 和 $10P(28)$ 线运转,观察和拍照时都只取部分输出光,但取出量不同。

对牛振亚同志在实验中给予的帮助表示感谢。

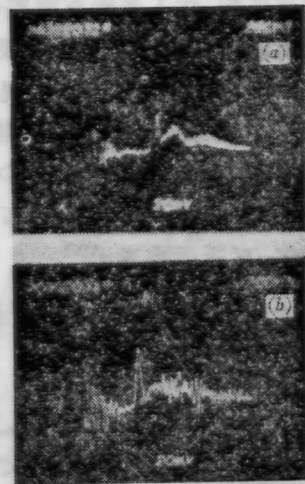


图4 触发信号及激光器输出波形
 (a) 自由运转情况
 (b) 注入有效情况($I_i=15.2\text{mW}/\text{cm}^2$)

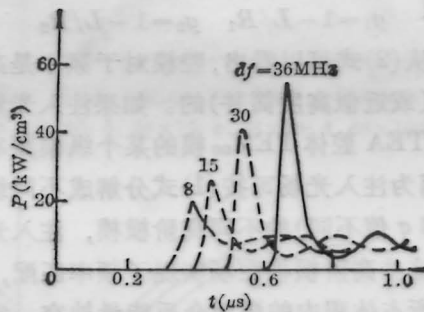


图5 相同注入光强,不同初始失谐频率时的理论计算结果

图中实线表示自由运转时的情况,三条虚线对应于注入有效、不同失谐频率时的情况

参 考 文 献

- 1 S. L. Chin, *Opt. and Laser Tech.*, (12), 85(1980)
- 2 林太基 *et al.*, 中国激光, **13**(1), 25(1986)
- 3 G. Megie *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 835(1979)
- 4 N. R. Heckenberg *et al.*, *Appl. Phys. B*, **29**, 67(1982)
- 5 徐华乐 *et al.*, 中国激光, **13**(11), 687(1986)
- 6 周炳琨 *et al.*, 激光原理(国防工业出版社, 1984), p. 82
- 7 U. P. Oppenheim *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-18**, 1332(1982)
- 8 J. L. Lachambre *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-12**, 756(1976)