

非线性镜锁模激光器的锁模条件

白迎新 张筑虹 范滇元 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

张国庆

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

摘 要 通过对非线性镜锁模激光器的稳态分析, 找到了它的锁模条件及锁模脉冲的强度极限. 为该激光器输出高功率的短脉冲提供了理论依据.

关键词 非线性镜, 锁模条件.

1 引 言

非线性镜是由一块倍频晶体和一面对基波高透而对二次谐波高反的双色镜构成. 非线性镜透过一个比入射脉冲宽的激光脉冲, 则有可能反馈一个比入射脉冲窄的激光脉冲, 故非线性镜是可以用作锁模的.

非线性镜锁模最早是1988年由Stankov^[1,2]建议并在实验上首次获得成功的. 由于非线性镜是全固体器件, 它不会象染料一样易失效, 并且还可以双波长输出. 故此, 这种技术已在多种激光器中利用不同的倍频晶体获得了成功^[2~5]. Barr^[6,7]曾经做过理论分析和数值模拟, 得出了一些有意义的结果, 但是由于某些处理不当, 没有给出完全的解析解, 以致于一些有用的信息没有得到.

本文在考虑增益介质饱和的情况下, 得到了稳定的非线性镜锁模方程. 通过对该方程求解获得了激光器的锁模条件和脉冲强度极限.

2 理论分析

非线性镜锁模激光器的基本结构如图1所示. 其中 $f_1(\tau)$ 表示初始激光脉冲包络的电场分量, $f_2(\tau)$ 表示两次通过增益介质放大后的脉冲包络, $f_3(\tau)$ 表示在腔内传输一圈后的脉冲包络, τ 为弛豫时间. 在稳态情况下, $f_3(\tau) = f_1(\tau)$. 可以选择与文献[6]相同的增益线型和非线性镜反射系数.

$$G(\omega) = \exp \left[\frac{g}{1 + 2i(\omega - \omega_s)/\delta\omega_s} \right], \quad R_{NL} = R_\omega \exp(\sigma\eta) \quad (1)$$

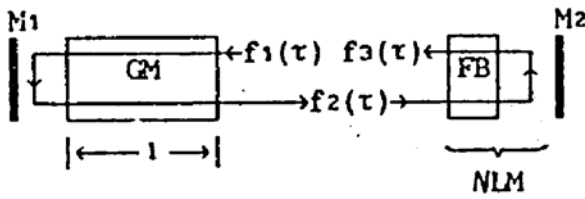


Fig. 1 The model of laser cavity. l is the length of the gain medium GM; M_1 is a high reflective mirror, A nonlinear mirror (NLM) consists of a frequency-doubling crystal (FB) and a dichroic mirror (M_2) which is highly reflection at the second harmonic and highly transmission at the laser wavelength

式中 ω_0 为增益谱线的中心频率, $\delta\omega_0$ 为增益线宽, R_ω 为双色镜对基波的反射率, σ 为 R_ω 的函数, η 为倍频晶体对脉冲能量的转换效率, 它是脉冲波形的函数.

$$\eta(\tau) = \eta_0 \psi^2(\tau) = \eta_0 f^2(\tau) / f_{\max}^2 \quad (2)$$

其中 η_0 为脉冲的峰值转换效率, $\psi(\tau)$ 为归一化的脉冲包络.

