

声光腔倒空Nd:YAG激光器的理论分析

卿光弼 张承让 刘 韵

(西南技术物理研究所, 成都, 610041)

贺安之

(华东工学院, 南京, 210014)

摘要: 本文系统地分析和研究声光腔倒空Nd:YAG激光器的运转机理。建立了稳态(场能建立期)和非稳态(场能倒空期)速率方程。与最佳连续运转的Nd:YAG激光器参数联系起来,求解了腔内粒子场和光子场的解析解和数值解。文中详细讨论了声光调制器性能对激光脉冲特性的影响。

Theoretical analysis of acoustic-optical cavity dumping Nd:YAG laser

Qing Guangbi, Zhang Chengquan, Liu Yun

(Southwest Institute of Technical Physics)

He Anzhi

(East China Institute of Technology)

Abstract: The operational mechanism of a acoustic-optical modulated cavity dumping Nd:YAG laser has been researched and analysed systematically in this paper. The stable state (buildup period) and unstable state (dumping period) rate equations are built in this paper. In connection with optimum parameters in continuous operated Nd:YAG laser, the analytic and numerical solutions of the partical and photon field are derived from the rate equations. Effect of a acoustic-optical modulated specification upon laser pulse specification has been discussed in details.

一、引 言

激光腔倒空技术的研究,是国际上备受重视的激光技术领域之一。因腔倒空技术是获得高重复频率和高峰值功率激光器的重要途径,其潜在的应用领域包括光电对抗、激光成像雷达和高数据率光纤通信等。因此,开展这一工作的研究是非常必要的。

二、储能期速率方程及其解

对于Nd:YAG这样的四能级系统,其腔内反转粒子和光子满足下列速率方程

$$\left. \begin{aligned} d\Delta/dt &= R - \lambda\Delta - \beta\Phi\Delta \\ d\Phi/dt &= \beta\Phi\Delta + \lambda\Delta - \Phi/\tau_c \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中, Δ 和 Φ 分别表征腔内工作物质粒子数反转密度和光子密度, R , λ 和 β 则分别表征单位时间内泵浦到上能级的粒子数、上能级原子的自发跃迁速率和受激辐射跃迁速率, τ_c 可看作是光子在腔内循环一周的输出损耗及其它损耗(如吸收、散射和衍射等损耗的总和), 若用 $\epsilon = \alpha/(2L/c)$ 和 $T = \eta/(2L/c)$ 分别表示这两项损耗, 其中 η 表征输出损耗, α 表示散射、吸收和衍射等损耗之总和, c 和 L 分别表征光速和谐振腔腔长, 则(1)式可进一步改写为

$$\left. \begin{aligned} d\Delta/dt &= R - \lambda\Delta - \beta\Phi\Delta \\ d\Phi/dt &= \beta\Phi\Delta + \lambda\Delta - (\epsilon + T)\Phi \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

对于连续运转的Nd:YAG激光器, 反转粒子密度 Δ 和光子密度 Φ 最终趋于稳定不变。方程式(2)中导数 $d\Phi/dt = 0$, $d\Delta/dt = 0$ 。因自发辐射项 $\lambda\Delta$ 对光能的影响甚小, 可以忽略不计, 则由(2)式求得最大输出功率

$$P = T\Phi = T(\beta R - \lambda\epsilon - \lambda T)/\beta(\epsilon + T) \quad (3)$$

式中, P 为输出功率, 获最大输出功率应满足的条件是

$$dP/dT = 0 \quad (4)$$

对(3)式进行导数运算并满足条件(4)式, 得出最佳输出值为

$$T_0 = \left[\sqrt{\frac{\beta R}{\lambda \epsilon}} - 1 \right] \epsilon \quad (5)$$

令 $\sqrt{\frac{\beta R}{\lambda \epsilon}} = \sqrt{w}$, 则由(4)式和(5)式可求得

$$\left. \begin{aligned} T_0 &= (w^{1/2} - 1)\epsilon \\ \Delta_0 &= (\epsilon + T_0)/\beta = (\epsilon/\beta)w^{1/2} \\ \Phi_0 &= \lambda(w^{1/2} - 1)/\beta \\ P_0 &= \lambda\epsilon(w^{1/2} - 1)/\beta \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

