

# 短脉冲注入锁定染料激光器的输出模式特性

张铁军

(中国科学院长春光机所)

## Output mode properties of injection-locked short pulsed dye lasers

Zhang Tiejun

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

提要: 详细地计算和讨论了短脉冲注入锁定染料激光器功率增益系数的特点, 给出了输出光场的频谱近似表达式, 从而对输出模式及其影响因素给予了分析。

关键词: 染料激光器、输出模式、注入锁定

本文利用 Fourier 变换方法讨论了注入锁定输出的光谱分布, 从本质上揭示了在短脉冲情形下不采用纵模匹配也能够实现注入锁定的根本原因在于注入光线宽的有效加宽, 对于可能存在的多模输出等问题也给予了讨论。

### 一、功率增益系数

激活介质采用若丹明 6G, 能级模型见[1], 受迫激光器的谐振腔结构如[1]。

采用腔的等效回路分析方法可以得到激光光场方程和粒子集居数方程, 方程如下:

$$dE_i(t)/dt = m(t)E_i(t) + E_{s0}m_s(t)/(e^{\tau m(t)} - 1) \quad (1)$$

$$dE_s^n(t)/dt = m_s(t)E_s^n(t) + E_{s0}m_s(t)/(e^{\tau m_s(t)} - 1) \quad (2)$$

$$dN_1/dt = w_0 \exp\left(-\ln 2 \cdot \frac{t^2}{T_n^2}\right) N_0 - N_1/\tau_0 - cN_1 \left\{ \sum_{n=1}^m \sigma_{fn} |E_s^n|^2 + |E_i|^2 \sigma_{fi} \right\} + cN_0 \left\{ \sum_{n=1}^m r_{sn} |E_s^n|^2 + |E_i|^2 \sigma_{si} \right\} \quad (3)$$

$$N_1 + N_0 = Nt \quad (4)$$

$$\alpha(t) = \sigma_{fn} N_1 - \sigma_{sn} N_0 \quad (5)$$

式(1)到(5)中各量的物理意义为:  $E_i(t)$ : 与注入波长相应的光场振幅;  $E_s^n(t)$ : 与第  $n$  个纵模相应的自发

辐射光场振幅;  $E_0$ : 注入光场的振幅;  $w_0$ : 泵浦速率的极大值;  $T_n$ : 泵浦脉冲宽度;  $N_1$ : 总的粒子数密度;  $V$ : 腔模体积;  $l$ : 激活介质的长度;  $L$ : 受迫激光器谐振腔腔长;  $R$ : 注入与输出耦合镜的反射率;  $T$ : 注入光场在受迫激光器谐振腔中单次往返的功率透过率;  $\tau = \frac{L}{c}$ : 光子在腔中往返一次的时间;  $c$ : 真空中光速;  $\alpha(t)$ : 功率增益系数, 且有

$$\alpha(t) = \frac{1}{2E_i} \frac{dE_i}{dt} \text{ 或 } \alpha(t) = \frac{1}{2E_s^n} \frac{dE_s^n}{dt};$$

$$T_0 = 2\tau / \ln\left(\frac{1}{RT}\right);$$

$$E_{s0} \approx 2\sqrt{N_1 c \sigma_{fn} T_0 / 2V};$$

$$m(t) = -\frac{1}{T_0} + \frac{c\alpha(t)}{2L} + j\frac{c\phi}{2L};$$

$$\phi = 2\pi \frac{\Delta V}{\Delta \nu} \text{ 为失谐因子};$$

$\Delta V$ : 主激光器注入光频率与受迫激光器纵模频率中同其最邻近的频率差;  $\Delta \nu$ : 受迫激光器纵模间隔;  $m_s(t)$ :  $m(t)$  的实部;  $|E_i|^2$ 、 $|E_s^n|^2$  和  $|E_0|^2$  均表示光子密度。

式(1)到(5)中包含了主激光器注入光频率与受迫激光器纵模频率之间的失谐因子。功率增益系数反映了在泵浦脉冲期间内不同时刻光场通过单位长度的激活介质时强度的相对增长大小。计算结果表明, 功率增益系数随时间的变化可以分为两个阶段:

在第一阶段中, 功率增益系数从零开始到超过阈值接近似线性规律增长, 由于饱和又呈线性下降的变化规律; 在第二个阶段中, 功率增益系数  $\alpha(t)$  降到了它的阈值处, 这是由于增益饱和和效应造成的结果, 它使得增益系数下降并最后处于阈值状态。影响功率增益系数的主要因素为注入波长和注入光子密度, 按照表 1 给出的计算所用参数值我们获得了几组曲线。图 1 中给出了功率增益系数与注入波长的关系。当主激光器注入波长位于受迫激光器的自由运转的中心波长附近时, 功率增益系数大, 二个阶段的差值也大, 因而对输出光强分布的影响也就愈为明显(图 1(a))。图 2 中给出了  $\alpha(t)$  与注入功率的关系曲线, 在给定的注入波长下, 注入光子密度愈高,  $\alpha(t)$  下降的愈明显, 两个阶段  $\alpha(t)$  的差值变小。这是因为随着注入光子密度的增加, 强注入光场的初始放大, 使得受激发射相对于受激吸收而言变得更为强烈, 因而激发单态的粒子集居数密度变小, 从而降低了功率增益系数。在自由运转中心波长附近的受激发射截面要比在边缘的大得多, 因而在受激吸收截面相差不大的情形下, 自由运转中心波长附近的功率增益系数较高。

表 1 计算所用固定参数值

$\lambda_p = 532 \text{ nm}$	$\sigma_{ap} = 4.24 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	$E_p = 0.5 \text{ mJ}$
$C = 3 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$	$T_n = 10 \text{ ns}$
$r_0 = 0.05 \text{ cm}$	$L = 30 \text{ cm}$
$\tau_0 = 5.5 \text{ ns}$	$R = 0.7$
$T = 0.9$	$l = 0.1 \text{ cm}$
$Nt = 2 \times 10^{17} \text{ 分子} \cdot \text{cm}^{-3}$	

注:  $E_p$  为泵浦能量,  $r_0$  为腔模体积的横向尺寸,  $\sigma_{ap}$  为在泵浦波长  $\lambda_p$  上的受激吸收截面。

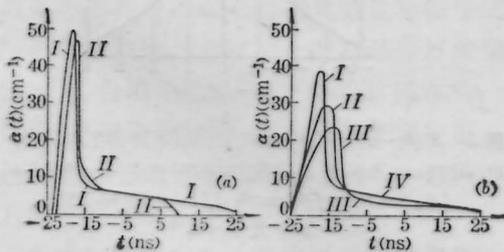


图 1 功率增益系数与注入波长的关系  
(a) I— $\lambda_{in} = 560 \text{ nm}$ ; II— $\lambda_{in} = 550 \text{ nm}$ ;  
 $|E_0|^2 = 10^6 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ;  $d\nu = 0$   
(b) I— $\lambda_{in} = 575 \text{ nm}$ ; II— $\lambda_{in} = 590 \text{ nm}$ ;  
III— $\lambda_{in} = 610 \text{ nm}$ ;  
 $|E_0|^2 = 10^6 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ;  $d\nu = 0$

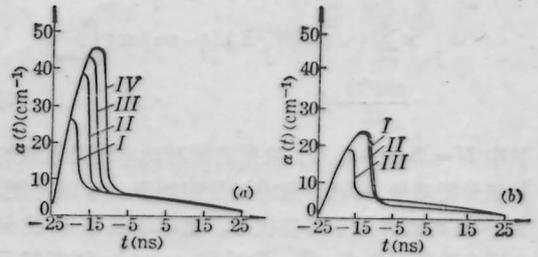


图 2 功率增益系数与注入光子密度的关系  
(a) I— $|E_0|^2 = 10^{10} \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ; II— $|E_0|^2 = 10^8 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ; III— $|E_0|^2 = 10^2 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ; IV— $|E_0|^2 = 10^{-2} \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ;  $\lambda_{in} = 575 \text{ nm}$ ;  $d\nu = 0$   
(b) I— $|E_0|^2 = 10^2 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ; II— $|E_0|^2 = 10^6 \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ; III— $|E_0|^2 = 10^{10} \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$ ;  
 $\lambda_{in} = 610 \text{ nm}$ ;  $d\nu = 0$

