

相位对同步泵浦锁模染料激光 系统参数的影响*

鲍晓毅 吴存恺

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

1987 年 6 月 15 日收到

提 要

本文讨论了同步泵浦锁模染料激光器系统输出脉冲形状的非对称性对该激光系统输出相位部分的贡献,还给出了腔内诸元件对输出相位的贡献,从而得到了激光输出脉冲的脉宽、峰值位置和振幅的解析表达式。

一、引 言

对于锁模激光系统,输出的相位及研究激光系统各元件及参数对相位的影响是人们很关注的问题,研究结果表明,相位对锁模激光系统的输出参数有重要影响.文献[1]在研究连续锁模激光系统中腔内诸元件的色散效应时,已经指出腔色散效应对输出脉宽小于 100fs 的锁模行为有显著影响.为了研究腔色散效应,他们假设相位 $\phi(\omega)$ 是频率 ω 的慢变函数,并将它在激光振荡带宽中心频率 ω_L 附近进行泰勒展开到第二阶^[1-3],即

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_L) + \left(\frac{d\phi}{d\omega}\right)_{\omega_L} (\omega - \omega_L) + \left(\frac{d^2\phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_L} (\omega - \omega_L)^2,$$

式中 $\phi(\omega_L)$ 为对于光载波的相移; $\left(\frac{d\phi}{d\omega}\right)_{\omega_L}$ 为脉冲包络最大值的时间位移; $\left(\frac{d^2\phi}{d\omega^2}\right)_{\omega_L}$ 为色散效应. 当不考虑脉冲的非对称性时,即对于对称脉冲, $\phi'(\omega_L) = 0$, 此时只需考虑 $\phi''(\omega_L)$ 的贡献,即腔内各元件的色散效应. 这正是文献[1]的处理. 这时只能研究线性啁啾的影响. 本文考虑了相位展开式中一阶、二阶和三阶项的贡献,即除了研究了锁模激光系统的色散和线性啁啾的影响外,还讨论了脉冲的非对称性及非线性啁啾对系统相位的影响,以及由此引起的系统输出参数的变化. 由于我们是从系统输出的非对称脉冲解析表达式出发来处理此问题,所以我们直接得到了相位展开式中一阶、二阶和三阶项的解析表达式,从而给出了输出脉冲的脉宽、峰值位置、振幅等参数的解析表达式。

二、脉冲形状的非对称对相位的贡献

对于本文研究的同步泵浦锁模染料激光系统,我们已经求得输出的非对称脉冲形状

* 本文在 1987 年厦门国际激光会议上宣读过。

为^[4]

$$I(t) = I_0 \left(1 + \frac{t^2}{6\omega_c^2 \tau^4 \delta T} \right)^2 e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}}, \quad (1)$$

式中 $\delta T = T_p - T_d$, 它是泵浦脉冲与染料激光脉冲的同步失配量 (T_p 和 T_d 分别为泵浦和染料激光脉冲的重复周期), ω_c 为由光学滤波器所确定的内腔带宽, τ 为同步泵浦染料激光器输出脉冲的脉宽.

为讨论简便起见, 令系统输出脉冲的振幅为

$$A(t) = A_0 \left(1 + \frac{t^2}{6\omega_c^2 \tau^4 \delta T} \right) e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}} = A_0 (1 + B_0 t^2) e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}}. \quad (2)$$

将上式变换到频域范围后, 我们得到

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0 (1 + B_0 t^2) e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}} e^{-j(\omega - \omega_L)t} dt. \quad (3)$$

积分后得

$$A(\omega') = \sqrt{2\pi} A_0 \tau e^{-2\omega'^2 \tau^2} + (-3j\omega' \tau^3 \sqrt{2\pi} + 2\sqrt{2\pi} j\omega'^3 \tau^7) e^{-2\omega'^2 \tau^2} A_0 B_0,$$

式中 $\omega' = \omega - \omega_L$. 将 B_0 的表达式代入上式得

$$A(\omega') = \sqrt{2\pi} A_0 e^{-2\omega'^2 \tau^2} \left[1 + j \left(\frac{\omega'^3 \tau^2}{3\omega_c^2 \delta T} - \frac{\omega'}{2\omega_c^2 \delta T} \right) \right]. \quad (4)$$

对于通常的高斯脉冲, 有

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\tau_0^2}} e^{j\omega_L t}, \quad (5)$$

