

文章编号: 0258-7025(2001)04-0293-05

自锁模固体激光器自启动理论研究*

张 宁¹ 邢岐荣¹ 韩秀芹² 张伟力¹ 魏赫颖¹ 柴 路¹ 王清月¹

(¹ 天津大学精密仪器与光电子工程学院 超快激光研究室教育部光电信息技术科学开放重点实验室,)
² 天津大学理学院 天津 300072

提要 利用被动锁模激光器的锁模原理,结合自锁模固体激光器中等效快可饱和吸收体的物理特性,建立了自锁模动力学方程和控制自锁模激光器运转特性的速率方程组。对速率方程组线性化处理,导出自锁模激光器启动条件,并将克尔透镜锁模固体激光器自锁模启动条件直接与自锁模启动因子联系起来。所得结论与实验结果有很好的 consistency。

关键词 等效快可饱和吸收体,克尔透镜锁模固体激光器,自锁模激光器,启动因子

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A

Study on Self-starting of Self-mode-locked Solid State Laser

ZHANG Ning¹ XING Qi-rong¹ HAN Xiu-qin² ZHANG Wei-li¹

WEI He-ying¹ CHAI Lu¹ WANG Qing-yue¹

(¹ Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering,

Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, MOE;

² College of Science, Tianjin University, Tianjin 300072)

Abstract Based on the principle of passive mode-locked laser, combining the physical characteristics of the equivalent fast saturable absorber in self-mode-locked solid-state laser, the self-mode-locked dynamic equation and rate equations for controlling the running states are presented. With making the rate equations linearized, starting condition of self-mode-locked laser is derived. The direct relation between self-mode-locked starting condition of Kerr-lens mode-locked solid-state laser and self-mode-locked starting factor is firstly presented. Theory is good in agreement with the experimental results.

Key words equivalent fast saturable absorber, Kerr-lens mode-locked solid-state laser, self-mode-locked laser, starting factor

1 引 言

自 1991 年报道自锁模掺钛蓝宝石激光器的实验结果^[1]以来,自锁模,亦称克尔透镜锁模(KLM),已成为当前最有效且最广泛采用的获得飞秒激光脉冲的手段,并产生了众多的理论^[2,3]和实验研究^[4,5]成果。克尔透镜锁模属于被动锁模,它依赖于腔内介质的克尔自聚焦效应,与腔内光阑(硬光阑或软光阑)相结合,其性能等效于插入腔内的一个快可饱和

吸收体。然而,由于固体激光介质具有较长的上能级寿命($> \mu\text{s}$),而且克尔透镜效应引入的非线性损耗太小,因此,在通常情况下,克尔透镜锁模固体激光器不能自启动。一般需采用另外的启动元件来启动克尔透镜锁模,如在腔内插入主动锁模调制器^[6],或插入可饱和吸收体^[7],或敲击激光腔的元件^[8]等。固体克尔透镜锁模激光器的启动特性,直接影响到该类激光器的运转稳定性,并制约着它向实用化发展,一直是人们关注的研究重点之一。一些研究者曾由不同角度出发,从理论上研究自锁模启动条件^[9,10],给出启动锁模运转的判据,但都未能将代表锁模启动速率的纵模相位相关性建立速率与表征自锁模激光器启动特性的重要参量——启动因子直接联系起来。本文从等效快可饱和吸收体的物理特性出发,建立克尔透镜锁模固体激光器的速率方程

* 国家自然科学基金(批准号:69878020) 国家攀登计划、863-416 青年科学基金(98-03) 教育部留学回国人员基金、教育部高等学校优秀青年教师教学和科研奖励基金及天津 21 世纪青年科学基金(99370041) 资助项目。

收稿日期 2000-07-03; 收到修改稿日期 2000-08-29

组对方程组进行线性化处理,从线性方程组的非稳定解的条件出发,讨论启动自锁模的条件,推导出纵模相位相关性建立速率与自锁模启动因子的直接联系。所得结论与 G. Cerullo 等的实验结果一致^[11]。