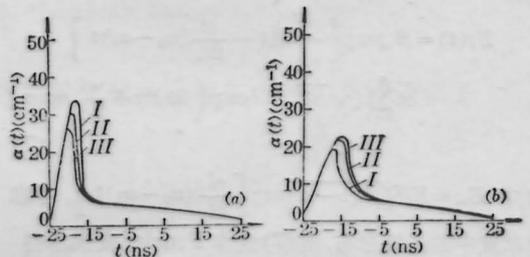


图 3 功率增益系数与频率失谐因子的关系  
(a) I— $d\nu/\Delta\nu = 0.05$ ; II— $d\nu/\Delta\nu = 0.25$ ;  
III— $d\nu/\Delta\nu = 0.5$ ;  $\lambda_{in} = 575 \text{ nm}$ ;  
 $|E_0|^2 = 10^{10} \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$   
(b) I— $d\nu/\Delta\nu = 0.05$ ; II— $d\nu/\Delta\nu = 0.20$ ;  
III— $d\nu/\Delta\nu = 0.45$ ;  $\lambda_{in} = 610 \text{ nm}$ ;  
 $|E_0|^2 = 10^{10} \text{ 光子} \cdot \text{cm}^{-3}$

主激光器与受迫激光器之间的频率失谐对功率增益系数的影响不是很明显的, 图 3 给出了数值计算的结果。结果表明, 频率失谐仅当注入光子密度达到很高的程度时才有明显的影响, 此时, 频率失谐愈严重,  $\alpha(t)$  也就愈大。

## 二、注入锁定输出光场的频谱分布

分析中, 忽略了由自发辐射累积起来的激光振荡, 而仅仅考虑单色注入光场的放大。在环形腔结构中, 由于球面反射镜  $M_1 M_2$  引入的倾斜像散通过染料盒的像散来补偿, 故在分析中也不考虑像散的影响<sup>[1]</sup>。

假设腔内的注入光场  $E_{in}(t) = E_0 \exp(-i\omega_0 t)$ , 那么经过运算可知注入锁定输出光场可以表述为

$$E_s(t) = -\sqrt{R} E_{in}(t) / \sqrt{1-R} + \sqrt{T(1-R)} \times \sum_{n=1}^N (\sqrt{RT})^{n-1} E_{in}(t-n\tau) \exp \int_{t-n\tau}^t \frac{cl\alpha(t)}{2L} dt \quad (6)$$

其中  $N = \Delta\tau/\tau = T_n/\tau$ 。依据前面对功率增益系数的数值分析结果,可认为泵浦过程起始于  $t=0$  的时刻,当  $t=t_0$  时激光处于阈值状态。功率增益系数被分为两个阶段来考虑,第一阶段 ( $0 < t < t_0$ )  $\alpha(t)$  从零开始到超过阈值,激光达到了饱和状态,为计算上的方便,令  $\alpha_0 = \alpha(t)$  且  $\alpha_0$  的物理意义为  $\sqrt{RT} \exp \frac{\alpha_0 l}{2} \gg 1$ ; 第二阶段 ( $t_0 < t$ )  $\alpha(t)$  降到阈值上,输出光场远大于注入光场,类似地令  $\alpha_1 = \alpha(t)$ , 且  $\alpha_1$  满足关系  $\frac{cl\alpha_1}{2L} \cdot \tau + \ln \sqrt{RT} \approx 0$ 。考虑以上条件(6)式可以化为:

$$E_s(t) = E_m \exp \left[ -i\omega_0 t - \frac{cl}{2L} (\alpha_0 - \alpha_1) t \right] \times \sum_{n=1}^N (\sqrt{RT})^{n-1} \exp \left( i\omega_0 n\tau + \frac{cl}{2L} n\alpha_0 \tau \right) \quad (7)$$