(6)式即为连续运转的Nd:YAG激光器最佳工作参数, 对于腔倒空Nd:YAG激光器, 在倒空频率不是太高的情形, 只要腔内工作物质中粒子数反转密度 Δ 到达阈值粒子数反转密度 $\bar{\Delta}$ 时, 即开始振荡, 产生激光。开始产生的激光功率虽然不高, 但不让它输出, 而是在腔内积累着, 损耗很小(即腔处于高Q状态), 激光在腔内不断产生、不断积累、腔内的激光功率不断增长, 最后在声脉冲作用下将激光提出腔外(即腔处于低Q状态)。

图1是声脉冲作用、粒子数反转和光场建立过程的示意图。其中 $S(t)$, $\Delta(t)$ 和 $P(t)$ 分别表示超声脉冲的振幅、粒子数反转密度和腔内的光子密度。因声光腔倒空Nd:YAG激光器的工作方式是从腔中周期性地提取能量, 因此, 只需研究一个周期内的粒子数反转和光场的行为就足以说明问题, 其它周期的行为是相同的(同样适宜于编码脉冲调制的情形, 只是周期的长短有所不同罢了)。由图1可知, 在一个周期内, 光场及粒子数反转的建立时间远比腔倒空的时间长。首先研究光场的建立, 在此期间无输出损耗, 即 $T = 0$, 若将连续运转条件下的最佳粒子数反转密度 Δ_0 和光子密度 Φ_0 与腔倒空运转条件下的粒子数反转密度和光子密度联系起来, 即令

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 + \varphi\Phi_0 \\ \Delta &= \Delta_0 + \delta\Phi_0 \\ S &= t_0 e \end{aligned} \quad (7)$$

则由(2)式, 速率方程变为

$$\begin{aligned} d\delta/ds &= -\varphi\omega^{1/2} - (\lambda\delta/\varepsilon) \\ &\quad [(\omega^{1/2} - \varphi(\omega^{1/2} - 1))] \\ d\varphi/ds &= (1 + \varphi)(\omega^{1/2} - 1) + \lambda\delta \\ &\quad (1 + \varphi)(\omega^{1/2} - 1)/\varepsilon + \\ &\quad + \omega^{1/2} + \lambda\delta(\omega^{1/2} - 1)/\varepsilon \end{aligned} \quad (8)$$

式中, 引进的新变量 φ 和 δ 分别是光子密度和反转粒子密度相对连续运转条件相应的最佳参数

的增量, s 是以光子寿命为单位的 时间, 同样, 若忽略自发辐射的影响, 则(8)式变为

$$d\delta/ds = -\varphi\omega^{1/2} - \lambda\delta[\omega^{1/2} + \varphi(\omega^{1/2} - 1)]/\varepsilon \quad (9)$$

$$d\varphi/ds = (1 + \varphi)(\omega^{1/2} - 1) + \lambda(1 + \varphi)\delta(\omega^{1/2} - 1)/\varepsilon$$

设场的建立时间是从 $s = 0$ 时开始, $s = \tau$ 时结束, 则由(9)式的第一式有

$$\begin{aligned} \delta(\tau) - \delta(0) &= \int_0^\tau d\delta = -\omega^{1/2} \int_0^\tau \varphi ds - \frac{\lambda}{\varepsilon} \omega^{1/2} \int_0^\tau \delta ds - \\ &\quad - \frac{\lambda}{\varepsilon} (\omega^{1/2} - 1) \int_0^\tau \delta \varphi ds \end{aligned} \quad (10)$$

由图1可知, 粒子数反转由 $\delta(0)$ 开始建立, $\delta = \delta(\tau)$ 时结束, 并由于在极短的时间内光子被倒出而重新回到 $\delta(0)$, 即腔倒空的周期性造成反转粒子密度的周期性变化, 且应满足

$$\delta(\tau + 0) = \delta(0) \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式得

$$\omega^{1/2} \int_0^\tau \varphi ds + \frac{\lambda}{\varepsilon} \omega^{1/2} \int_0^\tau \delta ds + \frac{\lambda}{\varepsilon} (\omega^{1/2} - 1) \int_0^\tau \delta \varphi ds = 0 \quad (12)$$

同理, 光场可由(9)式的第二式求解

$$\begin{aligned} \varphi(\tau) - \varphi(0) &= (\omega^{1/2} - 1)\tau + (\omega^{1/2} - 1) \int_0^\tau \varphi ds + \\ &\quad + \frac{\lambda}{\varepsilon} (\omega^{1/2} - 1) \int_0^\tau \delta(1 + \varphi) ds \end{aligned} \quad (13)$$

