

利用非线性反射镜锁模激光器的动力学过程分析

吕振国 李庆行 余振新

(中山大学激光与光谱学研究所, 广州)

摘要: 本文报导了对基于一种新型非线性反射镜的被动锁模激光器的动力学过程进行的研究。结果指出, 该锁模过程始终存在于一种动态平衡中。最后, 文中给出了该锁模激光器的输出脉宽的具体表达式。

Analysis of dynamic process of modelocked laser based on a novel nonlinear mirror

Lü Zhenguo, Li Qingxing, Yu Zhenxin

(Institute of Laser and Spectroscopy, Zhongshan University)

Abstract: Study of dynamic process of passive modelocked laser based on a novel nonlinear mirror is presented in this paper. The results indicate that this modelocked process exists in a dynamical equilibrium. Finally, the formula of the output pulse width of this modelocked laser has been given.

一、引言

最近, 人们把倍频晶体KTP放在脉冲Nd³⁺:YAG激光器腔内来达到锁模的目的, 并已获得脉宽小于50ps的锁模激光输出^[1~3]。其锁模机理是由一块非线性倍频晶体NLC和一块对基频光FW和倍频光SH有不同反射率的二向色性平面反射镜M相结合, 而构成一个类似于饱和吸收锁模染料的非线性反射镜^[4]。只要适当地调节晶体NLC和反射镜M之间的距离D, 就能构成一个非线性反射率R_{NL}随入射基频光FW的光强增大而增大的非线性反射镜, 把这种非线性反射镜置于激光腔内便能起到被动锁模作用。它与饱和吸收锁模染料相比, 有响应时间快, 使用时间长和适用光谱范围广等优点。所以, 这种新的锁模技术已引起人们极大兴趣, 企望以其取代传统的饱和吸收锁模染料。就我们所知, 对这种新的锁模技术的动力学过程迄今尚未有人给出恰当的理论分析和解释, 本文将报导我们的研究结果。

二、理论分析和推导

考虑到应用的广泛性和实际需要, 本文仅对具有腔内振幅(AM)调制的和均匀加宽工作物质的激光器锁模动力学过程进行分析和推导。其分析基础是高斯脉冲的自洽, 即在分析

自洽条件中, 假设脉冲是高斯形的, 腔内调制器保持脉冲的高斯形, 并设脉冲的带宽比腔内激活介质增益线宽要小得多。事实上, 上述这些假设是十分接近于基模输出的Nd³⁺:YAG激光器。

图1为用这种新型非线性反射镜锁模的激光腔示意图。此时, 非线性反射镜在锁模激光腔内起到了类似于振幅(AM)调制器的作用。

由于一般的高斯光脉冲可用下式表示^[5]:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 \exp(-rt^2) \cdot \exp[i(\omega_0 t + \beta t^2)] \quad (1)$$

式中, $r = \alpha - i\beta$; 其中 α 决定了脉冲的高斯包络; β 表示线性频率漂移, ω_0 为高斯脉冲的光学频率; 则该光脉冲的傅里叶变换为:

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2} \sqrt{\pi/r} \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / 4r] \quad (2)$$

根据定义: 脉宽 τ_p 为脉冲谱的半功率点之间的时间间隔。即:

$$\tau_p = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha} \quad (3)$$

而带宽 Δf , 则为脉冲谱的半功率点之间的频率范围, 有:

$$\Delta f_p = \frac{1}{\pi} \sqrt{2 \ln 2 [(\alpha^2 + \beta^2) / \alpha]} \quad (4)$$

而对于具有均匀加宽线形的激光工作物质, 线中心的振幅增益可由下式给定:

$$g_s(\omega) = \exp\left\{ \frac{g}{1 + 2i[(\omega - \omega_s) / \Delta\omega_g]} \right\} \quad (5)$$

式中, $\Delta\omega_g$ 是激活介质的增益线宽; g 是频率为激活介质的线中心 ω_s 的光在腔内往返一次的饱和振幅增益。当脉冲带宽甚小于增益线宽时, 有 $[(\omega - \omega_s) / \Delta\omega_g] < 1$ 。在忽略了高次项后, (5)式可展开为:

$$g_s(\omega) = G \exp\{-2ig[(\omega - \omega_s) / \Delta\omega_g] - 4g[(\omega - \omega_s) / \Delta\omega_g]^2\} \quad (6)$$

式中, $G = e^g$ 。此时线形已变为高斯形了。即当一个高斯脉冲通过具有这种线形的激活介质时, 将保持高斯形。

对于图1所示的锁模激光腔, 如 $E_1(t)$ 为进入激活介质时的脉冲, 激活介质的传递特性为 $g_s(\omega)$, 则从激活介质出来的脉冲的傅里叶变换为:

$$E_2(\omega) = g_s(\omega) E_1(\omega) \quad (7)$$

将(2)式和(6)式代入(7)式中得:

$$E_2(\omega) = \frac{E_0 G}{2} \sqrt{\frac{\pi}{r}} \exp\left[-2ig\left(\frac{\omega - \omega_s}{\Delta\omega_g}\right) - \right.$$

