

短脉冲注入锁定染料激光器的理论

张铁军

(中国科学院长春光机所)

Theory of injection-locked short pulsed dye lasers

Zhang Tiejun

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

提要: 本文提出了包含主激光器注入光频率与受迫激光器纵模频率之间失谐影响的新的速率方程模型,并给出了数值解。注入功率、注入波长和频率失谐等因素对短脉冲注入锁定染料激光器的影响也进行了讨论。

关键词: 注入锁定,数值解

一、引言

注入锁定染料激光器自 Erickson^[1]首次报道以来,已经有了很大的发展^[2],不仅获得了脉冲式的注入锁定而且还获得了连续式的注入锁定^[3,4]。Ganiol 等人^[5,6]首次提出了脉冲式注入锁定染料激光器的理论。但他们的理论没有考虑主激光器注入光频率与受迫激光器纵模频率之间的相互关系,忽略了模式精细结构的影响,因而不能说明频率失谐对注入锁定的影响,更不能推广到连续波的情形。Couillaud 等人^[7]提出了连续波注入锁定染料激光器的理论,他们运用新的速率方程模型分析了注入饱和点(即注入功率阈值)和调谐范围等问题,得出了解析解。

本文提出了短脉冲(本文以 10 ns 脉宽的泵浦光为例)注入锁定染料激光器的理论,建立了包含主激光器注入光频率与受迫激光

器纵模频率之间失谐因子的速率方程模型,对于注入功率、注入波长以及频率失谐因子等因素对注入锁定的影响作了详细的分析。

二、物理模型

2.1 激活介质和受迫激光器谐振腔结构

激活介质采用的是若丹明 6G,其能级模型如图 1 所示, N_1 和 N_0 分别为上下能级 S_1 和 S_0 的粒子集居数, $\sigma_{A\lambda}$ 和 $\sigma_{F\lambda}$ 分别为受激吸收和受激发射截面, τ_0 为激发态的寿命。我们不考虑三重态效应,忽略无辐射跃迁的影响。

受迫激光器的谐振腔结构如图 2 所示,这是典型的“8”字环形腔结构,泵浦光的方向与注入光的方向相迎,从而能够获得高功率输出,激活介质的端面与激光振荡光轴成

收稿日期: 1987年9月7日。

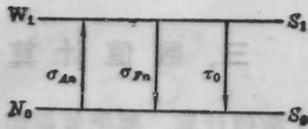


图1 能级模型

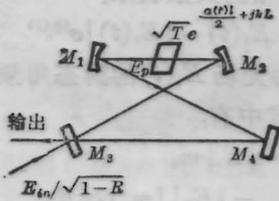


图2 谐振腔模型

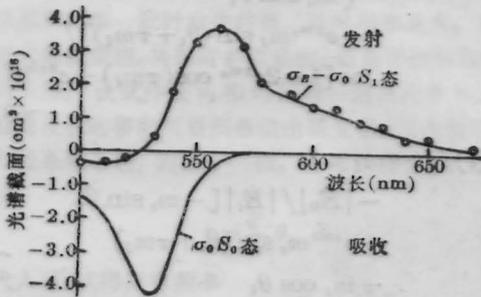


图3 若丹明6G的 S_1 和 S_0 态光谱

Brewster角。由于在注入锁定染料激光器中与注入光相同方向传播的光场强度远大于同注入光方向相反方向传播的光场强度，所以我们的分析仅仅考虑这种相同方向的光场行为，并且仅限于考虑水平偏振方向的光场，而略去其它方向的偏振效应。另外，我们还忽略了激活介质的空间位置对光场的影响。

若丹明6G的吸收和发射谱采用文献[8]的实验曲线。为了便于进行数值计算，我们将发射和吸收谱分成若干个区间，间隔为10 nm，初始波长为550 nm，终止波长为610 nm，计算的光谱范围为60 nm，如图3所示。

2.2 激光光场方程和集居数方程

我们用等效回路分析法，对于存在注入光场的基本回路如图2所示，在腔内一个完整的行程期内，腔内与注入波长相应的光场 $E_i(x, t)e^{j\omega t}$ 在激活介质中被放大，并在传播

