

# 短腔染料激光产生超短激光脉冲串的机理分析

王瑞生\* 朱 雷

钱列加 林福成

(三束材料改性国家重点实验室, 复旦大学物理系, 上海 200433) (中国科学院上海光机所, 上海 201800)

**提要** 利用速率方程分析了短腔染料激光的瞬态行为, 着重探讨了加入适量饱和吸收体后其输出皮秒(ps)和飞秒(fs)激光脉冲的方法及特性, 发现与实验结果基本一致。

**关键词** 短腔染料激光, 饱和吸收体, 超短激光脉冲

## 1 引 言

短腔染料激光(简称为 SCDL)是产生超短脉冲的一种简单方法, 其瞬态行为在理论上可简单地用速率方程描述<sup>[1]</sup>, 这个理论后来得到进一步系统的发展<sup>[2,3]</sup>, 其结果定性地解释了脉冲压缩及弛豫振荡现象。但计算得到的脉宽绝对值远远小于实验结果, 我们认为这主要是理论上只考虑单模运转和实验上无法完全避免短腔引起的超辐射等原因所致。当计算中考虑到三模速率方程后, 我们发现计算结果可以定量描述一般为多模振荡的 SCDL 特征。SCDL 对 ns 泵浦脉冲的压缩倍数一般在 10 左右, 对 ps 泵浦压缩倍数更小, 一般在 1~10 倍, 而且泵浦脉冲愈短, 压缩倍数愈小; 很难直接从 SCDL 中获得 1 ps 甚至更短的激光脉冲输出。SCDL 一般输出能量很小, 但利用注入放大技术其输出已达单脉冲 mJ 量级<sup>[5,6]</sup>, 并可以在很多领域投入实用<sup>[7]</sup>。所以仍有必要研究其脉冲进一步压缩的机理。本文着重考虑了 SCDL 中加入饱和吸收体 DODCI 后对脉冲压缩的影响, 发现在弱泵浦条件下, 可形成更窄的单脉冲输出; 在强泵浦条件下, 产生不同于锁模及弛豫振荡的进一步压缩的超短激光脉冲串(ps 和 fs), 这与已报道的实验结果符合得很好<sup>[8,9]</sup>。

## 2 SCDL 加入饱和吸收体的脉冲压缩

### 2.1 单脉冲输出

SCDL 由于腔长短建立振荡快, 使光脉冲迅速达到峰值; 当腔内损耗大于增益时, 由于腔内光子渡越时间短, 光子数迅速衰减, 使脉冲后沿变窄, 这样 SCDL 输出就比泵浦光脉冲短, 实现对光脉冲的压缩。对此 Lin 等人已用简单速率方程作了详细的计算与分析<sup>[2]</sup>。我们考虑 SCDL

\* 郑州教育学院物理系进修教师。

收稿日期: 1995 年 3 月 24 日; 收到修改稿日期: 1995 年 6 月 12 日。

中加入一定量的饱和吸收体 DODCI, 在增益介质被激励的初期阶段, 自发荧光很弱, 饱和吸收体的吸收较大, 这时腔内处于高损耗状态, 不能形成激光振荡; 随着泵浦继续作用, 荧光变强, 饱和吸收体的吸收变小, 激光振荡开始形成, 腔内光强迅速增大; 当腔内光强处于饱和时, 饱和吸收体变为“透明”, 腔内损耗最小, 输出光强也迅速达到极值。因为泵浦是脉冲式的, 腔内光强又逐渐变弱, DODCI 又恢复了吸收特性。显然输出光强达到极值的前一个阶段中, DODCI 的作用可使前沿变窄, 而后一个过程也同样使后沿变窄, 这种压缩类似一个调 Q 过程。鉴于此, 我们可列出速率方程定量描述