2 等效快可饱和吸收体

典型的自锁模固体激光器的腔结构^[5]的等价光学谐振腔如图 1 所示,其中 M_1, M_2 为激光器两平面端镜, f 代表两个具有相等曲率的凹面反射镜, KM 为激光增益介质(同时也为克尔非线性介质), A 为硬光阑(也可以理解为等效的腔内软光阑)。考虑激光介质的克尔透镜效应,其对光束的变换矩阵为^[12]

$$M = \sqrt{1-\gamma} \begin{bmatrix} 1 & d \\ -\frac{\gamma}{(1-\gamma)d} & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\gamma = \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d} - \frac{\lambda d}{2\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \frac{p}{p_c} \quad (2)$$

其中 w_c 为介质中间光斑半径, w_0 为两镜 ($2f$) 之间光束束腰半径, p 为腔内激光功率, p_c 为介质对光束产生自陷的阈值功率,在此功率下,光束因自聚焦产生自陷 ($p_c = c\epsilon_0 \lambda^2 / 2\pi n_2, n_2$ 为介质的非线性折射系数)。

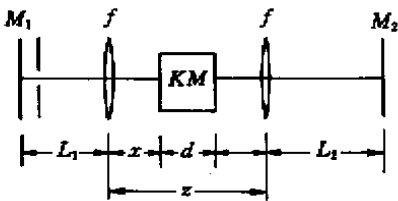


图 1 等价光学谐振腔

Fig. 1 Equivalent optical resonator

根据光束在光腔内往返传播的 ABCD 法则,光阑处的光斑半径 w 可表示为

$$w = \left(\frac{\lambda |B|}{\pi} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{A+D}{2} \right)^2 \right]^{-1/4} \quad (3)$$

其中 A, B, D 为光束在腔内往返传输的矩阵元,它是光腔结构参数的函数,由于克尔介质的作用, A, B, D 为腔内功率的函数。光阑处的光斑大小与光腔的结构有关。理论^[2,12]和实验^[13,14,15]证明,光腔结构参数处在 cw 运转状态增益区的边缘时,有利于实现自锁模运转,因为这时光阑处的光斑对功率的变化率最大,即 $\delta = -\frac{1}{w} \frac{dw}{dp}$ 最大。文献中称 δ 为自锁模启动因子^[16]。图 2 给出了光阑处的光斑随归

一化功率的变化曲线。

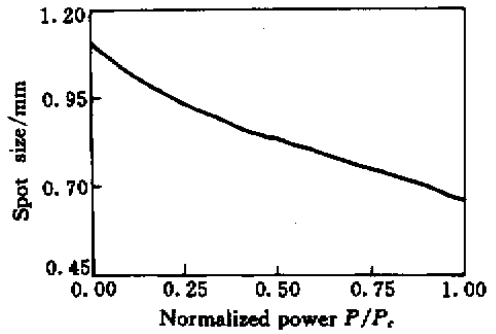


图 2 光斑 w 随归一化功率 p/p_c 的变化

Fig. 2 Variation of spot size w as a function of the normalized power p/p_c

腔内克尔透镜与光阑结合形成的等效快可饱和吸收体的透过率函数 $\mathcal{T}(p)$ 可表示为

$$\mathcal{T}(p) = \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy \mathcal{S}(x, y) \left(\frac{2}{\pi w^2} \right) \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \quad (4)$$

$$\mathcal{S}(x, y) = \begin{cases} 1 & \sqrt{x^2 + y^2} < a \\ 0 & \sqrt{x^2 + y^2} \geq a \end{cases}$$

其中 $\mathcal{S}(x, y)$ 为光阑的透过率函数, a 为光阑的半径。

等效快可饱和吸收体的存在,使激光器存在一个与腔内功率有关的损耗,它是腔内功率的函数,也是时间的函数,记作

$$q = 1 - \mathcal{T}(p) \quad (5)$$

当 $p = 0$ 时,定义为等效可饱和吸收体的小信号损耗

$$q_0 = 1 - \mathcal{T}(p = 0) \quad (6)$$

q_0 和光阑的孔径有关,当光阑孔径变小时, q_0 增加很快。

3 自锁模的动力学方程

3.1 基本方程

设 $a(t, T)$ 是腔内锁模光脉冲的振幅, $|a^2|$ 表示光脉冲的即时功率。自锁模固体激光器的基本方程可以写作^[16]

