

染料调 Q 激光器激光输出时间稳定性 与纵模结构的关系

梁培辉 项 诚 李绳式

采用可饱和吸收体——染料被动式开关作激光器的调 Q 元件, 由于设备和技术都简单, 在脉冲固体激光器的应用和基本研究中得到较广泛的运用。

染料调 Q 输出大功率激光脉冲, 由于染料吸收过程的选择作用, 在通常情况下, 只要是单尖峰输出, 一般能保证是单纵模, 这比起转镜调 Q 的宽谱输出好得多。但是, 染料调 Q 的一个缺点是激光输出时间不稳定。使用双脉冲放电激励, 可以提高输出时间的稳定性, 却破坏了时间相干性, 原来单纵模输出变成 2 个到 3 个纵模输出。

本文对上述现象进行了分析。

实验装置如图 1, 工作波长 6943 Å。

激光器工作物质是 $\phi 6 \sim 8$ 毫米的红宝石棒。谐振腔用平行平面腔。在反射腔板与红宝石之间放一染料盒, 盒的壁面与平板有

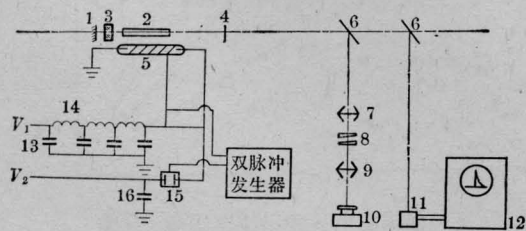


图 1 实验装置图

1—全反射介质膜; 2—红宝石棒; 3—染料盒; 4—部分透介质膜; 5—氙灯; 6—分光镜; 7—凹透镜(图中有误); 8—标准具; 9—透镜; 10—照相机; 11—光电管; 12—示波器; 13—电容 C_1 ; 14—电感; 15—球隙; 16—电容 C_2

一小夹角以避免自激振荡。染料使用隐花青丙酮溶液。

氙灯电源由两部分组成: 主脉冲电源由多节电容 C_1 (共 4000 微法)、电感 L_1 组成仿真线, 二次脉冲电源由低感高压电容 C_2 (12 微法) 组成。后者经球隙开关通氙灯高压端, 由一台双脉冲发生器控制, 使二次脉冲在主脉冲放电后 $t_{\text{延}}$ 触发球隙。

用示波器观察激光尖峰的数目和出现时间 t , 根据多次实验结果定出波动范围 Δt 。

用间距 d (~ 6 毫米) 的 Fabry-Perot 标准具干涉仪记录巨脉冲激光束的单色性。

调 Q 脉冲输出能量在 0.1 焦耳左右。

工作情况如下(参考图 2):

当 $V_2 = 0$ 即普通单次脉冲放电激励时, 充电电压 V_1 (~ 1000 伏), 主脉冲放电储能 E_1 (< 2000 焦耳), 调整染料浓度, 激光是单尖峰输出, 出现时间 t_1 ($1.2 \sim 1.5$ 毫秒), 波动范围为 Δt_1 (几十微秒), 稳定单纵模输出。

若提高 E_1 至 E_2 , $E_2 = E_1 + \Delta E$, 开始出现两个尖峰, 标准具则记录出两个纵模, 两模的频率距离为谐振腔纵模间距的几倍。

降低主脉冲的储能, 即减小 V_1 , 使

$$E_1^* = E_1 - E^*, \quad E^* \approx 0.1 E_1,$$

而令这一部分能量由二次脉冲提供, 即令

$$\frac{1}{2} C_2 V_2^2 = \alpha E^*,$$

$\alpha > 1$, 是考虑球隙的能量损耗的补偿因数。 V_2 的数值约在 7~8 千伏。调整双脉冲发生

收稿日期: 1978 年 4 月 10 日。

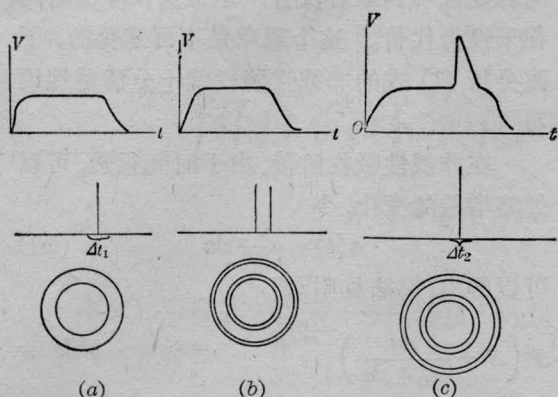


图2 染料调Q激光输出时间稳定性与纵模结构关系的实验结果示意图(电压波形、激光波形和标准具干涉图)