$$dn/dt = W(t) - c\sigma_s nq - n/t_f \quad (1)$$

$$dq/dt = c\sigma_s nq - q/t_c - c\sigma_s(N_{st} - n_s)q \quad (2)$$

$$dn_s/dt = c\sigma_s(N_{st} - n_s)q - n_s/t_s \quad (3)$$

其中  $n_s$  为 DODCI 上能级粒子数,  $N_{st}$  为 DODCI 总粒子数,  $c$  为介质中的光速,  $\sigma_s$  为 Rh6G 上能级受激发射截面,  $\sigma_a$  为 DODCI 分子吸收截面,  $t_s$  为 DODCI 分子上能级寿命,  $t_f$  为激光染料 Rh6G 上能级寿命,  $t_c$  为腔内光子寿命。

$$t_c = L/c(1 - \sqrt{R_1 \times R_2}) \quad (4)$$

$L$  为超短腔腔长,  $R_1$  和  $R_2$  分别是超短腔两镜面的反射率。

如果考虑泵浦脉冲随时间变化是高斯函数, 则泵浦速率可表达为

$$W(t) = W_0 \exp[-(t\sqrt{\ln 2}/T)^2] \quad (5)$$

其中  $T$  为泵浦光脉宽。事实上, 正象 Lin 计算所表明<sup>[2]</sup>, 当泵浦脉冲是其他形式的时间函数时, 并不会给结果带来很大影响。

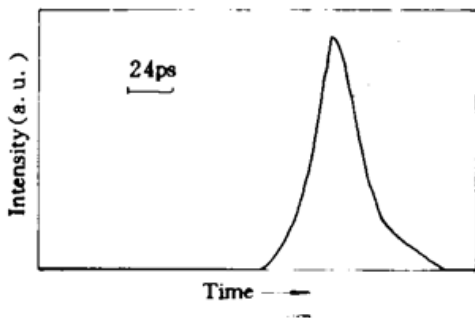


Fig. 1 Computer plot of rate equations when adding DODCI with a concentration of  $6.6 \times 10^{-5}$  Mol

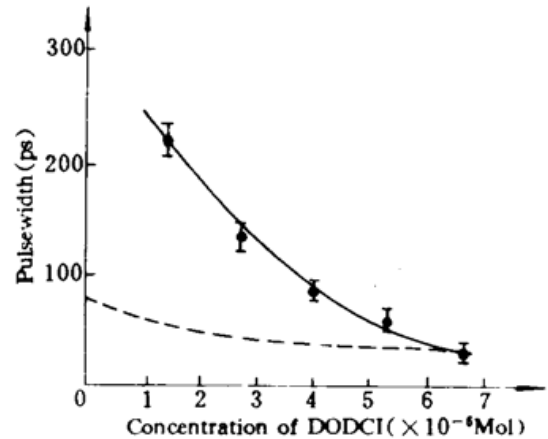


Fig. 2 Dependence of pulse duration upon DODCI concentration at constant pumping power. Experiment (solid line) and theory (dashed line)

将方程组(1), (2), (3)各参数代入与文献[10]中实验条件最接近的值(如 Table 1), 计算机求解结果显示于图 1。这是混入浓度为  $6.6 \times 10^{-5}$  Mol 的 DODCI 时染料激光输出波形, 脉宽为 28 ps, 这与我们实验所得的 30 ps 非常吻合<sup>[10]</sup>。从计算结果可知, 如果再加入更多的 DODCI 时, 就很难形成激光振荡, 这个性能在实验中也得到验证。而原来仅有 Rh6G 时呈弛豫振荡形成的输出, 在加入这样浓度 DODCI 后, 第一个峰被压缩, 其他峰被完全抑制掉, 最后以单脉冲形式输出。当我们保持其他条件不变, 仅改变 DODCI 浓度时, 理论上计算得到一个脉宽随 DODCI 浓度变化的曲线, 亦示于图 2 中; 虚线与实验结果(实线)相比较, 当 DODCI 浓度较高