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} a(t, T) = \left\{ \left[jD \frac{\partial^2}{\partial t^2} + j\phi |a(t, T)|^2 - j\psi \right] + \left[g - l + \frac{g}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(t, T) \right] \right\} a(t, T) \quad (7)$$

其中, T_R 是光在腔内的往返时间, t 为锁模脉宽内的

时间变量 T 是比 t 长得多的时间变量, 它代表腔内的噪声起伏。(7) 式中右边第一方括号内的各项与场的相位有关, 其中 D 为群速色散, $|\alpha(t, T)|^2$ 是自相位调制, ψ 为单程相移; 第二方括号内代表腔的单程净增益, 其中 g 是增益介质提供的单程增益, l 是腔的单程固定的线性损耗, $\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial T^2}$ 是增益光谱窗口效应, $q(t, T)$ 是等效快可饱和吸收体对光的非线性损耗。对于本文所要讨论的掺钛蓝宝石自锁模激光器, 假设: 1) 腔内的群速色散和自相位调制引起的脉冲啁啾得到很好的补偿, 因此可以忽略方程中关于相位项的影响因素。2) 增益窗口足够宽。3) 光脉冲振幅的单程变化量较小, 如 20%。于是, 控制自锁模激光器运转特性的速率方程可写作

$$T_R \frac{dP}{dt} = \chi (g - l - q) P \quad (8a)$$

$$T_R \frac{dg}{dt} = -\frac{g - g_0}{T_L} - \frac{g T_R P}{E_L} \quad (8b)$$

$$T_R \frac{dq}{dt} = -\frac{q - q_0}{T_{\text{Aeff}}} - \frac{q T_R P}{E_{\text{Aeff}}} \quad (8c)$$

上式中的 $\frac{d}{dt}$ 相当于(7)式中的 $\frac{d}{dT}$, $P = |\alpha(t, T)|^2$ 为激光在腔内单向传播功率, $T_{\text{Aeff}} = \tau_{\text{Aeff}}/T_R$ 为归一化的等效可饱和吸收体的恢复时间, τ_{Aeff} 为等效快可饱和吸收体的恢复时间, 由于介质的快克尔效应, 它即时地响应于光脉冲。 $T_L = \tau_L/T_R$ 为增益介质归一化弛豫时间, τ_L 为增益介质的弛豫时间; E_L 为增益介质的饱和能量, E_{Aeff} 为等效可饱和吸收体的等效饱和能量, 它与介质的克尔效应有关, 同时也和激光器的光腔结构及形成等效可饱和吸收体的腔内光阑直径的大小有关。 g_0 为小信号增益。

自锁模固体激光器通常有三种稳定的工作状态, 即非锁模 cw 运转, 稳定的锁模运转, 稳定的调 Q 锁模运转。对稳定的 cw 状态, 方程组(8)的变率为零, 则由式(8a)可得到 $g_S - l - q_S = 0$, 于是激光器速率方程的稳态解为

$$l P_S = \frac{g_0 P_S}{1 + \frac{P_S}{P_L}} - \frac{q_0 P_S}{1 + \frac{P_S}{P_{\text{Aeff}}}} \quad (9a)$$

$$g_S = \frac{g_0}{1 + \frac{P_S}{P_L}} \quad (9b)$$

$$q_S = \frac{q_0}{1 + \frac{P_S}{P_{\text{Aeff}}}} \quad (9c)$$

g_S, q_S 为 cw 运转的增益和等效快可饱和吸收体引起

的损耗; $P_L = \frac{E_L}{\tau_L}$; $P_{\text{Aeff}} = \frac{E_{\text{Aeff}}}{\tau_{\text{Aeff}}}$ 分别为增益介质的饱和功率和等效可饱和吸收体的饱和吸收功率。