2.1 在增益介质的放大过程中, 即 $f_1(\tau) \rightarrow f_2(\tau)$.

$$\frac{\partial F(\omega, x)}{\partial x} = \frac{g/2l}{1 + 2i(\omega - \omega_0)/\delta\omega_0} F(\omega, x) \quad (3)$$

式中 $F(\omega, x)$ 为脉冲包络 $f(t, x)$ 的傅里叶变换, l 为增益介质的厚度, x 为脉冲穿过增益介质的厚

度. 当 $(\omega - \omega_0) \ll \delta\omega_0$ 时,

$$\frac{\partial F(\omega, x)}{\partial x} \doteq \frac{g}{2l} [1 - 2i(\omega - \omega_0)/\delta\omega_0 - 4(\omega - \omega_0)^2/\delta\omega_0^2] F(\omega, x) \quad (4)$$

对方程式(4)两边进行傅里叶变换得:

$$\frac{\partial f(t, x)}{\partial x} = \frac{g}{2l} \left[1 + \frac{2}{\delta\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{4}{\delta\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] f(t, x) \quad (5)$$

作变量代换 $\tau = t - gx/l\delta\omega_0$ 和 $n = x/2l$, 其中 n 为脉冲两次通过增益介质的回数, 与脉冲在腔内传输的圈数相等, (5)式可以改写为:

$$\frac{\partial f(\tau, n)}{\partial n} \doteq g \left[1 + \frac{4}{\delta\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] f(\tau, n) \quad (6)$$

2.2 在非线性镜的反射过程中, 即 $f_2(\tau) \rightarrow f_3(\tau)$

$$\frac{\partial f(\tau, n)}{\partial n} \doteq \frac{1}{2} \ln(R_\omega) f(\tau, n) + \frac{1}{2} \sigma \eta_0 \frac{f^2(\tau, n)}{f_{\max}^2} f(\tau, n) \quad (7)$$

2.3 同时考虑脉冲的放大和反射, $f_1(\tau) \rightarrow f_3(\tau)$

$$\frac{\partial f(\tau, n)}{\partial n} \doteq g \left[1 + \frac{4}{\delta\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] f(\tau, n) + \frac{1}{2} \ln(R_\omega) f(\tau, n) + \frac{1}{2} \sigma \eta_0 \frac{f^2(\tau, n)}{f_{\max}^2} f(\tau, n) \quad (8)$$

$$\text{即: } \frac{\partial \psi(\tau, n)}{\partial n} \doteq g \left[1 + \frac{4}{\delta\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right] \psi(\tau, n) + \frac{1}{2} \ln(R_\omega) \psi(\tau, n) + \frac{1}{2} \sigma \eta_0 \psi^2(\tau, n) \psi(\tau, n) \quad (9)$$

$$\psi(\tau, n) = f(\tau, n) / f_{\max}$$

对于稳态的情况, $\partial \psi(\tau, n) / \partial n = 0$, 即

$$\left[g + \frac{1}{2} \ln(R_\omega) \right] \psi(\tau) + \frac{4g}{\delta\omega_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \psi(\tau) + \frac{1}{2} \sigma \eta_0 \psi^2(\tau) \psi(\tau) = 0 \quad (10)$$

(10)式为无饱和时的锁模方程.

$$\text{当} \quad g = -\frac{1}{4} \sigma \eta_0 - \frac{1}{2} \ln(R_\omega) \quad (11)$$

锁模方程有双曲正割型的脉冲解 $\psi(\tau) = \text{sech}(\tau/\tau_0)$, 相应的

$$\left. \begin{aligned} f(\tau) &= f_{\max} \operatorname{sech}(\tau/\tau_0) \\ \tau_0 &= \frac{2}{\delta\omega_a} \sqrt{-1 - \frac{2}{\sigma\eta_0} \ln(R_\omega)} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

由 τ_0 确定的脉冲半幅全宽为 τ_s .

$$\tau_s = 2\tau_0 \ln(\sqrt{2} + 1) \quad (13)$$

(11)式称之为锁模条件. 它是增益和损耗、脉冲的展宽和压缩平衡的结果. (11)式显然不含有变量 τ , 如果能找到另一个与 τ 无关的表达式, 在它成立的情况下, (10)式有脉冲形式解的话, 该表达式也叫做锁模条件. 它将和(11)式一样, 描述了锁模的一个稳态. 据作者的尝试, 除了(11)式外, 很难再找到另一个类似的条件.