时,理论值与实验值符合较好,而当浓度低时与实验偏差很大,我们以为这主要是由于仅考虑了理想的单模速率方程所致,而实际上我们所用的 DODCI 包含了很多纵模。由于 DODCI 浓度较高时,纵模振荡数亦会减少,所以这时可以用单模速率方程近似描述。另外,由于短腔会引起较强的超辐射(ASE),而在我们的测量系统中很难避免,所以不能排除由此引起的脉冲加宽。

## 2.2 脉冲串输出

上述弱泵浦下产生单脉冲输出,若继续加入 DODCI,激光振荡消失。若进一步提高泵浦速率,同时加入更多的 DODCI,情况会如何呢?已有的实验<sup>[8]</sup>发现会有皮秒(ps)甚至飞秒(fs)脉冲串输出。然而这种脉冲串的形成不同于锁模和振荡,它是由强光场、反转粒子数和饱和吸收体三体相互作用的一种瞬态行为。为了分析这种机制,我们在计算中除了使泵浦速率  $W_0$  提高到  $7 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  以及  $t_c = 1 \text{ ps}$ ,  $T = 50 \text{ ps}$  外保持表 1 中其他参数不变,计算机求解得出随 DODCI 浓度的增加其输出脉冲的变化情况如图 3 (a) ~ (e) 所示。图 3(a) 是没有加 DODCI 时在高泵浦情况下的尖峰脉冲现象,图 3(b) 是加入  $1.7 \times 10^{-4} \text{ Mol}$  DODCI 时输出明显变化,尖峰调制加深,脉冲变窄,随后出现的小峰是由于 DODCI 还没有恢复强烈吸收的特性而在较强泵浦下重新达到阈值粒子反转数的情形。如果加入更多的 DODCI,必然增加吸收使第二个峰出现时间推迟,并增加其调制深度,这在图 3 (c), (d) 中看得很清楚(其浓度分别为  $2.0 \times 10^{-4}$  和  $2.5 \times 10^{-4} \text{ Mol}$ )。当 DODCI 浓度继续增加,就会出现

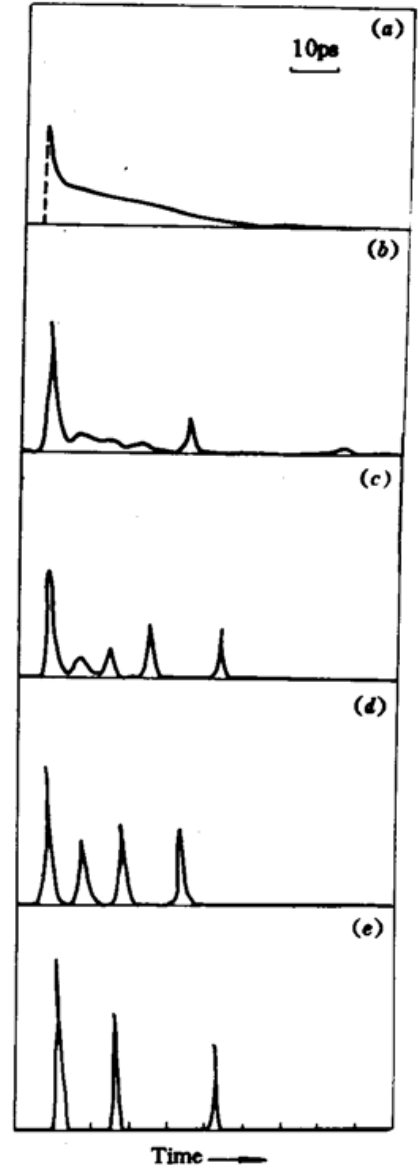


Fig. 3 (a) ~ (e) Computer plots of solutions of the rate equations as gradually increasing the concentrations of DODCI at fixed pumping power