3.2 自锁模的自启动条件

在多纵模自由运转激光器中, 由于光在激光腔内往返传输的周期性, 使得腔内一些纵模之间产生相位相关性而形成拍, 因而腔内激光存在尖锐的强度起伏。激光腔内的可饱和吸收体对腔内起伏有强度选择作用。超过一定强度的起伏通过可饱和吸收体并在增益介质中被放大, 这种光脉冲在腔内往返传输过程中, 脉冲前后沿被损耗, 脉冲中部被放大, 脉宽不断被压缩, 脉冲被压缩的过程即为腔内各纵模相位相关性的建立过程, 也即锁模过程。由此看来, 锁模脉冲可以起源于平衡态的起伏, 为此, 可将方程组(8)在平衡态(g_S, q_S, P_S)作级数展开并取一阶近似, 得

$$\left. \begin{aligned} g &= g_S + x(t) \\ q &= q_S + y(t) \\ P &= P_S + p(t) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$x(t), y(t), p(t)$ 可以看作是由于起伏引起的增量。将(10)式代入方程组(8), 忽略高阶增量项, 可以得到(8)式的线性化方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -\left(\frac{1}{T_L T_R} + \frac{P_S}{P_L T_R T_L}\right)x - \frac{g_S}{P_L T_R T_L} p \\ \frac{dy}{dt} &= -\left(\frac{1}{T_{\text{Aeff}} T_R} + \frac{P_S}{P_{\text{Aeff}} T_R T_{\text{Aeff}}}\right)y - \frac{q_S}{P_{\text{Aeff}} T_R T_{\text{Aeff}}} p \\ \frac{dp}{dt} &= \frac{2}{T_R} [(x - y)P_S + (g_S - l - q_S)p] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

为讨论方程组(11), 我们设一解向量(x, y, p)。它比例于 $e^{\lambda t}$, λ 满足特征方程

$$\lambda^3 + a_1 \lambda^2 + a_2 \lambda + a_3 = 0 \quad (12)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{g_0}{g_S T_R T_L} + \frac{q_0}{q_S T_R T_{\text{Aeff}}} \\ a_2 &= \frac{g_0 q_0}{g_S q_S T_R^2 T_L T_{\text{Aeff}}} + \frac{2P_S}{T_R^2} \left(\frac{g_S}{T_L P_L} - \frac{q_S}{T_{\text{Aeff}} P_{\text{Aeff}}} \right) \\ a_3 &= \frac{2P_S}{T_{\text{Aeff}} T_L T_R^3} \left(\frac{g_S q_0}{P_L q_S} - \frac{q_S g_0}{P_{\text{Aeff}} g_S} \right) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

若使激光器稳定运转在 cw 状态, 必须保证方程(11)的特征方程的解的实部为负数, 以保证任何扰动引起的起伏将按 $e^{\lambda t}$ 形式衰减而恢复到 cw 状态。保证特征方程的解为负实部的条件为 $a_1 > 0, a_3 > 0$ 和

$a_1 a_2 > a_3$, 由(13)式知, 第一个条件 $a_1 > 0$ 是显然的, 始终都被满足。若 $a_1 a_2 < a_3$ 或 $a_3 < 0$ 则方程有非稳态解, 此时激光器处于非稳定运转状态。若 $a_1 a_2 < a_3$ 将导致特征方程(12)产生对锁模脉冲序列有正弦调制的一对共轭复数根, 对应着激光器自调 Q 锁模条件, 这不是本文所讨论的问题。若 $a_3 < 0$, 此条件就是克尔透镜锁模固体激光器自锁模的启动条件。因为锁模是从 c_w 运转状态开始的, 所以 $P_S > 0$, 由 $a_3 < 0$, 考虑(13)式第三式可得

$$\frac{g_s q_0}{P_L q_S} - \frac{q_s g_0}{P_{\text{Aeff}} g_S} < 0 \quad (14)$$

由(9b)(9c)代入(14)可得

$$\frac{q_0}{\left(1 + \frac{P}{P_{\text{Aeff}}}\right)^2 P_{\text{Aeff}}} > \frac{g_0}{\left(1 + \frac{P}{P_L}\right)^2 P_L} \Bigg|_{c_w} \quad (15)$$

即

$$\left| \frac{dq}{dP} \right|_{c_w} > \left| \frac{dg}{dP} \right|_{c_w} \quad (16)$$

