

的系统, $P_{in} \approx 10 \text{ mW}$, 这个功率并不太高。

图6给出了注入锁定输出的干涉图样。没有注入信号时, 在F-P标准具后观察到的只是一个光斑; 加入注入信号后, 在F-P后出现清晰的干涉图样。在图6(a)中给出了注入锁定情形下拍摄的脉冲染料激光器输出的干涉图; 在同样装置中又拍摄了注入光信号的干涉图, 见图6(b), 测量时 $\lambda_{in} = 580.2 \text{ nm}$ 。由图6可见, 注入锁定输出的干涉图上不仅亮度增加了, 而且谱线宽度也增加了, 这正是短脉冲注入锁定染料激光器注入线宽的有效加宽, 估计输出线宽约为注入光线宽的4倍, 即为 120 MHz 。

图7给出了在注入波长 $\lambda_{in} = 580.2 \text{ nm}$ 处脉冲波形在注入前后的变化。图7(a)中是没有注入时在 $\lambda_{in} = 580.2 \text{ nm}$ 处的波形图; 图7(b)中是有注入时在 $\lambda_{in} = 580.2 \text{ nm}$ 处的波形图, 该情形中单色仪前加了衰减片, 衰减了约150倍。

衷心感谢王乃弘研究员对本工作的支持, 感谢

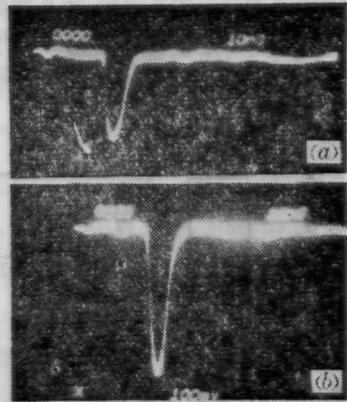


图7 注入前后的波形图($\lambda_{in} = 580.2 \text{ nm}$)

许凤鸣副研究员的大力帮助以及刘旭, 陈方, 王云霞等同志的有益合作。

(收稿日期: 1987年7月20日)

铜蒸气激光器的输出特性与腔长的关系

任虹 梁培辉 沈琪敏 刘俊秋* 孙晓翔

(中国科学院上海光机所)

Relation between output properties of copper vapor laser and its resonator length

Ren Hong, Liang Peihui, Shen Qimin, Liu Junqiu, Sun Xiaoxiang

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

提要: 由于铜蒸气激光器是高增益、短脉冲的激光器件, 故改变稳定腔的腔长会使铜蒸气激光的时空特性发生显著的变化, 除输出功率随腔长增加而下降这一可以预料的事实外, 实验还表明, 脉冲波形由非稳态输出光迭加而成, 并受腔长周期调制; 光束的方向性在某一腔长下有最佳值。

关键词: 铜蒸气激光器

一、引言

近年来, 铜蒸气激光泵浦染料激光系统在激光分离铀同位素技术中获得了应用, 铜蒸气激光的输出功率、方向性以及脉冲波形对染料激光器的输出特性都有很大的影响, 因此除提高铜蒸气激光的输出功率外, 人们开始重视对铜蒸气激光的时空特性的研究^[1,2], 由于铜蒸气激光器是大口径、高增益的短脉冲激光器, 故其时空特性表现得较复杂。我们

从改变腔长的角度对铜蒸气激光的时空特性以及输出功率进行了研究, 提出激光波形的形成是由沿腔轴相向传播的非稳态光脉冲迭加而成, 用这一概念较好地解释了实验现象。

二、实验方法

放电自加热式纯铜蒸气激光器的放电管内径为

* 合肥工业大学实习生。

$\phi 25$ mm, 极间距为 890 mm, 采用 4050 A 型闸流管放电, 重复频率为 6 kHz, 充 20~40 Torr 氖气作为缓冲气体。实验装置如图 1 所示。

