

# 脉冲钛宝石激光器动力学特性的理论及实验研究

赵长明

(北京理工大学光电工程系, 北京, 100081)

陈安

(重庆大学应用物理系, 重庆, 630044)

姚建铨

(天津大学精仪系, 天津, 300072)

**摘要:** 本文采用速率方程理论, 比较全面详细地分析计算了脉冲钛宝石激光器的动力学特性。在实用参数范围内, 给出了输出参数与泵浦参数的关系。采用这些结果可以统一解释以往文献报道的结果并与我们自己的实验数据相一致, 证明了该方法的正确性和参数选择及近似处理的合理性。

**关键词:** 脉冲钛宝石激光器 动力学特性 激光速率方程

## Theoretical and experimental investigation of characteristics of pulsed Ti sapphire laser

*Zhao Changming*

(Beijing Institute of Technology)

*Chen An*

(Chongqing University)

*Yao Jianquan*

(Tianjing University)

**Abstract:** According laser rate equations, the dynamic characteristics of pulsed Ti sapphire laser has been comprehensively studied. The theoretical study and experimental results prove, if duration of pumping pulse is much less the life of up-energy level, (1) the width and waveform of the output pulse is independent of the pumping pulse, (2) the only factor of determining the output pulsewidth is the ratio of pumping energy to threshold pumping energy, (3) the time delay of output pulse is dependent of the pumping pulsewidth and the ratio of pumping energy to threshold pumping energy.

**Key words:** pulsed Ti sapphire laser dynamic characteristics laser rate equations

### 一、引言

动力学特性是脉冲钛宝石激光器研究的一个重要内容。通过分析振荡脉冲发生、发展直至输出的过程, 可以得到对研究和设计实用化激光器件十分重要的激光输出参数, 如输出脉宽、延迟时间等, 及其与泵浦参数的关系。

\*

\*

\*

作者简介: 韩艳梅(附照片), 女, 1969年5月出生。助教。现从事光学仪器及激光应用的研究。

张书练, 男, 1946年8月出生。教授。现从事光学仪器及激光应用的研究。

李克兰, 女, 1937年3月出生。副研究员。现从事光学仪器及激光应用的研究。

收稿日期: 1995-06-27

尽管有关脉冲钛宝石激光研究的报道较多,输出指标也达到了很高的水平,但关于其动力学特性的详细理论分析还未见报道<sup>[1~6]</sup>。实验研究的报道结果各不相同,如何进行统一解释,尚待研究。比如,输出脉宽与泵浦脉宽的关系如何?有的报道压缩、有的报道相同。究竟什么因素决定脉宽的变化?其数量界限是多少?所有这些都是动力学特性分析要解决的问题。

本文采用速率方程理论,比较全面详细地分析计算了脉冲钛宝石激光器的动力学特性。在实用参数范围内,给出了输出参数与泵浦参数的关系。采用这些结果可以统一解释以往报道和我们自己的实验结果,证明了该方法的正确性和参数选择及近似处理的合理性。这些结果和曲线为实用化脉冲钛宝石激光器的设计提供了理论依据。

## 二、基本动力学方程导出与参数选择

### 1. 动力学方程导出

对钛宝石晶体能级和光谱研究结果证实<sup>[7,8]</sup>:其能级可近似为四能级系统,其中受激发射产生于  $E_3 \rightarrow E_2$  能级之间,并且由于声子驰豫过程造成的无辐射跃迁几率很大,使得  $n_2 \approx n_4 \approx 0$ 。

设  $n_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 为各相应能级的粒子数密度,  $\Phi$  为谐振腔内各模式光子数密度的总和。多模振荡的速率方程为<sup>[9,10]</sup>:

$$\frac{d\Phi}{dt} = (n_3 - n_2) \sigma \frac{l}{L} \Phi - \frac{1}{\tau_R} \Phi \quad (1)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = n_1 W_{14} - n_4 S_{43} / \eta_1 \quad (2)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = - (n_3 - n_2) \sigma \Phi - n_3 A_{32} / \eta_2 + n_4 S_{43} \quad (3)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = n_2 S_{21} - n_1 W_{14} \quad (4)$$