式中 ω_L 为中心频率, τ_0 为脉冲半最大全宽度. 将其变换到频域, 得

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} E_0 \tau_0 e^{-\frac{\tau_0^2}{2}(\omega - \omega_L)^2}. \quad (6)$$

若相移为 $\phi = \phi(\omega)$, 并将 $\phi(\omega)$ 在 ω_L 附近展开至第三阶, 则输出脉冲可表示为

$$E(\omega) = \frac{E_0 \tau_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\tau_0^2}{2}(\omega - \omega_L)^2} e^{j[\phi(\omega_L) + \phi'(\omega - \omega_L) + \frac{\phi''}{2}(\omega - \omega_L)^2 + \frac{\phi'''}{6}(\omega - \omega_L)^3]}. \quad (7)$$

在过去的研究中, 由于无法得到非对称脉冲的解析表达式, 故无法讨论 ϕ 和 ϕ''' 的影响, 因而不可能求得它们对相位信息的影响, 只能讨论 ϕ'' 的变化. 因为后者是同色散相联系, 可以求出系统内(指碰撞锁模激光器)诸元件的色散, 然后求出 ϕ'' , 从而得到 ϕ'' 对系统相位的影响.

本文由于引用了同步泵浦锁模染料激光器输出的非对称脉冲的解析表达式^[4], 所以可以直接讨论 ϕ' 和 ϕ''' 对系统的相位的影响, 同时也可以讨论 ϕ'' 对该系统的相位的影响. 从而可得到相位展开式中一阶、二阶和三阶项的表达式.

将 (4) 式进行变换后得到

$$A(\omega) = \sqrt{2\pi} A_0 \tau e^{-2\omega'^2 \tau^2} \sqrt{1 + \left[\frac{\tau^2(\omega - \omega_L)^3}{3\omega_c^2 \delta T} - \frac{(\omega - \omega_L)}{2\omega_c^2 \delta T} \right]^2} \cdot e^{j\arctg \left[\frac{\tau^2(\omega - \omega_L)^3}{3\omega_c^2 \delta T} - \frac{\omega - \omega_L}{2\omega_c^2 \delta T} \right]}. \quad (8)$$

为了与(7)式进行比较,我们对(8)式进行级数展开,并保留到第二项(对同步泵浦染料激光系统的实际参数来说,这个近似是合理的),结果得

$$\begin{aligned} \operatorname{arctg} \left[\frac{\tau^2(\omega - \omega_L)^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{(\omega - \omega_L)}{2\omega_c^2\delta T} \right] \doteq & -\frac{\omega - \omega_L}{2\omega_c^2\delta T} \\ & + \left[\frac{\tau^2(\omega - \omega_L)^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{(\omega - \omega_L)^3}{8(\omega_c^2\delta T)^3} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

对照(9)式与(7)式,可以发现,在(9)式中缺少含 $(\omega - \omega_L)^2$ 项,这是预料到的.因为在求解(1)式的过程中,我们作了如下假设:激光振荡的跃迁频率与增益谱的中心频率相一致.这一假设意味着,该模型没有考虑啁啾项的贡献.但数学处理却简便了许多,因为此时每次往返增益谱展开的系数均为实数,于是我们仅需在实数域内求解.

对照(9)式与(7)式,可求得

$$\phi' = -\frac{1}{2\omega_c^2\delta T}, \quad (10)$$

$$\phi''' = 6 \left(\frac{\tau^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{1}{8\omega_c^6\delta T^3} \right), \quad (11)$$

式中 ϕ''' 是同系统的非线性啁啾相联系的.

这时可以发现脉冲振幅由原来高斯型的 A_0 值变化为

$$A'_0 = A_0 \sqrt{1 + \left[\frac{\tau^2(\omega - \omega_L)^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{(\omega - \omega_L)}{2\omega_c^2\delta T} \right]^2}. \quad (12)$$

即这时振幅不再是一个常数,而是随频率、脉宽、同步失配参数及内腔带宽的变化而变化.

三、腔内诸元件对相位的贡献

上面求得了同步泵浦染料激光器输出脉冲形状非对称性对系统的相位的贡献.下面求出该激光器腔内诸元件对相位的贡献.它包括三个部分:

- (1) 腔内锁模元件和波长调谐元件;
- (2) 增益介质,如若丹明 6G 激光染料介质;
- (3) 腔镜.