其中  $E_m = E_0 \sqrt{T(1-R)} \exp \left[ \frac{cl}{2L} (\alpha_0 - \alpha_1) t_0 \right]$ 。考虑频率域中的光场分布,对(7)式作 Fourier 变换求得

$$E_s(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_s(t) e^{i\omega t} dt = \frac{E_m}{2\pi} \frac{\left\{ \exp \left( j \frac{dV}{dV} + \frac{l\alpha_0}{2} \right) \left[ 1 - (\sqrt{RT})^N \exp \left( jN \frac{dV}{dV} + \frac{l\alpha_0 N}{2} \right) \right] \right\}}{\left\{ \left[ \frac{cl}{2L} (\alpha_0 - \alpha_1) + j(\omega - \omega_0) \right] \times \left[ 1 - \sqrt{RT} \exp \left( j \frac{dV}{dV} + \frac{l\alpha_0}{2} \right) \right] \right\}} \quad (8)$$

光强分布为

$$I_s(\omega) = E_s(\omega) \cdot E_s^*(\omega) = I_0 \mathcal{L}(\omega - \omega_0) \Phi(\phi) \quad (9)$$

相对光强分布为

$$\bar{I}_s(\omega) = I_s(\omega) / I_0 = \mathcal{L}(\omega - \omega_0) \Phi(\phi) \quad (10)$$

其中  $I_0 = E_m E_m^* \exp(\alpha_0 l)$ ;

$$\Phi(\phi) = \left[ 1 + (\sqrt{RT})^{2N} \exp(\alpha_0 N l) - 2\sqrt{RT}^N \times \exp \left( \frac{\alpha_0 l N}{2} \right) \cos(N\phi) \right] / \left[ 1 + (\sqrt{RT})^2 \times \exp(\alpha_0 l) - 2\sqrt{RT} \exp \left( \frac{\alpha_0 l}{2} \right) \cos \phi \right];$$

$$\mathcal{L}(\omega - \omega_0) = 1 / \left[ \frac{c^2 l^2}{4L^2} (\alpha_0 - \alpha_1)^2 + (\omega - \omega_0)^2 \right].$$

可见,输出光强的频率分布不仅与失谐因子  $\phi$

有关,而且还与功率增益系数的时间动力学过程有关,这种依赖性导致了短脉冲情形下注入锁定染料激光器不同于长脉冲及连续波的情形,它导致了主激光器注入线宽的有效加宽,从而使得在短脉冲情形下,并不需要采用纵模匹配就能多次实现注入锁定,但输出线宽加宽了。它还导致了即使在共振的条件下,输出也可能为多纵模。这是因为时间功率增益系数的存在使得输出光强的频率分布满足 Lorentz 分布形式。

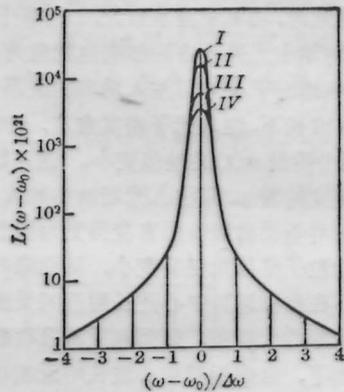


图4  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  与  $(\omega - \omega_0)$  的关系(不同的注入波长)  $|E_0|^2 = 10^6$  光子  $\cdot$   $\text{cm}^{-3}$ ;  $d\nu = 0$ ; I— $\lambda_{in} = 610$  nm; II— $\lambda_{in} = 590$  nm; III— $\lambda_{in} = 575$  nm; IV— $\lambda_{in} = 550 \sim 560$  nm;

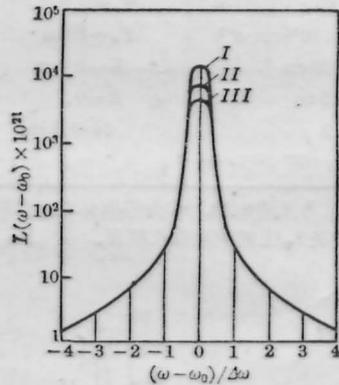


图5  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  与  $(\omega - \omega_0)$  的关系(不同的注入功率)  $\lambda_{in} = 575$  nm;  $d\nu = 0$ ; I— $|E_0|^2 = 10^{10}$  光子  $\cdot$   $\text{cm}^{-3}$ ; II— $|E_0|^2 = 10^6$  光子  $\cdot$   $\text{cm}^{-3}$ ; III— $|E_0|^2 = 10^2 \sim 10^{-2}$  光子  $\cdot$   $\text{cm}^{-3}$

