

非线性附加耦合腔产生超短激光脉冲

吕振国 周佐平

邬 起 李庆行 余振新

(华南理工大学应用物理系, (中山大学超快束激光光谱学国家重点实验室,
广州 510641) 广州 510275)

摘 要 系统地研究了用带有非线性倍频晶体的附加耦合腔来压窄激光光脉冲的动力学作用过程,首次给出了该锁模激光系统在瞬态平衡时输出脉宽的具体表达式;实验测量结果与理论计算值相比吻合得很好;最后,文中还报道了有关实验参量与该锁模激光系统输出特性的关系曲线.
关键词 倍频晶体, 非线性附加耦合腔, 锁模激光器.

1 引 言

利用在腔内加非线性倍频晶体来实现激光器锁模,是近年来才发展起来的一种新型锁模技术,由于该项技术具有结构简单、元件耐用和适用光谱范围广等优点,从而成为目前热门的研究领域之一^[1~4].

在文献[5]中,报道了用 KTP 倍频晶体对脉冲 Nd:YAG 激光器进行锁模的研究情况.并在实验研究过程中发现用该单腔情形的非线性反射镜来锁模有以下缺点:a) KTP 倍频晶体被放置在激光振荡主腔内,极易产生标准具效应,从而严重影响该激光系统的锁模效果;b) KTP 晶体放在振荡主腔内,会增加腔内损耗,而使振荡阈值提高;为了消除上述不利因素,有必要寻找新的激光腔腔型,以改善其锁模效果.1989 年 Mark 等人首先提出了附加脉冲锁模(Additive Pulse Modelocking, 简称为 APM)技术^[6].接着,APM 技术引起人们极大的兴趣和重视,并得到了飞速的发展和完善^[7].本文将把 APM 技术进行扩展即在附加腔中适当的位置处放一块 KTP 倍频晶体,这时在附加腔内的非线性效应主要由二次非线性过程(即 SHG 效应)决定,而相对比较弱的三次非线性过程(如 SPM 效应)在此忽略不计.

2 理论分析和推导

图 1 是用非线性附加腔锁模的理论模型图.不妨设主腔与附加腔的有效光学腔长在波长量级的精度内相等,即仅考虑主腔和附加腔之间光学相位失配为 0 的情形.下面利用高斯脉冲自治法

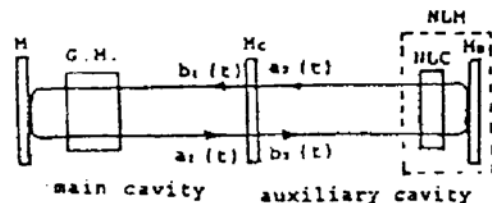


Fig. 1 Schematic diagram of a laser modelocked by a nonlinear auxiliary cavity

来导出该系统在瞬态平衡状态下激光输出脉冲宽度的具体表达式.

先考虑主腔情形, 假设光脉冲 $b_1(t)$ 具有高斯线型, 且无频率啁啾, 则可用下式表示^[8].

$$b_1(t) = (\frac{1}{2}) b_{10} \exp(-\alpha_1 t^2) \quad (1)$$

式中 α_1 决定了光脉冲 $b_1(t)$ 的高斯包络. 对于均匀加宽线型的激光工作物质, 谱线中心的振幅增益可近似为^[8]

$$g_s(\omega) = G \exp\{-2ig[(\omega - \omega_s)/\Delta\omega_s] - 4g[(\omega - \omega_s)/\Delta\omega_s]^2\} \quad (2)$$

式中 $G = e^g$; $\Delta\omega_s$ 为激活介质的增益线宽; g 为激活介质的增益谱线中心频率 ω_s 的光在腔内往返一次的增益. 当光脉冲 $b_1(t)$ 通过具有这种线形的激活增益介质放大后就变为:

$$a_1(t) = (b_{10}G/4 \sqrt{\alpha_1 A}) \exp(-t^2/4A) \quad (3)$$

其中

$$A = (1/4\alpha_1) + (4g/(\Delta\omega_s)^2) \quad (4)$$

由于 $(1/\alpha_1) < 4A$, 可见光脉冲 $b_1(t)$ 经过一个带宽有限的增益介质后将会被展宽, 但展宽后的光脉冲 $a_1(t)$ 仍将保持高斯线型. 现在再来考虑非线性附加腔中情况. 同样先假设光脉冲 $b_2(t)$ 具有高斯线型, 且无频率啁啾, 则有^[8]:

$$b_2(t) = (\frac{1}{2}) b_{20} \exp(-\alpha_2 t^2) \quad (5)$$

式中 α_2 决定了光脉冲 $b_2(t)$ 的高斯包络. 光脉冲 $b_2(t)$ 经非线性反射镜反射后变成 $a_2(t)$, 不妨设光脉冲在非线形反射镜中传播时由于吸收和散射所造成的线性损耗系数为 $L(0 < L < 1)$, 则有:

$$a_2(t) = L \sqrt{R_{NL}(t)} b_2(t) \quad (6)$$

根据文献[5,9,10]可求出, 该系统中的非线性反射镜的非线性反射率 $R_{NL}(t)$ 为:

$$\sqrt{R_{NL}(t)} = R \exp[-\sigma\eta_0\alpha_2 t^2] \quad (7)$$

其中

$$R = \sqrt{R_0} \exp(\sigma\eta/2) \quad (8)$$

在这里 η_0 表示光脉冲 $b_2(t)$ 在峰值上(即 $t = 0$ 处)的转换效率, σ 是一个仅与二向色性镜 M_D 对基波的反射率 R_0 有关的正拟合参量. 将(7)式、(8)式代入(6)式后可得:

$$a_2(t) = (\frac{1}{2}) b_{20} LR \exp[-(1 + \sigma\eta_0)\alpha_2 t^2] \quad (9)$$

由(9)式可知, 光脉冲 $b_2(t)$ 经过非线性反射镜后, 其脉冲宽度被压窄了, 并且压缩后的光脉冲 $a_2(t)$ 仍将保持高斯线形.

现在来考虑 $a_1(t)$ 与 $a_2(t)$ 在镜 M_c 上的耦合情况. 根据文献[11], 有:

$$\begin{vmatrix} b_1(t) \\ b_2(t) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r & t \\ t & -r \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \end{vmatrix} \quad (10)$$

式中 t 表示耦合镜 M_c 的透射率, 假定在耦合镜 M_c 上的能量损耗为零, 这就要求透射矩阵与其厄米共轭矩阵之积等于单位矩阵, 即 $r^2 + t^2 = 1$, 将其代入上式并展开为方程组, 得:

$$b_1(t) = ra_1(t) + \sqrt{1 - r^2}a_2(t) \quad (11)$$

$$b_2(t) = \sqrt{1 - r^2}a_1(t) - ra_2(t) \quad (12)$$

(11)式和(12)式就是主腔与附加腔之间光场的耦合方程, 并从中可知, 反射镜 M_c 的振幅反射率 r 起着耦合系数的作用. 现将(1)式、(3)式、(5)式以及(9)式代入耦合方程(11)式和(12)式中, 则可得到一组脉宽自治的方程组, 展开其中的指数函数, 并考虑到光脉冲通过增益介

质后引起的脉冲展宽比脉冲本身的宽度小得多, 当令对应项相等, 最后可得到:

$$\alpha_1 = \frac{1}{1 + (r/LR)} \left[\frac{(r/LR) + r^2}{4A} \right] + (1 - r^2)(1 + \sigma\eta_0)c_2 \quad (13)$$

$$\alpha_2 = (1 + rLR)(1/4A) - rLR(1 + \sigma\eta_0)\alpha_2 \quad (14)$$

联立解(4)式、(13)式和(14)式, 可得:

$$\alpha_1 = \frac{C - 1}{16g/(\Delta\omega_0)^2}, \quad \alpha_2 = \frac{1 + rLR}{1 + rLR(1 + \sigma\eta_0)} \alpha_1 \quad (15)$$

$$C = 1 + [(1 - r^2)LR\sigma\eta_0] / \{(r + LR)[1 + rLR(1 + \sigma\eta_0)]\},$$

$$e^g = (1 + rLR)/(LR + r) \quad (16)$$

求出 α_1 和 α_2 后, 再由(9)式可求出光脉冲 $a_2(t)$ 的脉冲宽度为:

$$\tau_{a_2} = \sqrt{1/(1 + \sigma\eta_0)} \tau_{b_2}$$

$$2(\sqrt{2\ln 2} \sqrt{g[1 + rLR\sigma\eta_0/(1 + rLR)]} / [(C - 1)(1 + \sigma\eta_0)] / (\Delta\nu_g\pi) \quad (17)$$