过程中导致位相改变，它与注入光场一起组成新的光场，数学上可以表示为：

$$E_i(x+L, t+\tau) = E_i(x, t) \times [\sqrt{RT} e^{\frac{\alpha(t)l}{2}} e^{jkL}] + E_{in}(x+L, t+\tau) \quad (1)$$

其中 R 为注入与输出耦合镜 M_3 的反射率， T 为腔内功率透过率， $\alpha(t)$ 为功率增益系数， l 为激活介质的激活长度， k 为传播常数， L 为受迫激光器的腔长， $\tau=L/c$ 为光场在谐振腔中循环一次的时间， c 为真空中光速， $|E_i|^2$ 代表光子密度。

假定注入光场在受迫激光器谐振腔中近似不变，再考虑腔内光场的慢变振幅近似，那么(1)式可以变化为：

$$L \frac{\partial E_i(x, t)}{\partial x} + \tau \frac{\partial E_i(x, t)}{\partial t} = E_i(x, t) [e^{\gamma m(x, t)} - 1] + E_{in}(x, t) \quad (2)$$

(2)式就是包含时间和空间变化的激光光场的回路方程，利用前面的假定，取功率增益的一级近似，并对注入光场采用如下形式，即：

$$E_{in}(x, t) = \frac{\tau m(t) E_0}{e^{\gamma m(t)} - 1} \quad (3)$$

于是(2)式可以变化为：

$$dE_i(t)/dt = m(t) E_i(t) + E_0 m(t) / [e^{\gamma m(t)} - 1] \quad (4)$$

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

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

为腔的光子寿命，

$$\phi = 2\pi \frac{d\nu}{\Delta\nu}$$

为失谐因子， $\Delta\nu$ 为受迫激光器纵模间隔， $d\nu$ 为注入光场同受迫激光器纵模中最邻近的那个的频率差。(4)式表示了在外注入光场影响下的脉冲光场的时间演变规律。同时，在受迫激光器中出现的不同频率的自发

辐射导致了注入光频以外其他频率的激光产生,我们唯象地引入内部注入光场,对于第 n 个纵模的振幅 E_s^n ,它满足(4)式中 $\phi=0$ 的关系式,而 E_0 用相应的每个腔模和每单位临界反转体积中为一个光子来代替,于是有:

$$\begin{aligned} dE_s^n(t)/dt = & m_s(t) E_s^n(t) \\ & + m_s(t) E_{s0}/[e^{\tau m_s(t)} - 1] \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $m_s(t)$ 为 $m(t)$ 的实部,

$$E_{s0} = \sqrt{N_1 \sigma_{Fn} c T_0 / 2v},$$

v 为腔模体积。方程(5)表示了非注入光场影响下的光场时间演变规律。必须指出,由于脉冲染料激光器的宽带增益,由自发辐射建立起来的激光光场是由模间隔为 $\Delta\nu$ 的许多纵模振幅的迭加,当有外部注入时,总的腔内光场是所有 E_s^n 和 E_i 迭加的总和。

在粒子集居数随时间变化的关系式中必须包含泵浦项、吸收项、自发辐射项和受激辐射项,于是有:

$$\begin{aligned} dN_1/dt = & W_0 \exp\left(-\ln 2 \frac{t^2}{T_n^2}\right) N_0 \\ & - N_1/\tau_0 \\ & - cN_1 \left[\sum_{n=1}^N \sigma_{Fn} |E_s^n|^2 + \sigma_{Fi} |E_i|^2 \right] \\ & + cN_0 \left[\sum_{n=1}^N \sigma_{An} |E_s^n|^2 + \sigma_{Ai} |E_i|^2 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