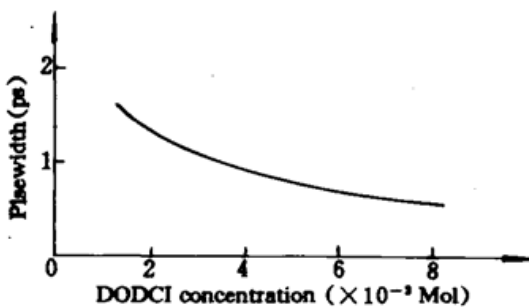


Fig. 4 Pulse width in the pulse train versus the concentrations of DODCI ( $t_c = 1 \text{ ps}$ )

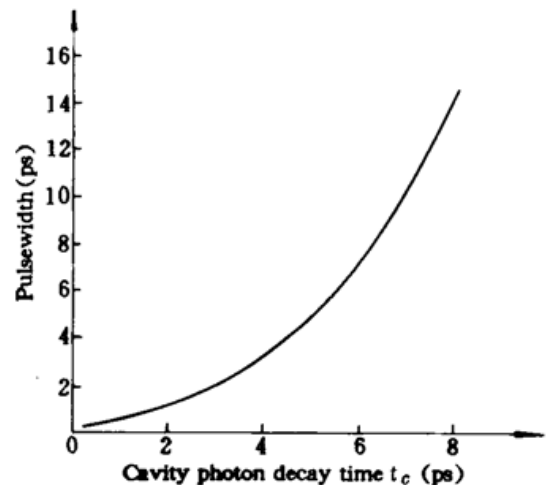


Fig. 5 Pulse width of the pulse train versus  $t_c$  at constant pumping power and concentrations of DODCI

脉宽相同的脉冲串输出,如图 3 (e) 所示(对应浓度为  $5.0 \times 10^{-4} \text{ Mol}$ ),这种脉冲串输出显然不是弛豫振荡,也不同于锁模,因为其脉冲间隔前后有较大差异而且主要由泵浦速率与 DODCI

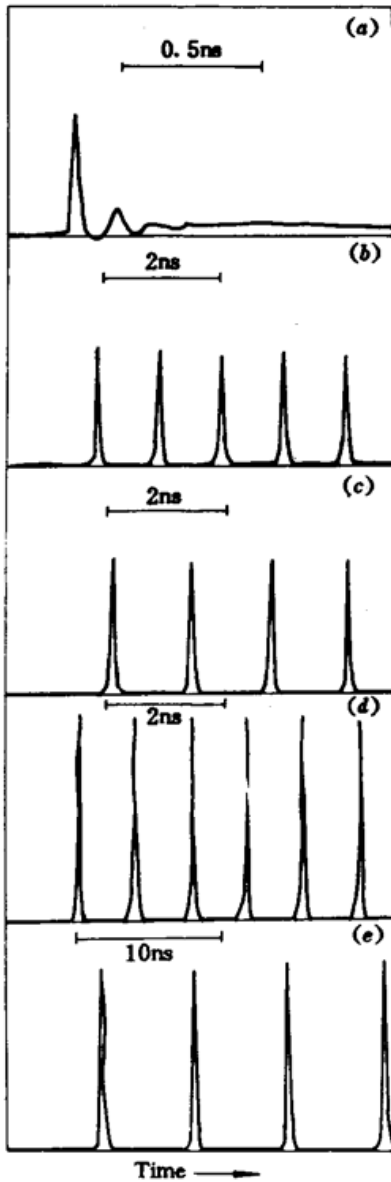


Fig. 5 Computer solutions of the rate equations for

- (a)  $W_0 = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{st} = 0$  and  $t_c = 8 \text{ ps}$ ;  
 (b)  $W_0 = 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{st} = 6.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  and  $t_c = 8 \text{ ps}$ ;  
 (c)  $W_0 = 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{st} = 1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and  $t_c = 8 \text{ ps}$ ;  
 (d)  $W_0 = 3 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{st} = 1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and  $t_c = 8 \text{ ps}$ ;  
 (e)  $W_0 = 5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ,  $N_{st} = 2.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  and  $t_c = 800 \text{ ps}$