作为比较, 在参数相同的情况下, 将由式(12)和(13)确定的脉冲宽度与参考文献[6]中用叠代法所得的脉冲宽度作了比较(其中 $\delta\omega_a = 2\pi f_a$, $f_a = 120$ GHz, 见表 1), 其结果是令人满意的.

Table 1. Comparison between the pulse length calculated by using eq. (12) and (13) and that reported in ref. [6]

R_ω	σ	η_0	pulse length (ps)		Relative error (%)
			approximate (a)	exact (b)	
0.8	0.21	0.1	21.0	21.3	1.4
0.3	0.85	0.1	24.4	25.8	5.7
0.2	1.0	0.1	26.1	27.2	4.6
0.2	1.0	0.2	18.2	18.4	1.1
0.2	1.0	0.3	14.6	14.7	0.7
0.2	1.0	0.5	10.9	10.6	-2.8

a) Calculated by using Eq. (12) and (13).

b) Calculated by using an iterative method in ref. [6].

2.4 增益介质饱和情况下

如果考虑增益介质饱和的话, 需在方程式(1)中作下列代换:

$$g \rightarrow \frac{g}{\sqrt{1 + I/I_s}}, \quad I_s = \frac{L E_s}{C \tau_s \tau_{\text{ext}}} \quad (14)$$

其中 E_s 为增益介质的饱和能量, L 为腔长, τ_s 为脉冲宽度, τ_{ext} 为激发态寿命, 脉冲的光强分布 $I(\tau) = f^2(\tau)$, 它的最大值 $I_{\max} = f_{\max}^2$.

对于超短脉冲, $L \gg C\tau_s$, 故 $I_{\max} \ll I_s$. 在这种情况下, 锁模方程可以近似为:

$$\left[1 + \frac{\ln(R_\omega)}{2g}\right] \psi(\tau) + \frac{4}{\delta\omega_a^2} \frac{\partial^2 \psi(\tau)}{\partial \tau^2} + \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma\eta_0}{g} - \frac{I_{\max}}{I_s}\right] \psi^3(\tau) = 0 \quad (15)$$

新的锁模条件为:

$$\sigma\eta_0 > -\frac{I_{\max}}{2I_s} \ln(R_\omega), \quad (16)$$

$$g = \frac{[\sigma\eta_0 + 2 \ln(R_\omega)] I_s}{I_{\max} - 4I_s} \quad (17)$$

(16)式的物理意义是: 非线性镜对脉冲的压缩量必需大于增益饱和对脉冲的展宽量, 因为它

还要抵消由于小信号增益带宽限对脉冲的展宽,它是非线性镜锁模的必要条件;同时(16)式还表明对于锁模脉冲存在一定的强度极限.(17)式则给出了脉冲强度随增益系数的变化关系,增益系数越大锁模脉冲的强度也就越大.

在新锁模条件满足的情况下,(15)式同样具有双曲正割型的解.对应于(14)式所不同的只是 τ_0 ,此时的 τ'_0 为:

$$\tau'_0 = \frac{2}{\delta\omega_s} \sqrt{-\frac{\sigma\eta_0 + 2 \ln(R_\omega)}{\sigma\eta_0 + I_{\max} \ln(R_\omega)/2I_s}} \quad (18)$$

比较(12)式和(18)式,可知由(18)式确定的 τ'_0 大于由(12)式确定的 τ_0 .这是由于增益饱和对脉冲有展宽作用的缘故.