其中 W_0 为泵浦速率的极大值, T_n 为泵浦脉冲半极大值宽度时间。为了简化计算,我们仅取有限的几个纵模 N ,使其覆盖整个带宽。

N_1 和 N_0 满足

$$N_1 + N_0 = N_t$$

的条件,其中 N_t 为总的粒子数密度。

激光光场方程与粒子集居数方程是通过功率增益系数实现耦合的:

$$a(t) = \sigma_{Fn} N_1 - \sigma_{An} N_0 \quad (7)$$

方程(4)、(5)、(6)、(7)就是我们所建立的物理模型。

三、数值计算

为了数值计算,要把复振幅光场转变为实数表示,同 E_s^n 不同, E_i 为复函数,它可以用振幅和位相的关系表示:

$$E_i(t) = |E_i(t)| e^{j\theta_i(t)} \quad (8)$$

其中 $\theta_i(t)$ 为光场 $E_i(t)$ 的瞬态角频率。将(8)式代入(4)式中有:

$$\begin{aligned} d|E_i(t)|/dt = & |E_i| m_s \\ & - |E_0| [m_s \cos \theta_i \\ & - e^{\tau m_s} m_s \cos(\theta_i + \tau m_I) \\ & + m_I \sin \theta_i \\ & - e^{\tau m_s} m_I \sin(\theta_i + \tau m_I)] / \\ & \times [1 - 2e^{\tau m_s} \cos(\tau m_I) + e^{2\tau m_s}] \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} d\theta_i(t)/dt = & m_I \\ & - |E_0| / |E_i| [-m_s \sin \theta_i \\ & + e^{\tau m_s} m_s \sin(\theta_i + \tau m_I) \\ & + m_I \cos \theta_i \\ & - e^{\tau m_s} m_I \cos(\theta_i + \tau m_I)] / \\ & \times [1 - 2e^{\tau m_s} \cos(\tau m_I) + e^{2\tau m_s}] \end{aligned} \quad (10)$$

其中 m_I 为 $m(t)$ 的虚部。当受迫激光器处于阈值状态或当主激光器注入光频与受迫激光器的纵模频率共振时,方程(9)、(10)就不再适用了,在阈值和共振条件下(9)、(10)变为:

$$d|E_i(t)|/dt = |E_i(t)| m_s + |E_0| \cos \theta_i / \tau \quad (11)$$

$$d\theta_i(t)/dt = m_I - |E_0| \sin \theta_i / (|E_i| \tau) \quad (12)$$

(5)式变为:

$$d|E_s^n(t)|/dt = |E_s^n(t)| m_s + E_{s0} / \tau \quad (13)$$

数值计算采用四阶龙格-库塔方法,积分步长为 0.01 ns,总积分次数为 6000 次,最大计算误差不超过 0.5%。初值选择既要使方程有合理的解,又在物理上符合实际,对注入光场 E_i 选取 E_0 为初值, E_s^n 选取 E_{s0} 为初值,取

$$\theta_i(0) = 0,$$

由于初始时第一激发态的集居数很少,取

$$N_1 = 1.$$

表 1 给出了数值计算中所使用的固定参数值。

表 1 固定参数数值表

$\lambda_p = 532 \text{ nm}$	$E_p = 0.5 \text{ mJ}$
$\sigma_{AP} = 4.24 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$	$T_n = 10 \text{ ns}$
$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$	$C = 3 \times 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
$r_0 = r_0^1 = 0.05 \text{ cm}$	$L = 30 \text{ cm}$
$\tau_0 = 5.5 \text{ ns}$	$R = 0.7$
$T = 0.9$	$l = 0.1 \text{ cm}$
$N_t = 2 \times 10^{17} \text{ Molecules}\cdot\text{cm}^{-3}$	

注:表中 r_0 为泵浦区域的等效横截面半径; r_0^1 为注入光在激活区域内的横截面的半径。

四、计算结果和讨论

我们着重分析注入波长、注入功率和频率失谐等因素对注入锁定的影响。

4.1 注入锁定输出与注入功率的关系

如图 4(a)、(b)所示,注入光子密度存在注入饱和点,当注入光子密度超过注入饱和功率时,相应于注入波长的注入锁定输出的光子数并不随注入光子密度的增加而增加,但在自由运转波长的辐射(亦即由自发辐射建立起来的光场)却随注入光子密度的增加而减少。当注入光子密度低于注入饱和功率时,注入锁定效率远小于 1。在图 4(a)中给出的是在注入波长 λ_{in} 上的辐射, (b) 为与 (a) 中标号相同的注入功率条件下的自由运转波长 λ_e 上的辐射。我们还看到,当注入波长 λ_{in} 远离自由运转的中心波长 λ_{e0} ($\lambda_{e0} = 578.2 \text{ nm}$) 时,如图 5(a)、(b)所示,注入饱和点要高,注入光场对自由运转辐射的抑制更为困难了。图 5(b)与 (a) 的关系同图 4 一样。