泵浦速率  $W_0$  增大输出脉冲串的变化。尽管脉冲间隔受泵浦速率与饱和吸收体浓度影响较大,但单个脉冲宽度却受到较小的影响,脉宽主要由腔内光子寿命决定。图 6(e) 是当  $t_c$  变为 800 ps 时脉冲串的输出。我们还计算了脉宽随腔内光子寿命  $t_c$  变化的曲线示于图 7,可见  $t_c$  愈小输出脉宽愈小,当  $t_c = 8 \text{ ps}$  时,输出脉冲宽度对应于 64 ps。当

浓度决定并等于光子在腔内往返一次的时间。尽管脉冲串中各脉冲宽度相同,但它受到 DODCI 浓度及泵浦速率的影响较大,图 4 示出了其脉宽随 DODCI 浓度变化的关系,可以看出弛豫振荡及上述单脉冲输出的脉冲宽度一般都比腔内光子寿命  $t_c$  大;而形成脉冲串输出中,既会出现比  $t_c$  大的脉冲输出(当  $t_c = 1 \text{ ps}$  时)也会出现比  $t_c$  小的脉冲输出,即 fs 输出。脉宽主要由腔内光子寿命  $t_c$  决定,计算结果示于图 5 中,可见  $t_c$  愈小,输出脉宽愈小。

通过改变微分方程组(1), (2), (3)中各参数,结果总结如下:1)脉冲串的形成需要高的泵浦速率及高的饱和吸收体浓度。泵浦速率愈高,在同样时域内出现的脉冲数目愈多;饱和吸收体浓度愈大,出现的脉冲数愈少;2)在输出的脉冲串中,单脉冲宽度依赖饱和吸收体浓度及泵浦速率大小,一般为腔内光子寿命  $t_c$  的 0.1 ~ 10 倍;3)在输出的脉冲串中,脉冲间隔愈来愈大,并且强烈依赖饱和吸收体浓度及泵浦速率的大小。

### 3 连续波(CW)泵浦 SCDL 产生超短脉冲串的机理分析

在上面计算中,我们都是以高斯型作为泵浦脉冲形状的近似描述,设想如果  $W(t)$  为常数  $W_0$ ,即连续波(CW)泵浦,SCDL 输出会怎么样呢?我们以  $t_c$ ,  $N_{st}$ ,  $W_0$  作为可变量,其他参数与表 1 相同,代入(1), (2), (3)式中求解,其结果示于图 6 中。当 SCDL 中不加或者加入少量饱和吸收体(DODCI)时,其输出在开始阶段有类似弛豫振荡的瞬态特性,最后逐渐过渡到稳态输出,如图 6(a)所示。若继续加入 DODCI 并在一定泵浦速率下就会出现高重复频率微微秒脉冲串输出,图 6(b), (c)显示了在泵浦速率  $W_0 = 10^6 \text{ s}^{-1}$  时随 DCDOI 浓度增加时脉冲串的变化情况,脉冲峰值增高而间隔增大;图 6(c), (d)是在 DODCI 浓度不变的条件

( $N_{st} = 1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )下,随

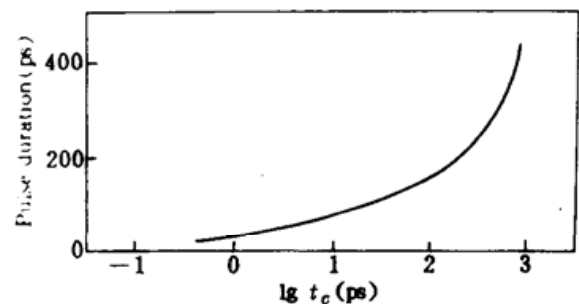


Fig. 6 Calculated output pulse duration as a function of resonator lifetime ( $t_c$ )