分析(16)式两边各自代表的物理意义, 很容易理解该式即为激光器自锁模的启动条件。(16)式左边表示等效可饱和吸收体的饱和速率, 它表征由于可饱和吸收体被饱和, 激光腔损耗降低的速率, 考虑到增益介质对光的放大作用, 这有利于腔内各纵模之间相位相关性的建立, 即有利于锁模的建立。(16)式右边表示增益介质被饱和的速率, 对于均匀加宽激光器, 若不考虑空间烧孔效应, 增益饱和会使增益光谱变窄。因此, 增益饱和会使相位相关的纵模数减少, 不利于锁模的建立。两种因素的综合作用决定着腔内相位相关纵模的净增长速率。显然, 为启动锁模, 激光器的可饱和吸收体必须先于增益介质达到饱和。引入 $T_{\text{mod}} = \tau_{\text{mod}}/T_R$, 它表示归一到腔往返时间 T_R 的各纵模相位相关性的建立时间。因此, 纵模相位相关性的建立速率就是 $1/T_{\text{mod}}$ 。由(16)式的物理意义, 纵模相位相关性的建立速率可以表示为

$$\frac{1}{T_{\text{mod}}} = 2P \left| \frac{dq}{dP} \right| - 2P \left| \frac{dg}{dP} \right| > 0 \quad (17)$$

对于实际的自锁模固体激光器, 一般都超阈值运转, 因为克尔效应的响应时间在飞秒量级, 所以可以认为克尔介质具有即时性, 而且饱和光强很大, 并且有 $P_L > P_A \gg P$, 由(15)式可知(17)式中右边第二项的作用可忽略, 再利用(9c)式, 可得自锁模启动速率为

$$\frac{1}{T_{\text{mod}}} \approx -2P \frac{dq}{dP} \Bigg|_{P=P_S} \quad (18)$$

因为 $P/P_A \ll 1$, 由(18)和(9c)可得

$$\frac{1}{T_{\text{mod}}} \approx \left(\frac{2q_0 T_L}{\chi} \right) \frac{P}{P_L T_L} \Bigg|_{P=P_S} \quad (18')$$

其中, $\chi = \frac{P_{\text{Aeff}}}{P_L}$, χ 称作可饱和吸收体的“刚度”, 是一个表征可饱和吸收体饱和难易程度的量。由克尔透镜与腔内光阑结合形成的等效快可饱和吸收体的作用机制可知

$$\frac{dq}{dP} = \left[\left(4 \frac{a^2}{w^2} \right) \exp\left(-2 \frac{a^2}{w^2}\right) \right] \left(\frac{1}{w} \frac{dw}{dP} \right) \quad (19)$$

其中方括号内的项为一个慢变函数, 所以(18)式可以近似写作

$$\frac{1}{T_{\text{mod}}} \propto - \left(\frac{1}{w} \frac{dw}{dP} \right) = \delta \quad (20)$$

这表明: 从速率方程出发导出的自锁模激光器的启动条件, 取(16)式, 与以往人们在讨论该激光器启动问题时所引入的启动因子 δ 有直接联系。启动因子 δ 是表征克尔透镜锁模激光器锁模启动特性的重要参量。(20)式表明: 启动因子 δ 越大, 将导致锁模启动速率 $1/T_{\text{mod}}$ 亦变大, 这显然会使锁模的产生更容易, 也就意味着自锁模固体激光器越容易启动。G. Cerullo 指出, 优化光腔的设计, 使启动因子 δ 尽可能大些, 这样可以使激光器容易启动自锁模, 甚至可以实现自锁模自启动^[11], 其物理实质就是使锁模启动速率 $1/T_{\text{mod}}$ 变大。图3给出了其实验结果^[11], 实验装置为典型的四镜腔, 其等价腔如图1所示, 两臂长 $L_1 = L_2 = 850 \text{ mm}$, 激光介质长度 $d = 20 \text{ mm}$, 输出耦合为 5%, 当 $z = 116.1 \text{ mm}$ 时, δ 趋向无穷大。 $\delta = \delta(x, z)$, 图中3条不同的 δ 曲线为其等值线(我们已将 δ 表达式定义为正值)。从图中可见, 当启动因子 $\delta = 0.1 \sim 0.5$ 时, 锁模启动速率 $1/T_{\text{mod}}$ 太