因一个周期内并未考虑输出耦合的影响, 所以周期性条件对光场不加考虑, 将(12)式代入(13)式, 则有

$$\varphi(\tau) - \varphi(0) = (\omega^{1/2} - 1)\tau - \int_0^\tau \varphi ds - \frac{\lambda}{\varepsilon} \int_0^\tau \delta ds \quad (14)$$

(14)式描述了一个周期 τ 内激光场的储能行为, 由此并联系到(6)式, 不难理解式中各项的物理意义。

$\varphi(\tau) - \varphi(0)$ = 一个激光脉冲能量/ Φ_0 。

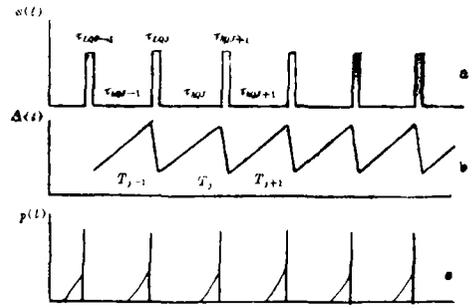


Fig.1 The buildup of the particle field and photon field in dumping cavity
a - the acoustic pulse b - the particle inversion energy c - the photon field energy

$(w^{1/2} - 1)\tau$ 是一个周期 τ 内光场的最大贮能/ Φ 。

$\int_0^\tau \varphi ds$ 是一个周期 τ 内因腔内其它损耗所造成的光场能量损耗/ Φ 。

$\int_0^\tau \delta ds$ 是一个周期 τ 内自发辐射的损耗/ Φ 。

十分明显, 对声光腔倒空Nd:YAG激光器, 输出的每一个激光脉冲能量均小于一个周期内光场的最大贮能, 因为 $\int_0^\tau \varphi ds$ 和 $\int_0^\tau \delta ds$ 始终不会等于0, 如果在某一允许的误差范围内作进一步的简化, 则可得到下述更有实用价值的速率方程的近似解。例如, 若设谐振腔腔长 $L = 0.5\text{m}$,

除输出损耗外的各种损耗 $\alpha = 0.01$, $\epsilon = \frac{c\alpha}{2L} = 3 \times 10^8/\text{s}$, $\lambda = 4 \times 10^3/\text{s}$, 则 $\frac{\lambda}{\epsilon} = 1.3 \times 10^{-3} \ll$

1, 而 $w = \frac{\beta R}{\lambda \epsilon} \gg 1$, 这样, (9)式中凡具有系数 λ/ϵ 的项可忽略, 因此, 得到下述近似速率

方程

$$\left. \begin{aligned} d\delta/ds &= -w^{1/2}\varphi \\ d\varphi/ds &= (w^{1/2} - 1)(1 + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(15)式已同时忽略自发辐射的影响, 对(15)式的第二式有一般解

$$\varphi = C \cdot \exp(\gamma s/\tau) - 1 \quad (16)$$

而(15)式的第一式有

$$\delta = B + w^{1/2}s - \frac{C}{\gamma} w^{1/2} \exp(\gamma s/\tau) \quad (17)$$

式中, $\gamma = (w^{1/2} - 1)\tau$, B 和 C 为积分常数, C 可由(12)式忽略系数 λ/ϵ 项并满足周期性条件而确定, 即

$$\left. \begin{aligned} C &= 1/(e^\gamma - 1) \\ B &= w^{1/2}\tau(1/\gamma - 1/2) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

将(18)式代入(16)式和(17)式得

$$\left. \begin{aligned} \delta &= w^{1/2}\tau \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2} + \frac{s}{\tau} - \frac{1}{e^\gamma - 1} \exp(\gamma s/\tau) \right] \\ \varphi &= \frac{\gamma \exp(\gamma s/\tau)}{e^\gamma - 1} - 1 \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

再将(19)式代入(7)式得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Phi}{\Phi_0} &= \frac{\gamma \exp(\gamma s/\tau)}{e^\gamma - 1} \\ \frac{\Delta}{\Delta_0} &= 1 + \frac{\lambda}{\epsilon} (w^{1/2} - 1)\tau \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2} + \frac{s}{\tau} - \frac{1}{e^\gamma - 1} \exp(\gamma s/\tau) \right] \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