式中 $\Delta\nu_g = \Delta\omega_g/(2\pi)$, 它是激活介质的增益带宽; C 由(16)式决定; R 由(8)式决定; g 为激光介质增益谱线中心频率的光在腔内往返一次的增益, 它由(17)式决定; σ 为一个仅与二色性镜 M_D 的 R_ω 有关的正拟合参量; r 为耦合镜 M_c 对基波的反射率; η_0 为对应光脉冲 $b_2(t)$ 峰值上的二次谐波转换效率; L 为光脉冲 $b_2(t)$ 通过非线性反射镜过程时的线性损耗系数.

上面对图 1 所示的非线性附加腔锁模的激光器动力学作用过程进行了详细的分析和推导, 结果表明: 在该锁模激光系统中, 主腔中的增益介质对光脉冲的展宽附加腔内的非线性反射镜对光脉冲的压缩始终处在一种动态平衡中, 而这种动态平衡又是通过主腔和附加腔内的光脉冲在分共反射镜 M_c 上相互干涉耦合来实现的; 同时还首次推导出了该锁模激光系统在瞬态平衡时输出光脉冲宽度的具有表达式.

3 实验技术

图 2 为实验装置图, 其中 P 为偏振器; $C.P.$ 是长 50 mm、内径 1.90 mm 的圆形空心波导管, 当把它放在主腔内适当位置上, 就能在主腔内有效地提供基横模运转^[12], 图中 YAG 激光棒两端都镀有增透膜, 其尺寸为 $\varnothing 7 \times 80$ mm; 满足第二类相位匹配的 KTP 晶体的尺寸为 $7 \times 7 \times 6$ mm, 通光长度为 6 mm; 后反镜 M 的反射率 $R(1.06 \mu\text{m}) > 99.9\%$ 、曲率半径为 2000 mm; 平面耦合镜 M_c 的反射率 $R_c(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) = 50\%$; 在光以 $\theta = 45^\circ$ 角入射时, 平面分束镜 M_{fs} 的反射率 $R_{fs}(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) > 99.8\%$ 、 $R_{fs}(\lambda = 0.53 \mu\text{m}) > 0.2\%$; 二色性输出平面镜 M_D 的反射率 $R_D(\lambda = 1.06 \mu\text{m}) = 10\%$ 、 $R_D(\lambda = 0.53 \mu\text{m}) > 99.8\%$; M 镜到 M_D 镜的距离约为 2310 mm.

实验时, M_c 置于精密导轨上, 以便能精确调节与反射镜 M 的距离 Z ; KTP 晶体与 M_D 间的距离 D 也可调. 用 RJ-7200 数字能量计(美国产)以及一个快速响应 (< 0.5 ns) 的光电二极管和 Tek. 485 型示波器(300 MHz)构成的探测系统来观测激光的输出特性; 锁模脉冲的时间

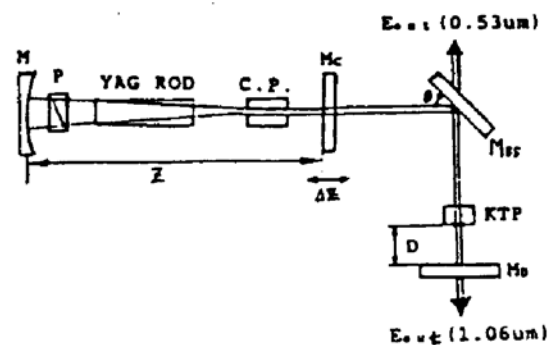


Fig. 2 Experimental set up

宽度则用 C1587 型条纹相机直接测定.