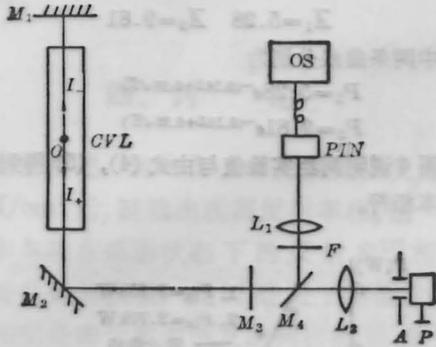


图 1 实验装置示意图

使用平行平面腔。 M_1 为后腔平面反射镜, 对 510.6 nm 全反, 对 578.2 nm 反射率为 85%, 其位置固定不变, M_1 到激活区中心 O 点的距离 $L_0 = 1$ m。 M_2 为一块 45° 放置对 510.6 nm 全反, 对 578.2 nm 增透的平面镜。 M_3 为平板玻璃, 作为前腔板, 可以沿着光轴前后移动。 M_4 为分光平板玻璃。 F 为滤光片。将接收面直径为 4 mm 的 PIN 管置于透镜 L_1 的焦点, 用 100 Mc 通用示波器观察输出激光的波形。主光路经过透镜 L_2 聚焦, L_2 的焦距为 2 m, 我们在焦点处放置光阑 A , 改变光阑 A 的孔径, 在 SD 2490 型功率计 P 上读出光束通过不同孔径的实际功率值。从而测量出方向性曲线($P_\theta \sim \theta$ 曲线)。

三、实验结果与分析

3.1. 输出光脉冲波形的定性描述

固定输入电功率, 拍摄了不同腔长时的激光波形, 如图 2 所示。(a)、(b)、(c)、(d)、(e) 对应的腔长分别为 2 m、3 m、4 m、5 m、7.3 m, 图 2(f) 是无 M_3 时输出的放大自发辐射波形 (ASE)。图 2(g) 是没有腔时的自发辐射波形。

由于铜蒸气激光器输出脉宽通常只有 20~40 ns, 因此光只能在腔内经过几次振荡, 不能形成稳定的输出场分布。又由于铜蒸气激光器的高增益需采用低反射的平板玻璃耦合输出, 因此其输出激光的波形是由每往返一次的非稳态输出光迭加而成。由图 2(g) 可知: 产生激光的增益宽度为 60~70 ns, 因此随着腔长的增长, 振荡次数逐渐减少, 当腔长从 2 m 增加到 7.3 m, 图 2 中输出光的波形由多峰结构(a) 逐渐变成三峰结构(b)、(c), 最后变为

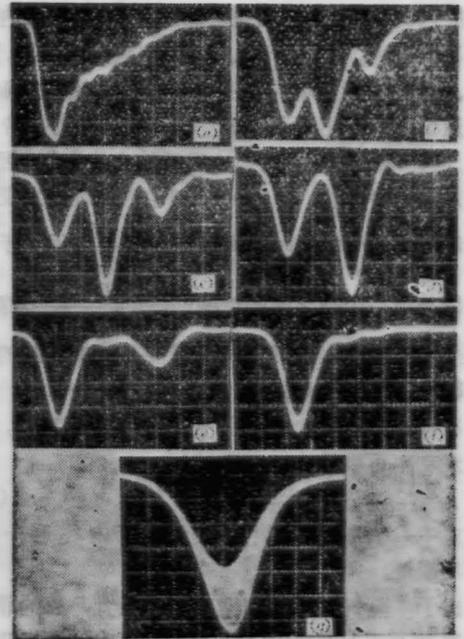


图 2 不同腔长时的激光波形(横坐标每格 10 ns, 纵坐标并不一致)

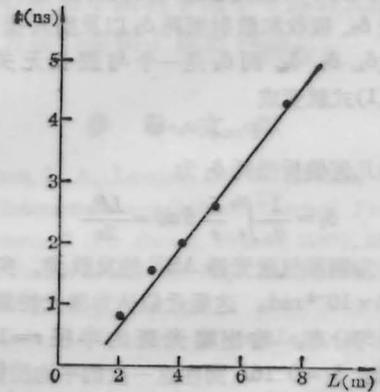


图 3 激光波形中尖峰受腔长周期调制的关系直线

双峰结构(d)、(e)。

设 I_+ 、 I_- 为腔内相向传播的自发辐射光。图 2(a)、(b)、(c)、(d)、(e) 中出现的第一个尖峰是 I_- 经过 M_1 全反镜后输出的 ASE, 第二个尖峰是 I_+ 经过 M_3 、 M_1 二次反射后输出的激光, 因此这二峰之间的时间间隔应该为 $\frac{2(L-L_0)}{c}$, 图 3 中的函数曲线与实验值吻合得很好。

当腔长为 3 m 和 4 m 时, I_- 经平板 M_3 返回腔内的 ASE 正处在由 I_+ 形成的第二个尖峰之后约 $\frac{2L_0}{c} = 6.7$ ns, 由于被第二个峰消耗的反转粒子数还来不及由电脉冲泵浦得以补充, 又由于腔长增加后由 M_3