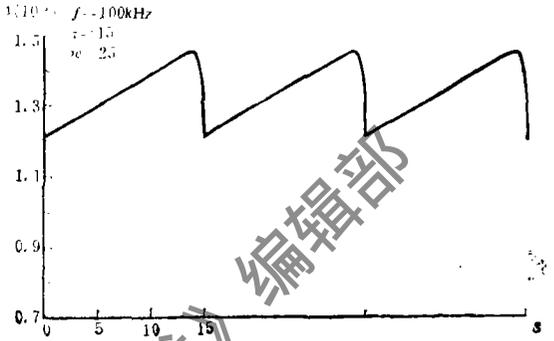
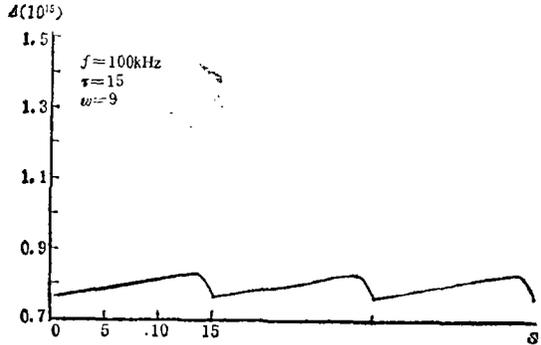
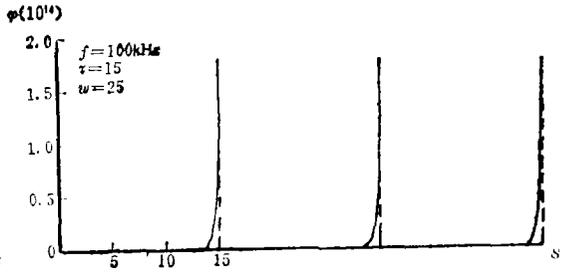
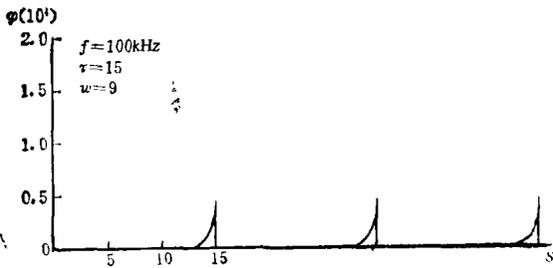


Fig. 2 The field energy Φ and the inversion energy Δ are plotted versus time t . The functions plotted were obtained using Eq.(20) with the parameter values $\omega=9, \tau=15$

Fig. 3 The field energy Φ and the inversion energy Δ are plotted versus time t . The functions plotted were obtained using Eq.(20) with the parameter values $\omega=25, \tau=15$

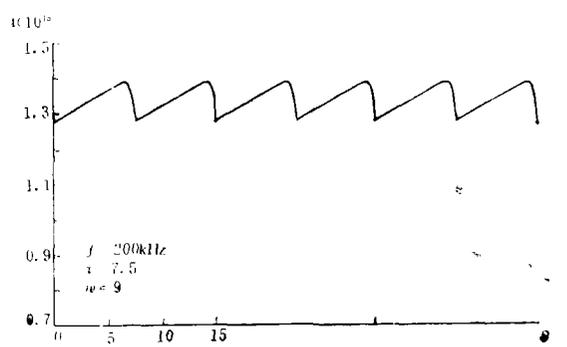
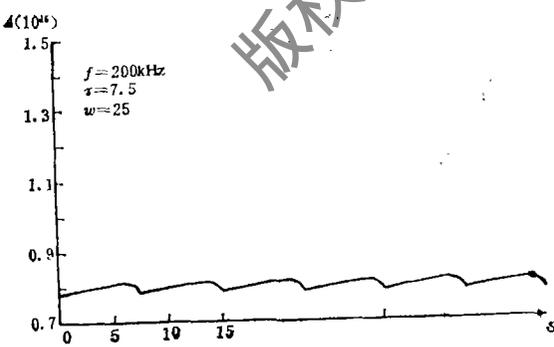
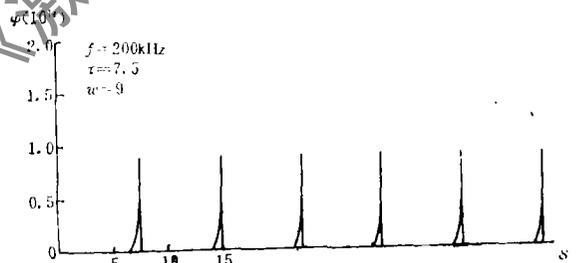
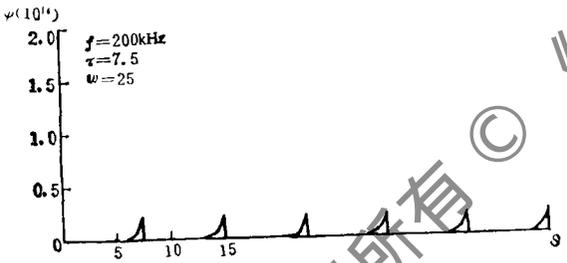