对于透明介质,频率为 ω 的电磁波,穿过有效长度为 L_c 的介质后,产生的二阶相移为

$$\phi'' = -\frac{L_c}{c_0} \left[2 \frac{dn(\omega)}{d\omega} + \omega \frac{d^2n(\omega)}{d\omega^2} \right]. \quad (13)$$

一般多是给出 $n(\lambda)$ 的变化,将上式进行变换后,得到

$$\phi'' = -\frac{L_c\lambda^3}{2\pi c^3} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (14)$$

于是,知道了上述三个部分的色散后,就可以求出它们对相位的贡献.又由于线性啁啾可表示为 $-\phi''/[2(\tau^2 + \phi''^2)]$,这样,还可以得到这些元件对啁啾项的贡献.

方程(10),(14)和(11)分别给出了相位的一阶、二阶和三阶的贡献,于是(8)式可以写成如下形式:

$$A(\omega) = \sqrt{2\pi} A_0 \tau e^{-2\tau^2(\omega-\omega_L)^2} \sqrt{1 + \left[\frac{\tau^2(\omega-\omega_L)^3}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{(\omega-\omega_L)}{2\omega_c^2\delta T} \right]^2} \cdot e^{i[\phi(\omega_L) - \frac{\omega-\omega_L}{2\omega_c^2\delta T} - \frac{L_c\lambda^3}{4\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_L (\omega-\omega_L)^2]} \cdot e^{i\left[\left(\frac{\tau^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{1}{8\omega_c^6\delta T^3}\right)(\omega-\omega_L)^3\right]}, \quad (15)$$

式中相位变化为

$$\phi(\omega-\omega_L) = \phi(\omega_L) - \frac{(\omega-\omega_L)}{2\omega_c^2\delta T} - \frac{L_c\lambda^3}{4\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_L (\omega-\omega_L)^2 + \left(\frac{\tau^2}{3\omega_c^2\delta T} - \frac{1}{8\omega_c^6\delta T^3}\right)(\omega-\omega_L)^3. \quad (16)$$

四、相位变化对激光器输出参数的影响

以往在讨论激光器输出脉冲包络和输出参数时,都是在时域进行的,而在时域中的讨论无法计入相位部分的贡献.

我们所求得的(15)式,是在频域中输出脉冲的振幅,它计入了脉冲形状的非对称性及啁啾的贡献.为了直接讨论它们对输出脉冲的脉宽及光强的影响,将它变换到时域.

为了数学处理上的方便,忽略(14)和(15)式中含频率的三阶项,即不计非线性啁啾的影响.令

$$a = \frac{L_c\lambda^3}{4\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_L j + 2\tau^2, \\ b = \frac{1}{2\omega_c^2\delta T}. \quad (17)$$

将(17)式代入(15)式中,然后进行傅里叶变换,得到

$$A'(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau \sqrt{2\pi} A_0 \left[1 + \frac{1}{8} \frac{(\omega-\omega_L)^2}{\omega_c^4\delta T^2} \right] e^{i[\phi(\omega_L) - b(\omega-\omega_L) - a(\omega-\omega_L)^2 + \omega t]} d\omega. \quad (18)$$

在求得(18)式时,我们对(15)式中根号内的项进行了展开并保留到二阶项.

将上式进行积分,可得到输出脉冲的脉冲包络为

$$A'(t) = \sqrt{2\pi} A_0 \tau e^{i[\omega_L t + \phi(\omega_L)] + \frac{(b-jt)^2}{4a}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{a} \left[1 + \frac{b^2}{4a} + \frac{b^2(b-jt)^2}{4a^2} \right]}. \quad (19)$$

下面讨论对输出脉冲的脉宽的影响.为此,需要求出指数中含 t^2 项的贡献.为书写简单,将 a 的表达式(17)式写为

$$a = a_x + ja_y, \quad (20)$$

式中 $a_x = 2\tau^2$, $a_y = \frac{L_c\lambda^3}{4\pi c^2} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2}\right)_L$. 于是(19)式中有关的指数部分可表示为

$$e^{(b-jt)^2/4a} = e^{-a_x(t+ba_y/a_x)^2/(a_x^2+a_y^2)} \cdot e^{b^2/a_x - j[a_y(b^2-t^2)]} \cdot e^{-j2bt/a_x}. \quad (21)$$

由(21)式可以看出,此时相位不再是一常数,而是随时间变化的.