- (a) 单脉冲放电, 输出单尖峰, 单纵模, 但输出时间稳定性差 (Δt_1 较大);
 (b) 单脉冲放电, 输出双尖峰, 双纵模;
 (c) 双脉冲放电, 输出单尖峰, 纵模数不稳定 (2 个到 3 个) 但输出时间稳定性较好 ($\Delta t_2 \ll \Delta t_1$)

器使

$$t_{\text{延}} \approx t_1 - \frac{1}{2} \Delta t_1$$

这就是双脉冲放电激励方式, 此时激光出现时间的波动范围 Δt_2 小于 10 微秒, 平均为 7 微秒左右。因此有

$$\Delta t_2 \ll \Delta t_1$$

但是大量的实验表明, 此时输出光束的单色性变坏, 一般出现 2~3 个纵模, 其中两模频率距离仍为谐振腔纵模间距的几倍。

二

下面我们运用[1]的模型分析上述现象。令 I 为谐振腔内光束的功率密度, T 为光子在腔内往返一周的时间, $a(t)$ 为光束在此期间的增益, γ 是损耗, x 是染料的吸收, 于是有

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{T} [a(t) - \gamma - x(I)] \quad (1)$$

其中 $T = \frac{1}{c} [2L + (1 - \frac{1}{n})l]$, L 为谐振腔长度, l 为红宝石棒长, n 为红宝石对 6943 Å

的折射率, c 为光速。 $T \sim 10^{-8}$ 秒, 远大于一般染料的弛豫时间 ($\sim 10^{-11}$ 秒), 设染料盒很薄, 饱和吸收特性可写成

$$\begin{cases} x = x_0 & (2a) \\ x = x_0 \left[1 + \frac{I}{I_s} \right]^{-1} & (2b) \end{cases}$$

I_s 为染料的漂白临界功率密度。当 $I \ll I_s$ 时为线性吸收阶段, 用公式(2a)描写。反之称为非线性吸收阶段, 用公式(2b)描写, 参见图3。

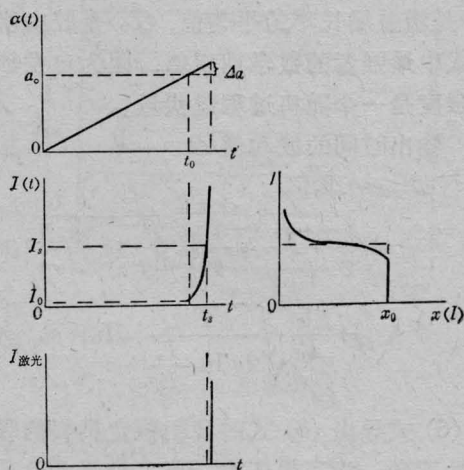


图3 饱和吸收体调Q过程示意图

设光泵在工作时间不变化(仿真线储能基本上满足这一假定), 红宝石出现粒子数反转之后, $a(t) > 0$, 在

$$t = t_0, \quad a_0 = a(t_0) = \gamma + x_0$$

整个器件开始处在放大状态,

$$a(t) = a_0 + (t - t_0)g \quad (3)$$

其中 $g = \frac{da}{dt}$

此时有

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{T} g(t - t_0), \quad t > t_0 \quad (4)$$

完成此积分得

$$I = I_0 \exp \left[\frac{g}{2T} (t - t_0)^2 \right] \quad (5)$$

其中 I_0 为谐振腔内某一模式在 $t = t_0$ 时的自发辐射功率密度, 设此模式为所有模式中的

最强者。在 $t=t_s$, 达到染料的漂白临界功率密度 I_s , 由(5)式可得

$$t_s = \frac{\gamma + x_0}{g} + \sqrt{\frac{2T}{g} \ln \frac{I_s}{I_0}} \quad (6)$$

这时处在非线性吸收阶段。经过极短的雪崩过程 τ , 在 $t=t_s+\tau$ 输出激光, $\tau \ll t_s$ 。在分析激光输出的稳定性时可以忽略 τ 的影响。

激光出现时间的平均值

$$\langle t_s + \tau \rangle = \frac{\gamma + x_0}{\langle g \rangle} + \sqrt{\frac{2T}{\langle g \rangle} \ln \frac{I_s}{\langle I_0 \rangle}} + \tau \quad (7)$$