反回腔内的 ASE 接近增益带的边缘,故它在腔内几乎得不到放大。在图 2(b)、(c)中也就不见了,图 2(b)、(c)中实际出现的第三个尖峰是 L_+ 经过第二次往返振荡后输出的激光峰,由于它处于增益带的边缘,激光峰的前沿会明显比后沿放大倍率高,因此峰的最高点会前移,图 2(b)、(c)中我们确实发现第三个峰与第二个峰的时间间隔略小于 $\frac{2L}{C}$,但大于第二个峰与第一个峰之间的时间间隔 $\frac{2(L-L_0)}{C}$ 。综上所述:激光波形中,尖峰结构是受腔长周期调制的。

3.2 输出功率与腔长的对应关系

在假定增益系数 G 与腔长 L 无关的情况下,输出激光功率可表示为

$$P \propto e^{(2gl-\delta)} \propto e^{-\delta} \quad (1)$$

式中 l 为激活区长度, δ 为光在腔内往返一次的平均损耗。

由于 蒸气激光器的输出口径很大,腔的非涅尔数远远大于 1,衍射损耗可忽略,所以能采用几何光学理论来分析腔的损耗。根据这种理论^[3],光在腔内往返一次的平均损耗包括几何偏折损耗 δ_1 、腔镜倾斜损耗 δ_2 、吸收和散射损耗 δ_3 以及插入损耗 δ_4 。由于 $\delta_3 \ll \delta_1, \delta_2, \delta_4$, 而 δ_4 是一个与腔长无关的常数,这样(1)式就变成

$$P \propto e^{-(\delta_1+\delta_2)} \quad (2)$$

这里平均几何偏折损耗 δ_1 为

$$\delta_1 = \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \frac{L}{r} \theta d\theta = \frac{L\theta_0}{2r}$$

其中: θ_0 为铜蒸气激光器 ASE 的发散角,实验测得 θ_0 为 4×10^{-3} rad。这里近似认为激光能量在发散角内均匀分布。输出端光斑的半径 $r = 1.25 \times 10^{-2}$ m, 则: $\delta_1 = 0.16L$ 而往返一次的平均腔镜倾斜损耗

$$\delta_2 = \frac{1}{\theta_0} \int_0^{\theta_0} \sqrt{\frac{\alpha L}{r-\theta L}} d\theta = 2 \sqrt{\frac{\alpha L}{r}} \frac{1}{1-\sqrt{1-\frac{r\theta_0}{r}}}$$

由于 $\frac{r}{L} < \theta < \theta_0$ 的那些光一次逸出腔外,

因此
$$\delta_2 \approx 2 \sqrt{\frac{\alpha L}{r}}$$

这里 α 为腔镜的倾斜角,由谐振腔腔片的实际调整精度 Δx 决定,实验中 $\Delta x = 0.01$ mm,

则
$$\alpha = \frac{\Delta x}{4r} = 2.0 \times 10^{-4} \text{ rad}$$

因此
$$\delta_2 = 0.25 \sqrt{L}$$

(2)式可改写成:

$$P = A e^{-(0.16L+0.25\sqrt{L})} \quad (3)$$

当输入电功率分别为 2.70 kW 和 3.25 kW 时,

测量了不同腔长下的两组输出功率值,图 4 中黑点和圆圈分别为两组实验值,实验误差为 ± 0.1 W,将两组实验值代入公式(3)得到两组系数的平均值分别为

$$\bar{A}_1 = 5.28 \quad \bar{A}_2 = 9.81$$

图 4 中两条曲线分别为

$$P_1 = 5.28 e^{-(0.16L+0.25\sqrt{L})} \quad (4)$$

$$P_2 = 9.81 e^{-(0.16L+0.25\sqrt{L})} \quad (5)$$

图 4 说明两组实验值与由式(4)、(5)得到的曲线基本相符。

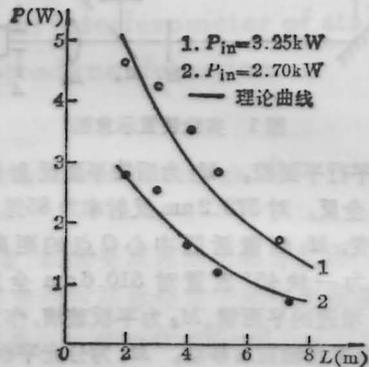


图 4 输出功率随腔长变化的理论曲线和实验值

3.3 输出激光的方向性与腔长的关系

以包含输出功率 80% 的发散角代表输出光的方向性。当输入电功率为 3.25 kW 时,腔长与发散角的实验曲线如图 5 所示,可看出:输出光的发散角在腔长为 3 m 时有最小值为 3.3 mrad,而在腔长为 5 m 到 6 m 之间发散角有最大值约为 4.7 mrad。