于是我们求得了,当考虑脉冲形状非对称性和腔内诸元件的色散时,系统输出脉冲的位置、脉冲宽度及振幅的解析表达式分别为

峰值位置:

$$-b \frac{a_y}{a_x} = -\frac{L_c \lambda}{16\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right)_L \frac{1}{\tau^2 \omega_s^2 \delta T}, \quad (22)$$

脉冲宽度: (半最大全宽度)

$$\sqrt{\frac{1}{2} \frac{(a_x^2 + a_y^2)}{a_x}} = \tau \sqrt{1 + \left[\frac{L_c \lambda^3}{8\pi \tau^4 c^3} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right)_L \right]^2}, \quad (23)$$

脉冲振幅:

$$e^{b^2/a_x} \left| \sqrt{\frac{\pi}{a} \left[1 + \frac{b^4}{4a} + \frac{b^4(b-1\tau)^2}{4a^3} \right]} \right| \sqrt{2\pi A_0 \tau}. \quad (24)$$

由(22),(23)和(24)式,可以发现:(1)脉冲的峰值位置与色散有关,而色散与啁啾有关,因此,啁啾对脉冲的峰值位置有影响;(2)调节同步失配参数也可改变峰值位置,当色散不变时,当 $\delta T > 0$ 时,峰值位置偏向原来脉冲位置的左侧. 当 $\delta T < 0$ 时,峰值位置偏向原来脉冲位置的右侧;(3)脉冲宽度由于腔内诸元件的影响而展宽,即啁啾的存在使脉冲宽度变宽;(4)脉冲振幅与啁啾和同步失配参数有关,而且它是时间的函数,故脉冲的包络是非对称的;(5)脉冲的相位是随时间变化的.

五、数值估算

为了对(22)和(23)式进行数值估算,首先给出有关色散部分的数值.

1. 透明元件的色散

在通常的同步泵浦染料激光器中,染料喷膜的厚度为 $300 \mu\text{m}$, 成布鲁斯特角配置,其色散为 $-33.39 \times 10^{-29} \text{rad}\cdot\text{s}^2$.

锁模用的稜镜及波长调谐元件都是石英材料制成,它们的色散为 $-89.36 \times 10^{-29} \text{rad}\cdot\text{s}^2$.

所以,透明元件的色散为 $-123 \times 10^{-29} \text{rad}\cdot\text{s}^2$.

2. 激光染料若丹明 6G 引起的反常色散为 $-58.3 \times 10^{-29} \text{rad}\cdot\text{s}^2$.

3. 腔镜的色散为 $170 \times 10^{-29} \text{rad}\cdot\text{s}^2$.

以上三部分对脉宽的影响(相对于 0.1ps 脉宽)分别为 $\Delta\tau'_1 = 0.005 \text{ps}$, $\Delta\tau'_2 = 0.004 \text{ps}$, $\Delta\tau'_3 = 0.007 \text{ps}$. 对脉宽总的的影响为 $\Delta\tau = 0.016 \text{ps}$. 于是得脉冲宽度的改变量为

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = 0.16.$$

脉冲峰值位置的偏离量为 -1.22ps .

六、结 论

本文得到了同步泵浦锁模染料激光系统输出脉冲的非对称性及腔内各元件所引起的色散和啁啾对系统输出脉冲的脉宽、峰值位置及振幅影响的解析表达式. 结果表明,啁啾和腔长失配使脉冲的峰值位置偏离;啁啾使脉冲宽度展宽;脉冲的幅度和相位不再是常数而是随时间变化. 由于色散和啁啾是系统内各元件所带来的影响,因此,可以根据具体材

料,适当选取各元件的参数,使脉宽的展宽尽可能地缩小.

参 考 文 献

- [1] S. De Silvestri *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**(1984), 533.
- [2] O. E. Martinez, R. L. Fork and J. P. Gordon, *Optics Lett.*, **9**(1984), 156.
- [3] J.-C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael and F. Simoni, *Appl. Opt.*, **24**(1985), 1270.
- [4] Bao Xiaoyi and Wu Cunkai, *Optics Lett.*, **12**(1987), 251.

EFFECT OF THE PHASE ON OUTPUT PARAMETERS IN A SYNCHRONOUSLY PUMPED DYE LASER

BAO XIAO-YI WU CUN-KAI

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

ABSTRACT

The phase contribution of asymmetry of pulse shape in a synchronously pumped dye laser is discussed. We also give the phase contribution of cavity components. The analytic expressions of the pulsewidth, peak position and amplitude are obtained in the presence of asymmetry of pulse shape and chirp.