$t_c < 1$  ps 时, 输出脉宽将减小到 fs 量级, 而实验实现这一条件并不是很困难的事情。从上述的结果中可以看出 CW 泵浦产生单模脉冲输出的机理, 在  $N_s = 0$  时, 由于 CW 泵浦引起的稳定的长“尾部”, 随  $N_s$  的增加而逐渐淬灭, 由于  $W_0$  以等量一直作用, 粒子反转得以重新积累, 而脉冲周期一般为 10 ~ 100 倍  $t_c$  量级, 这就有足够时间保证激光振荡的建立。这种机理非常类似于调 Q 过程, 形成的脉冲串亦很类似锁模脉冲串, 但它不同于锁模, 因为其脉冲周期并不等于光子在腔内往返一次的时间。用连续波 (CW) 泵浦产生脉冲激光可由锁模以及使用非线性 F-P 方法, 它们都可以产生时间抖动很小的同步超短脉冲。我们上述方法是利用 SCDL 中光场、饱和吸收体以及粒子反转数三体相互作用的瞬态特性直接产生单模高重复频率微微秒或毫微微秒激光脉冲, 希望能在进一步的实验中观察到此现象。

Table 1 Parameters used in the calculations

Quantity	$\sigma_s$ (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_a$ (cm <sup>2</sup> )	$T$ (s)	$t_f$ (s)	$t_s$ (s)	$t_c$ (s)	$W_0$ (s <sup>-1</sup> )
Value	$2 \times 10^{-16}$	$4 \times 10^{-16}$	$25 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-9}$	$3 \times 10^{-9}$	$8 \times 10^{-12}$	$5 \times 10^6$

## 参 考 文 献

- 1 D. Roess. Giant pulse shortening to resonator transients. *J. Appl. Phys.*, 1966, 37: 2004
- 2 C. Lin. Studies of relaxation oscillations in organic dye lasers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, QE-11: 602
- 3 J. Q. Yao. Optimum operational parameters of the ultrashort cavity laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, 41: 136
- 4 G. W. Scott, A. J. Cox. A tunable dye laser in the 400 ~ 500 nm range for picosecond spectroscopy. *Laser Spectroscopy, SPIE*, 1977, 113: 25
- 5 H. P. Kortz, A. J. Cox, G. W. Scott *et al.*. Amplification of tunable, picosecond pulses from a single-mode, short cavity dye laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985, QE-21: 1795
- 6 S. C. Hsu, H. S. Kwok. High-power dye laser pulse by cascaded controlled transients oscillation. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1987, QE-23: 2015
- 7 S. C. Hsu, H. S. Kwok. Picosecond carrier recombination dynamics of semiconductor-doped glasses. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 50: 1782
- 8 L. J. Qian, Y. X. Liu, F. M. Li. A femtosecond hybrid mode-locked short cavity dye laser. *Opt. Commun.*, 1989, 69: 389
- 9 L. Zhu, L. Qian, G. Zhang *et al.*. High-repetition tunable picosecond dye laser pumped by a copper bromide laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1991, QE-27: 283
- 10 L. Zhu, L. Qian, G. Zhang *et al.*. Generation of 30 ps pulse from a short cavity dye laser pumped by a copper bromide laser. *Chin. Phys. Lett.*, 1990, 7: 300

## Formation Mechanism of the Ultrashort Laser Pulse Trains Generated by a Short Cavity Dye Laser

Wang Ruisheng Zhu Lei

(State Key Joint Laboratory for Material Modification by Laser, Ion & Electron Beams,  
Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433)

Qian Liejia Lin Fucheng

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

**Abstract** The transient behaviors are studied by means of a numerical rate equation treatment of a short cavity dye laser in which a saturable absorber DODCI is mixed with a gain medium Rh6G. Single longitudinal mode, ultrashort dye laser pulse trains (both picosecond and femtosecond) can be generated using this method, and agree well with the experimental results reported.

**Key words** short cavity dye laser, saturable absorber, ultrashort laser pulse