式中,  $\eta_1 = S_{43} / (S_{43} + A_{41})$  为  $E_4$  能级向  $E_3$  能级跃迁的量子效率,  $\eta_2 = A_{32} / (A_{32} + S_{32})$  为  $E_3$  能级向  $E_2$  能级跃迁的荧光效率。由于  $E_4 \rightarrow E_3$  声子驰豫过程很快,  $S_{43} \gg A_{41}$ , 故可设  $\eta_1 = 1$ ; 而  $S_{32}$  一般远小于  $A_{32}$ , 同样设  $\eta_2 = 1$ 。  $\sigma = \sigma_{32}$  为荧光中心波长的发射截面,  $v$  为介质中的光速,  $l$  为介质长度,  $L$  为谐振腔长度,  $\tau_R$  为由损耗决定的光子寿命。因  $n_4 \approx n_2 \approx 0$ , 则  $\Delta n = n_3 - n_2 \approx n_3 \equiv N$ , 且由  $dn_4/dt = 0$ , 得  $n_4 S_{43} = n_1 W_{14} \equiv W_p$ ,  $W_p$  为泵浦速率。将自发辐射寿命  $\tau_0 = 1/A_{32}$  及以上关系代入上述速率方程, 得:

$$dN/dt = W_p - \sigma_v \Phi N - N/\tau_0 \quad (5)$$

$$d\Phi/dt = \sigma \frac{l}{L} N \Phi - \Phi/\tau_R \quad (6)$$

以掺杂  $Ti^{3+}$  离子浓度  $N_0$  将  $N$ ,  $\Phi$ ,  $W_p$  归一化, 即  $n = N/N_0$ ,  $\varphi = \Phi/N_0$ ,  $w_p = W_p/N_0$ , 则上式成为:

$$dn/dt = w_p - \sigma_v N_0 n \varphi - n/\tau_0 \quad (7)$$

$$d\varphi/dt = \sigma \frac{l}{L} N_0 n \varphi - \varphi/\tau_R \quad (8)$$

以上两式是动力学特性分析的基础。

### 2. 参数选择

(1) 腔参数 腔长  $L = 0.1\text{m}$ ; 单程腔内损耗  $a = 5\%$ ; 输出镜  $T_1 = T = 50\%$ , 全反镜  $T_2 = 0$ ; 往返损耗  $2\delta = 2a - \ln(1 - T)$ , 晶体长度  $l = 1.8 \times 10^{-2}\text{m}$ 。

(2) 材料参数 钛宝石荧光寿命  $\tau_0 = 3.2\mu\text{s}$ , 790nm 处的发射截面  $\sigma_0 = 3.0 \times 10^{-19}\text{cm}^2$ , 掺杂浓度  $N_0 = 3.0 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ , 折射率  $n = 1.76$ 。

(3) 归一化反转粒子数密度与泵浦能量 归一化阈值反转粒子数密度  $n_t = \frac{\delta}{\sigma l} \frac{1}{N_0} = 0.024$ , 单位体积工作物质需吸收泵浦光能量为  $N_0 n_t h\nu_{14} = 0.27\text{J}/\text{cm}^3$ 。

假设晶体中各点光斑大小一致, 光斑面积为  $S$ , 泵浦光束在晶体中体积  $V = S \cdot l$ , 泵浦光能量密度  $\Delta E = N_0 n_t h\nu_{14}$ , 总泵浦光能量  $E = \Delta E \cdot V$ , 作用在入射表面的能量密度  $P = E/S = \Delta E \cdot l$ 。钛宝石晶体在 10ns 泵浦脉冲作用下表面的损伤阈值为  $8 \sim 10\text{J}/\text{cm}^2$ , 为安全起见, 一般用于损伤阈值的  $1/2$  以下, 因此泵浦光能量密度最大取值为  $\Delta E_{\text{max}} = \frac{1}{2} E_{\text{损}}/l$ , 在本文参数条件下,  $\Delta E_{\text{max}} = 2.7\text{J}/\text{cm}^3$ , 即为阈值泵浦能量的 10 倍。