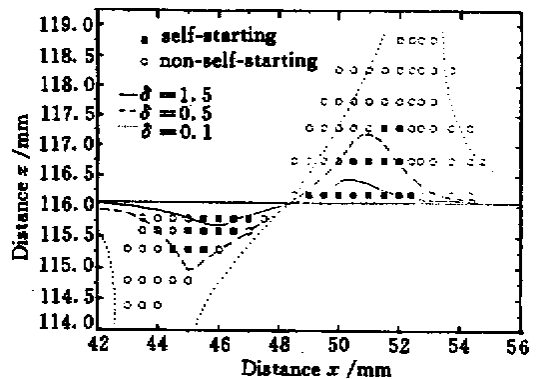


图3 锁模启动与自启动区域

Fig.3 Regions of mode-locking and self-starting of mode-locking

小, 克尔透镜锁模的启动要靠外部引入启动机制来启动固体激光器自锁模运转, 而当启动因子 $\delta > 0.5$ 时, 锁模启动速率 $1/T_{\text{mod}}$ 已经变得足够大, 自锁模固体激光器就基本上进入了自启动区域。启动因子 δ 越大, 锁模启动速率 $1/T_{\text{mod}}$ 就越大, 自锁模固体激光器就越容易实现锁模的自启动。显而易见, 我们求得的自锁模激光器的启动条件与 G. Cerullo 的实验结果是一致的^[11]。

4 结 论

我们将克尔效应与腔内光阑结合所等效的快可饱和吸收体特征参量引入掺钛蓝宝石激光器运转状态的变率方程组, 从理论上求出了这类自锁模激光器的启动条件, 所导出的启动速率与激光器的自锁模启动因子建立了直接关系。所得结论与实验结果是一致的。这对自锁模固体激光器的设计、调整, 提高其稳定性和实用性, 具有一定的指导意义。

参 考 文 献

- 1 D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1):42~44
- 2 J. Herrmann. Theory of Kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1994, **11**(3):498~512
- 3 H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(10):2086~2096
- 4 I. D. Jung, F. X. Kärtner, N. Matuschek *et al.*. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):1009~1011
- 5 Q. Xing, W. Zhang, K. M. Yoo. Self-Q-switched self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Comm.*, 1995, **119**(1,

- 2):113~116
- 6 P. F. Curley, A. I. Ferguson. Actively mode-locked Ti:sapphire laser producing transform-limited pulses of 150-fs duration. *Opt. Lett.*, 1991, **16**:1016~1018
- 7 Zhigang Zhang, K. Torizuka, T. Itatani *et al.*. Broadband semiconductor saturable absorber mirror for a self-starting mode-locked Cr:forsterite laser. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(18):1465~1467
- 8 D. Cote, H. M. von Driel, Period doubling of a femtosecond Ti:sapphire laser by total mode locking. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(9):715~717
- 9 Szuyuan Chen, Jyhpyng Wang. Self-starting issues of passive self-focusing mode locking. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(21):1689~1691
- 10 J. Herrmann. Starting dynamic, self-starting condition and mode-locking threshold in passive, coupled-cavity or Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *Opt. Comm.*, 1993, **98**(1,2,3):111~116
- 11 G. Cerullo, S. De. Silvestri, V. Magni. Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(14):1040~1042
- 12 V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri. ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through Kerr media. *Opt. Comm.*, 1993, **96**(4,5,6):348~355
- 13 Chai Lu, Xing Qirong, Zhang Weili *et al.*. Chaotic behaviors in a self-mode-locked Ti:sapphire ring laser. *Acta Physica Sinica* (物理学报), 1999, **48**(10):1818~1822 (in Chinese)
- 14 Chai Lu, Wang Chingyue, Zhang Zhigang *et al.*. Self-starting mode-locking Ti:sapphire laser using a semiconductor saturable absorber mirror. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2000, **20**(3):432~433 (in Chinese)
- 15 C. Wang, W. Zhang, K. M. Yoo. Pulse shortening and spectral broadening by periodic pulse-train amplitude modulation in a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(7):1881~1884
- 16 D. Georgiev, J. Herrmann, U. Stamm. Cavity design for optimum nonlinear absorption in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *Opt. Comm.*, 1992, **92**(4,5,6):368~375