$\langle g \rangle$ 是增益增长率的平均值, $\langle I_0 \rangle$ 是腔内所有模式中最强者的数学期望值, 因为自发辐射的强度是一个随机过程起伏量。

输出时间的波动值 Δt

$$\begin{aligned} |\Delta t| &= |\Delta t_s| \\ &= \left\{ \frac{\gamma + x_0}{g^2} + \frac{1}{g} \sqrt{\frac{T}{2g} \ln \frac{I_s}{I_0}} \right\} |\Delta g| \\ &\quad + \frac{1}{I_0} \sqrt{\frac{T}{2g \ln \frac{I_s}{I_0}}} |\Delta I_0| \quad (8) \end{aligned}$$

从(6)式导出(8)式时我们假定染料的吸收特性不变, 为了保证这一点, 染料盒除通光孔径外均加屏蔽, 而且设法使染料容量大些。

ΔI_0 是一个不可控的量。由上式可见, 要使输出时间稳定, 应该提高增益的增加速率, 即提高光泵, 同时使之稳定重复。要满足这个条件, 就要提高工作电压, 减小电容。但是普通的小直管氙灯, 电压过高就会自闪。采用双脉冲放电, 由于主脉冲已经沟通放电通道, 故二次脉冲的电压可以比主脉冲电压约高一个数量级。

设主脉冲产生的增益增加率为 g_1 , 二次脉冲产生的增益增加率为 g_2 , 则达到吸收饱和的时间为 t_{s2} ,

$$t_{s2} = t_{s1} + \sqrt{\frac{2T}{g_2} \left[\ln \frac{I_s}{I_0} - \frac{g_1}{2T} \left(t_{s1} - \frac{\gamma + x_0}{g_1} \right)^2 \right]} \quad (9)$$

由于 g_2 比 g_1 约高一个数量级, 故输出时间

的稳定性可以显著改善, 但是要以降低时间相干性为代价。这个现象是不可避免的, 下面分析(1)式的非线性阶段就十分清楚地说明这一点。

在非线性吸收阶段, 由于时间很短, 可以忽略增益的变化, 令

$$a(t) = a_0 + \Delta a \quad (10)$$

可以解出(解法见附录)

$$\begin{aligned} \mathcal{I} \left(\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{x_0 + \Delta a} \right)^{-\frac{x_0}{\Delta a + x_0}} \\ = \mathcal{I}_0 \left(\mathcal{I}_0 + \frac{\Delta a}{x_0 + \Delta a} \right)^{-\frac{x_0}{\Delta a + x_0}} \exp \left[\frac{\Delta a}{T} (t - t_0) \right] \quad (11) \end{aligned}$$

其中 $\mathcal{I} = I/I_s$, $\mathcal{I}_0 = I_0/I_s$, 即归一化功率密度。在 $t=t_0$ 时某一模式的 $\mathcal{I}_0 \ll 1$, 而输出 $\mathcal{I} \gg 1$ 。

$$\text{若 } \frac{x_0}{\Delta a} = \mu \gg 1$$

则可将(11)式简化为

$$\mathcal{I} \approx \mu^\mu e^{\frac{\Delta a}{T} \mu (t - t_0)} \mathcal{I}_0^\mu \quad (12)$$

如果在 $t=t_0$ 存在两个归一化功率密度各为 \mathcal{I}_{01} 和 \mathcal{I}_{02} 的纵模, 则经过非线性吸收阶段的竞争之后, 相对的变化为

$$\frac{\mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_1} = \left(\frac{\mathcal{I}_{02}}{\mathcal{I}_{01}} \right)^\mu \quad (13)$$

所谓模式选择能力强, 要求 $\mathcal{I}_1 \gg \mathcal{I}_2$, 即

$$\mu = \frac{x_0}{\Delta a} \approx \frac{x_0}{\sqrt{2gT \ln \frac{I_s}{I_0}}} \gg 1 \quad (14)$$

由此可见, 利用饱和吸收体染料调 Q, 单尖峰输出单纵模, 靠的是非线性吸收阶段的模式竞争, 最终有一个原始自发辐射强度大的纵模首先“突破”。如果光泵还在继续, 则稍次的模式接着“突破”, 故此时出现双尖峰对应两个纵模的结果。但是, 如果非线性吸收阶段的增益增加率过大, 以致 $\mu \approx 1$, 则由于模式竞争很不充分, 往往原始自发辐射强度接近的两三个纵模均可同时“突破”, 结果是一个尖峰对应两三个纵模。双脉冲放电激励