4.2 注入锁定输出与注入波长的关系

对于给定的注入光子密度,注入锁定输出与注入波长的关系主要表现在注入波长与自由运转中心波长的差别上,如果注入光子

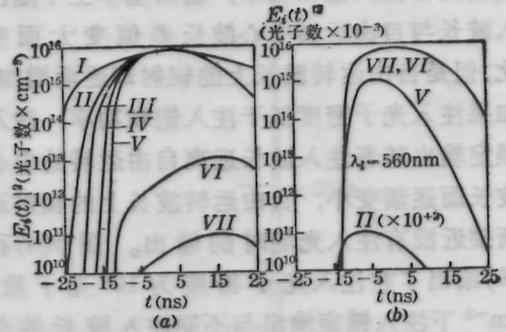


图 4 注入锁定输出与注入功率的关系

I— $|E_0|^2 = 10^{14}$; II— $|E_0|^2 = 10^{10}$;
 III— $|E_0|^2 = 10^6$; IV— $|E_0|^2 = 10^2$;
 V— $|E_0|^2 = 10^{-2}$; VI— $|E_0|^2 = 10^{-6}$;
 VII— $|E_0|^2 = 10^{-10}$ (光子数 $\cdot\text{cm}^{-3}$)
 (a) $\lambda_{in} = 575 \text{ nm}$; (b) $\lambda_e = 560 \text{ nm}$

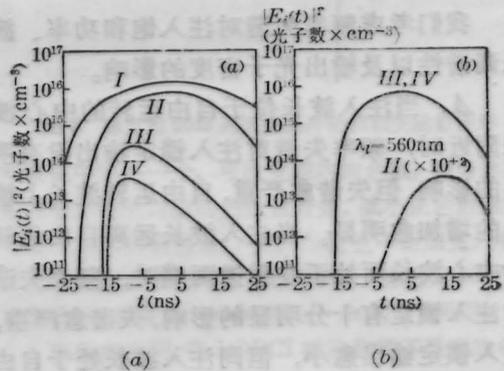


图 5 注入锁定输出与注入功率的关系

I— $|E_0|^2 = 10^{14}$; II— $|E_0|^2 = 10^{10}$;
 III— $|E_0|^2 = 10^6$; IV— $|E_0|^2 = 10^2$ (光子数 $\cdot\text{cm}^{-3}$)
 (a) $\lambda_{in} = 610 \text{ nm}$; (b) $\lambda_e = 560 \text{ nm}$

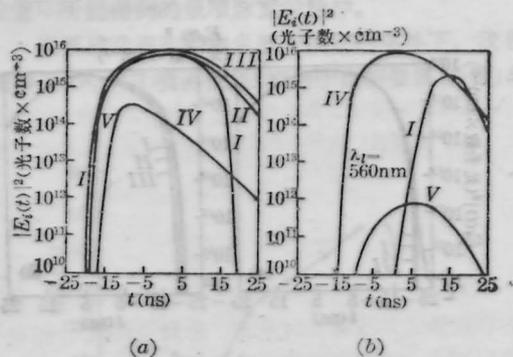


图 6 注入锁定输出与注入波长的关系

I— $\lambda_{in} = 550 \text{ nm}$; II— $\lambda_{in} = 560 \text{ nm}$;
 III— $\lambda_{in} = 570 \text{ nm}$; IV— $\lambda_{in} = 610 \text{ nm}$;
 V— $\lambda_{in} = 590 \text{ nm}$
 (a) $|E_0|^2 = 10^6$ 光子数 $\cdot\text{cm}^{-3}$; (b) $\lambda_e = 560 \text{ nm}$