图4和图5给出了 Lorentz 分布因子  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  与输出光频率的关系曲线,其中  $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ 。由图4可知,对于给定的注入功率,当注入波长处于自由运转中心波长附近时,中心频率  $(\omega - \omega_0 = 0)$  所对应的  $L(\omega - \omega_0)$  要比注入波长位于自由运转的边缘波长

(下转第 353 页)

$$I_m = \begin{cases} \frac{4b^2}{m^2\pi^2} & m \text{ 为奇} \\ 0 & m \text{ 为偶} \end{cases}$$

$$x_0 = b \quad I_m = b^2 \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right)$$

$$I_m = \begin{cases} \frac{4b^2}{m^2\pi^2} & m \text{ 为奇} \\ 0 & m \text{ 为偶} \end{cases}$$

$$x_0 = a = 2b \quad I_m = b^2 \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2}\right)$$

$$I_m = \begin{cases} \frac{4b^2}{m^2\pi^2} & m \text{ 为奇} \\ 0 & m \text{ 为偶} \end{cases}$$

上述结果仍与直接理解的一致。

$$\text{设 } a = 10, b = 5, \cos\left(\varphi_1 - \varphi_2 - \frac{3}{2}\pi\right) = -0.8, -0.5, 0, 0.5, 0.8; x_0 = 0, 1, 2, \dots$$

(上接第 358 页)

附近时小近一个量级,因而出现多模的可能性就更多。图 5 给出了注入光子密度对  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  的影响,高的注入光子密度导致高的  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  值,因而提高注入光子密度有利于获得单纵模输出。频率失谐的影响仅当注入光子密度很高时才十分明显,失谐愈严重,就愈容易产生多模输出。

通过以上分析可以知道,对注入光子密度的需求仅仅从输出光强方面考虑是不够的,还必须考虑单纵模输出对注入光子密度的要求,即要使 Lorentz 分布中除了中心频率以外的其他纵模小到足以忽略的程度。本文的分析说明,频率失谐对注入锁定输出的模式也有影响,尤其是在注入光子密度较高时,这种影响比较明显。为了获得单纵模输出,必须提高注入光子密度的大小,而且必须采用纵模匹配。

如果不考虑 Lorentz 分布因子  $\mathcal{L}(\omega - \omega_0)$  在  $\omega = \omega_0$  时与  $\omega \neq \omega_0$  时相互之间的相对大小关系,那么输出多纵模是短脉冲注入锁定染料激光器固有的性质,输出线宽的加宽也是如此。

感谢王乃弘先生对本工作的关心,许凤明副研究员对本工作提供了多方支持。

### 参 考 文 献

- 1 张铁军,中国激光,16,208(1989)

### 附 注

为了说明功率增益系数  $\alpha(t)$  对输出的影响,必

须给出  $\alpha_0$  的值。 $\alpha_0$  可以采用第一阶段中的时间平均求得,如图 6 所示, $\alpha_1$  为阈值功率增益系数, $\alpha_p$  为峰值功率增益系数, $t_b$  为泵浦过程的开始时间, $t_p$  为达到峰值功率增益系数的时间, $t_0$  为处于阈值处的开始时间。取直线近似, $\alpha(t)$  可以表达为:

$$\alpha(t) = \begin{cases} \frac{\alpha_p}{t_p - t_b}(t - t_b) & (t_b < t < t_p) \\ \frac{\alpha_1 - \alpha_p}{t_0 - t_p}(t - t_p) + \alpha_p & (t_p < t < t_0) \end{cases}$$

于是可求得:

$$\alpha_0 = \frac{1}{t_0 - t_b} \int_{t_b}^{t_0} \alpha(t) dt$$

$$= \frac{1}{2(t_0 - t_b)} [(\alpha_1 + \alpha_p)(t_0 - t_b) + \alpha_p(t_p - t_b)]$$

公式中各量的数值可以直接从  $\alpha(t)$  的数值计算结果查到。

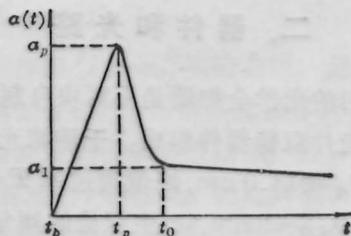


图 6  $\alpha_0$  计算用图

(收稿日期:1987年10月26日)