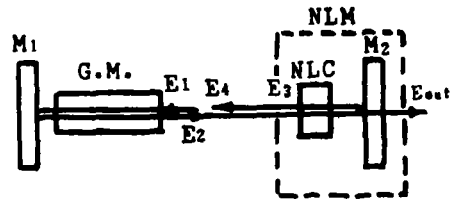


图1 用新型非线性反射镜锁模技术的激光腔示意图

G. M. — 激活介质 NLC — 非线性倍频晶体 NLM — 非线性反射镜 M₁ — 全反射镜(针对 ω 而言) M₂ — 二向色性输出镜($R_r < 1, R_t = 1$)

$$-4g \left(\frac{\omega - \omega_s}{\Delta\omega_g} \right)^2 - \frac{(\omega - \omega_p)^2}{4r} \quad (8)$$

考虑理想情况, 即脉冲频率 ω_p 是处在线中心 ω_s 上, 即 $\omega_p = \omega_s$; 也就是脉冲处在最小损耗的AM调制器的情况。令:

$$A = (1/4r) + 4g/(\Delta\omega_g)^2 \quad (9)$$

$$B = 2g/\Delta\omega_g \quad (10)$$

则(8)式变为:

$$E_2(\omega) = \frac{E_0 G}{2} \sqrt{\frac{\pi}{r}} \exp \left[-A(\omega - \omega_s)^2 \right] \exp \left[-iB(\omega - \omega_s) \right] \quad (11)$$

再将(11)式变换到时间域上, 则有:

$$E_2(t) = \frac{E_0 G}{4\sqrt{rA}} \exp \left[-\frac{(t-B)^2}{4A} \right] \exp(i\omega_s t) \quad (12)$$

脉冲 $E_2(t)$ 进入非线性反射镜后, 返回的脉冲 $E_3(t)$ 可写为:

$$E_3(t) = \sqrt{R_{NL}} E_2(t) \quad (13)$$

若考虑脉冲在往返一周中引入的附加时间延迟 $2L_0/c$, 则脉冲在往返一周后的脉冲 $E_4(t)$ 应表示为:

$$E_4(t) = E_3 \left[t - (2L_0/c) \right] \quad (14)$$

式中, L_0 为激光腔长; c 为光速。

根据文献[4]可知:

$$R_{NL} = M^2 \operatorname{sech}^2 \left\{ \operatorname{arc} \operatorname{sech} \left[\sqrt{\frac{(1-\eta)R_v}{M}} \right] - M \operatorname{arc} \tanh \sqrt{\eta} \right\} \quad (15)$$

式中, $M = \sqrt{(1-\eta)R_v + \eta R_2}$ 。在实验中一般取 $R_2 = 1$, $R_v < 1$ 。所以(15)式可近似写成:

$$R_{NL} = R_v \exp(\sigma\eta) \quad (16)$$

式中, σ 是一个与 R_v 有关的正参量。再由文献[4]中(22)式知道:

$$\eta(t) = \tanh^2 [KE_2(t)] \quad (17)$$

式中, K 是一个仅与倍频晶体非线性特性以及长度有关的参量; 那么, 在脉冲 $E_2(t)$ 峰值上的转换效率 η_{max} 可写成:

$$\eta_{max} = \tanh^2 [KE_2(t)_{max}] \quad (18)$$

则(17)式可改写为:

$$\begin{aligned} \eta(t) &= \tanh^2 \left\{ \left[E_2(t)/E_2(t)_{max} \right] \operatorname{arc} \tanh \left(\sqrt{\eta_{max}} \right) \right\} \\ &\approx \eta_{max} E_2^2(t)/E_2^2(t)_{max} \end{aligned} \quad (19)$$

由(12)式和用泰勒级数展开并仅保留二次项可得:

$$E_2^2(t)/E_2^2(t)_{max} \approx 1 - [(t-B)/2A]^2 \quad (20)$$

把(19)式、(20)式代入(16)式得:

$$\sqrt{R_{NL}} = \sqrt{R_v} \exp \left\{ \frac{1}{2} \sigma \eta_{max} \left[1 - \frac{(t-B)^2}{2A} \right] \right\} \quad (21)$$

上面我们已从脉冲 $E_1(t)$ 变换到脉冲 $E_4(t)$ 。为获得自洽解, 脉冲的包络必须在所有的时间中以相同的调制相位通过调制器, 则脉冲总的往返时间应为调制器的周期 T_m , 这样在考虑了腔内所有光学元件对于脉冲包络可能引入的位相差 Φ 后, 最后的自洽条件为:

$$E_1(t - T_m) e^{-i\Phi} = E_4(t) \quad (22)$$

根据(1)式、(12)式、(13)式、(14)式、(21)式和(22)式可得:

$$\begin{aligned} & \frac{E_0}{2} \exp[-r(t - T_m)^2] \exp[i\omega_a(t - T_m)] \exp[i\Phi] \\ &= \frac{E_0 G}{4} \left(\frac{R_v}{rA} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{1}{2} \sigma \eta_{max}\right) \exp\left[-(1 + \sigma \eta_{max}) \left(t - \frac{2L_0}{c} - B \right)^2 / 4A \right] \cdot \exp\left[i\omega_a \left(t - \frac{2L_0}{c} \right) \right] \end{aligned} \quad (23)$$