密度高于注入饱和功率，输出基本上不随注入波长与自由运转中心波长差值变大而变化，但是自由运转波长上的辐射却逐渐增加。如果注入光子密度低于注入饱和功率，注入锁定输出随着注入波长远离自由运转的中心波长而逐渐变小，自由运转波长上的辐射逐渐接近没有注入光场时的输出。图6(a)和(b)给出了在注入光子密度为 10^6 光子数· cm^{-3} 下注入锁定输出与不同注入波长的关系，图(a)为注入波长上的输出，图(b)为与图(a)中相同标号的注入波长下的自由运转波长上的辐射。

4.3 主激光器与受迫激光器之间频率失谐对注入锁定的影响

我们考虑频率失谐对注入饱和功率、波长调谐性以及输出光子密度的影响。

A. 当注入波长位于自由运转的中心波长附近时，频率失谐对注入锁定输出没有明显的影响，但失谐愈严重，自由运转波长上输出的增加愈明显。当注入波长远离自由运转的中心波长而处于发射谱两端时，频率失谐对注入锁定有十分明显的影响，失谐愈严重，注入锁定输出愈小，但同注入波长处于自由运转的中心波长附近的情形相比，在自由运转波长上的输出基本上不随失谐的变化而变化。图7至图10给出了数值计算曲线。

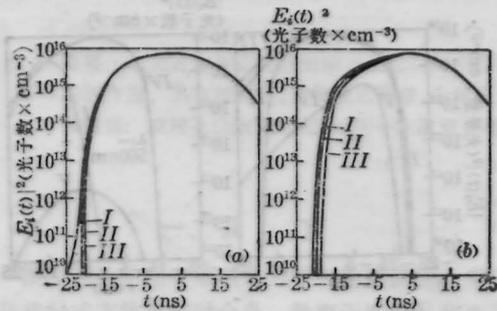


图7 频率失谐与注入锁定输出的关系

$I - \delta\nu = 0.05 \text{ GHz}; II - \delta\nu = 0.25 \text{ GHz};$
 $III - \delta\nu = 0.50 \text{ GHz} \quad \lambda_{in} = 575 \text{ nm};$
 (a) $|E_0|^2 = 10^{10}$ 光子数· cm^{-3} ;
 (b) $|E_0|^2 = 10^6$ 光子数· cm^{-3}

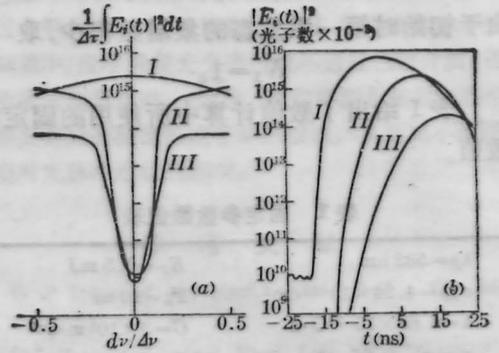


图8 注入锁定输出与频率失谐的关系

$I - \lambda_{in} = 610 \text{ nm}; II - \lambda_{in} = 560 \text{ nm};$
 $III - \lambda_{in} = 570 \text{ nm} \quad |E_0|^2 = 10^{10}$ 光子数· cm^{-3} ;
 (b) $\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = 1.256$

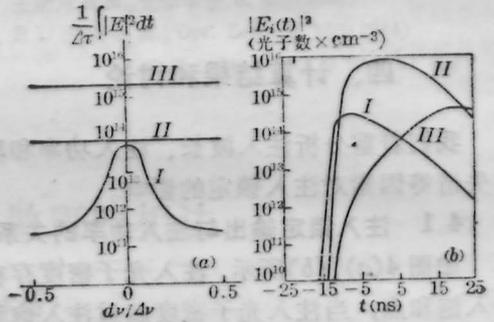


图9 注入锁定输出与频率失谐的关系

(a) $I - \lambda_{in} = 610 \text{ nm}; II - \lambda_{in} = 570 \text{ nm};$
 $III - \lambda_{in} = 560 \text{ nm}; |E_0|^2 = 10^6$ 光子数· cm^{-3}
 (b) $I - \lambda_{in} = 610 \text{ nm}; II - \lambda_{in} = 560 \text{ nm};$
 $III - \lambda_{in} = 570 \text{ nm}; |E_0|^2 = 10^8$ 光子数· cm^{-3} ;
 $\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = 0.314$