Fig. 4 The field energy Φ and the inversion energy Δ are plotted versus time t . The functions plotted were obtained using Eq. (20) with the parameter values $\omega=9, \tau=7.5$

Fig. 5 The field energy Φ and the inversion energy Δ are plotted versus time t . The functions plotted were obtained using Eq.(20) with the parameter values $\omega=25, \tau=7.5$

图2~图5是根据(20)式计算出的腔内光场和反转粒子密度的建立行为,不难看出,重复频率和泵浦速率对光场的影响最大,重复频率越高,腔内光场越弱,重复频率越低,腔内光场越强,在同一频率条件下,泵浦速率越高,不仅光场增强,而且建立光场的时间缩短。

三、倒空期速率方程及其解

光场建立期一结束,在极短的时间(几十ns~100ns)内腔内声光调制器在声脉冲的作用下即刻使腔内循环的激光发生布喇格衍射,一级衍射光偏出腔外作为脉冲激光输出,零级光留在腔内继续循环,这一过程是一突变过程,腔内光场和粒子反转数均处于急剧的变化之中,研究这期间光场行为有助于获得有关输出激光脉冲宽度、单脉冲能量等关键参数的知识以及这些参数之间的相互关系。十分明显,对于谐振腔来讲,声光调制器衍射效率的高低是直接和腔损耗的高低相对应的,在此期间,损耗率大于光子的增长率,即损耗占绝对统治的地位,因此,衍射效率的高低和损耗函数的形式对腔倒空行为有重大的影响,若设损耗为阶跃损耗函数,即损耗函数可写为

$$\eta(t) = \begin{cases} A & 0 \leq t \leq t_s \\ 0 & t_s < t < 0 \end{cases} \quad (21)$$

式中, $\eta(t) = A$ 为布喇格衍射效率,在倒空期,实际上只关心 $t > 0$ 的过程,至于 $t = 0$ 以前的过程只是倒空过程的初始条件,在此期间,可忽略自发辐射和受激辐射的影响,占统治地位的是输出损耗,因此,速率方程可写为

$$d\Phi/dt = -[\varepsilon + \eta'(t)]\Phi \quad (22)$$

式中, $\varepsilon = \alpha/(2L/c)$ 和 $\eta'(t) = \eta(t)/(2L/c)$ 分别表征光子在腔内循环一周的损耗率和光子在腔内循环一周的衍射损耗率,若令 $(c/2L) = C'$, 则 $\varepsilon = C'\alpha, \eta'(t) = C'\eta(t)$, (22) 式变为

$$d\Phi/dt = -C'[\alpha + \eta(t)]\Phi = -C'(\alpha + A)\Phi \quad (23)$$

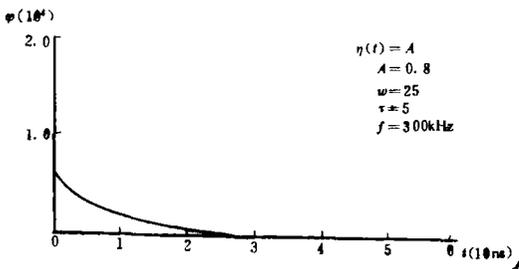
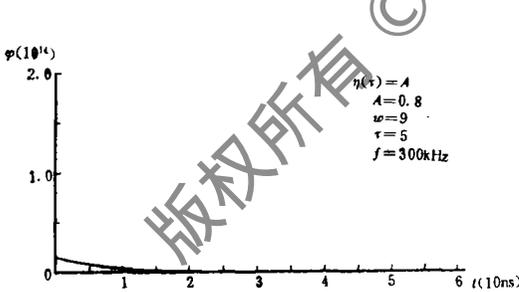


Fig. 6 Evolution of photons Φ are plotted versus time t with the parameter values $A=0.8, \tau=5$