4 结果和讨论

在重复率为 1 Hz 的脉冲式 Nd:YAG 激光器上进行实验. 仔细调节附加腔内的倍频晶体 KTP, 使其处于最佳的相位匹配条件下; 当锁模未发生时, 测得基频光 $\bar{E}_{out}(\lambda = 1.06 \mu\text{m})$ 和倍频光 $\bar{E}_{out}(\lambda = 0.53 \mu\text{m})$ 的平均输出能量分别为 16.7 mJ 和 84 μJ , 此时激光输出脉冲包络宽度约为 450 ns, 当 KTP 晶体和 M_D 镜之间距离在 42 mm~60 mm 范围内取值时, 且通过调节耦合镜 M_c , 使得主腔和附加腔的有效腔长精确相等, 这时在 Tek. 485 型示波器上就能观察到调制深度为 100% 的锁模脉冲序列, 且测得相邻锁模脉冲的时间间隔为 7.7 ns, 这正好对应于光子在有效腔长为 1160 mm 的主腔或附加腔内来回运行一次的时间, 此时脉冲列包络被限制在 250 ns 之内, 且基波和谐波的场振幅瞬时极值都得到了很大的提高. 在最佳锁模状态下, 测得锁模激光脉冲列的平均能量分别是 $\bar{E}_{out}(\lambda = 1.06 \mu\text{m})$ 等于 14.8 mJ 和 $\bar{E}_{out}(\lambda = 0.53 \mu\text{m})$ 等于 0.98 mJ. 这时用条纹相机测得对于谐波 ($\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) 的锁模脉冲宽度约为 10.8 ps~21.4 ps 范围, 与此对应的基波 ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) 的锁模脉冲宽度是在 15.2 ps~30.2 ps 范围内. 图 3 展示出其中一个锁模脉冲波形的测量结果.

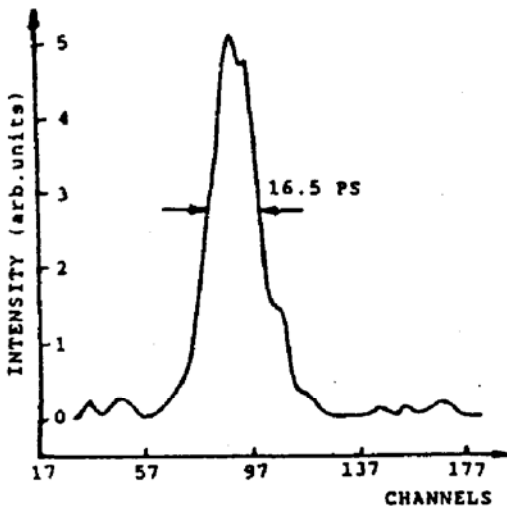


Fig. 3 Streak-camera record of an individual ultrashort laser pulse at 0.53 μm revealing a pulse duration of 16.5 ps (FWHM). The sweep rate is 0.92 psec/channel

在实验中, 可以从该激光系统在锁模发生时和未发生时的基频光输出能量值来估算出基频光第一次通过 KTP 晶体转变成倍频光的效率 η 在 5%~14.6% 范围内, 对应的光脉冲峰值处转换效率 η_0 为 7%~20.6%. 此外, 本文取 L 为 0.98, $\Delta\nu$ 取 120 GHz, $R_D = 50\%$; $R_D = 10\%$, 则根据(7)式和(8)式可算出此时的 σ 为 1.12; 再根据(8)式和(16)式, 可得到对应于 η_0 为 7% 和 20.6% 的 g 值分别是 0.176 和 0.166; 由图 1 和图 2 可知, 用条纹相机测得的二次谐波脉冲宽度值是和光脉冲 $a_2(t)$ 相对应的. 所以将上述实验参数代入(17)式可算出 τ_{e2} 在 13.6 ps~25.7 ps 范围内, 这个理论计算值与实验测量值很好地吻合. 由此也验证了本文理论分析和推导的正确性.

最后讨论各种实验参量对该系统锁模激光输出特性的影响. 首先, 实验发现 KTP 晶体和二向色性反射镜 M_D 之间的距离 D 能在很大程度上决定锁模成功率、光脉冲宽度值以及光脉冲能量稳定性等等激光输出特性; 泵浦氙灯工作电压也影响该系统的锁模成功率, 它们二者的关系曲线见图 4(a)所示, 而图 4(b)给出了 D 与该系统锁模成功率的关系曲线. 同时, 主腔和附加腔腔长的失谐程度对该激光锁模输出特性有非常大的影响, 实验发现, M_c 仅在 0.060 mm (调节精度在 μm 量级上) 范围内变化时, 才能出现锁模现象, 也就是说, 当 $|L_{MM_c} - L_{M_cM_D}| > 0.120 \text{ mm}$ 时, 该激光系统的锁模现象将完全消失, 这种实验现象和本文的理论分析结果是一致的.