(4) 泵浦脉冲 假设泵浦脉冲为高斯型, 时间零点取在峰值处, 泵浦能量以阈值泵浦能量为单位, 取其倍数。

### 三、动力学特性分析

采用四阶龙格-库塔法解上述动力学方程, 在计算机上模拟了各种条件下的脉冲形成过程及输入输出参数间的关系, 结果在以下分别叙述。

#### 1. 脉冲形成过程

图 1 为脉冲形成过程示意图。在高斯型泵浦脉冲  $w_p(t)$  作用下, 反转粒子数  $n$  迅速上升, 直至泵浦脉冲消失,  $n$  达到极大值。最初的自发辐射光子在受激辐射作用下不断放大, 但起始段幅度仍然很小, 受激辐射导致的  $n$  减少不明显, 自发辐射在这样短的时间(几十毫微秒)内对  $n$  的减少作用也很小, 因而  $n$  呈平顶状态。等到  $\varphi$  放大到较大数值时, 幅度迅速上升, 在受激辐射放大作用和损耗造成的衰减作用相等时, 达到光子密度峰值而  $n$  急剧减少, 在光子出现峰值过后,  $n$  仍继续减少, 直到  $\varphi$  接近于零,  $n$  趋于  $n_t$ , 剩余  $n_t$  通过自发辐射消耗掉, 至此完成了一个从泵浦脉冲到输出脉冲的全过程。

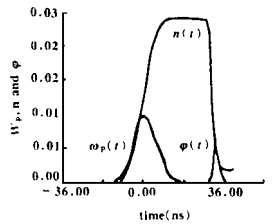


Fig. 1 The forming of Ti:sapphire laser pulse

#### 2. 初始光子密度对输出特性的影响

初始光子数  $\varphi_0$  对脉冲形成是必不可少的。在数学上表现为解微分方程组的初始值选取, 如取  $\varphi_0 = 0$ , 则  $\varphi$  在计算中恒为零。其物理意义很明显: 无初始光子就无法形成激光振荡。

因此首先研究了  $\varphi_0$  取不同值时对输出特性的影响。图 2 为 10ns, 5 倍阈值泵浦脉冲作用下,  $\varphi_0 = 10^{-13} \sim 10^{-19}$  时的输出情况。可见不同的  $\varphi_0$  只影响输出脉冲相对泵浦脉冲的延迟时间, 而对输出脉宽及幅度(因而能量)无影响。

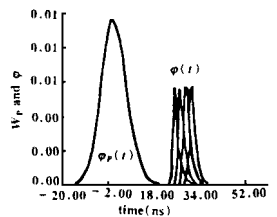


Fig. 2 The influence of initial photons upon the characteristics of output pulse

由于  $\varphi_0$  难以测量, 以下计算中一律取为  $10^{-19}$ , 相当于每立

方厘米体积中有 3 个初始光子。

### 3. 同一泵浦脉宽、不同泵浦能量时输出特性

图 3 为 10ns 泵浦脉冲条件下, 输出脉宽与泵浦能量密度的关系曲线, 可见当泵浦能量较高 ( $> 4n_t$ ) 时, 输出脉宽变化不大, 而当泵浦能量较低 ( $< 2n_t$ ) 时, 输出脉宽急剧加宽, 泵浦能量为  $2.5n_t$  时, 输入输出脉宽相等。图 4 为 10ns 泵浦脉冲条件下, 输出脉冲延迟时间与泵浦能量的关系曲线, 其变化趋势与图 3 相近。