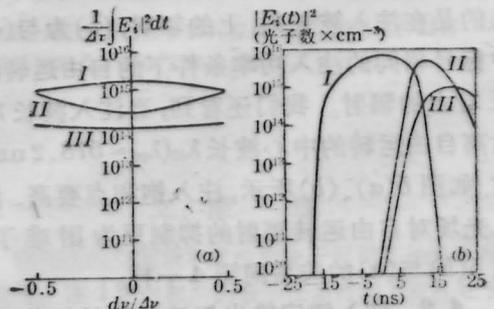


图10 注入锁定输出与频率失谐的关系

$I - \lambda_{in} = 550 \text{ nm}; II - \lambda_{in} = 560 \text{ nm};$
 $III - \lambda_{in} = 570 \text{ nm}; |E_0|^2 = 10^6$ 光子数· cm^{-3} ;
 (b) $\frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = 1.256$

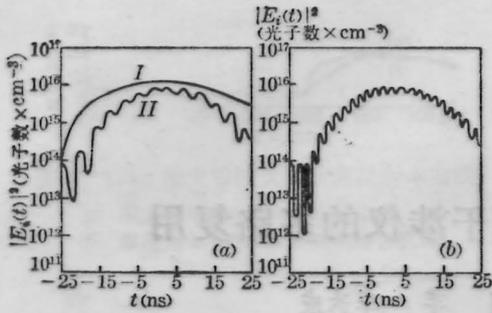


图 11 波形振荡的注入锁定输出
 $\lambda_{in}=610 \text{ nm}$; $|E_0|^2=10^{14}$ 光子数 $\cdot\text{cm}^{-2}$;
 (a) I— $\Delta\nu=0\text{GHz}$; II— $\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}=0.25$;
 (b) $\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu}=0.5$

B. 频率失谐愈严重注入饱和功率就愈高,随着注入光子密度的增加,失谐对注入锁定的影响逐渐变小,但对自由运转波长上的输出影响依然很大。另外,当注入光子密度非常高时,如

$$|E_0|^2=10^{14}\text{光子数}\cdot\text{cm}^{-2},$$

随着失谐的存在,出现了脉冲波形的振荡现象,振荡周期与失谐程度有关。图 11 中给出了高的注入功率时的数值计算结果。

可见,频率失谐对注入饱和功率、注入波长的调谐等都有明显的影响,虽然频率失谐不影响注入锁定的实现,但是失谐时注入锁定的特性要劣于纵模匹配的情形,所以

采用纵模匹配是必要的。

由上面的分析可以看出,对注入锁定输出的影响集中地反映在注入光子密度的大小以及注入波长和自由运转波长之间模式竞争的结果这两个方面。为了获得大的调谐范围,就要求有高的注入光子密度,而频率失谐又大大地限制了波长的调谐性。模式竞争的结果使得宽带背景辐射极易产生,同时频率失谐也造成了在注入锁定输出的同时伴随着自由运转辐射的宽带背景。

感谢金世光、朱跃生和李加在使用计算机上所提供的方便。

参 考 文 献

- 1 L. E. Erickson, A. Szabo, *Appl. Phys.*, **18**, 433 (1971)
- 2 L. G. Nair, *Progress in Quantum Electronics*, **7**, 225 (1982)
- 3 B. Couillaud *et al.* in Proc. 12th IOEC, Munich Germany, 1982.
- 4 F. V. Maers, T. Hebert, A. Hese, *Appl. Phys.*, **B40**, 67(1986)
- 5 U. Ganiel *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-12**, 704(1976)
- 6 M. Maeda *et al.*, *Jap. J. Appl. Phys.*, **15**, 1731 (1976)
- 7 B. Couillaud *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20**, 310(1976)
- 8 P. R. Hammond, *IEEE J. Quant. Electr.* **QE-15**, 624(1979).