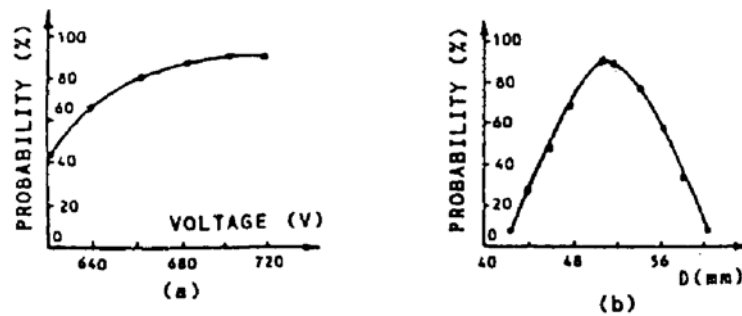


Fig. 4 Modelocking probability as functions of operating voltage for the pulsed Nd : YAG laser (a), and the distance D between the nonlinear crystal KTP and the dichroic mirror M_D , respectively

参 考 文 献

- [1] K. A. Stankov, V. Kubecek, K. Hamal, Modelocking of a Nd : YAlO₃ laser at 1.08 μm and 1.34 μm wavelengths using a single LiIO₃ crystal. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1991, QE-27(9) : 2135~2141
- [2] J. R. M. Barr, Numerical simulation of a modelocked laser with an intracavity nonlinear mirror based on second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1991, 81(3~4) : 215~221
- [3] LÜ Zhenguo, Wu Qi, Li Qingxing *et al.*, Modelocking of a Nd : YAG laser by a frequency-doubling crystal and saturable absorber. *Ultrafast Processes in Spectroscopy*, 1991, (IOP < Bristol and Philadelphia, A. Lauberreau and A. Seilmeier, 1992), P. 35~38
- [4] 杨镜新, 孟绍贤, 对采用 BBO 晶体锁模 Nd : YAG 激光器的实验研究. *光学学报*, 1992, 12(12) : 1072~1075
- [5] 吕振国, 李庆行, 余振新, 用倍频晶体 KTP 实现 Nd : YAG 激光锁模的研究. *光学学报*, 1992, 12(11) : 998~1003
- [6] J. Mark, L. Y. Liu, K. L. Hall *et al.*, Femtosecond pulse generation in a laser with a nonlinear external resonator. *Opt. Lett.*, 1989, 14(1) : 48~50
- [7] H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, QE-28(10) : 2086~2096
- [8] D. J. Kuizeuga, A. E. Siegman, FM and AM mode-locking of the homogeneous laser-Part I : Theory and Part II : Experimental. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1970, QE-6(11) : 694~715
- [9] 吕振国, 李庆行, 余振新, 利用非线性反射镜锁模激光器的动力学过程分析. *激光技术*, 1992, 16(1) : 50~54
- [10] 吕振国, 李庆行, 余振新, 一种新型非线性反射镜设计的理论分析. *激光技术*, 1992, 16(1) : 93~98
- [11] A. E. Siegman *et al.*, *Laser*. Mill Valley, Calif. Univ. Science, 1986, 398~407
- [12] 吕振国, 符昌海, 周建英等, 一种适用于脉冲 Nd : YAG 激光器的新型横模控制谐振腔. *光学学报*, 1991, 11(3) : 285~288

Ultrashort Laser Pulse Generation Based on a Nonlinear Auxiliary Coupled Cavity

LÜ Zhenguo Zhou Zuoping

(*Department of Applied Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641*)

Wu Qi Li Qingxing Yu Zhenxin

(*National Laboratory of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275*)

(Received 8 February 1993; revised 19 April 1993)

Abstract Dynamic processes of the modelocked laser based on an auxiliary coupled cavity containing a nonlinear frequency-doubling crystal has systematically been studied in this paper. The specific formulas of the output pulse width of this modelocked laser in instantaneously dynamic equilibrium are given for the first time. And, our studying results show that the experimental results coincide with the theoretical calculations dramatically. Finally, we have also reported the dependence of this laser output characteristic on some parameters.

Key words frequency-doubling crystal, nonlinear auxiliary coupled cavity, modelocked laser.