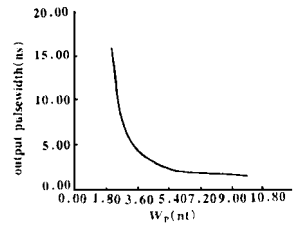


Fig. 3 The relationship between output pulse width and pump energy when pump pulsewidth is 10ns

### 4. 不同泵浦脉宽时输出特性

固定泵浦能量下, 输出脉宽及延迟时间随泵浦脉宽变化情况见图 5 和图 6。一个明显的结论是: 输出脉宽只与泵浦能量有关, 与泵浦脉宽无关; 延迟时间随泵浦脉宽变宽而加长, 但在强泵浦下变化不明显。

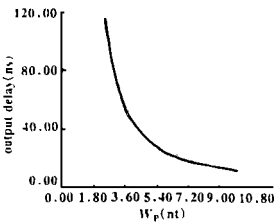


Fig. 4 The relationship between output delay and pump energy when pump pulsewidth is 10ns

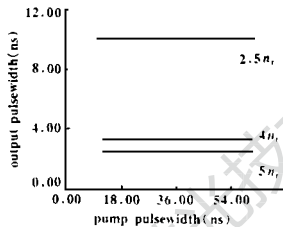


Fig. 5 The relationship between output pulsewidth and pump pulsewidth

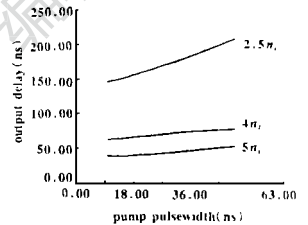


Fig. 6 The relationship between output delay and pump pulsewidth

### 5. 输出特性与透射率的关系

取泵浦能量为  $4n_t$ , 泵浦脉宽 10ns, 输出透射率  $T = 10\% \sim 60\%$ , 输出情况如图 7。可见随  $T$  增加, 输出脉宽变宽, 延迟加长。

### 6. 输出特性与谐振腔长度的关系

不同泵浦能量密度下, 输出脉宽延迟时间随谐振腔长度的变化情况见图 8、图 9。

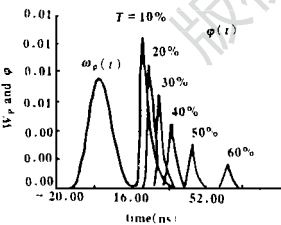
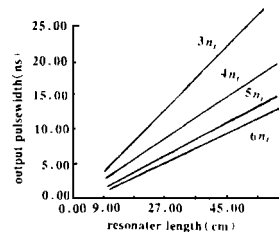
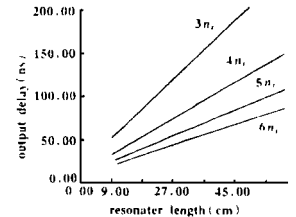


Fig. 7 The output characteristics when  $T = 10 \sim 60\%$ . Pump energy is  $4n_t$  and pump pulsewidth is



10ns Fig. 8 The relationship between output pulsewidth and resonator length, the pump pulsewidth is 10ns Fig. 9 The re-



lationship between output delay and resonator length when pump pulsewidth is 10ns

### 7. 输出特性与波长的关系

在调谐范围内, 不同波长处对应着不同的发射截面, 从而使各波长处的阈值泵浦能量产生差异。在同一泵浦能量下, 相对各波长处的超阈值倍数不同, 因而产生输出特性上的差异。

为弄清这种变化状况, 首先需要了解受激发射截面与波长的关系, 即线型函数, 文献中已

有报道<sup>[7]</sup>。

不同泵浦能量下, 输出脉宽和延迟随波长的变化情况见图 10、图 11。当泵浦能量较低时, 调谐范围变窄, 边缘波长因脉宽加宽、延迟过长、幅度很低, 已无实用价值。换言之, 为得到较宽的调谐范围, 必须以远高于阈值的能量泵浦。