如果 I_{\max} 较大并满足 $\frac{I_{\max}}{I_{\max} + I_s} \ll 1$ 时,假设 $I_{\max} = KI_s$,其中 $K < 1$,那么 $I \ll I_s + I_{\max} = (1 + K)I_s$,

$$\text{则 } \frac{1}{\sqrt{1 + I/I_s}} = \left\{ (1 + K/2) \left[1 + \frac{I - KI_s/2}{(1 + K/2)I_s} \right] \right\}^{-1/2} = \frac{5 + 2K}{\sqrt{2(K + 2)^3}} \left[1 - \frac{2I}{(2K + 5)I_s} \right] \quad (19)$$

由此可知,只要在(15)式中作下列代换即可得到对应的锁模方程和它的解.

$$g \rightarrow \frac{5 + 2K}{\sqrt{2(K + 2)^3}} g, \quad I_s \rightarrow \frac{(2K + 5)I_s}{4} \quad (20)$$

对于较大的 I_{\max} ,上述处理无疑会将准确度有所提高,进一步提高估算的精度,则需要考虑 I/I_s 的高阶项.这时的锁模方程是很难求得它的解析解的,只有借助于计算机进行数值分析而已.

3 结果讨论

本文在考虑增益介质饱和的情况下,得到了非线性镜的锁模方程和它的解析解.锁模方程有解条件的讨论给出了激光器的锁模条件和最大脉冲强度极限.在小信号的情况下,解析解和数值解较为接近;在大信号的情况下,解析解的误差则比较大,不过从它可以看出各个量之间的相互关系,可以弥补数值计算结果的不足.锁模条件的基本含义为:非线性镜对脉冲的压缩量应大于增益饱和对脉冲的展宽量,而余下的量则要平衡增益带宽限对脉冲的展宽量,同时还包含了增益介质对脉冲的放大倍数等于非线性镜对脉冲的损耗(包括输出)倍数以及最大脉冲强度极限等信息.在实际激光器的设计中,可以根据要求的 I_{\max} 和 τ_s ,选择适当的激光介质和倍频晶体(确定 I_s 、 $\delta\omega_s$ 、 η_0)则可以由锁模条件和脉宽表达式定出 R_ω 来.全文的分析是在单横模的情况下进行的,对于多横模的情况分析则较复杂,一般可以拿单横模的结果作估算.详细的讨论,还应考虑损耗、小孔衍射和自聚焦效应引起的光场变化.对于超短脉冲,还应关注群速度色散和自相位调制引起的相对相移.总之,本文的分析是比较粗糙的,不过它可以提供改善这种激光器锁模特性的一些方法.

参 考 文 献

- [1] K. A. Stankov, A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient. *Appl. Phys. (B)*, 1988, **45**(3) : 191~195
- [2] K. A. Stankov, J. Jethwa, A new modelocking technique using a nonlinear mirror. *Opt. Commun.*, 1988, **66**(3) : 41~46
- [3] K. A. Stankov, Mode-locking by a frequency-doubling crystal; generation of transform-limited ultrashort light pulses. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(7) : 359~361
- [4] K. A. Stankov, V. Kubecek, K. Hamal, Mode locking of a Nd:YAlO₃ laser at 1.08 and 1.34 μm wavelengths using a single LiIO₃ crystal. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1991, **QE-27**(9) : 2135~2141
- [5] K. A. Stankov, 25 ps pulses from a Nd:YAG laser mode locked by a frequency doubling β -BaB₂O₄ crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(20) : 2203~2204
- [6] J. R. M. Barr, Modelocking using mirrors with intensity dependent reflection coefficients. *Opt. Commun.*, 1989, **70**(3) : 229~233
- [7] J. R. M. Barr, Numerical simulation of a mode-locked laser with an intensity nonlinear mirror based on second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1991, **81**(3,4) : 215~221

Mode Locking Conditions of a Modelocked Laser with a Nonlinear Mirror

Bai Yingxin Zhang Zhuhong Fan Dianyuan Wang Zhijiang

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

Zhang Guoqing

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 15 June 1993; revised 27 September 1993)

Abstract By using the steady state analysis of a mode-locked laser with a nonlinear mirror, the mode locking conditions and the intensity limit of the mode locking pulses are obtained. It is useful in finding the optimum condition of mode locking operation.

Key words a nonlinear mirror, modelocking conditions.