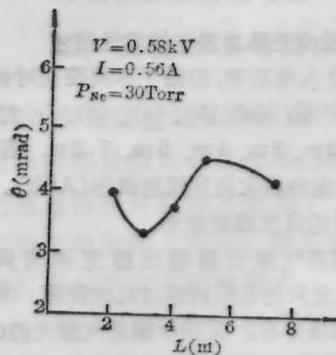


图 5 腔长与方向性的关系曲线

导致铜蒸气激光在某一腔长下有最小发散角的原因是:输出激光中包含着一部分方向性较差的 ASE,其输出功率、方向性不受前腔板 M_3 所处位置的影响,而大部分经过腔内振荡后输出的激光其功

率随腔长增加而下降,方向性随腔长增加而得到改善,因此随着腔长不断增加,输出激光的方向性受 ASE 方向性的影响逐渐变大,当腔长增加到一定值后,发散角开始由小变大。

由于透镜 L_2 口径有限($\phi 100\text{mm}$),所以当腔长大于 5m 后,由于 ASE 的发散角较大,照射到透镜的光束口径已大于 $\phi 100\text{mm}$,故而出现了当腔长为 7.3m 时发散角又有变小的趋势。实验结果表明,用增加腔长的方法来改善光束方向性是有限的。理

想的方案是采用非稳腔^[4]。

参 考 文 献

- 1 李世芳 *et al.*, 光学学报, 6(7), 585 (1986)
- 2 M. Amit *et al.*, *Opt. Commun.*, 62 (2), 110 (1987).
- 3 激光物理学,上海人民出版社,1975
- 4 K. I. Zemskov *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, 4(4), 474(1974).

电光调制的频谱特性—I. 外腔调制

代 伐 冯志超

(成都电讯工程学院应用所)

Spectral analyses of electrooptic modulation—I. External modulation

Dai Fa, Feng Zhichao

(Chengdu Institute of Radio Engineering, Chengdu)

提要: 从外腔电光耦合调制输出光场振幅和光场强度的频谱展开出发,研究了外腔电光调制的调制方式。引入相对谐波畸变,得出了电光调制在不同直流偏压下,可近似为振幅调制和强度调制的条件。实验结果与理论分析相一致。

关键词: 外腔电光调制

一、引 言

本文以一典型的外腔电光耦合调制为对象,从输出光场振幅和强度的频谱展开出发,研究了外腔电光调制的调制方式,得出了电光调制在不同直流偏压下,可近似为 AM 或 IM 的条件。在 CO_2 激光器上,用 CdTe 做电光晶体,进行了外腔调制实验,得到了与理论分析一致的结果。

二、理论分析

耦合型的外腔电光调制如图 1 所示。激光器的输出光束,经过一布儒斯特窗偏振片起偏后,呈平行线偏振光,以功率 P_0 入射到电光晶体上。当晶体两端加上电压后,入射偏振光在晶体内分解成 o 光和 e 光。它们通过晶体时受到的相位延迟不同,线偏光变为椭圆偏振光。从晶体出射的光束经全反平面

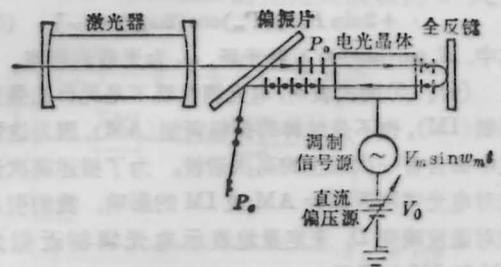


图 1 耦合型的外腔电光调制

镜反射后,再次进入电光晶体,获得双程相位延迟。最后,出射光的垂直分量经布氏窗耦合后得到输出线偏光 P_0 。若晶体上加调制信号,则耦合输出的光信号就会跟随调制信号而变化,于是便实现了激光的耦合调制。它的优点在于起偏和检偏器合一,且光束两次通过电光晶体,得到双程位相延迟,因而只需相当于其它类型外腔电光调制一半的驱动电压和