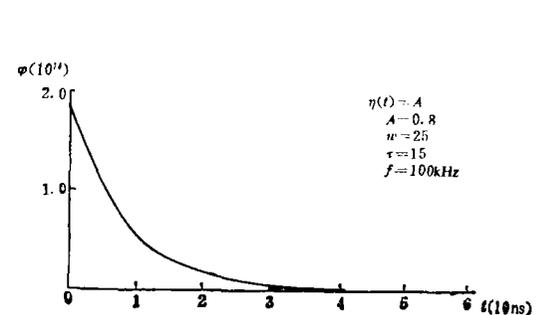
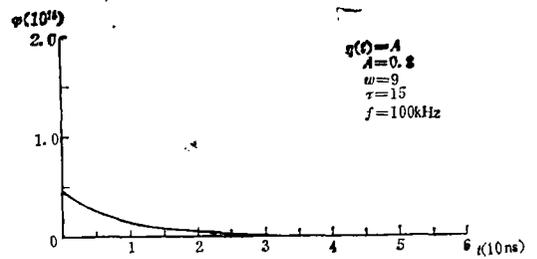


Fig. 7 Evolution of photons Φ are plotted versus time t with the parameter values $A=0.8, \tau=15$

积分(23)式得

$$\ln \Phi = -C'(\alpha + A)t + B \quad (24)$$

式中, B 为积分常数, 当 $t=0$ 时, $\Phi = \Phi_m$, 故 $B = \ln \Phi_m$, 所以, (22)式解为

$$\Phi = \Phi_m e^{-C'(\alpha + A)t} \quad (25)$$

式中, Φ_m 即为(20)式当 $s \rightarrow \tau$ 时之 Φ 值, 若定义激光脉冲由 Φ_m 下降到 $\Phi_m/2$ 为脉冲宽度 Δt , 则由(25)式可得

$$\Delta t = \frac{0.7}{C'(\alpha + A)} \quad (26)$$

从(26)式可以看出, 衍射效率 A 对激光脉冲宽度的影响最为显著, 例如对 $A=0.8$ 和 $A=0.4$ 得到的脉宽分别为29ns和57ns, 这说明提高声光开关调制器的衍射效率是减小脉冲宽度的重要途径, 图7和图8是由(22)式数值计算得到的腔内光子随时间的变化趋势, 显然, 除了衍射效率对脉冲宽度的影响外, 泵浦速率的提高对腔倒空激光脉冲的宽度亦有一定的影响。

四、结束语

完成本文工作的同时, 还在随时间变化的损耗函数情形下, 建立和求解了腔倒空期的反转粒子数和光子的速率方程, 并在理论分析的基础上, 完成了声光腔倒空Nd:YAG激光器实验装置, 获得重复频率为300kHz、脉宽为80ns、单脉冲峰值功率为30W的腔倒空激光脉冲, 实验结果与理论分析是吻合的。

参考文献

- [1] 杨培根. 激光技术, 1991; 15(3): 175~179
- [2] 张承铨. 激光对抗技术展望, 激光新技术研讨会交流论文(成都), 1991
- [3] Kruegle H A, Klein L. Appl Opt, 1976; 15(2): 466~471
- [4] Clotz M, Eichler H J. J Phys, 1987; E20: 1493~1496
- [5] 克希奈尔著, 华光译, 梅遂生校. 固体激光工程. 北京: 科学出版社, 1983

* * *

作者简介: 卿光弼, 男, 1955年10月出生. 工程师. 现从事激光技术研究工作。

张承铨, 男, 1937年11月出生. 研究员. 现从事激光及光电对抗技术研究工作。

贺安之, 男, 1939年8月出生. 教授. 现从事激光、瞬态物理、激光全息的教学和科研工作。

收稿日期: 1992年7月6日。

· 简 讯 ·

锁模Er掺杂光纤激光器产生100fs脉冲

美国新泽西州雷德班克贝尔科尔(Bellcore, Redbank, NJ)的研究者们从85cm掺Er光纤激光器中获得了100fs、15pJ的稳定锁模脉冲序列。由于光纤的非线性偏振效应的锁模作用, 经由输出镜就获得了上述锁模脉冲序列。高质量脉冲仅仅在短距离的纤维中(少于1m)获得, 并产生于标准被动锁模器的两倍泵浦阈值的泵浦功率水平上。这些实验是在OSA年度会议上截止期后的报告中被马丁·菲尔曼和同行发现的。

译自L F World, 1992; 28(11): 11 张贤义译 巩马理校