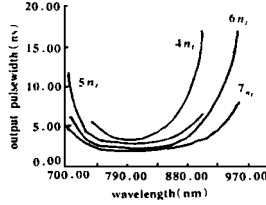


Fig. 10 The output pulsewidth vs wavelength within tuning range when pump pulsewidth is 10ns

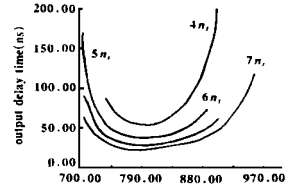


Fig. 11 The output delay vs wavelength within tuning range when pump pulsewidth is 10ns

### 四、脉冲钛宝石激光器动力学特性的讨论

从以上结果可以看出, 泵浦能量相对于阈值泵浦能量的倍数是决定输出脉宽及延迟时间的关键参数。这一结论从本文上节的 3 和 4 中可明显得到, 而 5 中透射率的增加导致阈值泵浦能量的增加, 实际泵浦能量相对新的阈值而言, 超阈值倍数降低, 因此脉宽变宽、延迟增加。而 7 中在荧光峰值波长两侧发射截面降低, 同样使阈值泵浦能量增加, 相对泵浦强度降低, 同样使脉宽变宽、延迟增加。

在分析脉冲钛宝石激光器的输出特性时, 我们必须注意到这样一个条件: 一般调 Q 倍频 Nd:YAG 激光输出脉宽为几十毫微秒, 远小于钛宝石的激光上能级寿命 3.2μs, 即泵浦速率很高, 而自发辐射对反转粒子数的消耗很少。这样, 在泵浦脉冲过后的一段时间里, 反转粒子数处于一个“稳态”,  $n = n_0$ , 因此泵浦脉宽和泵浦脉冲形状对输出脉宽和形状无影响。其后, 由于光子密度增长到一定幅度, 引起的受激辐射对反转粒子数的消耗才变得明显。在反转粒子数相对稳定时, 由(7)式, 可认为  $dn/dt = 0$ , 此时有  $\varphi = \varphi_0 \exp[(\sigma v l N_0 n_0 / L - 1/\tau_R) t]$ , 呈指数增长趋势。如果泵浦能量高, 则  $n_0$  数值大, 使得  $\varphi$  上升快, 上升沿陡, 输出脉宽窄, 延迟时间短。在一定条件下, 如 0.1m 腔长, 10ns 泵浦脉冲的 2.5n<sub>t</sub> 能量下, 输出与泵浦脉冲同宽。泵浦能量进一步下降, 会使输出脉宽大于泵浦脉宽。

但泵浦脉宽对延迟时间是有影响的。泵浦脉宽窄, 使反转粒子数更快达到稳态, 光子密度提前进入稳定的指数增长阶段, 使输出脉冲延迟时间缩短。

以上分析只适用于泵浦脉宽远小于激光上能级寿命的条件。如果泵浦脉宽与激光上能级寿命相近, 甚至大于激光上能级寿命(如闪光灯泵浦情况), 以上分析不再成立, 其条件已超出本文讨论的范围。

综上所述, 在泵浦脉宽远小于激光上能级寿命条件下, 有以下结论:

泵浦脉宽和形状对输出脉宽和形状无影响, 泵浦能量相对阈值泵浦能量的倍数是决定输出脉宽的唯一因素, 泵浦脉宽和泵浦能量相对阈值泵浦能量的倍数共同决定输出脉冲的时间延迟。