的实验结果就是这样。

如果出现纵模数多于1个, 此时输出光束的谱线宽度 $\Delta\nu$ 大致正比于参于振荡的纵模个数, 亦即反比于 μ 。假定增益的重复性是理想的, 即 $\Delta g=0$, 利用(8)和(14)式可得

$$\Delta\nu\Delta t \sim \frac{\Delta t}{\mu} = \frac{T}{x_0} \frac{\Delta I_0}{I_s I_0} \quad (15)$$

由上式可见, 这种不确定关系的主要因素是自发辐射强度的起伏, 是客观存在的量子起伏。要使器件的性能既能照顾时间重复性, 又兼顾单色性, 则要求降低 T , 即缩短谐振腔的长度 L , 同时提高染料的浓度。

三

上述的实验和分析表明, 用饱和吸收染料的脉冲功率激光振荡器, 它的激光输出时间的稳定性与输出光束的时间相干性存在一种不确定关系, 见(15)式。

由于激光动力学的原因, 一台脉冲激光器既要输出时间严格可控, 又要单纵模输出, 原则上是不可能的。

(1)式只分析模式竞争, 忽略了模式耦合, 因此不能解释输出的两模式频率距离是谐振腔纵模间距的几倍的现象。

附 录

1. 方程式(1)的解。

$$\frac{dI}{dt} = \frac{I}{T} \left[a(t) - \gamma - \frac{x_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \right]$$

$$\text{令 } a(t) = a_0 + \Delta a = \gamma + x_0 + \Delta a$$

$$\mathcal{I} = \frac{I}{I_s}$$

方程写成

$$\frac{d\mathcal{I}}{dt} = \frac{\mathcal{I}}{T} (\Delta a + x_0) \frac{\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}}{1 + \mathcal{I}}$$

$$\frac{(1 + \mathcal{I})dI}{\mathcal{I} \left[\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right]} = \frac{\Delta a + x_0}{T} dt$$

$$\frac{d\mathcal{I}}{\mathcal{I} \left[\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right]} + \frac{d\mathcal{I}}{\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}} = \frac{\Delta a + x_0}{T} dt$$

对上式两边积分得:

$$\left\{ \frac{\Delta a + x_0}{\Delta a} \ln \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}} + \ln \left(\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right) \right\}_{\mathcal{I}_0}^{\mathcal{I}}$$

$$= \frac{\Delta a + x_0}{T} (t - t_0)$$

$$\left[\ln \left\{ \left(\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}} \right)^{1 + \frac{x_0}{\Delta a}} \left(\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right) \right\} \right]_{\mathcal{I}_0}^{\mathcal{I}}$$

$$= \frac{\Delta a + x_0}{T} (t - t_0)$$

$$\left[\ln \frac{\mathcal{I}^{1 + \frac{x_0}{\Delta a}}}{\left(\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right)^{\frac{x_0}{\Delta a}}} \right]_{\mathcal{I}_0}^{\mathcal{I}} = \frac{\Delta a + x_0}{T} (t - t_0)$$

$$\left(\frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}_0} \right)^{1 + \frac{x_0}{\Delta a}} \left(\frac{\mathcal{I}_0 + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}}{\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0}} \right)^{\frac{x_0}{\Delta a}}$$

$$= \exp \left[\frac{\Delta a + x_0}{T} (t - t_0) \right]$$

或者

$$\frac{\mathcal{I} \left(\mathcal{I}_0 + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right)^{\frac{x_0}{\Delta a + x_0}}}{\mathcal{I}_0 \left(\mathcal{I} + \frac{\Delta a}{\Delta a + x_0} \right)^{\frac{x_0}{\Delta a + x_0}}} = \left[\exp \frac{\Delta a}{T} (t - t_0) \right]$$

即(11)式。

2. (9)式的推导

利用(5), 设在 $t_{\text{延}}$ 时的光束功率密度为 $I_{\text{延}}$, 则达到漂白临界密度的时间为 t ,

$$I_s = I_{\text{延}} \exp \left[\frac{g_2}{2T} (t - t_{\text{延}})^2 \right]$$

即

$$I_s = I_0 \exp \left[\frac{g_1}{2T} (t_{\text{延}} - t_0)^2 \right] \exp \left[\frac{g_2}{2T} (t - t_{\text{延}})^2 \right]$$

两边取对数, 利用已有关系, 便可得(9)式。

参 考 文 献

- [1] P. G. Kryukov, V. S. Letokhov; *IEEEJ., Quantum Electronics*, 1972, **QE-8**, 766.