由自洽方程(23)式中两边对应项相等可得:

$$r = (1 + \sigma \eta_{max}) / 4A \quad (24)$$

$$T_m = 2L_0/c + B \quad (25)$$

$$e^{-i\Phi} = \frac{G}{2} \left(\frac{R_v}{rA} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{1}{2} \sigma \eta_{max} + i\omega_a B\right) \quad (26)$$

因为对于振幅(AM)调制器有 $\beta_{AM} = 0$, 所以, 最后可得输出脉宽为:

$$\tau_p = (2\sqrt{2 \ln 2} / \pi) (g / \sigma \eta_{max})^{1/2} \cdot 1 / \Delta\nu_c \quad (27)$$

输出脉冲谱的频率范围为:

$$\Delta f_p = (2\sqrt{2 \ln 2} / 2) (\sigma \eta_{max} / g)^{1/2} \cdot \Delta\nu_c \quad (28)$$

三、分析讨论

上面对图1所示的锁模激光器模型进行了详尽的分析和推导, 在此作以下讨论:

1. 首先, 由(12)式和(9)式知道, 因为 $4g / (\Delta\omega_c)^2$ 是实数, 所以 $|A| > 1/4r$ 即 $4|A| > 1/r$, 比较(1)式与(12)式或(2)式与(11)式可知, 由于激活介质的存在, 谱线宽度变窄亦即脉冲的脉宽变宽了。

2. 由(15)式或(16)式知道, 该非线性反射镜的非线性反射率 R_{NL} 将随入射光光强的增大而增大, 由于腔内每个光脉冲的两翼光强值比其中间峰值的光强小, 则对应的非线性反射率也小, 从而导致腔内来回传播的光脉冲不断压窄。

由此分析可知, 该锁模过程中存在一种动态平衡, 即高斯脉冲通过激活增益介质时脉冲的变宽和通过非线性反射镜后脉冲的变窄, 这两者之间只有平衡时, 才会有确定稳态的脉冲输出。

另外, 由(27)式知, 在忽略光脉冲在腔内传播时的群速度色散影响的情况下, 该锁模激光器的输出脉宽 τ_p 由激活增益介质的线宽 $\Delta\nu_c$ 、在激活介质的线中心 ω_c 腔中往返一周的饱

和振幅增益 g 、输出镜 M_2 对基频光FW的反射率 R_v 。(在本文推导中取 $R_{2v} = 1$)和倍频晶体的非线性特性以及晶体长度等参量决定。所以,在具体实验过程中,我们应全面均衡来考虑这些参量的选取。

四、结 论

本文对利用非线性反射镜来锁模的动力学过程作了较详尽的分析和讨论。指出该锁模过程存在一种平衡,即高斯脉冲通过激活介质时脉冲的变宽和它通过非线性反射镜后脉冲的变窄,只有这两者相互平衡时,才能有确定的稳态脉冲输出。利用这个自洽条件,针对一个具体的非线性反射镜锁模的激光腔,就可以定量计算出该锁模激光器的输出脉宽值。

参 考 文 献

- [1] Stankov. Opt Lett, 1989; 14 (7): 359~361
- [2] Barr J R M, Hughes D W. Appl Phys B, 1989; 49B: 323~325
- [3] 吕振国,李庆行,余振新.用腔内倍频晶体KTP来锁模脉冲Nd³⁺:YAG激光器.光学学报,待发表
- [4] 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,待发表
- [5] Kuizenga D J, Siegman A E. IEEE J Q E, 1970; QE-6 (11): 694~715

收稿日期:1991年4月8日。

· 产品简讯 ·

氦氖激光器

加拿大魁北克多瓦尔MPB技术公司的中红外氦氖激光器在7 μm ~8 μm 范围运转,具有足够的功率供激励使用。它不需要任何冷却,并在6条不同的谱线上光栅可调。这家公司说该激光器能产生大约1mW的TEM₀₀模光功率。光束直径为11mm,发散角<5mrad,用途包括分子光谱学、气体传感以及污染监测。

译自L F World, 1991; 27 (8): 159 张贤义 译 马理 校

二极管激光驱动器

美国加州森尼维尔的光控仪器公司推出的500系列二极管激光驱动器可在恒电流或光功率恒定条件下工作。502型可提供0mA~200mA,520型可提供0A~2A净电流。电流限制范围的可调性保护了仪器不受超过与工作状态无关的最大额定值的影响。稳定性高于50ppm/°C。外调制用500kHz、带宽3dB直流耦合输入。

译自L F World, 1991; 27 (8): 159 中尧 译 马理 校