### 五、实验验证

对以上理论计算结果进行了实验

验证。

实验采用调 Q 倍频 Nd:YAG 激光泵浦的钛宝石激光器, 装置如图 12。图中 1 为 KTP 倍

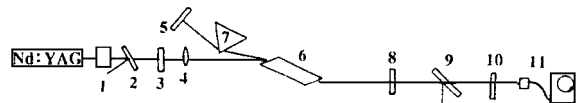


Fig. 12 Experimental set up of pulsed Ti sapphire laser

频晶体, 2 为对 1.06 $\mu$ m 高反镜, 以分离剩余基频光, 3 为对 532nm 的  $\lambda/2$  波片, 用以旋转泵浦光偏振面, 实现偏振匹配, 4 为聚焦透镜, 焦点在钛宝石之后, 调节离焦量可改变输出能量, 但必须十分小心, 以免损伤晶体。5 为钛宝石激光全反镜, 6 为钛宝石晶体, 7 为色散棱镜, 8 为钛宝石激光输出镜, 9 为 45° 时对 532nm 全反镜, 用以分离剩余泵浦光, 10 为衰减片, 11 为用于脉宽测量用的、响应时间为 1ns 的光电二极管及 TP275 存储示波器。

图 13 为不加调谐元件时的输出波形, 图 14 为泵浦脉冲与输出脉冲波形的比较。输出脉宽(FWHM)为 16ns, 大于泵浦脉宽(10ns), 输出脉冲峰值与泵浦脉冲峰值间延迟 56ns。此时泵浦能量 45mJ, 光腔直径 1.5mm, 计算能量密度为 2.54J/cm<sup>2</sup>, 约为阈值泵浦能量密度的 3.2 倍, 腔长 45cm, 算得腔内光子寿命约 4ns。

为在这一特定实验条件下, 验证本文计算选用模型和近似处理的合理性, 将上述参数代入计算程序计算, 结果见图 15。图中输出脉宽 18ns, 与实验结果很接近。输出脉冲的另一个特点是波形不对称, 计算结果与此相同, 且泵浦能量越高, 输出脉冲上升沿越陡。

图 16 及图 17 是加入调谐元件后在波长分别为 778nm 和



Fig. 13 Output pulse of Ti: sapphire laser without tuning element (10ns/div)

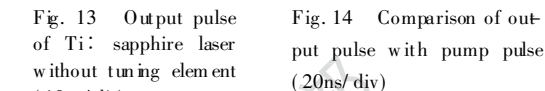


Fig. 14 Comparison of output pulse with pump pulse (20ns/div)

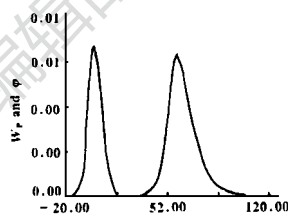


Fig. 15 Simulation of the experimental result

805nm 处输出脉冲与泵浦脉冲波形。由于波长与中心波长相距很近, 未见脉宽变化, 仍为 16ns, 但延迟时间在 778nm 处为 66ns, 805nm 处为 59ns。这两个波长相应于增益中心波长近似对称, 但短波方向延迟时间长于长波方向, 这是由于增益截面线型不对称所致, 在短波方向下降较快, 实验结果与前述分析计算一致。

Fig. 16 Output pulse at the wavelength of 778nm and pump pulse 20ns/div

Fig. 17 Output pulse at the wavelength of 805nm and pump pulse 20ns/div

### 参 考 文 献

- 1 Eggleston J M. IEEE J Q E, 1988; QE-26(6): 1009
- 2 Rines G A. Opt Lett, 1990; 15(8): 434
- 3 Steele T R. Opt Lett, 1991; 16(6): 399
- 4 吴路生, 陈一, 赵梅荣. 中国激光, 1990; 16(1): 4
- 5 孙, 张强, 乔景文. 光学学报, 1992; 11(12): 975
- 6 徐冰, 林礼煌, 欧阳斌. 光学学报, 1993; 5(13): 425
- 7 Deshazer L G. Tunable solid-state lasers. Berlin: Springer-Verlag, 1986: 228

\* \* \*

作者简介: 赵长明, 男, 1960 年 7 月出生。工学博士。现在北京理工大学光电工程系从事博士后研究工作, 研究方向为激光光束质量评价及改善高平均功率固体激光器光束质量的研究。

收稿日期: 1995-06-30 收到修改稿日期: 1996-04-03

